

определяется стабильность П. — самого лёгкого из барионов. По геохим. данным, время жизни П.  $\tau_p > 1,6 \cdot 10^{25}$  лет, а по данным эксперим. исследования конкретных мод распада П.,  $\tau_p > 10^{31}$  лет. Модели т. н. *великого объединения* сильного, слабого и эл.-магн. взаимодействий предсказывают нарушение закона сохранения барионного числа и соответственно стабильности протона с  $\tau_p$ , зависящим от детальной структуры модели и лежащим в диапазоне времён  $10^{30} - 10^{50}$  лет.

В сильном взаимодействии П. и нейтрон имеют одинаковые свойства и рассматриваются как два зарядовых состояния одной частицы — нуклона, к-рому приписывается квантовое число *изотопический спин*  $I = 1/2$  (см. *Изотопическая инвариантность*). Важнейшее проявление сильного взаимодействия с участием П. — ядерные силы, связывающие нуклоны в ядре. При теоретич. описании сильного взаимодействия П. плодотворным оказался подход, основанный на предположении о том, что П. окружён облаком *виртуальных частиц*, к-рые он непрерывно испускает и поглощает. Взаимодействие П. с др. частицами рассматривается как процесс обмена виртуальными частицами. Напр., ядерные силы и низкоэнергетич. процессы объясняются в основном обменом виртуальными пионами между нуклонами. Эксперим. данные по рассеянию П. и нейтронов более высоких энергий объясняются участием в виртуальных процессах наряду с отд. пионами групп пионов, а также разл. мезонных резонансов.

Эл.-магн. свойства П. неразрывно связаны с наличием вокруг него облака виртуальных адронов. Именно взаимодействием  $\gamma$ -кванта с виртуальными пионами качественно объясняется большое отличие магн. момента П. от ядерного магнетона. Исследования рассеяния электронов и  $\gamma$ -квантов на П. позволили найти пространственное распределение электрич. заряда и магн. момента П. — его *формфактор* [Р. Хофштадтер (R. Hofstadter) и др., 1957], а также обнаружить электрич. и магн. поляризуемости П. (В. И. Гольданский и др., 1960), т. е. получить эксперим. доказательство существования внутр. структуры П. Т. о., П. не является точечной частицей; его среднеквадратичный радиус равен 0,8 Ф.

Примерами слабого взаимодействия с участием П. являются внутриядерные превращения П. в нейтрон и, наоборот, проявляющиеся в виде *бета-распада* ядер и электронного захвата.

Совр. трактовка структуры П. основана на кварковой модели адронов. согласно к-рой П. состоит из двух *u*-кварков и одного *d*-кварка, удерживаемых силами, связанными с обменом др. гипотетич. частицами — *глюонами* (см. *Кварки, Квантовая хромодинамика*). Кварки, в свою очередь, окружены облаком виртуальных глюонов и кварк-антикварковых пар. Эксперим. данные по процессам с большой передачей импульса, напр. по *глубоко неупругому процессу* рассеяния электронов на П., свидетельствуют о существовании внутри П. точечноподобных рассеивающих центров — *партонов*. С точки зрения кварковой модели, партонами являются кварки.

Ввиду стабильности П., наличия у него электрич. заряда и относит. простоты получения (ионизацией водорода) пучки ускоренных П. являются одним из осн. инструментов эксперим. физики элементарных частиц. Очень часто мишенью в опытах по соударению частиц также являются П. — свободные (водород) или связанные в ядрах. П. высокой энергии получают на ускорителях. Ускоренные П. используются не только для изучения рассеяния самих П., но также и для получения пучков частиц:  $\lambda$ - и  $K$ -мезонов, антипротонов, мюонов. Пучки ускоренных П. применяются в лучевой терапии.

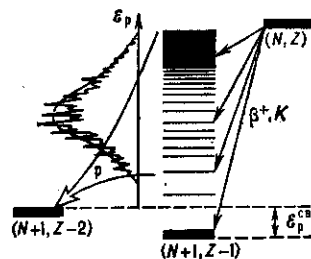
Лит.: Резерфорд Э., Избр. научные труды, кн. 2 — Строение атома и искусственное превращение элементов, пер. с англ., М., 1972; Жакоб М., Ландшофф П., Внутренняя структура протона, «УФН», 1981, т. 133, в. 3, с. 505; «Phys. Lett. B», 1990, v. 239, Review of particle properties.

Э. А. Тагирова.

**ПРОТОННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ** — испускание протона при спонтанном распаде ядра. Возможные механизмы: 1) эмиссия запаздывающих протонов (ЗП) возбуждёнными дочерними ядрами, образовавшимися в результате *бета-распада* ядер ( $\beta^+$ ) или электронного захвата (при этом энергия  $Q_\beta$   $\beta^+$ -распада больше энергии связи протона  $\epsilon_p^c$  в дочернем ядре, рис. 1); 2) про-

тонный распад изомеров, происходящий, если энергия возбуждения изомера превышает  $\epsilon_p^c$  (см. *Изомерия ядерная*); 3) протонный распад ядра из основного состояния, аналогичный *альфа-распаду*; 4) пересыщенные протонами ядра, чётные по  $Z$ , за счёт спаривания протонов могут оказаться нестабильными относительно испускания двух протонов одновременно.

1. Излучатели ЗП открыты в ОИЯИ (Дубна) при облучении Ni ускоренным пучком  $^{20}\text{Ne}$  (1962) и практически одновременно наблюдались для лёгких ядер (Монреаль). К 1991 открыто более 100 излучателей, самый лёгкий из к-рых  $^9\text{C}$  (период полураспада  $T_{1/2} = 0,13$  с), самый тяжёлый  $^{183}\text{Hg}$  ( $T_{1/2} = 8,8$  с). Величина  $T_{1/2}$  лежит в пределах от  $8,9 \cdot 10^{-9}$  с ( $^{13}\text{O}$ ) до 70 с ( $^{94}\text{Rh}$ ). Она определяется периодом  $\beta$ -распада исходного ядра, т. к. распад протонно-нестабильных состояний промежуточ-



тонный распад изомеров, происходящий, если энергия возбуждения изомера превышает  $\epsilon_p^c$  (см. *Изомерия ядерная*); 3) протонный распад ядра из основного состояния, аналогичный *альфа-распаду*; 4) пересыщенные протонами ядра, чётные по  $Z$ , за счёт спаривания протонов могут оказаться нестабильными относительно испускания двух протонов одновременно.

1. Излучатели ЗП открыты в ОИЯИ (Дубна) при облучении Ni ускоренным пучком  $^{20}\text{Ne}$  (1962) и практически одновременно наблюдались для лёгких ядер (Монреаль). К 1991 открыто более 100 излучателей, самый лёгкий из к-рых  $^9\text{C}$  (период полураспада  $T_{1/2} = 0,13$  с), самый тяжёлый  $^{183}\text{Hg}$  ( $T_{1/2} = 8,8$  с). Величина  $T_{1/2}$  лежит в пределах от  $8,9 \cdot 10^{-9}$  с ( $^{13}\text{O}$ ) до 70 с ( $^{94}\text{Rh}$ ). Она определяется периодом  $\beta$ -распада исходного ядра, т. к. распад протонно-нестабильных состояний промежуточ-

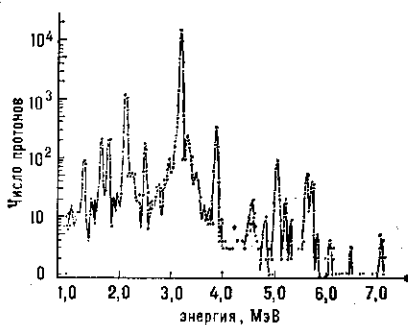


Рис. 2. Спектр запаздывающих протонов  $^{109}\text{Ag}$  ( $T_{1/2} = 0,17$  с;  $W_p = 34\%$ ).

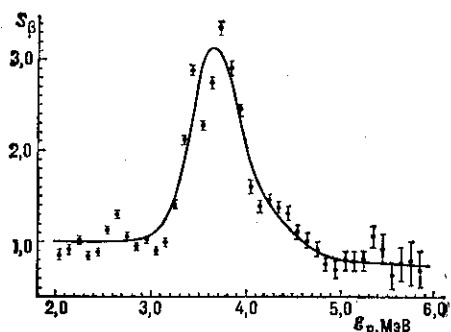


Рис. 3. Зависимость силовой функции  $\beta^+$ -перехода для  $^{109}\text{Te}$  от энергии протона (для перехода к энергии возбуждения к  $\epsilon_p^c$  следует добавить  $\epsilon_p^c \approx 1$  МэВ).