

падают на поверхность алюминия. Экстраполированный пробег электрона такой энергии может быть приближенно рассчитан по формуле $R(r/\text{см}^2) \approx 0,5\mathcal{E}_e(\text{МэВ}) - 0,1$.

При $\mathcal{E}_e = 1$ МэВ значение $R \approx 0,4 \text{ } r/\text{см}^2 \approx 0,15 \text{ см}$. Средняя длина свободного пробега γ -лучей в веществе $\lambda = \frac{1}{n_0\sigma}$ (из формулы (82.1)) видно, что па пути $x = \lambda$ интенсивность γ -излучения уменьшается в e раз). Для γ -квантов с $\epsilon = 1$ МэВ значения $n_0\sigma = 0,165 \text{ см}^{-1}$ и $\lambda = 6 \text{ см}$. Но в отличие от заряженных частиц проникающая способность γ -квантов очень велика.

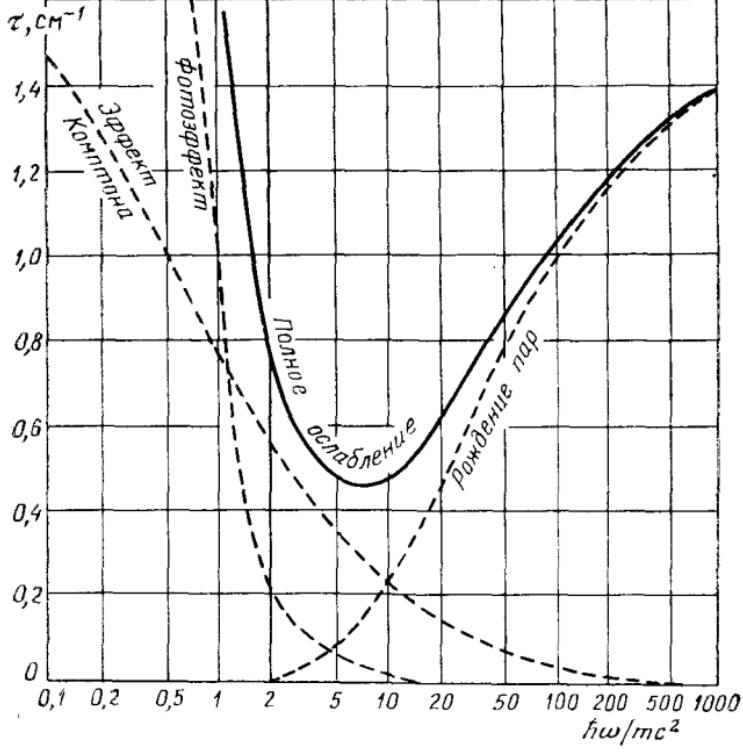


Рис. 146

При облучении заряженными частицами ионизуется лишь только тонкий поверхностный слой, а при облучении γ -квантами — вся толщина вещества.

§ 83. Другие проявления взаимодействия ядерных частиц с веществом

1. Заряженная частица, проходя через вещество, испытывает торможение из-за кулоновского взаимодействия не только с электронами, но и с атомными ядрами. Это — упругие столкновения с передачей энергии. Потери энергии частицы из-за этого

эффекта выражаются формулой типа (80.2):

$$-\left(\frac{d\mathcal{E}}{dx}\right)_{\text{яд.кул}} = \frac{4\pi z^2 Z^2 e^4 N}{M_{\text{яд}} v^2} \ln \frac{b_{\text{макс}}}{b_{\text{мин}}} = \frac{m_e}{m_p} \frac{Z}{A} \left(-\frac{d\mathcal{E}}{dx}\right)_{\text{эл}}, \quad (83.1)$$

где $N = n/Z$ — число ядер в единице объема, а m_p — масса протона. При качественном сравнении этой формулы с (80.2) логарифмический множитель не играет роли. Существен только множитель $(m_e/m_p)Z/A \approx 1/4000$, стоящий перед логарифмом. Он появляется из-за различия масс и зарядов электрона и атомного ядра. Благодаря этому множителю потеря энергии частиц при кулоновском торможении на атомных ядрах в тысячи раз меньше, чем на электронах. Однако из-за относительно большой массы ядра кулоновское рассеяние на ядрах может происходить на большие углы (и даже позад) уже в результате единичных актов рассеяния. Это как раз тот эффект, который привел Резерфорда к заключению о существовании атомного ядра (см. § 9).

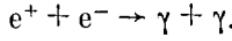
2. Все частицы, за исключением фотонов, нейтрино, электронов, позитронов и мюонов, способны вступать в сильные (ядерные) взаимодействия. Такие частицы называются *адронами*.

Сильные взаимодействия положительно заряженных адронов с атомными ядрами начинаются с энергий 20—30 МэВ (в случае отрицательно заряженных адронов нет кулоновского барьера). Так как они проявляются на расстояниях порядка размеров атомного ядра, то частица сталкивается с ядром при сильных взаимодействиях примерно в $Z(R_{\text{ат}}/R_{\text{яд}})^2 \approx 10^{10}Z$ раз реже, чем с электронами при кулоновских взаимодействиях. Поэтому при движении в веществе частица испытывает ионизационное торможение, но ядерные столкновения претерпевает крайне редко. Это обстоятельство делает возможным рассматривать действие приборов для регистрации заряженных ядерных частиц (например, камеры Вильсона или пузырьковой камеры) без учета ядерных столкновений, а с учетом только ионизационного торможения, при котором, как известно, из-за малости массы электрона путь тяжелой частицы (трек) остается прямолинейным. Зато при каждом ядерном столкновении частица либо резко отклоняется в сторону (рассеивается на большой угол), либо поглощается, либо порождает новые частицы. Эти акты регистрируются по резкому излому трека, изменению его толщины и длины, по появлению новых треков, исходящих из одной точки («звезда»). Но при расчете радиационной защиты для релятивистских ускорителей и космических кораблей учет ядерных столкновений необходим.

3. Если скорость заряженной частицы превышает фазовую скорость света в рассматриваемой среде, то возникает *излучение Вавилова — Черенкова* (см. § 6, а также т. IV, § 38). Появляются потери энергии частицы на это излучение. Разумеется, они содержатся в найденных нами ранее ионизационных потерях и

имеют тот же порядок, что и радиационные потери. По углу Φ , под которым распространяется черенковское излучение, можно определить скорость частицы, что и делается в черенковских счетчиках. Если при этом известен импульс частицы (по кривизне траектории в магнитном поле), то можно определить сорт частицы (по релятивистской ионизации частицы могут быть неразличимы). Поэтому черенковские счетчики — один из обязательных элементов установки, предназначенной для изучения релятивистских частиц.

4. Позитроны при прохождении через вещество в дополнение к ионизационным и радиационным потерям испытывают еще *аннигиляционные потери* за счет *двухфотонной аннигиляции* с электропарами вещества:



Сечение этого процесса при высоких энергиях меньше сечения ионизации. Но для медленных позитронов оно является определяющим.

5. Поглощаясь ядром, γ -кванты могут вызывать *ядерный фотозащита*, т. е. выбивать из ядра нуклоны (обычно пейтроны), а также расщеплять атомное ядро. Но эти процессы практически не играют роли в поглощении γ -излучения. Порог ядерного фотозащита соответствует энергии связи пуклона в ядре, т. е. лежит в области энергий 6—10 МэВ. Эффективные сечения указанных процессов, как правило, возрастают с увеличением атомного номера Z . Если энергия γ -кванта во много раз превышает среднюю энергию связи пуклона, то возможно фоторасщепление ядра с вылетом нескольких пуклонов (нейтронов и протонов). При энергиях γ -квантов, превышающих $2m_n c^2 = 212$ МэВ (m_n — масса мюона), в кулоновском поле ядра начинается процесс рождения мюонных пар ($\mu^+ \mu^-$), аналогичный процессу рождения электрон-позитронных пар. При $E_\gamma > m_\pi c^2 \approx 140$ МэВ (m_π — масса π -мезона) при взаимодействии с ядрами начинается фотогенерация π -мезонов. Поглощение γ -излучения за счет перечисленных процессов при высоких энергиях пренебрежимо мало по сравнению с поглощением их из-за рождения электрон-позитронных пар в кулоновском поле ядра.

6. Тормозное излучение электропроводится возникновением мощных потоков γ -квантов, испускаемых преимущественно вперед. От таких потоков требуется усиленная защита, так как проникающая способность γ -квантов значительно превосходит проникающую способность электронов.

Электрон, позитрон или γ -квант, если их энергия достигает 1 ГэВ или выше, распространяясь в веществе, порождают *электрон-позитронные ливни*. Это явление заключается в следующем. Первичная частица, например электрон, тормозясь в электрическом поле ядра, испускает γ -квант высокой энергии. Этот

γ -квант рождает электрон-позитронную пару в электрическом поле другого ядра. Электрон-позитронные пары в свою очередь порождают тормозные γ -кванты и т. д. Так возникает поток частиц, летящих практически в направлении первичной частицы, так как все эти частицы релятивистские. Этот поток и называется *ливнем*. В веществе поток частиц ливня после своего возникновения спачала резко усиливается, но после прохождения некоторого расстояния начинает уменьшаться. Когда энергия отдельных частиц ливня уменьшается настолько, что ионизационные потери начинают преобладать над радиационными, ливень прекращается. Подобные множественные процессы образования частиц, но более разнообразные по составу вызываются и тяжелыми заряженными частицами (протонами, π^\pm -мезонами и пр.). Сначала они наблюдались в земной атмосфере и вызывались частицами космических лучей высоких энергий (см. § 103, пункт 12). Каскады таких частиц, порождаемые первичными частицами с энергией $\mathcal{E} \geq 10^5$ ГэВ, содержат $10^6 - 10^9$ частиц и называются *широкими атмосферными ливнями*. Отдельный ливень покрывает площадь земной поверхности в несколько квадратных километров. С появлением ускорителей на высокие энергии основные исследования множественных процессов стали производиться на ускорителях.

7. Налетающие частицы достаточно высоких энергий при неупругих столкновениях с атомными ядрами могут частично разрушать их, например выбивать протоны, пейтроны или вызывать другие ядерные превращения. В результате образуются новые атомные ядра и новые изотопы химических элементов. Они, как правило, радиоактивны, так что в веществе возникает *наведенная радиоактивность*. Реакции выбивания протонов или пейтронов из ядра и прочие ядерные реакции, производимые электронами и γ -квантами, сильно эндотермичны и имеют порог около 10 МэВ. Но даже выше этого порога из-за слабости электромагнитных взаимодействий сечения этих процессов очень малы — на несколько порядков меньше площади эффективного сечения самого атомного ядра. Проникновению протонов и α -частиц в ядро препятствует *кулоновский потенциальный барьер*, особенно высокий в случае тяжелых ядер. Поэтому протоны и α -частицы могут создать заметную наведенную активность лишь при сравнительно высоких энергиях (во всяком случае, больше примерно 10 МэВ). Заметим еще, что α - и β -частицы, а также γ -кванты, возникающие в результате радиоактивных распадов ядер, обладают энергией всего в несколько мегаэлектронвольт. Такие радиоактивные излучения, как правило, создать дополнительную наведенную радиоактивность не могут.