

УДК 537.57

ФИЗИКА

В. А. ЧЕЧИН

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЧАСТИЦЫ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД

(Представлено академиком В. Л. Гинзбургом 20 IX 1974)

Полное электромагнитное поле заряженной частицы, пересекающей границу раздела двух различных сред, является суммой стационарного поля движущейся в бесконечной среде частицы и некоторого переходного поля ⁽¹⁾. Фотоны переходного поля в области прозрачности данной среды образуют известное переходное излучение. В той же области частот, где среда является поглощающей, переходное поле дает вычисленную ниже поправку к локальным энергетическим потерям $(-dE/dz)$. При переходе релятивистской частицы из плотного вещества в газ энергетические потери в газе уменьшаются примерно на $1/3$ на расстоянии порядка 10^{-3} см. При обратном переходе энергетические потери в плотном веществе увеличиваются на $1/3$ на расстоянии порядка 10^{-6} см.

Пусть релятивистская частица заряда e пересекает (нормально к границе) при $t=0$, $z=0$ плоскую границу двух сред с диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 . Из физических соображений ясно, что достаточно далеко от границы потери энергии * будут совпадать с потерями в бесконечной среде (везде в дальнейшем рассматривается ультрарелятивистский случай $\gamma=1/(1-v^2/c^2)^{1/2} \rightarrow \infty$):

$$\left(-\frac{dE}{dz}\right)_{1,2} = \frac{e^2 \omega_{1,2}^2}{c^2} \ln \frac{\kappa_0 c}{\omega_{1,2}}, \quad (1)$$

где c — скорость света, $\omega_{1,2}$ — плазменные частоты, $1/\kappa_0$ — минимальное расстояние от траектории частицы, при котором еще справедливо макроскопическое рассмотрение, индексы 1 и 2 означают соответственно первую и вторую среду.

Для вычисления энергетических потерь вблизи границы воспользуемся общей формулой ⁽²⁾, дающей величину поглощенной средой энергии в объеме, ограниченном плоскостями z и $z+dz$:

$$\left(-\frac{dE}{dz}\right)_{1,2} = \int d\rho \int_0^\infty \omega \operatorname{Im} \epsilon_{1,2} d\omega |E_{1,2}(\omega, z, \rho)|^2, \quad (2)$$

где $d\rho = dx dy$.

Фурье-компоненты $E_{1,2}(\omega, z, \rho)$ полного электромагнитного поля рассматриваемой задачи выражаются через известные из теории переходного излучения ⁽³⁾ трехмерные фурье-компоненты собственного поля частицы $E_{1,2}(\omega, \kappa)$ и переходного поля $E'_{-2}(\omega, \kappa)$:

$$E_{1,2}(\omega, z, \rho) = \frac{1}{v} \int \left[E_{1,2}(\omega, \kappa) \exp\left(\frac{i\omega z}{v}\right) + E'_{1,2}(\omega, \kappa) \exp(\mp i\lambda_{1,2} z) \right] \exp(i\kappa \rho) d\kappa, \quad (3)$$

где v — скорость частицы, $\lambda_{1,2} = (\omega^2 \epsilon_{1,2}/c^2 - \kappa^2)^{1/2}$.

* Под энергетическими потерями здесь и далее понимается вклад «далеких» соударений в ионизационные потери.

Подставив (3) в (2) и проинтегрировав по ρ и κ , получим

$$\left(-\frac{dE}{dz}\right)_{1,2} = \frac{4\pi^2}{v^2} \int_0^\infty \omega \operatorname{Im} \varepsilon_{1,2} d\omega \int \left| E_{1,2}(\omega, \kappa) \exp\left(\frac{i\omega z}{v}\right) + E'_{1,2}(\omega, \kappa) \exp(\mp i\lambda_{1,2} z) \right|^2 d\kappa. \quad (4)$$

Формула (4) имеет простой физический смысл. Множитель $\frac{\omega \operatorname{Im} \varepsilon}{v}$

описывает поглощение фотонов, энергетический спектр которых, пропорциональный квадрату полного поля, дается остальным подынтегральным выражением в (4).

После вычисления квадрата модуля в (4) энергетические потери распадаются на три части. Части, пропорциональные $|E_{1,2}(\omega, \kappa)|^2$ и $|E'_{1,2}(\omega, \kappa)|^2 \exp(\mp 2\operatorname{Im} \lambda_{1,2} z)$, описывают поглощение собственного поля частицы (формула (1)) и переходного поля. Интерференционные члены

$E_{1,2}^*(\omega, \kappa) E'_{1,2}(\omega, \kappa)$ содержат характерный для задач о переходном излучении фактор $\exp[iz(\mp \lambda_{1,2} - \omega/v)]$, имеющий осциллирующий множитель $\eta = \exp[iz(\mp \operatorname{Re} \lambda_{1,2} - \omega/v)]$ и затухающий множитель $\xi = \exp(-\operatorname{Im} \lambda_{1,2} z)$. При рассмотрении переходного излучения в рентгеновской области $\operatorname{Im} \varepsilon \approx 0$, $\operatorname{Im} \lambda \approx 0$ множитель ξ близок к единице и главную роль играет множитель η , определяющий так называемую зону формирования $z_0 = 1/|\operatorname{Re} \lambda_{1,2} \pm \omega/v|$, т. е. то расстояние, на котором исчезает интерференция между переходным и собственным полем. Однако для энергетических потерь существенна область частот, где $\operatorname{Im} \varepsilon \neq 0$, $\operatorname{Im} \lambda \neq 0$, так что множитель ξ может стать (как функция z) более быстро меняющимся, чем η .

Для оценки расстояния z_0 , на котором энергетические потери частицы становятся стационарными, положим $\eta = 1$ и воспользуемся для простоты приближенным видом $E_{1,2}(\omega, \kappa)$, справедливым при $\omega \gg \omega_{1,2}$. Вычислив интеграл по κ в (4), получим окончательно

$$\left(-\frac{dE}{dz}\right)_1 = \frac{e^2 \omega_1^2}{c^2} \ln \frac{\kappa_0 c}{\omega_1}, \quad \left(-\frac{dE}{dz}\right)_2 = \frac{e^2 \omega_2^2}{c^2} \ln \frac{\kappa_0 c}{\omega_2} + \Delta(z), \quad (5)$$

$$\Delta(z) = \frac{e^2 \omega_2^2}{c^2} \frac{(\omega_1^2 + \omega_2^2) \bar{\xi}(2z) - 2\omega_1^2 \bar{\xi}(z)}{\omega_2^2 - \omega_1^2} \ln \frac{\omega_2}{\omega_1},$$

$$\bar{\xi}(z) = \int_0^\infty f(\omega) \exp\left(-\frac{\pi \omega_2^2 z f(\omega)}{4c}\right) d\omega,$$

где $f(\omega) = 2\operatorname{Im} \varepsilon_2 \omega / \pi \omega_2^2$ — распределенная сила осцилляторов, нормированная на единицу.

При $z \rightarrow 0$, т. е. на границе, формула (5) дает для интересующей нас величины *

$$\Delta(0) = \frac{e^2 \omega_2^2}{c^2} \ln \frac{\omega^2}{\omega_1}. \quad (6)$$

Это изменение энергетических потерь при переходе частицы из плотного вещества в газ приводит к уменьшению примерно на $1/3$ энергетических потерь в газе вблизи границы. При переходе из газа в плотное вещество формула (6) дает подавление эффекта плотности в тонких пластинках, известное из теории переходного излучения (3).

* Поправку (6) можно вычислить и непосредственно из (4), воспользовавшись при вычислении интеграла по ω теорией вычетов.

При $z \rightarrow \infty$ функции $\xi(z)$ и $\Delta(z)$ стремятся к нулю по закону, зависящему от вида $f(\omega)$. Например, если $f(\omega)$ меняется по степенному закону: $f(\omega) = (\mu - 1) \bar{\omega}^{\mu-1} / \omega^\mu$ при $\omega \geq \bar{\omega}$ и $f(\omega) = 0$ при $\omega < \bar{\omega}$, где μ — некоторое число, то

$$\xi \simeq (z/z_0)^{(1-\mu)/\mu}, \quad z_0 = 4c\bar{\omega} / \pi\omega_2^2(\mu - 1).$$

В общем случае из формулы (5) видно, что расстояние z_0 определяется значением силы осцилляторов в той области частот, где происходит сильное поглощение фотонов, т. е. вблизи частоты первого потенциала ионизации $I/\hbar$. В силу единичной нормировки $f(I/\hbar) \sim \hbar/I$, следовательно, $z_0 \simeq cI/\hbar\omega_2^2$. Например, $z_0 \sim 10^{-6}$ см (майлар), $z_0 \sim 10^{-3}$ см (газ).

Аналогичное рассмотрение пластинки с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 , помещенной в разреженную среду, приводит к такой же оценке толщины пластинки, в которой подавлен эффект плотности: $a \simeq cI/\hbar\omega_2^2$. Эта оценка существенно ниже, чем полученная Гарибяном ⁽³⁾. Причина расхождения заключается в том, что в ⁽³⁾ вычисляется работа переходного поля над частицей, не совпадающая с поправкой к энерговыделению в пластинке, так как часть этой работы идет на переходное излучение. В самом деле, как и в бесконечной среде, полная работа поля над частицей равна энергии, вытекающей через бесконечный цилиндр радиуса $1/\kappa_0$ с осью вдоль траектории частицы. Эта энергия распределяется между энергией, уходящей на бесконечность (энергия собственного поля частицы, переходное и черенковское излучение) и энергией, выделившейся в веществе в виде ионизационных потерь. Для «тонкой» пластинки, рассмотренной Гарибяном, переходное излучение сравнимо с локальными потерями энергии в пластинке.

Экспериментально наблюдать изменение локальных энергетических потерь вблизи границы раздела весьма трудно из-за малости z_0 , так что суммарный эффект изменения энерговыделения оказывается малой величиной порядка оптического переходного излучения. Указание на существование этого эффекта содержится в работе ⁽⁴⁾ по измерению сцинтилляций тонких пленок; однако в этом эксперименте существенную роль играло оптическое переходное излучение. В работах ^(5, 6) замечено подавление вероятной ионизации релятивистских частиц в пропорциональных счетчиках толщиной 1—10 см, что гораздо больше значения z_0 для газов. Здесь, скорее всего, оказывается неприменимость флуктуационной теории Ландау для достаточно тонких слоев вещества.

Благодарю Б. М. Болотовского, Г. М. Гарибяна и Г. И. Мерзона за полезные обсуждения работы.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР
Москва

Поступило
30 VIII 1974

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ В. Л. Гинзбург, И. М. Франк, ЖЭТФ, т. 16, 15 (1946). ² M. Schönberg, Nuovo Cimento, v. 8, 159 (1951). ³ Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, т. 37, 527 (1959). ⁴ А. И. Алиханян, Г. М. Гарибян и др., ЖЭТФ, т. 46, 1212 (1964). ⁵ D. Jeanne, P. Lazeyras et al., Nucl. Instr. and Methods, v. 111, 287 (1973). ⁶ Г. М. Гарибян, К. И. Испириян, Письма ЖЭТФ, т. 16, 585 (1972).