

Средний угол многократного рассеяния после прохождения частицей слоя вещества толщиной x

$$\alpha = \sqrt{\bar{\alpha}^2} \sim \frac{Z_{\text{я}} \cdot Z \sqrt{x} \sqrt{n}}{\rho \cdot v},$$

где n — концентрация ядер.

Определяя углы многократного рассеяния, например, в фотоэмульсии можно найти энергию частицы или ее массу.

§ 24. ЯДЕРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Потери энергии за счет ядерного взаимодействия: рассеяния на ядерных силах, ядерных реакций — имеют большое значение только для сильновзаимодействующих (ядерноактивных) частиц, например π -мезонов и протонов высокой энергии. α - и β -излучение, возникающее при радиоактивном распаде практически не испытывает ядерных взаимодействий.

Поскольку ядерные силы короткодействующие, частица должна приблизиться к ядру на расстояние порядка радиуса ядра $R \sim 10^{-12}$ см. Характерный же параметр удара для ионизационных потерь $b \geq 10^{-8}$ см. Вероятность тех или иных физических явлений, как уже говорилось, определяется эффективным сечением σ . Поэтому для взаимодействий, обусловленных ядерными силами, $\sigma_R \sim \pi R^2 \approx 3 \cdot 10^{-24}$ см², а для ионизационных потерь $\sigma_b \sim \pi b^2 \approx 3 \cdot 10^{-16}$ см², и их отношение $\sigma_R/\sigma_b \approx 10^{-8}$, т. е. только в одном случае из 10^7 — 10^8 столкновений происходит ядерная реакция. Таким образом, ядерная реакция — событие очень редкое даже для частиц высокой энергии.

Однако при каждой ядерной реакции частица теряет значительную часть своей энергии, в то время как при столкновении с атомной оболочкой она теряет всего $30 \div 50$ эв и таким образом ядерноактивные частицы при прохождении через среду эффективно выбывают из коллимированного пучка за счет процессов поглощения и рассеяния. Подробнее различные ядерные реакции будут рассмотрены в соответствующем разделе.

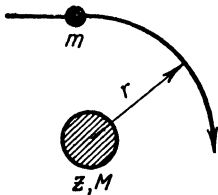


Рис. 55. Движение частицы в поле ядра

Радиационное торможение электронов (тормозное излучение). Согласно классической теории любая заряженная частица, движущаяся с ускорением, должна излучать электромагнитные волны. Допустим, что частица с зарядом e , массой m и скоростью vc движется мимо ядра, обладающего массой M ($m \ll M$) и зарядом $Z_{\text{я}}e$. При рассеянии кулонов-

ским центром частица претерпевает отклонение (рис. 55) и, следовательно, получает ускорение.

В соответствии с классической электродинамикой заряд, испытывающий ускорение \vec{v} , в течение времени dt излучает энергию [11]:

$$dE_{\text{изл}} = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{c^3} |\dot{\vec{v}}|^2 dt.$$

Поскольку $\dot{\vec{v}} = \frac{F}{m}$, то $dE_{\text{изл}} \sim \frac{1}{m^2}$. Таким образом, радиацион-

ные потери энергии наиболее существенны у самых легких частиц — электронов; для протонов, например, при той же энергии эффект уже в $4 \cdot 10^6$ раз меньше.

Релятивистский квантовый расчет, проведенный Бете и Гайтлером [10], позволяет найти потери энергии электроном на тормозное излучение

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{изл}} = 4n\alpha Z_{\text{я}}^2 r_0^2 \ln(183 Z^{-1/3}) E, \quad (78)$$

где $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$ — так называемая постоянная тонкой структуры; $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2}$ — классический радиус электрона; n — число атомов в см^3 вещества; E — полная энергия излучающего электрона.

Для того чтобы удобнее было сравнивать потери энергии на излучение в различных веществах, вводится так называемая «радиационная» единица длины t_0 :

$$\frac{1}{t_0} = 4n\alpha Z_{\text{я}}^2 r_0^2 \ln(183 Z^{-1/3}), \quad (79)$$

другими словами, весь коэффициент при E , имеющий размерность $[\text{см}^{-1}]$ обозначается $\frac{1}{t_0}$. Тогда $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} = \frac{E}{t_0}$ и, если измерять толщину вещества в этих единицах, то

$$dt = \frac{1}{t_0} dx \text{ и } \left(-\frac{dE}{dt}\right)_{\text{рад}} \sim E. \quad (80)$$

Отсюда видно, что потери энергии электроном на одной t -единице длины не зависят от вещества (но сама эта единица для разных веществ, конечно, различна). Интегрируя (80), получаем простой закон изменения энергии частицы

$$E = E_0 e^{-t}, \quad (81)$$

где E_0 — начальная энергия электрона. Следовательно, t -единица — это та длина, на которой энергия частицы уменьшается в e раз. Для воздуха, например, $t_0 = 300$ м, для свинца $t_0 \approx 0,5$ см.

Как видно из выражения (78), потери энергии на тормозное излучение подчиняются иным закономерностям, чем потери энергии вследствие неупругих соударений:

1) до энергий порядка m_0c^2 они постоянны, а затем возрастают пропорционально E и при достаточно больших энергиях становятся преобладающими;

2) потери на излучение пропорциональны квадрату заряда ядра, поэтому для тяжелых элементов они более существенны, чем для легких.

Если сравнить формулы для потерь энергии электронов на ионизацию и тормозное излучение (68) и (78), то можно найти отношение этих потерь:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{изл}} : \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} \approx \frac{ZE (Mэв)}{800}.$$

Отсюда следует, что в воздухе, например, потери на излучение становятся сравнимыми с потерями на ионизацию при $E_0 = 80$ Мэв. Для свинца это наступает уже при $E_0 = 6$ Мэв (энергия, при которой потери на излучение становятся равными потерям на ионизацию, называется критической энергией $E_{кр}$) (рис. 56).

Поэтому относительный вклад различных потерь энергии существенно зависит не только от вещества, массы, но и от энергии частицы.

§ 25. ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА — ЧЕРЕНКОВА

Заряженная частица, двигаясь внутри диэлектрика с постоянной скоростью, создает вдоль своего пути локальную поляризацию его атомов. Сразу же после прохождения заряженной частицы поляризованные атомы возвращаются в исходное состояние и излучают электромагнитные волны. При определенных условиях эти волны складываются и наблюдается излучение. Это явление получило название эффекта Вавилова — Черенкова.

Скорость света в среде меньше, чем в вакууме, в отношении $c' = \frac{c}{n}$, где n — показатель преломления среды, поэтому частицы могут двигаться со скоростью, превышающей скорость распространения излученных ими электромагнитных волн. При малых скоростях частицы возникающая поляризация распределена симметрично относительно местонахождения частицы, так как она «успевает» поляризовать и те атомы, которые находятся впереди

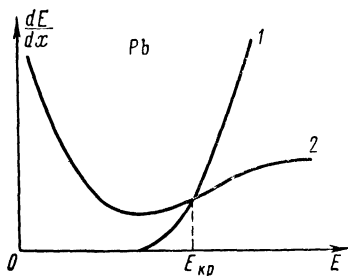


Рис. 56. Зависимость потерь энергии на излучение (1 — кривая) и ионизацию (2 — кривая) от энергии частицы