

где r — расстояние до центра монополя. Данное выражение справедливо с точностью до квантовых поправок порядка α_s , α в области $r \lesssim 10^{-13}$ см. Матричные элементы такого типа описывают процессы распада протона в присутствии монополя, т. е. процессы

$$p + \text{Мон} \rightarrow e^+ + \text{Мон} + \text{пионы}.$$

Оценка для сечений таких процессов имеет вид ⁹

$$\sigma \sim \left(\frac{c}{v} \right)^2 \sigma_0,$$

где $\sigma_0 \sim 10^{-28}$ см²; предполагается, что $v/c \ll 1$. Имеются и другие моды «распада» протона с таким же характерным сечением ^{5,7-9}.

Наилучшие экспериментальные ограничения на поток реликтовых сверхтяжелых магнитных монополей получены на Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ АН СССР II: $j < 5 \cdot 10^{-15}$ см⁻² с⁻¹ стер⁻¹. Возможность монопольного катализа распада протона позволяет искать монополи в подземных ⁵ и подводных ¹² черенковских детекторах. При этом можно надеяться достичь величины потока $j \sim 10^{-17}$ см⁻² с⁻¹ стер⁻¹. Монопольный катализ внутри Солнца и внутри нейтронных звезд мог бы проявляться соответственно в появлении потока нейтрино от распада μ^+ ⁵ и потока теплового излучения в рентгеновском диапазоне ^{7,13}.

ЛИТЕРАТУРА

1. 't Hooft G.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 8.
Callan C. G., Dashen R. F., Gross D. J.— Phys. Lett. Ser. B, 1976, v. 63, p. 334.
Jackiw R., Rebbi C.— Phys. Rev. Lett, 1976, v. 37, p. 172.
2. Красников Н. В., Матвеев В. А., Рубаков В. А., Тавхелидзе А. Н., Токарев В. Ф.— ТМФ, 1980, т. 45, с. 313.
3. Belavin A. A., Polyakov A. M., Schwarz A. S., Tyupkin Yu. S.— Phys. Lett. Ser. B, 1975, v. 59, p. 85.
4. Красников Н. В., Матвеев В. А., Тавхелидзе А. Н.— Физ. ЭЧАЯ, 1981, т. 12, с. 100.
5. Рубаков В. А.— Письма ЖЭТФ, 1981, т. 33, с. 658.
6. Rubakov V. A.— Nucl. Phys. Ser. B, 1982, v. 203, p. 311.
Callan C. G.— Phys. Rev. Ser. D, 1982, v. 25, p. 2141; v. 26, p. 2058.
7. Bais F. A., Ellis J., Nanopoulos D. V., Olive K. A. CERN preprint TH-3382.—1982.
8. Callan C. G.— Nucl. Phys. Ser. B, 1983, v. 212, p. 391.
9. Rubakov V. A., Serdyukov M. S.— Ibid., 1983, v. 218, p. 240.
10. 't Hooft G.— Ibid., 1974, v. 79, p. 276.
Поляков А. М.— Письма ЖЭТФ, 1974, т. 20, с. 430.
11. Алексеев Е. Н., Boliev M. M., Chudakov A. E., Makoev B. A., Mikheev S. P., Sten'kin Yu. M.— Lett. Nuovo Cimento, 1982, v. 35, p. 413.
12. Домогацкий Г. В.— В кн. Труды Всесоюзной школы Частицы и космология.— М.: ИЯИ АН СССР, 1983.
Rubakov V. A., Stern B. E., Zheleznykh I. M.— In: Proc. of Intern. Seminar «Quarks-82»— М.: INR, Acad. Sci. Of USSR, 1983.
13. Kolb E. W., Colgate S. A., Harvey J. A.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 49, p. 1373.
Dimopoulos S., Preskill J., Wilczek F. Harvard preprint HUTP-82/A047.—1982.
Kuzmin V. A., Rubakov V. A. Trieste preprint IC/83/17.—1983.

539.16(048)

В. И. Гольданский. О двухпротонной радиоактивности. К настоящему времени известно четыре основных вида радиоактивных превращений атомных ядер: α -распад, β -распад (в трех вариантах: β^- , β^+ и электронный захват), спонтанное деление и протонная радиоактивность. В 1960 г. автором доклада было предсказано существование пятого основного вида радиоактивных превращений — двухпротонной радиоактивности ^{1,2} и в дальнейшем подробно описаны ее основные свойства (см. обзор ³). На ряде конкретных примеров были особо рассмотрены возможности двухпротонного распада ядер из долгоживущего многочастичного изомерного состояния ⁴ и испускания β -запаздывающих протонных пар ⁵.

В докладе описаны основные своеобразные особенности двухпротонной радиоактивности, которые делают ее многообещающим источником полностью отсутствующей пока информации о нуклон-нуклонном взаимодействии на больших (до несколь-

ких десятков ферми) расстояниях и приведены результаты первых экспериментальных наблюдений испускающих пар протонов в конце 1982 г. в США ⁶⁻⁸.

Возможность (и несомненность) существования двупротонной радиоактивности впервые стали очевидны благодаря анализу и систематизации энергия связи протонов в еще неизвестных нейтронодефицитных изотопах легких элементов с помощью выведенной в ^{1,2} на основании принципов изотопической инвариантности простой формулы:

$$B_p({}^A_Z M_N) = B_n({}^A_Z M_Z) - [B_n({}^{27}_Z M_Z) - B_p({}^{27}_Z M_Z)], \quad (1)$$

которая явилась первым прообразом будущей известной формулы Гарви — Келсона ^{9,10 *}.

Двупротонная радиоактивность является прямым следствием спаривания фермионов с противоположными спинами, в данном случае — двух протонов внутри ядра, благодаря которому для ядер с сильным дефицитом числа нейтронов (когда энергия связи избыточного $(2m+1)$ -го протона $(B_p)_{2m+1}$ уже отрицательна) оказывается легче выбросить сразу пару протонов, чем оторвать четный $(2m+2)$ -й протон от нечетного $(2m+1)$ -го. Возникает даже такая ситуация, когда энергия связи $(2m+2)$ -го протона $(B_p)_{2m+2} = (B_p)_{2m+1} + E_{\text{спарив}}$ еще положительна, тогда как энергия связи сразу двух протонов уже отрицательна: $B_{2p} = 2(B_p)_{2m+1} + E_{\text{спарив}} < 0$ (численно $E_{\text{спарив}} \approx 1 - 2$ МэВ). Это и есть наиболее «чистый» случай двупротонной радиоактивности ядер в основном состоянии, который должен наблюдаться для нескольких десятков нейтронодефицитных изотопов четных элементов от $Z = 12-14$ до $Z = 70-80$. Возможны и случаи конкуренции одновременного и последовательного вылета двух протонов, когда обе величины $(B_p)_{2m+2}$ и $(B_p)_{2m+1}$ отрицательны.

Экспоненциальный фактор скорости 2р-распада был получен в ^{1,2} по простейшей формуле гамовского типа для вылета двухзарядной частицы — дипротона ${}^2\text{He}$ (${}^4\text{S}_0$), предэкспонент принят равным $K \sim 10^{22} \text{ с}^{-1}$. Последующие строгие расчеты ¹¹ на основе теории сверхтекучести ядерной материи количественно подтвердили первоначальные оценки.

Для двупротонной радиоактивности характерны энергетическая и угловая корреляция испускаемых протонов ¹⁻³. Вероятность такого распада, при котором один из протонов уносит энергию

$$E_{p1} = \frac{Q}{2} (1 + \kappa),$$

а другой

$$E_{p2} = \frac{Q}{2} (1 - \kappa),$$

где Q — полная энергия распада (в пренебрежении отдачей ядра $Q = B_{2p}$), задается гауссовым распределением:

$$W(\kappa) = W(0) e^{-\alpha \kappa^2} = W(0) \exp \left(-\frac{3\pi Ze^2 \sqrt{m}}{2\hbar \sqrt{Q}} \kappa^2 \right), \quad (2)$$

где m — масса протона, Z — заряд дочернего ядра.

Угловое распределение между направлениями вылета двух протонов (угол θ) с достаточно хорошим приближением записывается в виде, характерном для пар нейтронов ¹²:

$$\Phi_l(\theta) \approx \left[\frac{\varepsilon_0}{Q} + \left(\frac{\theta}{2} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (3)$$

где $\varepsilon_0 \approx 7$ кэВ — энергия виртуального ${}^1\text{S}_0$ -уровня системы нуклон — нуклон (с небольшим уширением за счет кулоновского отталкивания протонов).

Показатель степени α в гауссовом распределении записан в (2) для прямоугольной ядерной потенциальной ямы и чисто кулоновского барьера, отклонения α от указанного значения должны служить источником сведений о форме потенциала у края ядра и о подбарьерном ядерном взаимодействии испускаемых протонов.

Такое взаимодействие может приводить к увеличению проницаемости барьера для динуклона по сравнению с вылетом двух независимых нуклонов (ядерный эффект Джозефсона, предсказанный в ^{3,13,14} и наблюдаемый — см., например, ¹⁵ — позднее на опыте) и к сдерживанию пары нуклонов в подбарьерной области на довольно больших расстояниях. Для чисто центробежного барьера эффективная координата «распаривания» синглетного ${}^1\text{S}_0$ -динуклона $r_0 = \hbar [l(l+1)/m\varepsilon_0]^{1/2}$, где l — орбитальный

*) Здесь B — энергия связи протона (B_p) или нейтрона (B_n), M — символ химического элемента, индексы при M обозначают массовое число — верхний, число протонов — нижний левый и нейтронов — нижний правый.

момент оболочки, с которой испускаются нуклоны. Оценки для ожидаемого 2р-радиоактивного изотопа ^{58}Ge ($l = 3$, $Q \approx 1,1$ МэВ) дают $r_0 \approx 8 \cdot 10^{-12}$ см, т. е. дипротон должен пролетать, как единое целое, расстояние, примерно в 12 раз превышающее радиус ядра-излучателя!

В работах ^{1,2} было предсказано также явление испускания β -запаздывающих пар нейтронов, которое, действительно, наблюдалось в 1979—1980 гг. (см. ^{16,17}) на примерах ^{11}Li , $^{30,31,32}\text{Na}$ и осколка деления ^{98}Rb .

Испускание β^+ -запаздывающих протонных пар было предсказано в ⁵ как наиболее вероятное (поскольку оно должно наблюдаться и после сверхразрешенного β^+ -распада без изменения изотопического спина: $\Delta T = 0$) для изотопов с $T_Z = -2$ от ^{22}Al до ^{58}Ga .

В конце 1982 г. такое испускание было обнаружено на опыте ⁶⁻⁸ для ^{22}Al и ^{26}P . Эти новые нейтродефицитные изотопы удалось получить в реакции (^3He , p^4n) при бомбардировке ионами ^3He с энергией 110 МэВ соответственно ^{24}Mg и ^{28}Si (сечения $\sigma \sim 10^{-33}$ см²). Два телескопа счетчиков в сочетании со схемой совпадений (при углах между двумя телескопами от нуля до 70°) были использованы для регистрации как спектров одиночных протонов, так и их суммарной энергии в рр-совпадениях. Таким образом удалось четко выделить линии этой суммарной энергии, отвечающие 2р-распаду с $T = 2$ уровней ^{22}Mg и ^{26}Si в основное и возбужденное (1,634 МэВ для ^{20}Ne , 1,369 МэВ для ^{24}Mg) состояния дочерних ядер.

Правила отбора по спину и четности запрещают вылет дипротона, как целого, в распаде $^{26}\text{Si} \rightarrow ^2\text{He} + ^{24}\text{Mg}$ с 13,080 МэВ-уровня ^{26}Si (3^+ , $T = 2$), но разрешают подобный распад для 14,044 МэВ-уровня ^{22}Mg (4^+ , $T = 2$). Соответственно наблюдение энергетических корреляций в рр-совпадениях при распаде ^{26}P привело к выводу о последовательном испускании двух запаздывающих протонов, тогда как при распаде ^{22}Al с образованием 1,634 МэВ-уровня ^{20}Ne были получены данные, говорящие в пользу испускания дипротона ^2He , как единого целого.

К числу изотопов, для которых обнаружение и исследование двухпротонной радиоактивности следует считать наиболее близкой перспективой, следует отнести ^{30}Cl и ^{34}K ($\Delta A = 1$) для β^+ -распада, ^{47}Fe ($\Delta A = 2$), ^{96}Cd ($\Delta A = 1$) и $^{106,108}\text{Te}$ ($\Delta A = 0$) для 2р-распада изомеров, ^{19}Mg ($\Delta A = 1$, $Q \approx 1$ МэВ), ^{39}Ti ($\Delta A = 2$, $Q \approx 0,7 - 1$ МэВ), ^{55}Zn , ^{58}Ge , ^{108}Xe ($\Delta A = 2$) — для 2р-распада из основного состояния ядер (здесь ΔA означает уменьшение массового числа по сравнению с наиболее легким из уже полученных изотопов данного элемента).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гольданский В. И. — ЖЭТФ, 1960, т. 39, с. 497.
2. Goldanskii V. I. — Nucl. Phys., 1960, v. 19, p. 482.
3. Гольданский В. И. — УФН, 1965, т. 87, с. 255.
4. Гольданский В. И., Пекер Л. К. — Письма ЖЭТФ, 1971, т. 13, с. 577.
5. Гольданский В. И. — Ibid., 1980, т. 32, с. 572.
6. Cable M. D., Honkanen H., Parry R. F., Zhou S. H., Zhou Z. Y., Cerny J. — Phys. Rev. Lett., 1983, v. 50, p. 404.
7. Cable M. D., Honkanen J., Parry R. F., Zhou S. H., Zhou Z. Y., Cerny J. — Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 123, p. 25.
8. Cable M. D., Honkanen J., Parry R. F., Zhou S. H., Zhou Z. Y., Cerny J. — Discovery of Beta-delayed Two-proton Radioactivity in ^{22}Al and ^{26}P . — In: Proceedings of the International Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitation. XI. Hirschegg, Austria, January 17—22, 1983/Ed. by H. Feldmeier. — P. 31.
9. Garvey G. T., Kelson I. — Phys. Lett., 1966, v. 23, p. 689.
10. Goldanskii V. I. — Nucl. Phys. Ser. A, 1969, v. 133, p. 438.
11. Galitskii V. M., Cheltsov V. F. — Ibid., 1964, v. 58, p. 86.
12. Мигдал А. Б. — ЖЭТФ, 1955, т. 28, с. 3.
13. Гольданский В. И. — ЯФ, 1965, т. 1, с. 604; Phys. Lett., 1965, v. 14, p. 233.
14. Гольданский В. И., Ларкин А. И. — ЖЭТФ, 1967, т. 53, с. 1032.
15. Dünnweber W., Morinaga H., Alburger D. E. — Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 106, p. 47.
16. Jonson B. — Nucl. Phys. Ser. A, 1981, v. 354, p. 77с.
17. Лютостанский Ю. С., Панов И. В., Сироткин В. К. — ЯФ, 1983, т. 37, с. 274.