

выражение

$$R = \frac{M}{z^2} f(v), \quad (8.29)$$

где функция $f(v)$ для заданного вещества одинакова для всех частиц. Если пренебречь слабой логарифмической зависимостью от скорости, то функция $f(v)$ будет пропорциональна v^4 ; следовательно,

$$R \propto v^4. \quad (8.30)$$

Однако реально, как мы говорили в предыдущем пункте, формула (8.24) перестает быть справедливой при малых энергиях налетающей частицы. Поэтому истинный пробег зависит от энергии частицы и от типа вещества более сложным образом, чем это диктуется формулами (8.29), (8.30). Уточненное выражение для пробега можно получить так. Разделим полный пробег на две части: пробег до того момента, когда становится существенным эффект перезарядки, и остаточный пробег. Очевидно, что вторая часть пробега не зависит от начальной энергии, т. е. равна некоторой постоянной C . Значение постоянной C различно для разных частиц и разных веществ. Это значение приходится определять опытным путем. Для первой же части пробега выполняется соотношение (8.29), где функция $f(v)$ зависит, причем слабо, только от рода вещества, но не от сорта налетающих частиц. Выражение для полного пробега теперь примет вид

$$R = \frac{M}{z^2} f(v) + C. \quad (8.31)$$

В качестве примера укажем, что экспериментальное значение постоянной C для пробегов протонов и α -частиц в воздухе при комнатной температуре и нормальном давлении равно 0,2 см. Наконец, для ориентировки в порядках величин отметим, что в алюминии пробег протона с энергией 5 МэВ равен 0,06 мм, а с энергией 10 МэВ — 0,17 мм.

§ 3. Прохождение легких заряженных частиц через вещество

1. Прохождение электронов и позитронов через вещество качественно отличается от прохождения остальных заряженных частиц. Главной причиной этого является малость масс электрона и позитрона. Напомним, что среди остальных заряженных частиц легкой является мюон, масса которого в 200 раз больше электронной. Из-за малости массы для налетающего электрона (позитрона) относительно велико изменение импульса при каждом столкновении в веществе. А это в свою очередь приводит к тому, что электрон, во-первых, может значительно отклоняться от первоначального направления движения и, во-вторых, может породить

при столкновениях кванты электромагнитного излучения. Первый из только что упомянутых эффектов проявляется в том, что электрон движется в веществе не по прямой; за счет же второго эффекта для электронов становятся существенными радиационные потери, т. е. потери энергии на электромагнитное излучение.

Кроме того, при столкновении налетающего электрона с электронами вещества проявляются так называемые обменные эффекты, возникающие из-за неразличимости сталкивающихся электронов. Обменные эффекты имеют существенно квантовое происхождение (см. гл. V, § 5, п. 4). Поэтому их влияние на процесс прохождения не очень велико. При прохождении позитронов обменные эффекты не возникают, но зато становится возможным процесс аннигиляции налетающего позитрона с электроном вещества (см. гл. VII, § 6). Относительная роль аннигиляционных эффектов также невелика. Поэтому процесс торможения примерно одинаков для электронов и позитронов.

В дальнейшем в этом параграфе мы для определенности будем говорить об электронах, поскольку с позитронными пучками на практике работают несравненно реже, чем с электронными.

2. Механизм ионизационных потерь для электронов в общем такой же, как и у других заряженных частиц. Поэтому эти потери и в случае электронов описываются формулой (8.11). Однако b_{\max} и b_{\min} в этой формуле приходится выбирать несколько по-другому из-за малости массы электрона и из-за действия эффектов квантово-механического обмена. С учетом этих и некоторых других поправочных эффектов для ионизационных потерь электронов получается выражение

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 n}{mv^2} \left\{ \ln \frac{mv^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right\}, \quad (8.32)$$

где под E подразумевается релятивистская кинетическая энергия электрона:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - mc^2.$$

При нерелятивистских энергиях $\beta \ll 1$, и формула (8.32) сведется к виду

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 n}{mv^2} \ln \frac{mv^2}{2I} \quad (\text{нерел.}). \quad (8.33)$$

В ультрарелятивистском случае $E \gg mc^2$, и формула (8.32) примет вид

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 n}{mc^2} \left\{ \ln \frac{E^2}{2I^2 \sqrt{1-\beta^2}} + \frac{1}{8} \right\} \quad (\text{ультрарел.}). \quad (8.34)$$

В отличие от тяжелых частиц, для электронов на практике важны оба эти предельных случая, так как граничная энергия mc^2 равна 0,5 МэВ. Поэтому электрон становится ультрарелятивистским уже при энергии в несколько МэВ.

Сравним теперь ионизационные потери для электронов и для тяжелых заряженных частиц.

Прежде всего обратим внимание на то, что множители перед логарифмом в (8.25) и в (8.32) одинаковы. Это означает, что при одной и той же скорости потери примерно одинаковы для однократно заряженных частиц любых масс, в том числе, например, для протонов и для электронов. Так, при $1/\sqrt{1-\beta^2} = 10$ ионизационные потери электрона и протона различаются всего на 5%. Потери при одной и той же энергии в нерелятивистском случае, как мы уже говорили в п. 5 предыдущего параграфа, пропорциональны массе частицы. Таким образом, потери для протона низкой энергии примерно в 2000 раз превышают потери для электрона той же энергии. Это различие очень важно на практике, особенно для методов регистрации заряженных частиц (см. следующую главу). Например, в ядерных фотоэмульсиях протон с энергией в 5 МэВ оставляет отчетливый след, а электрон такой же энергии практически незаметен. Но при высоких энергиях ситуация коренным образом меняется. Скорость v приближается к своему пределу c , и выражение перед фигурными скобками в (8.25) и в (8.32) превращается в константу. Остается существенной лишь зависимость от энергии (или, что то же самое, от $1/\sqrt{1-\beta^2}$) под логарифмом. Поэтому ионизационные потери для ультрарелятивистских частиц слабо зависят и от энергий частиц, и от их масс. Например, при энергии 10 ГэВ

$$\frac{(-dE/dx)_e}{(-dE/dx)_p} \approx 2,$$

т. е. различие масс в 2000 раз изменяет потери всего в два раза. Поэтому релятивистские частицы (например, в пузырьковой камере, см. следующую главу) трудно отличать друг от друга по толщине треков, так как треки всех заряженных релятивистских частиц имеют практически одинаковую толщину.

3. В электродинамике доказывается, что заряженная частица, движущаяся с ускорением, обязательно излучает электромагнитные волны. Поэтому заряженная частица излучает при столкновениях с частицами вещества, через которое она проходит. Это излучение называется *тормозным*. Потери энергии частицы на тормозное излучение называются *радиационными*. Интенсивность W тормозного излучения (т. е. количество энергии, излучаемой за секунду) для частицы с ускорением \dot{v} в нерелятивистском некантовом случае определяется соотношением

$$W = \frac{2}{3} \frac{e^2 z^2}{c^3} |\dot{v}|^2.$$

Заменив в этой формуле ускорение на силу, деленную на массу, $\dot{v} = F/M$, получим, что интенсивность тормозного излучения при кулоновском столкновении частицы с заряженным центром обратно пропорциональна квадрату массы частицы и прямо пропорциональна квадрату заряда рассеивающего центра. Отсюда прежде всего следует, что если радиационные потери и важны, то только для электронов, но не для тяжелых частиц. Например, радиационные потери для протонов в $(M_p/m)^2 \approx 3 \cdot 10^6$ раз меньше, чем для электронов. Далее, если в ионизационные потери основной вклад дают столкновения налетающей частицы с атомными электронами, то радиационные потери, наоборот, обусловлены столкновениями с ядрами. Действительно, излучение при столкновении с ядром в Z^2 больше, чем при столкновении с электроном, а число электронов лишь в Z раз больше, чем ядер.

Учет квантовых и релятивистских свойств не изменяет этих качественных оценок.

Последовательный релятивистский квантовый расчет приводит к следующей простой формуле для величины $(-dE/dx)_{\text{рад}}$ радиационных потерь:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} = \frac{E}{t_r}, \quad (8.35)$$

где t_r — постоянная, называемая *радиационной длиной*. Радиационная длина зависит от рода вещества. Так, для воздуха $t_r = 300,5$ м, для свинца $t_r = 0,5$ см.

Так как согласно (8.35) радиационные потери линейно растут с энергией, то, начиная с какой-то критической энергии $E_{\text{кр}}$, они станут преобладающими (конечно, практически только для электронов). Для оценок этой критической энергии полезно приближенное соотношение

$$\frac{(-dE/dx)_{\text{рад}}}{(-dE/dx)_{\text{иониз}}} \approx \frac{ZE \text{ (МэВ)}}{800}. \quad (8.36)$$

Из этой формулы следует, что радиационные потери превышают ионизационные при $E > 800/Z$ МэВ. В области энергий, в которой радиационные потери являются основными, соотношение (8.35) можно проинтегрировать и получить, что энергия электронов высокой энергии экспоненциально убывает при прохождении через вещество:

$$E = E_0 e^{-x/t_r}.$$

Радиационные длины для ряда веществ приведены в табл. 8.1. Большая величина радиационных потерь у электронов высоких энергий используется в электронных ускорителях для получения пучков γ -лучей (см. гл. IX, § 2).

Таблица 8.1. Радиационные длины и критические энергии для различных веществ

Вещество	Радиационная длина $l_r, \text{г/см}^2$	$E_{кр}, \text{МэВ}$	Вещество	Радиационная длина $l_r, \text{г/см}^2$	$E_{кр}, \text{МэВ}$
H	63,1	340	Al	24,0	47
He	94,3	220	Fe	13,8	24
C	42,7	103	Cu	12,9	21,5
Воздух	36,2	83	Pb	6,4	6,9

4. Рассмотрим теперь вопрос о пути, проходимом электроном в веществе. При небольших энергиях, т. е. в той области, где преобладают ионизационные потери, путь электрона не будет прямолинейным, поскольку полная релятивистская масса падающего электрона по порядку величины еще близка к массе атомного электрона. Поэтому понятие пробега для электрона данной энергии в данном веществе не является однозначным. Эта неоднозначность

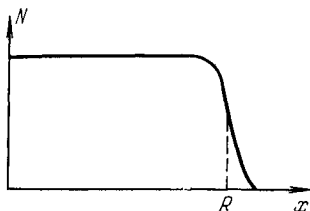


Рис. 8.4. Зависимость числа тяжелых заряженных частиц N , прошедших через слой вещества, от толщины x этого слоя. Пунктиром отмечен пробег R частиц.

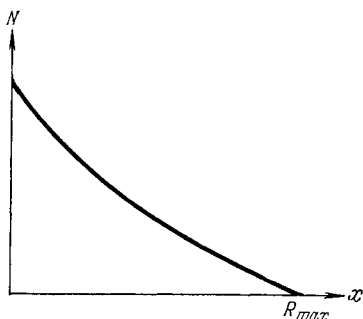


Рис. 8.5. Зависимость числа N электронов, прошедших через слой вещества, от толщины x этого слоя.

иллюстрируется на рис. 8.4 и 8.5. На этих рисунках изображена зависимость числа частиц, прошедших через слой вещества, от толщины этого слоя.

Как видно, для тяжелых частиц кривая этой зависимости сначала идет горизонтально (все частицы проходят слой насквозь), а при толщине, равной пробегу, резко спадает до нуля. Для электронов же эта кривая плавно падает с увеличением толщины. Поэтому для электронов вводят две величины, соответствующие пробегу: максимальный пробег и средний пробег. *Максимальным* (или, как иногда говорят, *экстраполированным*) *пробегом* называется минимальная толщина слоя вещества, в котором задерживаются все электроны. Очевидно, что максимальный пробег совпадает с полным,

обычно криволинейным путем, который электрон проходит в веществе. *Средним пробегом* называется толщина слоя, которую проходит электрон в среднем. На практике более удобной величиной является максимальный пробег. Теоретически рассчитать максимальный пробег R_{\max} трудно. Поэтому для оценок обычно пользуются таблицами и полуэмпирическими формулами. Например, для моноэнергетических электронов с энергиями $E < E_{\text{критич}}$ хорошо действует простая формула

$$R_{\max} = 0,526E - 0,24, \quad (8.37)$$

где энергия E выражена в МэВ, а R_{\max} в г/см².

5. Для практических целей часто бывает важно знать среднеквадратичный угол $\sqrt{\overline{\vartheta^2}}$ отклонения электрона от первоначального пути после прохождения слоя вещества. При прохождении тонких фольг, когда электрон замедляется незначительно, средний угол отклонения пропорционален квадратному корню из толщины x фольги и может быть рассчитан по формуле

$$\sqrt{\overline{\vartheta^2}} = \frac{21}{p \cdot v/c} \sqrt{\frac{x}{t_r}}, \quad (8.38)$$

где p — импульс в МэВ/с.

При прохождении толстых фольг ситуация меняется. Качественная картина здесь такова. Сначала быстрый электрон летит, почти не отклоняясь, но постепенно теряя энергию. С уменьшением энергии отклонение от первоначального направления становится все более и более заметным. Угловое распределение электронов в этой области имеет гауссовскую форму

$$n(\vartheta) d\vartheta \sim \exp\left(-\frac{\vartheta^2}{2\overline{\vartheta^2}}\right) d\vartheta.$$

При дальнейшем уменьшении энергии и соответственно возрастании числа столкновений отклонения становятся столь сильными и частыми, что электроны «забывают» о первоначальном направлении движения и начинают равномерно диффундировать во все стороны. На этой стадии среднеквадратичный угол отклонения уже перестает зависеть от толщины фольги. Например, для алюминия этот предельный угол равен 30°.

§ 4. Прохождение γ -квантов через вещество

1. К γ -излучению относят электромагнитные волны, длина которых значительно меньше межатомных расстояний:

$$\lambda \ll a,$$

где a имеет порядок 10⁻⁸ см. В корпускулярной картине это излучение представляет собой поток частиц, называемых γ -квантами.