

ВЛИЯНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ КВАНТОВ НА ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

В. М. Галицкий, В. В. Якимец

Развит общий метод учета влияния среды на потери энергии при прохождении быстрых частиц через вещество. На основе этого метода решена задача о влиянии поглощения на тормозное излучение ультрарелятивистских электронов. Показано, что при больших энергиях этот эффект приводит к сильному подавлению тормозного излучения в определенном интервале частот. Для свинца, например, подавление происходит при $E \gg 10^{14}$ eV в области частот 10^8 eV $\ll \omega \ll 10^{-20} E^2$ eV. Произведен учет эффектов плотности для дифференциальных потерь энергии электрона на образование электронно-позитронных пар.

За последние годы в ряде работ [1-5] были рассмотрены различные эффекты влияния среды на тормозное излучение ультрарелятивистских электронов. Эти эффекты основаны на том, что длина участка траектории, с которого происходит излучение кванта (когерентная длина), равная ¹⁾

$$l_0(\omega, \theta) = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{1 - v \cos \theta}, \quad (1)$$

растет с увеличением энергии. Поэтому при больших E эта длина может стать больше расстояний, на которых сказывается поляризация среды (эффект Тер-Микаэляна), или больше длины многократного рассеяния (эффект Ландау — Померанчука).

При дальнейшем увеличении энергии электрона когерентная длина становится больше длины пробега кванта в веществе, связанной с рожждением электронно-позитронных пар. В этом случае расстояния, на которых происходит излучение, определяются радиационной длиной. Тем самым тормозное излучение будет сильно подавлено. В работе Ландау и Померанчука [1] было указано на существование этого явления, а позднее [6] была дана простая оценка интенсивности излучения в этом случае.

Настоящая работа посвящена количественному рассмотрению влияния поглощения квантов в среде на тормозное излучение. Рассматривается область частот, много меньших энергии электрона, что позволяет использовать классическое описание электромагнитного поля.

Благодаря тому, что в задаче существенны большие длины, влияние вещества на электромагнитное поле может учитываться феноменологически введением диэлектрической постоянной среды ϵ . При этом наличие поглощения сказывается в отличии от нуля мнимой части диэлектрической постоянной ϵ'' . Величина ϵ'' (в случае отсутствия пространственной дисперсии) связана с сечением поглощения квантов в веществе соотношением

$$\epsilon'' = n\sigma/\omega = 1/L\omega, \quad (2)$$

¹⁾ В работе использована система единиц $\hbar = m = c = 1$.

где σ — интегральное сечение образования пар в среде, n — ядерная плотность, ω — частота кванта, $L = (n\sigma)^{-1}$ — радиационная длина. Появление у диэлектрической постоянной мнимой части означает, что поле излучения частицы экспоненциально затухает на больших расстояниях. Поэтому обычное рассмотрение излучения, использующее поток электромагнитной энергии на бесконечности, в этой задаче неприменимо. Вместо него будем искать энергию поля с частотой ω , поглощаемую всем веществом в единицу времени. Эта величина, очевидно, совпадает с дифференциальными потерями энергии частицы.

1. Энергия, поглощаемая единицей объема вещества в единицу времени, определяется следующим выражением (см. [7]):

$$\frac{dw}{dt} = \frac{1}{4\pi} \operatorname{Re} \left(\mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{H} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right). \quad (3)$$

Для полей удобно использовать разложение в 4-интеграл Фурье:

$$\mathbf{E} = \int \mathbf{E}_k e^{ikx} d^4k, \quad \mathbf{D} = \int \varepsilon(k) \mathbf{E}_k e^{ikx} d^4k. \quad (4)$$

(Появление пространственной дисперсии ε является следствием необходимости учета зависимости от $k_0^2 = \omega^2 - \mathbf{k}^2$ сечения поглощения виртуальных квантов.) Подставляя (4) в (3) и производя интегрирование по всему 4-объему, получаем

$$W = \frac{1}{4\pi} \operatorname{Re} \int d^4x \left(\mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{H} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) = \int_0^\infty \omega d\omega \int d^3k \varepsilon''(k) |\mathbf{E}_k|^2. \quad (5)$$

(Магнитная проницаемость вещества μ положена равной единице.) Отсюда энергия волн с частотой ω , поглощенная в среде за все время процесса, равна

$$W_\omega = \omega \int d^3k \varepsilon''(k) |\mathbf{E}_k|^2. \quad (6)$$

Для получения дифференциальных потерь энергии частицы в качестве \mathbf{E}_k в (6) следует подставить решение уравнений Максвелла в среде для произвольно движущегося заряда:

$$\mathbf{E}_k = \frac{i}{4\pi^3} \frac{e}{k^2 - \varepsilon\omega^2} \int dt \left[\omega \mathbf{v}(t) - \frac{\mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{v})}{\varepsilon\omega} \right] e^{i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r}(t))}. \quad (7)$$

Таким образом, находим

$$W_\omega = \frac{\omega e^2}{(4\pi^3)^2} \int d^3k \frac{\varepsilon''(k)}{|k^2 - \varepsilon\omega^2|^2} \iint dt dt' \times \\ \times \left[\omega \mathbf{v}(t) - \frac{\mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{v})}{\varepsilon\omega} \right] \left[\omega \mathbf{v}(t') - \frac{\mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{v}')}{\varepsilon^*\omega} \right] \exp \{ i\omega(t - t') - i\mathbf{k}[\mathbf{r}(t) - \mathbf{r}(t')] \}. \quad (8)$$

Делая замену переменных $t \equiv t$, $-\tau = t - t'$ и вводя обозначения

$$\mathbf{v}(t) \equiv \mathbf{v}, \quad \mathbf{r}(t) \equiv \mathbf{r}, \quad \mathbf{v}(t + \tau) \equiv \mathbf{v}', \quad \mathbf{r}(t + \tau) \equiv \mathbf{r}',$$

получаем

$$W_\omega = \frac{e^2}{(4\pi^3)^2 \omega} \int \frac{d^3k}{|\varepsilon|^2} \varepsilon'' \int_{-T}^T dt \int_0^\infty d\tau \left\{ \exp(-i\omega\tau + i\mathbf{k}(\mathbf{r}' - \mathbf{r})) \times \right. \\ \left. \times \left[(\mathbf{n}\mathbf{v})(\mathbf{n}\mathbf{v}') + |\varepsilon|^2 \omega^4 \frac{[\mathbf{n}\mathbf{v}][\mathbf{n}\mathbf{v}']}{|k^2 - \varepsilon\omega^2|^2} \right] + \text{к. с.} \right\}, \quad (9)$$

где \mathbf{n} — единичный вектор в направлении \mathbf{k} .

Выражение (9) необходимо усреднить по всем возможным траекториям частицы. Следуя работе Мигдала [4], приходим к следующему выражению для средних дифференциальных потерь энергии частицы в единицу времени:

$$\dot{Q}_\omega = \frac{\overline{W}_\omega}{2T} = \frac{e^2}{\pi^3 \omega} \operatorname{Re} \int d^3 k \frac{\varepsilon''(k)}{|\varepsilon|^2} \int_0^\infty d\tau e^{-i\omega\tau} \int d\theta f_{-k} \left(\theta, \frac{k\nu}{kv}; \tau \right) \times \\ \times \left[(\mathbf{n}\nu) (\mathbf{n}\nu') + |\varepsilon|^2 \omega^4 \frac{[\mathbf{n}\nu] [\mathbf{n}\nu']}{|k^2 - \varepsilon\omega^2|^2} \right], \quad (10)$$

где θ — угол между направлениями ν и ν' ; f_{-k} — фурье-компонента функции распределения f , удовлетворяющая уравнению

$$\frac{\partial f_{-k}}{\partial \tau} - i(\mathbf{k}\nu') f_{-k} = q \Delta_\theta f_{-k} \quad (11)$$

с начальным условием $f_{-k}(\tau = 0) = \delta(\theta)$; q — средний квадрат угла многократного рассеяния:

$$q = 4\pi n (Ze^2)^2 E^{-2} \ln(191Z^{-1/3}). \quad (12)$$

Заметим, что в отличие от работы Мигдала [4], в формуле (10) ω и k не связаны обычным соотношением, причем по \mathbf{k} производится интегрирование.

В случае отсутствия столкновений ($q = 0$)

$$f_{-k} = \delta(\theta) e^{i\mathbf{k}\nu\tau},$$

и (10) дает (при ε , определяющемся поляризацией атомных оболочек) известное выражение для ионизационных потерь в веществе [7]. С другой стороны, при $\varepsilon'' \rightarrow 0$ (в отсутствие поглощения) первый член в фигурных скобках исчезает, а во втором появляется функция $\delta(k - \omega \sqrt{\varepsilon})$, и (10) переходит в выражение для тормозного излучения, полученное Мигдалом [4]. В интересующем нас случае больших энергий и частот первый член в формуле (10) всегда оказывается несущественным. При этом выражение для \dot{Q}_ω принимает следующий вид:

$$\dot{Q}_\omega = \frac{e^2 \omega^3}{\pi^3} \operatorname{Re} \int d^3 k d\tau d\theta \frac{\varepsilon''(k)}{|k^2 - \varepsilon\omega^2|^2} e^{-i\omega\tau} [\mathbf{n}\nu] [\mathbf{n}\nu'] f_{-k}. \quad (13)$$

2. Решение уравнения (11) может быть найдено методом Лапласа, аналогично тому, как это проделано в [4]. В результате получаем

$$\dot{Q}_\omega = \frac{4e^2 \omega^3}{\pi^2} \operatorname{Re} \int \frac{\varepsilon'' k^2 dk}{|k^2 - \varepsilon\omega^2|^2} \lim_{p \rightarrow 0} u(p); \quad (14)$$

$$u(p) = \frac{i/k}{p^2 - p_1^2} \left(\frac{p_1 + p}{p_1 - p} \right)^\mu \int_{p_0}^p \left(1 + i \frac{\omega - kv}{4qp} \right) \left(\frac{p_1 - p}{p_1 + p} \right)^\mu dp, \quad (15)$$

$$p_1 = \frac{1}{2} (1 + i) \sqrt{k/q}, \quad \mu = (1 + i)s, \quad s = (\omega - kv)/4\sqrt{qk}.$$

Контур интегрирования выбирается из условия аналитичности $u(p)$ в правой полуплоскости $\operatorname{Re} p > 0$:

$$s > -1, \quad p_0 = p_1; \quad s < -1, \quad p_0 = -p_1.$$

Направляя его, как это показано на рис. 1, и подставляя (15) в (14), находим:

$$\dot{Q}_\omega = \frac{4e^2\omega^3}{\pi^2} \int \frac{dk \epsilon'' \sqrt{qk}}{(k^2 - \epsilon'\omega^2)^2 + \epsilon''^2\omega^4} \left\{ \theta(s+1) \frac{\Phi(s)}{6s} + \theta(-s-1) \left[\frac{\Phi(-s)}{6s} - 4\pi s \right] \right\}. \quad (16)$$

Здесь $\Phi(s)$ — функция, введенная Мигдалом [4]:

$$\Phi(s) = 24s^2 \left\{ \frac{1}{8s} \int_0^\infty e^{-sx} \frac{\cos sx + \sin sx}{\text{ch}^2(x/2)} dx + \int_0^\infty e^{-sx} \frac{\sin sx}{\text{sh} x} dx - \frac{\pi}{4} \right\}, \quad (17)$$

$\theta(x)$ — единичная функция; ϵ' и ϵ'' — действительная и мнимая части диэлектрической постоянной.

При больших частотах действительная часть диэлектрической постоянной близка к единице, однако для учета эффекта Тер-Микаэляна и правильного определения границ областей в ϵ' необходимо сохранить член, учитывающий поляризацию среды:

$$\epsilon' = 1 - \omega_0^2/\omega^2, \quad \omega_0^2 = 4\pi ne^2. \quad (18)$$

Мнимая часть диэлектрической постоянной определяется рождением пар. Знаменатель подынтегрального выражения в (16) носит резонансный характер с полушириной пика $\epsilon''\omega \ll 1/\omega$. Поэтому медленно меняющуюся в этой области функцию $\epsilon''(k)$ можно взять в точке $k = \omega$. При этом, как было отмечено,

$$\epsilon'' = n\sigma/\omega = 1/L\omega.$$

Нетрудно видеть, что при $q \rightarrow 0$ в выражении для \dot{Q}_ω остается только член, связанный с $4\pi s$. Этот член описывает дифференциальные потери энергии электрона на образование пар. Такое соответствие сохраняется и при $q \neq 0$. Поэтому \dot{Q}_ω удобно представить в виде суммы двух слагаемых:

$$\dot{Q}_\omega = \dot{Q}_\omega^T + \dot{Q}_\omega^P; \quad (19)$$

$$\dot{Q}_\omega^T = \frac{4e^2\omega^2}{\pi^2 L} \sqrt{q\omega} \int dk \frac{F(s)}{(k^2 - \epsilon'\omega^2)^2 + \omega^2/L^2}; \quad (19')$$

$$\dot{Q}_\omega^P = \frac{4e^2\omega^2}{\pi L} \int dk \frac{kv - \omega}{(k^2 - \epsilon'\omega^2)^2 + \omega^2/L^2} \theta(-s-1); \quad (19'')$$

$$F(s) = \theta(s+1) \Phi(s)/6s + \theta(-s-1) \Phi(-s)/6s. \quad (20)$$

3. Рассмотрим величину \dot{Q}_ω^T , описывающую потери энергии электрона на тормозное излучение. Как было указано выше, в отсутствие поглощения, т. е. $L^{-1} = 0$, в формуле (19') под интегралом появляется δ -функция:

$$\delta(k - \omega \sqrt{\epsilon'}) = \lim_{L^{-1} \rightarrow 0} \frac{2\omega^2}{\pi} \frac{L^{-1}}{(k^2 - \epsilon'\omega^2)^2 + \omega^2 L^{-2}}$$

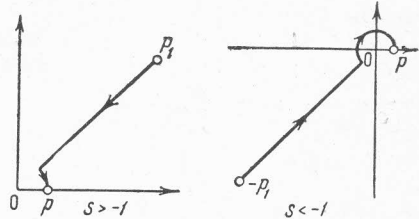


Рис. 1

и, следовательно, в результате интегрирования получаем:

$$\dot{Q}_\omega^\pi = \frac{2e^2}{\pi} \sqrt{q\omega} F(s_0) = \frac{4e^2}{3\pi} \frac{q}{1 - v\sqrt{\varepsilon'}} \Phi(s_0),$$

$$s_0 = \frac{1}{4} (1 - v\sqrt{\varepsilon'}) \sqrt{\omega/q}, \quad (21)$$

что совпадает с выражением, найденным Мигдалом [4, 5]. При отличном от нуля значении L^{-1} коэффициент при $F(s)$ в подынтегральной функции имеет конечную ширину. Несмотря на это, (21) оказывается справедливым, если эта ширина меньше интервала существенного изменения функции $F(s)$. В противном случае результат Мигдала является неправильным.

Приближенный ход зависимости кривой F от s представлен на рис. 2. Вне интервала $|s| < 1$ функция $F(s)$ нечетна и убывает как

$$F(s) \approx 1/6s, \quad |s| \gg 1;$$

при $s = 0$ она равна единице и растет к $s = -1$ до значения $F(-1) \approx 12,4$. Таким образом, существенные значения функции $F(s)$ лежат в интервале $|s| < 1$.

Для сравнения поведения $F(s)$ и резонансного знаменателя в (19') введем переменную $\kappa = k - \omega\sqrt{\varepsilon'}$. Точкам $s = \pm 1$ отвечают значения κ , равные соответственно

$$\kappa_{\pm} = \omega_0^2/2\omega + \omega/2E^2 \mp 4\sqrt{q\omega}. \quad (22)$$

Следовательно, по переменной κ интервал основного изменения $F(s)$ есть

$$\Delta\kappa_s = \kappa_- - \kappa_+ = 8\sqrt{q\omega}, \quad (23)$$

причем он лежит вблизи точки

$$\kappa_0 = \omega_0^2/2\omega + \omega/2E^2. \quad (24)$$

Поглощение квантов влияет на тормозное излучение в том случае, когда ширина резонансного знаменателя $\Delta\kappa_p = 1/L$ становится больше ширины функции $F(s)$. Это осуществляется при выполнении следующих двух неравенств:

$$\Delta\kappa_s \ll \Delta\kappa_p, \quad \kappa_0 \ll \frac{1}{2} \Delta\kappa_p. \quad (25)$$

Из первого соотношения находим ²⁾

$$\omega \ll L\omega_0^2 E^2 / E_c^2, \quad (26)$$

где $E_c = (4\pi/e^2)^{1/2} \cdot 4,5 L\omega_0$. Для сечения рождения пар фотоном в поле ядра использовано известное выражение (см. [8]):

$$\sigma = \frac{28}{9} e^2 (Ze^2)^2 \ln(191 Z^{-1/3}), \quad \omega \gg 1. \quad (27)$$

²⁾ Для свинца $\omega_0 \approx 60$ eV; $L\omega_0^2 \approx 1,2 \cdot 10^8$ eV; $E_c \approx 1,7 \cdot 10^{14}$ eV.

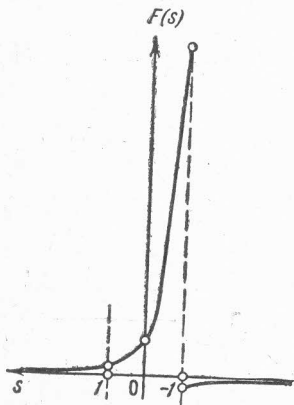


Рис. 2

Второе из неравенств (25) означает

$$1/L \gg \omega_0^2/\omega + \omega/E^2. \quad (28)$$

Для граничных частот, определяющихся из (26), условие (28) удовлетворяется автоматически. С уменьшением частоты первый член в правой части возрастает, и мы получаем

$$\omega \gg L\omega_0^2. \quad (29)$$

Неравенства (26), (29) одновременно оказываются возможными только при $E \gg E_c$. Таким образом, начиная с этих энергий в интервале частот

$$E \gg E_c, \quad L\omega_0^2 \ll \omega \ll L\omega_0^2 E^2/E_c^2 \quad (30)$$

поглощение существенно влияет на тормозное излучение. (Необходимо иметь в виду, что при больших частотах, в частности для свинца при $\omega \gtrsim 5 \cdot 10^{11}$ eV, радиационная длина L начинает зависеть от энергии квантов вследствие эффекта многократного рассеяния [5].)

При вычислении интенсивности излучения в этом случае знаменатель в (19') можно взять в точке $k \approx \omega$. Ввиду нечетности $F(s)$ при $|s| \geq 1$ области $s > 1$ и $s < -1$, взаимно погашаясь, не дают вклада в остающийся интеграл. Элементарное интегрирование приводит к следующей формуле:

$$\dot{Q}_\omega^T = 16\pi^{-2} \xi e^2 q \omega L, \quad \xi = 2 \ln(2 \operatorname{sh} \pi) \approx 2\pi. \quad (31)$$

Как и ожидалось, \dot{Q}_ω^T оказывается пропорциональным радиационной длине. Подставляя в (31) для q и σ значения (12), (27), приходим к выражению (в системе единиц $h = c = 1$)

$$\dot{Q}_\omega^T = 41,1 m^2 \omega / E^2, \quad (32)$$

с точностью до коэффициента (так же, как и (30)) совпадающему с выражением, найденным из простых соображений в работе Галицкого и Гуревича [6].

При выполнении условий

$$E \gg E_c, \quad \Delta \kappa_s \ll \Delta \kappa_p, \quad \kappa_0 \gg \frac{1}{2} \Delta \kappa_p;$$

$$E \gg E_c, \quad \Delta \kappa_s \gg \Delta \kappa_p, \quad \kappa_0 \ll \frac{1}{2} \Delta \kappa_p$$

мы получим неравенства, обратные соответственно (29) и (26):

$$E \gg E_c, \quad \omega \ll L\omega_0^2; \quad (33)$$

$$E \gg E_c, \quad \omega \gg L\omega_0^2 E^2/E_c^2. \quad (34)$$

Теперь $F(s)$ — плавная функция в существенной области интегрирования по k . В первом случае (33) $s \gg 1$, $\omega_0^2 \gg \omega^2/E^2$, и мы приходим к результату Тер-Микаэляна [3]. Во втором случае $s \ll 1$, следовательно, в области (34) справедлива формула Ландау — Померанчука [2].

4. Учет эффектов плотности необходим и при рассмотрении процессов, связанных с образованием пар быстрым электроном в среде. С помощью (18) формулу (19'') для дифференциальных потерь энергии электрона на рождение пар можно представить в виде

$$\dot{Q}_\omega^{\text{II}} = \frac{4e^2 \omega^2}{\pi L} \int_{\omega/v+4V_{q\omega}}^{k_m} \frac{dk (kv - \omega)}{(k^2 - \omega^2 + \omega_0^2)^2 + \omega^2/L^2}. \quad (35)$$

Выбор верхнего предела в качестве $\omega^2 - k_m^2 = -\eta^2$, где η по порядку величины равно единице, обусловлен характером поведения $\sigma(k)$ при больших k . Очевидно, это в точности соответствует обрезанию интегралов в методе эквивалентных фотонов на $k_{\perp m} = \eta$ (в CGSE-системе $k_{\perp m} = \eta mc/h$). Интегрирование выражения (35) легко выполняется и дает

$$\dot{Q}_\omega^\Pi = \frac{e^2}{2\pi L} \ln \frac{\eta^4}{(\omega^2/E^2 + 8\omega\sqrt{q\omega} + \omega_0^2)^2 + \omega^2/L^2}. \quad (36)$$

С точки зрения «когерентной длины» [6] этот результат является вполне естественным.

Влияние поляризации среды будет основным эффектом, если

$$\omega_0^2 \gg \omega^2/E^2 + 8\omega\sqrt{q\omega}, \quad \omega/L; \quad (37)$$

при этом

$$\dot{Q}_\omega^\Pi = \frac{2e^2}{\pi L} \ln \frac{\eta}{\omega_0}. \quad (38)$$

Детальное рассмотрение неравенств (37) показывает, что (38) справедливо в следующих областях по частотам и энергиям:

$$\begin{aligned} E \ll L^3\omega_0^3/E_c^2, \quad \omega \ll \omega_0 E; \\ L^3\omega_0^3/E_c^2 \ll E \ll E_c, \quad \omega \ll L\omega_0^2 (E/E_c)^{2/3}; \\ E \gg E_c, \quad \omega \ll L\omega_0^2. \end{aligned} \quad (39)$$

Аналогично, нетрудно исследовать и другие предельные случаи формулы (36). Например, многократное рассеяние играет главную роль при выполнении условий

$$\begin{aligned} L^3\omega_0^3/E_c^2 \ll E \ll L^3\omega_0^2/E_c^2, \quad L\omega_0^2 (E/E_c)^{2/3} \ll \omega \ll E_c^2 E^2/L^3\omega_0^2; \\ L^3\omega_0^2/E_c^2 \ll E \ll E_c, \quad \omega \gg L\omega_0^2 (E/E_c)^{2/3}; \\ E \gg E_c, \quad \omega \gg L\omega_0^2 E^2/E_c^2. \end{aligned} \quad (40)$$

В этом случае мы получаем

$$\dot{Q}_\omega^\Pi = \frac{2e^2}{\pi L} \ln \eta \left(\frac{L\omega_0}{E_c} \frac{E}{\omega} \sqrt{\frac{L}{\omega}} \right)^{1/2}. \quad (41)$$

Интервалу (30) соответствует следующий результат:

$$\dot{Q}_\omega^\Pi = \frac{2e^2}{\pi L} \ln \eta \sqrt{\frac{L}{\omega}}. \quad (42)$$

Известное выражение для образования пар ультрарелятивистским электроном [8]

$$\dot{Q}_\omega^\Pi = \frac{2e^2}{\pi L} \ln \eta \frac{E}{\omega} \quad (43)$$

сохраняется лишь в сравнительно узкой энергетической области:

$$\begin{aligned} E \ll L^3\omega_0^3/E_c^2, \quad \omega \gg \omega_0 E; \\ L^3\omega_0^3/E_c^2 \ll E \ll L^3\omega_0^2/E_c^2, \quad \omega \gg E_c^2 E^2/L^3\omega_0^2. \end{aligned} \quad (44)$$

Легко видеть, что и для тормозного излучения границы соответствующих эффектов определяются теми же неравенствами (39), (40), (44).

Качественный ход зависимости дифференциальных потерь энергии электрона в веществе от частоты представлен на рис. 3.

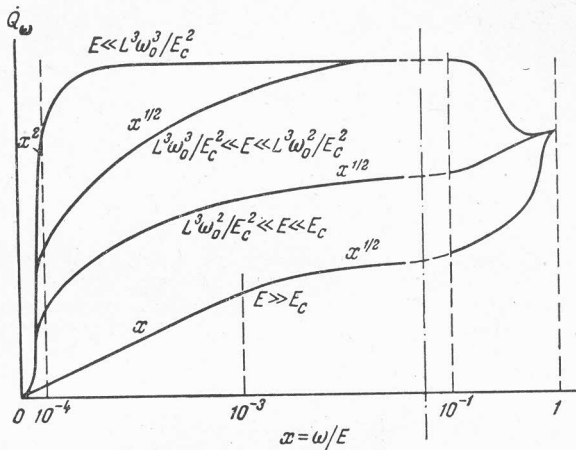


Рис. 3

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность И. И. Гуревичу за интересные дискуссии.

Институт ядерной физики
Сибирского отделения Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24 августа 1963 г.

Литература

- [1] Л. Д. Ландау, И. Я. Померанчук. ДАН СССР, 92, 535, 1953.
- [2] Л. Д. Ландау, И. Я. Померанчук. ДАН СССР, 92, 735, 1953.
- [3] М. Л. Тер-Микаэлян. ДАН СССР, 94, 1033, 1954.
- [4] А. Б. Мигдал. ДАН СССР, 96, 49, 1954.
- [5] A. B. Migdal. Phys. Rev., 103, 1811, 1956.
- [6] V. M. Galitsky, I. I. Gurevich. Nuovo Sim. (в печати).
- [7] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, Гостехиздат, 1957.
- [8] А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий. Квантовая электродинамика, Физматгиз, 1959.

EFFECT OF QUANTUM ABSORPTION ON BREMSSTRAHLUNG OF ULTRARELATIVISTIC ELECTRONS

V. M. Galitsky, V. V. Yakimets

A general method is developed for taking into account the effect of the medium on energy losses of fast particles traversing matter. The method is employed for solving the problem of the effect of absorption on bremsstrahlung of ultrarelativistic electrons. It is shown that at high energies the effect result in strong inhibition of bremsstrahlung in a certain frequency range. In lead, for example, inhibition occurs for $E \gg 10^{14}$ eV in the frequency range 10^8 eV $\ll \omega \ll 10^{-20} E^2$ eV. Density effects are taken into account in the differential electron energy losses due to electron-positron pair production.