

рассеяния, можно построить зависимость числа частиц, прошедших через поглотитель, от толщины слоя. Эта кривая изображена на рис. 54. Для монохроматического пучка  $\alpha$ -частиц она удовлетворительно совпадает с экспериментом (пунктир). Конечный участок

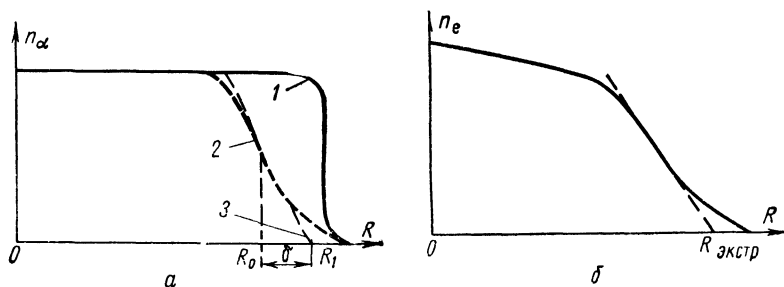


Рис. 54. Зависимость числа моноэнергетических частиц, прошедших поглотитель, от его толщины: а —  $\alpha$ -частиц; б — электронов

экспериментальной кривой не вертикален, а имеет небольшой наклон вследствие статистического характера процесса потери энергии. Частицы теряют свою энергию в очень большом, но конечном числе отдельных актов. Флуктуации подвержено как число таких актов на единицу длины, так и потери энергии в каждом отдельном акте. В соответствии с этим и пробеги  $\alpha$ -частиц испытывают статистические флуктуации. Однако величина разброса пробегов ( $\delta = R_1 - R_0$ ) незначительна и составляет приблизительно 1% от полного пробега для  $\alpha$ -частиц с энергией 5 Мэв (масштаб на рис. 54, а не соблюден).

Поэтому по пробегу  $\alpha$ -частицы можно с хорошей степенью точности определять их энергию. Электроны же испытывают в веществе многократное рассеяние, направление их движения часто меняется и только в наиболее благоприятных случаях электроны проходят максимальное расстояние в поглотителе в направлении, перпендикулярном к его поверхности. Кривая поглощения коллимированного пучка моноэнергетических электронов имеет вид, отличный от аналогичной кривой для  $\alpha$ -частиц (рис. 54, б). Поэтому энергию электронов нельзя определять по пробегу, а надо измерять полную ионизацию, произведенную ими в веществе.

### § 23. КУЛОНОВСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ (УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ)

Механизм кулоновского взаимодействия частиц с ядрами в общих чертах тот же, что и при ионизационном торможении. Можно показать, что при пролете заряженной частицы через атом, в непосредственной близости от ядра, передача энергии ядру за счет кулоновских сил будет невелика. Несмотря на то что теперь

траектория частицы может заметно отличаться от прямолинейной, для приближенной оценки потерь мы вновь можем воспользоваться формулой (68) с тем отличием, что в этом случае масса пролетающей частицы меньше массы ядра ( $m_1 < M_{\text{я}}$ ); сила, а следовательно, и передаваемый ядру импульс в этом случае в  $Z_{\text{я}}$  раз больше ( $Z_{\text{я}}e$  — заряд ядра,  $Ze$  — заряд падающей частицы), но и масса ядра в  $A m_p$  больше массы электрона, и поэтому приращение скорости ядра получается малым.

Отношение энергий, передаваемых при единичном столкновении частицы с ядром и электроном, равно:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{я}} : \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{эл}} = \frac{Z_{\text{я}} p_{\text{я}}^2}{2A m_p} : \frac{p_{\text{я}}^2}{2m_e} = \frac{Z_{\text{я}} m_e}{2m_p}$$

при этом приближенно полагаем, что  $A = 2Z_{\text{я}}$ .

Поскольку ядер в веществе в  $Z_{\text{я}}$  раз меньше, чем электронов, отношение «ядерных» кулоновских потерь к «электронным» потерям на ионизацию

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{кул.я}} : \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{m_e}{2m_p} \approx \frac{1}{4 \cdot 10^3}.$$

То есть вклад потерь энергии из-за столкновений с ядрами в общие потери энергии незначителен. Однако эти столкновения существенны в том отношении, что они вызывают рассеяние частиц.

Для угла, на который отклоняется падающая частица под действием кулоновской силы ядра, классическая механика дает следующую зависимость (при  $v \ll c$ ):

$$\text{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{Z_{\text{я}} Z e^2}{M b v^2}.$$

В релятивистском случае

$$\theta \approx \frac{\Delta p}{p} = \frac{2Z_{\text{я}} Z e^2}{b p v} \quad (\text{для малых углов } \theta). \quad (76)$$

При прохождении через вещество частицы (особенно электроны) претерпевают многократное рассеяние. Угол результирующего отклонения, обозначаемый через  $\alpha$ , является статистической суммой малых углов отклонения при индивидуальных актах рассеяния. Средний квадрат полного угла отклонения  $\bar{\alpha}^2$  для малых углов отклонения при индивидуальном рассеянии  $\theta_i$  определяется как

$$\bar{\alpha}^2 = \sum_i^p \theta_i^2 \quad (\text{взято по большому числу траекторий}) [14].$$

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  $\pi$ -мезонов и протонов высокой энергии.  $\alpha$ - и  $\beta$ -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  $\sigma$ . Поэтому для взаимодействий, обусловленных ядерными силами,  $\sigma_R \sim \pi R^2 \approx 3 \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup>, а для ионизационных потерь  $\sigma_b \sim \pi b^2 \approx 3 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>, 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.

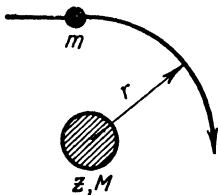


Рис. 55. Движение частицы в поле ядра

**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-