

зволит регистрировать и основную часть нейтриноизлучения Солнца — нейтрино более низких энергий от реакции $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$, задающей скорость энерговыделения в Солнце.

Можно надеяться, что эти исследования прояснят «загадку солнечных нейтрино», а также приведут к выяснению вопросов о внутреннем строении Солнца, что можно сделать только методами «нейтрионной астрономии».

§ 75. Гамма-излучение ядер и внутренняя конверсия электронов

1. Гамма-излучением называется электромагнитное излучение, возникающее при переходе атомных ядер из возбужденных в более низкие энергетические состояния. В таких процессах числа протонов и нейтронов в ядре не изменяются, но испускаются γ -кванты. Спектр γ -излучения всегда дискретный, так как дискретны энергетические уровни самого ядра. Обычно энергия γ -квантов, испускаемых атомными ядрами, лежит в пределах примерно от 10 кэВ до 5 МэВ ($10^{-8} \geq \lambda \geq 2 \cdot 10^{-11}$ см).

Переход ядра из возбужденного состояния в нормальное при γ -излучении может быть однократным, когда ядро после испускания одного кванта сразу переходит в нормальное состояние

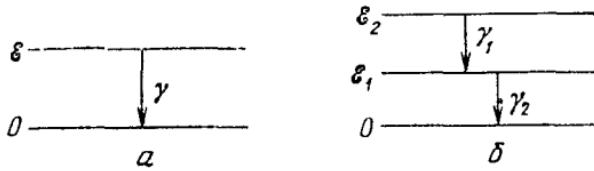


Рис. 136

(рис. 136a). Но снятие возбуждения может быть и каскадным, когда переход осуществляется в результате последовательного испускания нескольких γ -квантов (рис. 136б).

Изолированный свободный нуклон испускать γ -квант не может, так как в противном случае было бы нарушено одновременное выполнение законов сохранения энергии и импульса (см. § 1). Однако этот процесс может происходить и действительно происходит внутри ядра, поскольку испущенный (или поглощенный) γ -квант может обмениваться импульсом не только с рассматриваемым нуклоном, но и с остальными нуклонами ядра. Таким образом, в противоположность β -распаду, испускание γ -лучей есть *внутриядерный*, а не *внутринуклонный* процесс.

2. Возбужденные ядра образуются при β -распаде в тех случаях, когда распад материнского ядра в основное состояние дочернего ядра оказывается запрещенным. Дочернее ядро в этом случае может получиться как в нижнем, так и в одном из верх-

иных возбужденных состояний. В последнем случае совершаются каскадный процесс переходов через несколько возбужденных состояний дочернего ядра, если только такие переходы разрешены. При этих переходах и происходит испускание γ -квантов. Типичным примером может служить изотоп $^{24}_{11}\text{Na}$. Основное состояние его имеет характеристику 4^+ . В результате β -распада возникает изотоп $^{24}_{12}\text{Mg}$. Однако этот изотоп получается не сразу в основном состоянии, так как основной уровень $^{24}_{12}\text{Mg}$ имеет характеристику 0^+ . Поэтому переход на этот уровень практически не происходит, так как при таком переходе спин должен был бы сразу измениться на 4, что крайне маловероятно. Но изотоп $^{24}_{12}\text{Mg}$ имеет два возбужденных уровня 4,12 и 1,37 МэВ с характеристиками 4^+ и 2^+ . Бета-переход ядра $^{24}_{11}\text{Na}$ на второй из них также запрещен по спину, хотя и не столь сильно, как переход на основной уровень 0^+ . Бета-распад (с полупериодом 15 ч) идет почти исключительно на разрешенный уровень 4,12 МэВ (с характеристикой 4^+). С этого уровня происходит испускание γ -кванта при переходе на уровень 1,37 МэВ, а с него — на основной уровень 0. В результате испускаются γ -кванты с энергиейми 2,75 и 1,37 МэВ (рис. 137).

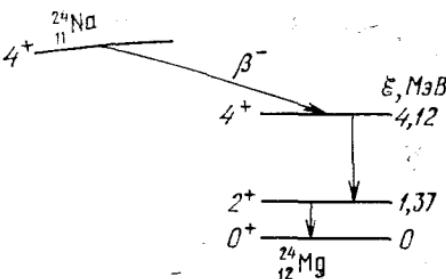


Рис. 137

Если изотоп $^{24}_{11}\text{Na}$ поместить в стеклянную ампулу, то β^- -частицы задержатся стеклом, а γ -излучение выйдет наружу.

Поэтому ампула с изотопом $^{24}_{11}\text{Na}$ может служить удобным портативным источником γ -излучения. Напомним, что 0—0-переходы при излучении γ -квантов абсолютно запрещены (см. § 39, пункт 1).

Возбужденные ядра, способные к γ -излучению, могут возникать также в результате предшествующего α -распада. Однако γ -кванты, испускаемые таким путем, обычно обладают невысокими энергиями ($E_{\gamma} \lesssim 0,5$ МэВ). Это связано с тем, что для испускания γ -квантов высоких энергий материнские ядра должны испускать α -частицы также очень высоких энергий. Энергия α -частицы должна быть достаточной не только для преодоления потенциального барьера, но и для сильного возбуждения возникающего дочернего ядра. Обычно α -частицы, испускаемые атомными ядрами, этому условию не удовлетворяют. Энергия γ -квантов, испускаемых дочерними ядрами после β -распада, может быть больше и может достигать 2—2,5 МэВ. Объясняется это тем, что вероятность β -распада определяется более слабо меняющейся функцией энергии β -частицы, чем вероятность α -распада.

Возбужденные ядра, способные к испусканию γ -квантов, могут также возникать в результате захвата нейтронов, в результате кулоновского возбуждения ядер при столкновениях с заряженными частицами в различных ядерных реакциях.

3. Возбужденное ядро может перейти в основное состояние не только путем испускания γ -кванта, но и путем непосредственной передачи энергии возбуждения одному из электронов атомных оболочек (K -, L -, M -электрону и т. д.). Этот процесс, конкурирующий с γ -излучением, называется *внутренней конверсией* электронов, а сами электроны — *электронами внутренней конверсии*. Внутренняя конверсия может конкурировать с γ -излучением. Но она может происходить и без него (например, в случае 0—0-переходов, когда испускание γ -квантов вообще невозможно). Отношение среднего числа электронов внутренней конверсии к среднему числу испускаемых γ -квантов для конкретного перехода называется *коэффициентом внутренней конверсии* перехода.

Коэффициент конверсии зависит от энергии и мультипольности перехода. Поэтому, измеряя на опыте коэффициент конверсии, можно установить мультипольность и, таким образом, спин возбужденного ядра.

Энергия электрона внутренней конверсии \mathcal{E}_e определяется выражением

$$\mathcal{E}_e = \mathcal{E} - \varepsilon, \quad (75.1)$$

где \mathcal{E} — энергия, освобождаемая при ядерном переходе, а ε — энергия связи электрона в электронной оболочке атома. Очевидно, что электроны внутренней конверсии моноэнергетичны. Это и позволяет отличить их от электронов, испускаемых при β -распаде ядер, спектр которых непрерывен. Если энергия возбуждения ядра \mathcal{E} меньше энергии связи электрона ε_k в K -слое, то, очевидно, внутренняя конверсия на электронах K -слоя энергетически невозможна. Такой случай может иметь место для тяжелых ядер. Однако в этом случае может происходить внутренняя конверсия на электронах других слоев.

Внутренняя конверсия сопровождается *рентгеновским излучением*, которое возникает в результате переходов электрона с вышележащих электронных слоев и оболочек на место, освобожденное электроном внутренней конверсии. Этот процесс вполне аналогичен обычному возбуждению рентгеновского характеристического спектра атомов (см. § 48). В результате внутренней конверсии могут появиться и электроны Оже (см. § 48).

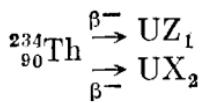
Если энергия \mathcal{E} возбуждения ядра превышает удвоенную собственную энергию электрона, т. е.

$$\mathcal{E} > 2mc^2 = 1,02 \text{ МэВ},$$

то может происходить процесс *парной конверсии*, при котором ядро теряет энергию возбуждения путем одновременного испус-

кания электрона и позитрона. Электронная оболочка атома на такой процесс не оказывает никакого влияния, а потому он может происходить на ядре, лишенном атомных электронов. Однако вероятность парной конверсии не превышает примерно тысячной доли вероятности испускания γ -кванта.

4. Среднее время жизни γ -активных ядер обычно невелико (порядка 10^{-7} — 10^{-11} с). Однако при сочетании высокой степени запрета с малыми расстояниями между энергетическими уровнями могут возникать долгоживущие или *метастабильные* γ -активные ядра с временами жизни макроскопического масштаба (до нескольких часов и даже больше). Такие возбужденные метастабильные ядра называются *изомерами*. Явление изомерии было открыто в 1921 г. Отто Ганом (1879—1968). Он обнаружил, что при β -превращениях



получаются два радиоактивных вещества, названных им UZ_1 и UX_2 , которые состоят из одинаковых ядер ${}^{91}_{35}\text{Pa}$, но имеют различные периоды полураспада (6,7 ч и 1,22 мин соответственно). В 1935 г. аналогичное явление было открыто И. В. Курчатовым с сотрудниками на искусственных радиоактивных ядрах ${}^{80}_{35}\text{Br}$ и ${}^{82}_{35}\text{Br}$, получаемых путем облучения нейтронами естественной смеси изотопов брома ${}^{79}_{35}\text{Br}$ и ${}^{81}_{35}\text{Br}$. Объяснение природы изомерии существованием у ядер метастабильных состояний было дано в 1936 г. Вейцзеккером.

Обычно изомерный уровень имеет спин, сильно отличающийся от спинов нижележащих уровней и характеризуется низкой энергией возбуждения. Этому условию удовлетворяют значения Z и N , лежащие непосредственно перед магическими числами 50, 82 и 126 со стороны меньших Z и N . Как правило, изомерные состояния совпадают с первым возбужденным уровнем ядра. Такие закономерности следует ожидать и с точки зрения оболочечной модели ядра. Но существуют и изомеры, не подчиняющиеся этим правилам (таков, например, изомер кюрия ${}^{244}_{96}\text{Cm}$ с энергией возбуждения 1,04 МэВ).

В некоторых случаях ядра могут иметь по два метастабильных уровня и, следовательно, обнаруживать три периода полураствора. Примером может служить ядро ${}^{124}_{51}\text{Sb}$, испускающее электроны с периодами полураствора 60 дней, 21 и 1,3 мин.

Ядерная изомерия — не столь редкое явление, как может показаться на первый взгляд. Известно около сотни достаточно долгоживущих ядер. Наибольшее число изомерных состояний встречается у ядер с нечетным массовым числом A . Изомеры достаточно часто встречаются у нечетно-нечетных ядер и очень редко

у четно-четных. Время жизни возбужденного ядра изменяется в широких пределах (от очень малых долей секунды до многих тысяч лет). Так, изомер $^{236}_{93}\text{Np}$ имеет период полураспада 5000 лет, а изомер ^{135}Cs — $2,8 \cdot 10^{-10}$ с. Можно ожидать, что с развитием методики эксперимента будут обнаружены изомеры с еще более длинными и короткими периодами полураспада.

Метастабильные состояния наблюдаются и у β -стабильных ядер. В этих случаях метастабильное ядро переходит в основное состояние путем испускания γ -квантов и копверсионных электронов. Примером может служить β -стабильное ядро $^{113}_{49}\text{In}$ ($9/2^+$), которое имеет метастабильный изомер с энергией возбуждения 0,393 МэВ и временем жизни 104 мин ($1/2^+$). Изомерия может также проявляться в форме существования у ядра нескольких периодов полураспада относительно спонтанного деления.

§ 76. Эффект Мессбауэра

1. В 1958 г. было обнаружено *резонансное поглощение γ -лучей*, получившее название *эффекта Мессбауэра* (р. 1929) — по имени ученого, который сделал это открытие. Явление это аналогично *оптической резонансной флуоресценции*. Оно состоит в том, что если возбужденный атом (или ядро) испустил фотон, то другой такой же, но невозбужденный атом (или ядро) способен с большой вероятностью его поглощать.

Для выяснения условий, при которых возможно резонансное поглощение γ -квантов (фотонов), надо принять во внимание, что в процессе испускания энергия возбужденного ядра передается не только γ -кванту, но и самому ядру — в виде кинетической энергии поступательного движения последнего, или энергии отдачи. Аналогично, при поглощении энергия γ -кванта идет не только на внутреннее возбуждение ядра, но и на сообщение ему поступательного движения. Допустим, что первое ядро до испускания, а второе до поглощения γ -кванта неподвижны. Тогда энергия испущенного γ -кванта окажется недостаточной, чтобы возбудить второе ядро. Для внутреннего возбуждения поглощающего ядра до того же энергетического уровня, на котором находилось испускающее ядро, требуется γ -квант большей энергии. Рассмотрим этот вопрос более подробно.

Пусть неподвижное ядро испустило γ -квант. Если \mathcal{E} — разность энергий ядра до и после испускания, то на основании законов сохранения энергии и импульса можно написать

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_\gamma + K_{\text{яд}}, \quad P_\gamma + P_{\text{яд}} = 0,$$

где $K_{\text{яд}}$ и $P_{\text{яд}}$ — кинетическая энергия и импульс ядра после испускания γ -кванта, а P_γ — импульс испущенного γ -кванта. (Предполагается, что до испускания γ -кванта ядро покоялось.)