

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:

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

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

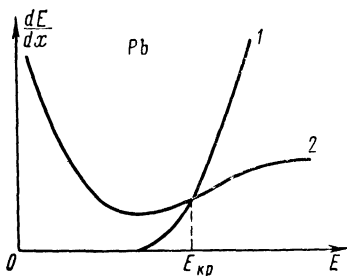


Рис. 56. Зависимость потерь энергии на излучение (1 — кривая) и ионизацию (2 — кривая) от энергии частицы

нее. Результирующее электромагнитное поле в этом случае будет равно нулю, так как волны, испускаемые во всех участках траектории, гасят друг друга.

Когда скорость частицы v превышает фазовую скорость света в среде c' , наблюдается эффект запаздывающей поляризации среды, в результате чего диполи ориентируются преимущественно вдоль движения частицы, и волны, испускаемые на различных участках, могут оказаться в фазе. Таким образом, в отдаленных точках будет существовать результирующее поле, причем излучение будет наблюдаться лишь под определенным углом θ относительно траектории частицы, при котором волны будут когерентны и образуют плоский волновой фронт.

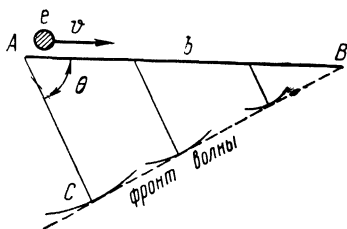


Рис. 57. Возникновение излучения Вавилова — Черенкова при движении заряженной частицы

Возникновение черенковского излучения аналогично появлению волн за пароходом или ударных волн за сверхзвуковым самолетом. Образование фронта плоской волны в результате сложения волн, возбуждаемых отдельными диполями, иллюстрирует рис. 57. Волны, испускаемые диполями при прохождении частицы от A до B , образуют волновой фронт CB . Условие усиления излучения в определенном направлении состоит в том, что время, необходимое волне для прохождения пути AC , должно равняться времени, в течение которого частица дойдет от A до B : $\frac{b \cdot \cos \theta}{c/n} = \frac{b}{v}$. Отсюда

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}, \quad (82)$$

$$\text{где } \beta = \frac{v}{c}.$$

Поскольку $\beta < 1$, а $\cos \theta$ не может быть больше единицы, излучение может возникнуть только при наличии среды с $n > 1$. Легко видеть, что для среды с показателем преломления n существует пороговая скорость $\beta_{\text{мин}} = 1/n$, ниже которой не происходит излучения. Диапазон относительных скоростей, при которых наблюдается черенковское излучение, в данной среде определяется неравенством

$$\frac{1}{n} \ll \beta < 1.$$

По величине угла θ можно определять скорости частиц $v = \beta c$. Например, для воды $n = 1,33$ и $\beta_{\text{мин}} = 1/1,33 = 0,75$. Для электронов условие $\beta > 0,75$ выполняется уже при энергии

$$E_e = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) = 0,26 \text{ Мэв.}$$

Максимальный угол, под которым наблюдается в воде черенковское свечение, находится из условия

$$\cos \theta_{\text{макс}} = \frac{1}{n} = 0,75$$

и равен $41,5^\circ$.

Число N фотонов в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$, испускаемых под углом θ к траектории частицы с единичным зарядом и скоростью βc , в среде с показателем преломления n определяется соотношением, вытекающим из теории этого эффекта, разработанной Франком и Таммом

$$N(\nu) d\nu = 4\pi^2 \frac{e^2}{\hbar c} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right) d\nu = 4\pi^2 \frac{e^2}{\hbar c} \sin^2 \theta d\nu \approx 450 \sin^2 \theta d\nu. \quad (83)$$

Основная энергия излучения концентрируется в коротковолновой части электромагнитного спектра. Вообще же доля энергии, теряемой заряженной частицей на черенковское излучение, незначительна и составляет всего несколько процентов от других видов потерь. Однако этот эффект нашел широкое применение для детектирования быстрых частиц, определения их скорости, направления движения и т. п.

§ 26. ПРОХОЖДЕНИЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

При прохождении через вещество электромагнитное излучение испытывает характерное экспоненциальное поглощение в противоположность картине, наблюдаемой при поглощении заряженных частиц, когда существует определенная связь между энергией и пробегом. Это происходит потому, что при поглощении или рассеянии γ -кванты выбывают из падающего пучка в результате единичного акта взаимодействия. Поскольку число выбывших γ -квантов при прохождении поглотителя толщиной dx пропорционально dx и числу падающих γ -квантов, число квантов,двигающихся в первоначальном направлении и находящихся на расстоянии x от исходной точки, описывается экспоненциальной функцией.

Допустим, что моноэнергетический пучок γ -лучей падает нормально на пластинку толщиной x . Будем считать, что толщина пластинки настолько мала, что рассеяние γ -лучей происходит однократно. Обозначим через $I(0)$ интенсивность γ -пучка до его попадания на пластинку, а через $I(x)$ интенсивность его после прохождения пластинки. Обозначим через σ полное эффективное сечение рассеяния и поглощения γ -квантов на 1 атоме. Тогда закон изменения интенсивности пучка будет характеризоваться выражением