

ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ БЫСТРОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ПЛАСТИНАХ РАЗЛИЧНЫХ ТОЛЩИН

А. С. АМБАРЦУМЯН, Г. М. ГАРИБЯН, ЯН ШИ

Рассматривается зависимость полных потерь энергии быстрой заряженной частицы при пролете через пластину от лоренц-фактора заряда и толщины пластины. Особое внимание обращается на условия, при которых будет отсутствовать эффект плотности Ферми. Проводится сравнение с недавно выполненной экспериментальной работой.

Полные потери энергии заряженной частицы при равномерном пролете через пластину произвольной толщины, расположенную в вакууме, складываются из потерь, обязанных собственному полю заряда в веществе данной пластины, или ионизационных потерь [1] и из дополнительных потерь, обязанных полям, возникающим из-за наличия границ пластины [2].

В настоящей работе обсуждается зависимость полных потерь (в области частот порядка атомных) от толщины пластины a и лоренц-фактора γ заряженной частицы.

Начнем с пластины бесконечно большой толщины ($a \rightarrow \infty$). Как известно [1], ионизационные потери в неограниченной среде (сюда входят и потери на черенковское излучение) в зависимости от γ после минимума сначала логарифмически растут, а затем выходят на плато (эффект плотно-

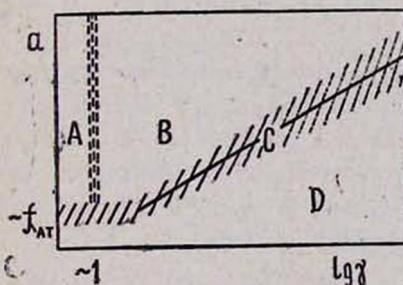


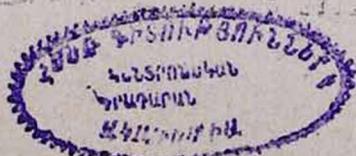
Рис. 1. Область значений $(a, \lg \gamma)$, где зависимость потерь от γ имеет различный характер: А — минимум и логарифмический рост (формула (1)); В — плато Ферми (формула (2)); С — область более резкой γ -зависимости; D — логарифмический рост (формула (6)).

сти Ферми). А именно, при скоростях v частицы, не близких к скорости света c в вакууме (рис. 1, область А), потери* определяются формулой

$$W_0 = - \frac{\omega_p^2 e^2 a}{v^2} \left(\ln \frac{v x_0 \gamma}{\omega} - \frac{\beta^2}{2} \right), \quad (1)$$

где $\omega_p = (4\pi n e^2 / m)^{1/2}$ — плазменная частота вещества, x_0^{-1} — то минимальное расстояние, до которого применима макроскопическая элект-

* Здесь и в дальнейшем под потерями энергии мы подразумеваем работу сил поля над зарядом.



родинамика, $\beta = v/c$, $\bar{\omega}$ — некоторая средняя атомная частота [1], определяемая соотношением

$$\ln \bar{\omega} = \frac{2}{\pi \omega_p^2} \int_0^{\bar{\omega}} \omega \left| \operatorname{Im} \left(\frac{1}{\varepsilon(\omega)} \right) \right| \ln \omega d\omega,$$

$\varepsilon(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость.

При скоростях же v , достаточно близких к c (точнее, при $\gamma \gg 1$, рис. 1, область В), указанные потери (в бесконечной среде) определяются формулой

$$W_{0(\gamma \rightarrow \infty)} = - \frac{\omega_p^2 e^2 a}{c^2} \ln \frac{\gamma_0 c}{\omega_p} \quad (2)$$

(плато Ферми). Если мы хотим учесть и близкие соударения, то в вышеприведенных формулах под знаком логарифма необходимо сделать замену $\gamma_0 \rightarrow (2m E_1)^{1/2}$, где E_1 — максимальная энергия, передаваемая при соударении, m — масса электрона.

При конечной толщине пластины возникают дополнительные потери, которые можно трактовать как потери, складывающиеся из потерь на переходное излучение, имеющее достаточно широкий частотный спектр, и из поправок к ионизационным потерям, сосредоточенных в основном в области атомных частот. При этом образовавшееся переходное излучение может затем поглотиться в пластине на атомных частотах, как бы увеличивая тем самым ионизационные потери.

В работе [2], а затем в [3, 4] изучались полные потери в пластинах конечной толщины. В этих работах было показано, что при толщине пластины

$$a \ll a_{кр}, \quad (3)$$

где $a_{кр} \sim (c/\omega) \ln \gamma$ (более точно см. ниже), дополнительные потери таковы, что полностью устраняют эффект плотности Ферми, т. е. потери будут все время расти с ростом γ . Для выявления этого эффекта в [2—4] дополнительные потери разлагались в ряд по толщине пластины a . Оказалось, что при $\gamma \gg 1$ линейный по a член имеет отрицательный знак (т. е. он соответствует именно потерям энергии) и определяется формулой

$$W_{(1)} = - \frac{\omega_p^2 e^2 a}{c^2} \left(\ln \frac{\omega_p \gamma}{\omega_1} - \frac{\beta^2}{2} \right), \quad (4)$$

где

$$\ln \bar{\omega}_1 = \frac{2}{\pi \omega_p^2} \int_0^{\bar{\omega}_1} \omega \operatorname{Im} \varepsilon(\omega) \ln \omega d\omega. \quad (5)$$

В сумме с потерями, определяемыми формулой (2), полные потери энергии оказываются логарифмически растущими с γ (рис. 1, область D):

$$W = - \frac{\omega_p^2 e^2 a}{c^2} \left(\ln \frac{\gamma_0 c \gamma}{\omega_1} - \frac{\beta^2}{2} \right). \quad (6)$$

Заметим, что эта формула отличается от (1) только определением средней частоты.

Член же, пропорциональный a^2 , оказывается положительным*, т. е. он уменьшает линейный член:

$$W_{(2)} = \frac{\pi \omega_p^4 e^2 a^2}{4 v^3 \bar{\Omega}}, \quad (7)$$

$$\bar{\Omega} = \frac{\pi \omega_0^4}{4} \left[\int_0^{\bar{\omega}} \int_0^{\bar{\omega}} \frac{xy}{x+y} \operatorname{Im}(\varepsilon(x)) \operatorname{Im}(\varepsilon(y)) dx dy \right]^{-1}.$$

Отношение величин (7) и (4) есть

$$\left| \frac{W_{(2)}}{|V_{(1)}|} \right| = \frac{a}{a_{кр}}, \quad (8)$$

где

$$a_{кр} = \frac{4c\bar{\Omega}}{\pi \omega_p^2} \left(\ln \frac{\omega_p \gamma}{\omega_1} - \frac{1}{2} \right). \quad (9)$$

График зависимости $a_{кр}$ от γ для различных веществ приведен на рис. 2. В таблице приведены значения ω_p , $\bar{\omega}_1$ и $\bar{\Omega}$ для этих веществ, вычисленные согласно [5].

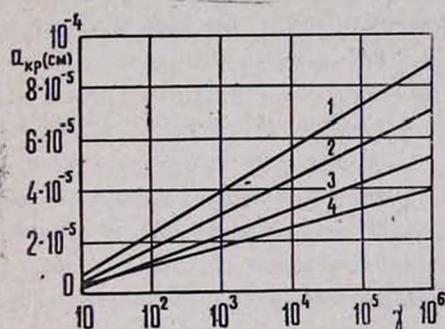


Рис. 2. Зависимость $a_{кр}$ от γ для различных веществ: 1 — литий, 2 — толуол, 3 — кремний, 4 — графит.

Таблица
Некоторые характерные значения величин, входящих в формулы для невязационных потерь (эВ).

	ω_p	$\bar{\omega}_1$	$\bar{\Omega}$
<i>Li</i>	13,7	30,5	52,6
Толуол $C_6H_5CH_3$	19,8	52,3	87,4
Графит	30,7	66,7	116
<i>Si</i>	31,7	105,3	171

Формулы (4) и (7) относятся к случаю перпендикулярного влета частицы в пластину. В случае же, когда частица влетает в пластину под произвольным углом ψ , имеют место формулы, аналогичные (4) и (7), в которых роль толщины a играет длина пути, пройденного частицей внутри пластины, $a/\cos\psi$ (подробно см. [6]).

Из сказанного видно, что при выполнении условия (3) квадратичным членом можно пренебречь по сравнению с линейным. Но чем хуже выполняется это условие, тем больше роль квадратичного члена. При $a \sim a_{кр}$ он

* Из-за наличия переходного излучения этот член имеет и отрицательные части, но они малы и ими можно пренебречь при больших γ .

компенсирует линейный член. Строго говоря, это означает, что само разложение в ряд по степеням a становится уже неравномерным.

При $a \gg a_{кр}$ и $\gamma \gg 1$ ионизационные потери не зависят от γ (см. (2)). Что же касается поглотившегося в пластине на атомных частотах переходного излучения, то его энергия [7] по порядку величины может быть оценена на основе формулы

$$W_{пер} \sim \frac{e^2}{c} \Delta\omega \ln \gamma, \quad (10)$$

где $\Delta\omega$ — некоторый эффективный интервал атомных частот, определяемый в основном сильным поглощением в ультрафиолетовой области частот (см., например, [8]). Поэтому величина $\Delta\omega$ будет иметь порядок нескольких десятков или сотни эВ. Из (2) и (10) следует, что

$$\left| \frac{W_{пер}}{W_0} \right| \sim \frac{c \Delta\omega \ln \gamma}{a \omega_p^2} \sim \alpha \frac{\alpha_{кр}}{a},$$

где $\alpha \sim \Delta\omega/\omega_p$ — некоторый числовой коэффициент порядка нескольких единиц. При $a \gg \alpha a_{кр}$ роль поглотившегося на атомных частотах переходного излучения мала и потери, локализовавшиеся в среде, практически не зависят от γ (рис. 1, область В).

Обратимся теперь к кривой зависимости потерь от величины γ при заданной толщине пластины a . Поскольку величина $\alpha_{кр}$ зависит от γ (см. (9)), то одна и та же пластина может быть «толстой» или «тонкой» в зависимости от того, $\gamma \ll \gamma_{кр}$ или $\gamma \gg \gamma_{кр}$, где

$$\gamma_{кр} = \frac{\omega_1}{\omega_p} \exp\left(\frac{\pi \omega_p^2 a}{4 c \Omega} + \frac{1}{2}\right). \quad (11)$$

При $\gamma \ll \gamma_{кр}$ (рис. 1, области А и В) потери определяются формулой (1) или (2), а при $\gamma \gg \gamma_{кр}$ (рис. 1, область D) — формулой (6). В области же $\gamma \sim \gamma_{кр}$ (рис. 1, область С) имеет место, очевидно, плавный переход между этими формулами. Зависимость полных потерь от γ , нормированных на величину потерь на плато Ферми, приведена на рис. 3 (в качестве ве-

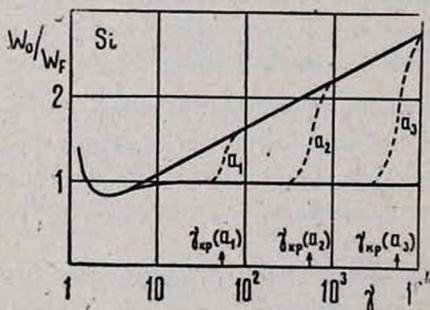


Рис. 3. Зависимость полных потерь W_0 , нормированных на потери на плато Ферми, от γ : $a_1 = 10^{-5}$ см, $\gamma_{кр}(a_1) = 55$; $a_2 = 2 \cdot 10^{-5}$ см, $\gamma_{кр}(a_2) = 5,5 \cdot 10^2$; $a_3 = 3 \cdot 10^{-5}$ см, $\gamma_{кр}(a_3) = 5,5 \cdot 10^3$.

щества взят кремний). Из рисунка видно, что в промежуточной области $\gamma \sim \gamma_{кр}$ зависимость потерь является более резкой, чем логарифмическая, которая определяется формулой (6), так как не зависящие от γ потери (при

$\gamma \ll \gamma_{кр}$) должны в области $\gamma \sim \gamma_{кр}$ «дорости» до логарифмической γ -зависимости, имеющей место при $\gamma \gg \gamma_{кр}$.

Формула (6) переходит в формулу (1) при значении γ порядка 10. Поэтому при

$$\frac{\bar{Q}c}{\omega^2 \rho} \sim \alpha' \lambda_{ат}$$

(α' — число порядка нескольких единиц, $\lambda_{ат}$ — длина волны порядка атомных частот, например, $10^{-5} - 10^{-6}$ см) кривая зависимости потерь от γ не имеет постоянного участка (отсутствует плато).

Эффект, предсказанный в [2], затем был исследован экспериментально в работах [9], в которых наблюдались ионизационные потери электронов с энергией от 20 до 86 МэВ, в пленках полистирола различных толщин. При этом оказалось, что в пленках с толщиной $\sim 10^{-3}$ см потери с ростом γ не увеличивались, а в пленках с толщиной $\sim 10^{-6} - 10^{-5}$ см они росли логарифмически. Правда, в работах [9] проводились не абсолютные измерения потерь, а только относительные. Абсолютные измерения потерь были проведены недавно в работе [10]. К сожалению, авторы [10] исследовали потери в кремниевой пластине с толщиной, равной 100 мкм (10^{-2} см), в которой эффект логарифмического роста потерь (при имеющихся на ускорителях энергиях электронов) с ростом γ не должен наблюдаться из-за большой толщины пластины. Из формулы (11) следует, что при такой толщине пластины $\gamma_{кр} \geq 10^{5000}$ (см., однако, [10, 11]).

Отметим, что в работе [11] в качестве требования для существования эффекта плотности приводится следующее ограничение на толщину пластины: $a > c\gamma/\omega_p$. На самом деле это требование является условием образования квантов переходного излучения во всей области частот вплоть до граничной, равной $\omega_p \gamma$. В ионизационные же потери основной вклад вносят кванты с частотами порядка атомных.

В заключение остановимся на вопросе о влиянии многократного рассеяния на ионизационные потери. Ионизационные потери, так же как и потери на черенковское и переходное излучения, имеют в своей основе механизм электрической поляризации вещества. Наиболее быстрый механизм установления такой поляризации — электронный [1]. Его время релаксации — порядка атомных времен ($\sim a/v$, a — размеры атома, v — скорость атомных электронов), т. е. $\sim 10^{-16}$ с (для не очень тяжелых элементов). Если это время много меньше времени между столкновениями быстрой частицы с ядрами вещества в процессе многократного рассеяния, то влиянием многократного рассеяния на ионизационные процессы можно пренебречь. Известно, что время между столкновениями, например, для кремния — порядка 10^{-9} с ([12], стр. 34), т. е. такое влияние не имеет места. Однако надо иметь в виду, что многократное рассеяние приводит к возникновению тормозного излучения [13]. Если в условиях эксперимента это излучение будет поглощено, то его вклад в общие потери следует учесть.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, Изд. Наука, М., 1957, гл. XII.
2. Г. М. Гарибян. ЖЭТФ, 37, 527 (1959).
3. Г. М. Гарибян, М. М. Мурадян. Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 310 (1966); Изв. ВУЗ, Радиофизика, 12, 1362 (1969).
4. Г. М. Гарибян, М. П. Лорикян. ДАН АрмССР, 40, 21 (1965).
5. R. M. Sternheimer. Phys. Rev., 88, 851 (1952); 145, 247 (1965).
6. А. С. Амбарцумян, А. Л. Авакян, Ян Ши. Изв. АН АрмССР, Физика, 15, 421 (1980).
7. Г. М. Гарибян, Г. А. Чаликян. ЖЭТФ, 35, 1281 (1958); Изв. АН АрмССР, сер. физ.-мат. наук, 12, 49 (1959).
8. А. Н. Зайдель, Е. Я. Шрейдер. Вакуумная спектроскопия и ее применение, Изд. Наука, М., 1976.
9. А. И. Алиханян и др. ЖЭТФ, 44, 1122 (1963); 46, 1212 (1964).
10. W. Oegle et al. Phys. Rev. Lett., 40, 1243 (1978).
11. W. Oegle. LASL Report, LA-UR-76-1398.
12. C. Brittan et al. Phys. Lett., 75B, № 1 (1978).
13. Л. Д. Ландау, И. Я. Померанчук. ДАН СССР, 92, 535, 735 (1953).
А. Б. Мицгал. ДАН СССР, 96, 49 (1954).
М. Л. Тер-Микаелян. ДАН СССР, 96, 1033 (1954).
Г. М. Гарибян, Ян Ши. ЖЭТФ, 70, 1627 (1976).
Л. А. Варданян, Г. М. Гарибян, Ян Ши. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 329 (1976).

ԼԻՑԻԱՎՈՐՎԱԾ ԱՐԱԳ ՄԱՍՆԻԿԻ ԻՈՆԻԶԱՑԻՈՆ ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԸ ՏԱՐՔԵՐ ՀԱՍՏՈՒԹՅԱՆ ԹԻԹԵՂՆԵՐՈՒՄ

Ա. Ս. ՀԱՄԱՐՑՈՒՄՅԱՆ, Գ. Մ. ՂԱՐԻԲՅԱՆ, ՅԱՆ ՇԻ

Դիտարկվում է լիցիավորված արագ մասնիկի էներգիայի լրիվ կորուստները՝ կախված մասնիկի լորենց-ֆակտորից, տարբեր հաստության թիթեղների դեպքում: Հատուկ ուշադրություն է դարձվում այն պայմաններին, որոնց դեպքում թիթեղում բացակայում է ֆերմիի խտության էֆեկտը: Տեսական արդյունքները համեմատվում են վերջերս ստացված փորձնական տվյալների հետ:

IONIZATION LOSSES OF A FAST PARTICLE IN PLATES OF DIFFERENT THICKNESSES

A. S. AMBARTSUMIAN, G. M. GARIBIAN, C. YANG

The dependence of total energy losses (in the frequency region of the order of atomic ones) on both the thickness of a plate and the Lorentz-factor of the charged particle is discussed. Special attention is given to the conditions under which the effect of Fermi density in the plate is absent. The obtained results are compared with recent experimental data.