

ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЧАСТИЦЫ,
ДВИЖУЩЕЙСЯ ПАРАЛЛЕЛЬНО ПОВЕРХНОСТИ ТЕЛА

М. А. АГИНЯН, Э. А. БАБАХАНИЯН, ЯН ШИ

Вычислены потери энергии релятивистской заряженной частицы, движущейся в вакууме вдоль оси полого цилиндра или параллельно оси сплошного цилиндра. Показано, что независимо от поперечных размеров цилиндров эффект плотности Ферми всегда имеет место при достаточно больших значениях лоренц-фактора частицы. Проведен также анализ поля частицы.

В работе Гарибяна [1] было показано, что при пересечении заряженной частицей достаточно тонкой пластины вещества, находящейся в вакууме, ионизационные потери при больших значениях лоренц-фактора частицы γ продолжают логарифмически расти с увеличением γ , т. е. в этом случае отсутствует эффект плотности Ферми [2]. В работе [3] была сделана попытка найти другую возможную ситуацию, при которой нет эффекта плотности. Авторы этой работы пришли к выводу, что при пролете частицы вдоль оси бесконечно длинного полого тонкостенного цилиндра, находящегося в вакууме, потери энергии частицы происходят без эффекта плотности. Однако из формулы, приведенной в самой работе [3], следует, что это не так. Кроме того, хотя общие выражения для полей частицы в [3] верны, анализ выражения для потери энергии проведен не совсем точно. В частности, наложены исключительно жесткие условия на толщину стенки цилиндра.

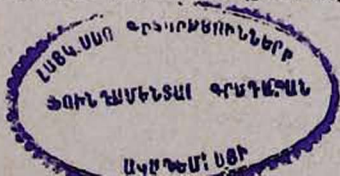
В настоящей работе заново проанализировано выражение для потери энергии в рассматриваемой задаче. Показано, что независимо от толщины стенки цилиндра эффект плотности всегда существует при достаточно больших значениях γ . Для сравнения рассмотрена также задача пролета частицы параллельно оси бесконечно длинного сплошного цилиндра. Показано, что и в этом случае эффект плотности всегда имеет место. Проведен анализ поля частицы с точки зрения степени искажения поля частицы в вакууме присутствием тела.

1. Случай полого цилиндра

Пусть заряженная частица движется равномерно вдоль оси полого цилиндра с диэлектрической проницаемостью стенок ϵ и внутренним и внешним радиусами ρ_1 и ρ_2 . Для простоты предположим, что цилиндр находится в вакууме. Тогда поле частицы $E(r, t)$ может быть записано в виде

$$E(r, t) = E^{\text{вак}}(r, t) + E^{\text{доб}}(r, t), \quad (1)$$

где $E^{\text{вак}}(r, t)$ — поле частицы в вакууме при отсутствии цилиндра, а величина $E^{\text{доб}}(r, t)$ обусловлена наличием цилиндра.



Потеря энергии частицы на единице длины ее пути, — dW/dz , равна работе, совершенной полем над частицей на этом пути. Вакуумное поле $E^{\text{вак}}(r, t)$ не производит работы (см., например, [4], стр. 436), поэтому при вычислении потери достаточно учесть поле $E^{\text{доб}}(r, t)$, полученное в [3]. Имеем

$$-\frac{dW}{dz} = 2e^2 \operatorname{Im} \int_0^{\infty} a(\omega) d\omega, \quad (2)$$

где

$$a(\omega) = \frac{x_0^2 \alpha}{\pi \omega \Delta},$$

$$\begin{aligned} \Delta = & [(x_0 \varepsilon / x) I_0(x_0 \rho_1) I_1(x \rho_1) - I_1(x_0 \rho_1) I_0(x \rho_1)] \eta - \\ & - [(x_0 \varepsilon / x) I_0(x_0 \rho_1) K_1(x \rho_1) + I_1(x_0 \rho_1) K_0(x \rho_1)] \xi, \\ \eta = & K_0(x_0 \rho_2) K_1(x \rho_2) - (x/x_0 \varepsilon) K_1(x_0 \rho_2) K_0(x \rho_2), \\ \xi = & K_0(x_0 \rho_2) I_1(x \rho_2) + (x/x_0 \varepsilon) K_1(x_0 \rho_2) I_0(x \rho_2), \end{aligned} \quad (3)$$

$$x_0 = \frac{\omega}{v\gamma}, \quad x = \frac{\omega}{v} \sqrt{1 - \varepsilon \beta^2}, \quad \beta = \frac{v}{c}, \quad (4)$$

а выражение для α получается из выражения для Δ заменой

$$I_0(x_0 \rho_1) \rightarrow K_0(x_0 \rho_1), \quad I_1(x_0 \rho_1) \rightarrow -K_1(x_0 \rho_1).$$

Здесь $I_m(z)$, $K_m(z)$ — модифицированные функции Бесселя (см., например, [5]). При этом величина x выбрана так, что $\operatorname{Re} x \geq 0$ [3].

Прежде всего заметим, что основной вклад в интеграл (2) вносят частоты порядка атомных. Действительно, при больших частотах, таких, что

$$\omega > \Omega \gg \omega_A \quad (5)$$

(где ω_A — максимальная из атомных частот — порядка частоты K -оболочки атома), имеем

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + i \operatorname{Im} \varepsilon \quad (6)$$

(ω_0 — плазменная частота вещества), т. е.

$$\operatorname{Re}(1 - \varepsilon \beta^2) > 0.$$

Поэтому подынтегральная функция $a(\omega)$ (см. (3)) действительна в силу малости величины $\operatorname{Im} \varepsilon$, которая стремится к нулю с ростом ω . Из сказанного следует, что в интеграле (2) бесконечность на верхнем пределе можно заменить на Ω .

Пусть лоренц-фактор частицы γ достаточно велик, так что для $\omega \leq \Omega$

$$x_0 \rho_1 \ll 1 \text{ и } x_0 \rho_2 \ll 1. \quad (7)$$

Тогда в выражении для $a(\omega)$ соответствующие функции K_m и I_m можно разложить по малым аргументам $x_0 \rho_1$ и $x_0 \rho_2$. После подстановки полученного выражения в (2) будем иметь

$$-\frac{dW}{dz} = \frac{4e^2}{\pi \rho_1^2} \operatorname{Im} \int_0^2 F(\omega) d\omega, \quad (8)$$

$$F(\omega) = \frac{z_1 [I_0(z_1) K_0(z_2) - K_0(z_1) I_0(z_2)] \omega^{-1}}{[2\varepsilon I_1(z_1) - z_1 I_0(z_1)] K_0(z_2) + [2\varepsilon K_1(z_1) + z_1 K_0(z_1)] I_0(z_2)}, \quad (9)$$

$$z_i = \chi \rho_i \quad (i = 1, 2).$$

Впрочем, второе из условий (7) не является необходимым, если выполнено неравенство

$$|\chi \rho_2| \gg 1. \quad (10)$$

Действительно, в этом случае из (9) получаем

$$-\frac{dW}{dz} = -\frac{4e^2}{\pi \rho_1^2} \operatorname{Im} \int_0^2 \frac{z_1 K_0(z_1) d\omega}{\omega [2\varepsilon K_1(z_1) + z_1 K_0(z_1)]}. \quad (11)$$

С другой стороны, при выполнении (10) имеем $|\xi| \gg |\eta|$. Поэтому из (3) непосредственно получаем

$$-\frac{dW}{dz} = \frac{2e^2}{\pi} \operatorname{Im} \int_0^2 \frac{\chi_0^2 [\chi_0 \varepsilon K_0(\chi_0 \rho_1) K_1(\chi \rho_1) - \chi K_1(\chi_0 \rho_1) K_0(\chi \rho_1)] d\omega}{\omega [\chi_0 \varepsilon I_0(\chi_0 \rho_1) K_1(\chi \rho_1) + \chi I_1(\chi_0 \rho_1) K_0(\chi \rho_1)]}. \quad (12)$$

В эту формулу не входит ρ_2 . Если теперь потребовать выполнения только первого из условий (7), получим ту же формулу (11).

Вычислим интеграл (8). Для этого аналитически продолжим функцию $F(\omega)$ в верхнюю полуплоскость комплексной переменной ω . Из (9) видно, что функция $F(\omega)$ имеет точки ветвления при $\omega = 0$ и

$$1 - \varepsilon \beta^2 = 0, \quad (13)$$

т. е.

$$\operatorname{Re} \varepsilon = \beta^{-2}, \quad \operatorname{Im} \varepsilon = 0. \quad (14)$$

Известно (см., например, [4], стр. 326), что функция $\varepsilon(\omega)$ принимает действительные значения только на мнимой оси ω , где ε монотонно убывает от $\varepsilon_0 > 1$ (при $\omega = 0$) до 1 (при $\omega \rightarrow i\infty$). Поэтому для $\gamma \gg 1$ (т. е. $\beta \approx 1$) точка ветвления (13) находится на мнимой оси $\omega = i\omega_1$, где

$$\omega_1 = \beta \omega_0 \gamma \approx \omega_0 \gamma. \quad (15)$$

Заметим, что

$$\operatorname{Im} \int_0^2 F(\omega) d\omega = -\frac{i}{2} \int_{-2}^2 F(\omega) d\omega. \quad (16)$$

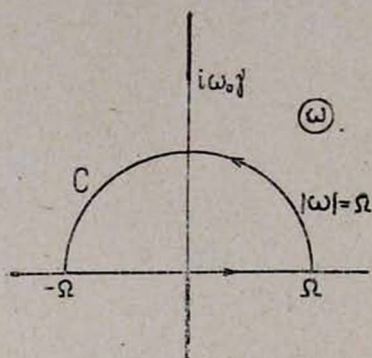
Пусть значение γ достаточно велико, так что

$$\omega_0 \gamma \gg 2. \quad (17)$$

Замкнем контур интегрирования полуокружностью C радиуса Ω в верхней полуплоскости комплексной переменной ω (см. рисунок). Тогда согласно теореме Коши

$$\int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) d\omega = 2\pi i \sum \text{Res} - \int_C F(\omega) d\omega, \quad (18)$$

где первое слагаемое представляет собой сумму вычетов подынтегральной функции $F(\omega)$ внутри замкнутого контура, а второе есть интеграл по полу-



окружности. Полюсы функции $F(\omega)$ соответствуют условиям возникновения излучения Вавилова—Черенкова в полом цилиндре из достаточно прозрачного вещества (см., например, [6]). Интеграл по полуокружности C нетрудно вычислить с учетом (17)

Контур интегрирования в плоскости комплексной переменной ω . Разрез от $-\infty$ до 0 и от $i\omega_0\gamma$ до $+i\infty$ обозначен жирной линией.

$$\int_C F(\omega) d\omega = -\frac{i\pi y_1}{D} [K_0(y_1) I_0(y_2) - I_0(y_1) K_0(y_2)], \quad (19)$$

$$D = [2 I_1(y_1) - y_1 I_0(y_1)] K_0(y_2) + [2 K_1(y_1) + y_1 K_0(y_1)] I_0(y_2),$$

$$y_i = \frac{\omega_0 \rho_i}{v} \quad (i=1, 2).$$

После простого преобразования выражения для D получим следующую формулу для потери энергии частицы в полом цилиндре при больших γ :

$$-\frac{dW}{dz} = \frac{2e^2}{\rho_1^2} \left[\frac{K_0(y_1) I_0(y_2) - I_0(y_1) K_0(y_2)}{K_2(y_1) I_0(y_2) - I_2(y_1) K_0(y_2)} + 2 \sum \text{Res} \right]. \quad (20)$$

Первое слагаемое в этой формуле можно интерпретировать как собственные ионизационные потери. Из (20) видно, что эта часть потерь не зависит от значения γ при выполнении условий (7) и (17). Второе слагаемое соответствует потере на излучение Вавилова—Черенкова. Если в области атомных частот величина $\varepsilon(\omega)$ заметно отличается от единицы (как обычно бывает для конденсированных сред), то это слагаемое также практически не зависит от γ при больших γ .

Таким образом, мы установили, что эффект плотности (т. е. независимость потерь от γ при больших γ) существует в рассматриваемом случае полого цилиндра со стенкой произвольной толщины.

Прежде чем сравнить полученный результат с результатом работы [3] заметим, что при малости внешнего радиуса полого цилиндра подынтегральная функция $F(\omega)$ не имеет полюсов внутри полукруга, изображенного на рисунке. Действительно, если

$$|\kappa \rho_2| \ll 1 \quad \text{для} \quad |\omega| < \Omega, \quad (21)$$

то вместо (9) будем иметь

$$F(\omega) = -\frac{\omega \rho_1^2 (1 - \varepsilon \beta^2)}{2 \varepsilon v^2} \ln \frac{\rho_1}{\rho_2}. \quad (22)$$

Эта функция внутри указанного полукруга ($|\omega| < \Omega$ и $\text{Im} \omega > 0$) не имеет полюсов, так как $\varepsilon(\omega)$ не имеет ни нулей, ни полюсов при $\text{Im} \omega > 0$ (см., например, [4], стр. 325).

Отсюда при выполнении условий (7), (17) и (21) получаем

$$-\frac{dW}{dz} = \frac{e^2 \omega_0^2}{v^2} \ln \frac{\rho_2}{\rho_1}. \quad (23)$$

Сравним теперь наш результат (формулу (20) или, в частности, (23)) с результатом работы [3]. Для этого рассмотрим предельный случай тонкой стенки:

$$|x(\rho_2 - \rho_1)| \ll 1 \text{ для } |\omega| < \Omega. \quad (24)$$

Разложим $I_0(z_2)$ и $K_0(z_2)$ в формуле (9) в ряды Тейлора около значения аргумента z_1 и ограничимся первыми двумя членами разложения. При этом следует иметь в виду, что если

$$|z_1| = |x \rho_1| \ll 1, \quad (25)$$

то необходимо также потребовать выполнения неравенства

$$\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1} \ll 1, \quad (26)$$

так как в противном случае следующие члены рядов Тейлора были бы велики.

После указанного разложения формула (9) примет вид

$$F(\omega) = -\frac{\omega (1 - \varepsilon \beta^2) \rho_1 (\rho_2 - \rho_1)}{2 \varepsilon v^2 + \omega^2 (1 - \varepsilon \beta^2) \rho_1 (\rho_2 - \rho_1)}. \quad (27)$$

Подставляя (27) в (8) и интегрируя по полуокружности C , получаем

$$-\frac{dW}{dz} = \frac{2 e^2 \omega_0^2 (\rho_2 - \rho_1)}{\rho_1 (2 v^2 + \omega_0^2 \rho_1 (\rho_2 - \rho_1))} + \frac{4 e^2}{\rho_1^2} \sum \text{Res}. \quad (28)$$

Если при этом выполнены также условия (25) и (26), то

$$-\frac{dW}{dz} = \frac{e^2 \omega_0^2 (\rho_2 - \rho_1)}{v^2 \rho_1}. \quad (29)$$

Легко видеть, что к этой формуле можно прийти также из (23) при выполнении условия (26).

Авторы работы [3] получили такую же формулу (см. (3.9)), но при очень жестком условии $\rho_2 - \rho_1 \ll v/(\omega \gamma)$ (см. (3.4)), которое на самом деле вовсе не является необходимым. Вывод, сделанный в [3] после формулы (3.9), противоречит указанной формуле.

2. Случай сплошного цилиндра

Пусть теперь заряженная частица движется в вакууме параллельно оси сплошного цилиндра с диэлектрической проницаемостью ε и радиусом ρ_c на расстоянии ρ_0 от оси ($\rho_0 > \rho_c$). Поле частицы в цилиндрических координатах (ρ, φ, z) можно разложить в ряд и интеграл Фурье:

$$E_z(\rho, \varphi, z) = \frac{2e}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} a_m \cos m\varphi \operatorname{Re} \int_0^{\infty} \exp \left[i \frac{\omega}{v} (z - vt) \right] E_{mz}(\rho, \omega) d\omega, \quad \tau = \rho, z,$$

$$E_\varphi(\rho, \varphi, z) = -\frac{4e}{\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \sin m\varphi \operatorname{Im} \int_0^{\infty} \exp \left[i \frac{\omega}{v} (z - vt) \right] E_{m\varphi}(\rho, \omega) d\omega, \quad (30)$$

где ось z направлена вдоль оси цилиндра, азимутальный угол φ отсчитывается от плоскости, проходящей через ось z и траекторию частицы, $a_0 = 1$ и $a_m = 2$ при $m \geq 1$. Фурье-компоненты $E_m(\rho, \omega)$ также могут быть представлены в виде, аналогичном (1). При этом для $E_m^{\text{доб}}(\rho, \omega)$ имеем [7] ($\rho > \rho_c$)

$$E_{mz}^{\text{доб}}(\rho, \omega) = -\frac{i x_0^2}{\omega} \eta_m K_m(x_0 \rho), \quad (31)$$

$$E_{m\varphi}^{\text{доб}}(\rho, \omega) = -\frac{1}{\rho v} [\gamma_0 \rho \eta_m K'_m(x_0 \rho) + m \xi_m K_m(x_0 \rho)],$$

$$E_{m\varphi}^{\text{доб}}(\rho, \omega) = -\frac{i}{v \rho} [m \gamma_m K_m(x_0 \rho) + x_0 \rho \xi'_m K'_m(x_0 \rho)];$$

$$\eta_m = \frac{K_m(x_0 \rho_0)}{D_m} [\gamma_0^2 \rho_c^2 x_1^2 \alpha_1 \alpha_2 - m^2 (1 - \varepsilon)^2 \beta^2 I_m^2(x_0 \rho_c) K_m(x_0 \rho_c) I_m(x_0 \rho_c)],$$

$$\xi_m = -m K_m(x_0 \rho_0) x_1^2 (1 - \varepsilon) \beta^2 I_m^2(x_0 \rho_c) / D_m,$$

$$D_m = -x_0^2 \rho_c^2 x_1^2 \alpha_1 \alpha_3 + m^2 (1 - \varepsilon)^2 \beta^2 I_m^2(x_0 \rho_c) K_m^2(x_0 \rho_c), \quad (32)$$

$$\alpha_1 = x_1 I_m(x_0 \rho_c) K'_m(x_0 \rho_c) - \gamma^{-1} I'_m(x_0 \rho_c) K_m(x_0 \rho_c),$$

$$\alpha_2 = x_1 I_m(x_0 \rho_c) I'_m(x_0 \rho_c) - \varepsilon \gamma^{-1} I'_m(x_0 \rho_c) I_m(x_0 \rho_c),$$

$$\alpha_3 = x_1 I_m(x_0 \rho_c) K'_m(x_0 \rho_c) - \varepsilon \gamma^{-1} I'_m(x_0 \rho_c) K_m(x_0 \rho_c),$$

$$x_1 = \frac{v x}{\omega} = \sqrt{1 - \varepsilon \beta^2}.$$

Для потери энергии частицы вместо формулы (2) будем иметь

$$-\frac{dW}{dz} = -\frac{2e^2}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} a_m \operatorname{Re} \int_0^{\infty} E_{mz}^{\text{доб}}(\rho_0, \omega) d\omega =$$

$$= -\frac{2e^2}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} a_m \operatorname{Im} \int_0^{\infty} \frac{x_1^2}{\omega} \eta_m K_m(x_0 \rho_0) d\omega. \quad (33)$$

Повторяя рассуждения предыдущего раздела, бесконечность на верхнем пределе интегрирования в (33) заменим на Ω , определяемую согласно (5). При достаточно больших γ , таких, что

$$\gamma \gg \Omega \rho_0 / v, \quad (34)$$

функции $I_m(x_0 \rho_c)$, $K_m(x_0 \rho_c)$ и $K_m(x_0 \rho_0)$, входящие в подынтегральную функцию (33), можно разложить по малым аргументам и ограничиться наименьшими членами разложения. В результате получаем

$$-\frac{dW}{dz} = \frac{4e^2}{\pi v^2} \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{\rho_c}{\rho_0} \right)^{2m} \operatorname{Im} \int_0^{\Omega} F_m(\omega) d\omega, \quad (35)$$

$$F_m(\omega) = \frac{\omega(\varepsilon - 1) I_m(x \rho_c)}{(\varepsilon + 1) [m I_m(x \rho_c) + x \rho_c I'_m(x \rho_c)]}. \quad (36)$$

Вычисляя интеграл в (35) при выполнении условия (17) по аналогии с предыдущим разделом, находим

$$-\frac{dW}{dz} = \frac{e^2}{v^2} \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{\rho_c}{\rho_0} \right)^{2m} \left\{ \frac{\omega_0^2 I_m(y_c)}{m I_m(y_c) + y_c I'_m(y_c)} + 4 \sum \operatorname{Res} \right\}, \quad (37)$$

$$y_c = \omega_0 \rho_c / v.$$

Формула (37) не зависит от γ -фактора. Следовательно эффект плотности имеет место (при выполнении условий (34) и (17)) и в случае прохождения частицы параллельно оси сплошного цилиндра, независимо от его радиуса и расстояния между цилиндром и траекторией частицы.

Для сравнения с результатом предыдущего раздела для случая тонкостенного цилиндра рассмотрим предельный случай

$$|x \rho_c| \ll 1 \text{ для } |\omega| < \Omega. \quad (38)$$

После разложения функций $I_m(x \rho_c)$ в (36) по малому аргументу получаем

$$F_m(\omega) = \frac{\omega(\varepsilon - 1)}{m(\varepsilon + 1)}. \quad (39)$$

Эта функция не имеет полюсов в верхней полуплоскости ω . Поэтому искомым интеграл (35) определяется только интегралом по полуокружности $|\omega| = \Omega$, $\operatorname{Im} \omega > 0$. В результате получаем

$$-\frac{dW}{dz} = \frac{e^2 \omega_0^2}{2 v^2} \ln \frac{\rho_0^2}{\rho_0^2 - \rho_c^2}. \quad (40)$$

При этом мы воспользовались тождеством

$$\sum_{m=1}^{\infty} \frac{x^m}{m} = -\ln(1-x). \quad (41)$$

Заметим, что отсутствие полюсов у функций $F(\omega)$ и $F_m(\omega)$ (соответственно формулы (22) и (39)) имеет простой физический смысл: черен-

ковское излучение не образуется в тонких цилиндрах, как в полом (21), так и в сплошном (38).

В разделах 1 и 2 мы показали, что эффект плотности имеет место в обоих рассмотренных случаях независимо от поперечных размеров цилиндра. По-видимому, это обстоятельство носит общий характер. При движении частицы параллельно поверхности тела, имеющего большую протяженность вдоль траектории частицы, вещество тела всегда «успевает» поляризоваться, что и приводит к эффекту плотности. В случае же, когда размер тела вдоль траектории частицы мал, например, в случае тонкой пластины [1], вещество тела «не успевает» поляризоваться за время пролета быстрой частицы, поэтому эффект плотности отсутствует. Для этого продольный размер тела, грубо говоря, не должен превышать величину порядка v/ω_A , поскольку время поляризации атомов среды имеет порядок ω_A^{-1} . В противном случае эффект плотности всегда будет иметь место независимо от поперечных размеров тела.

3. Анализ поля частицы

Попытаемся теперь выяснить, насколько наличие цилиндрического тела, рассмотренного в разделе 2, искажает поле частицы в вакууме. Другими словами, сравним $E_{\text{доб}}$ с $E^{\text{вак}}$ (см. (1)). Для этого приведем выражения фурье-компонент $E_m^{\text{вак}}(\rho, \omega)$:

$$\begin{aligned} E_{mz}^{\text{вак}}(\rho, \omega) &= -\frac{ix_0^2}{\omega} Z_m(x_0\rho), \\ E_{m\rho}^{\text{вак}}(\rho, \omega) &= -\frac{x_0}{v} Z'_m(x_0\rho), \\ E_{m\varphi}^{\text{вак}}(\rho, \omega) &= -\frac{im}{\rho v} Z_m(x_0\rho), \end{aligned} \quad (42)$$

где

$$Z_m(x_0\rho) = \begin{cases} K_m(x_0\rho_0) I_m(x_0\rho), & \rho < \rho_0 \\ I_m(x_0\rho_0) K_m(x_0\rho), & \rho > \rho_0. \end{cases}$$

Из (31) и (42) видно, что когда

$$|x_0\rho_c| \gtrsim 1 \text{ или } x_0\rho_c \gtrsim 1, \quad (43)$$

величины (31) сравнимы с (42) или много больше.

Пусть выполнены условия, обратные (43), т. е.

$$|x_0\rho_c| \ll 1 \text{ и } x_0\rho_c \ll 1. \quad (44)$$

Тогда после разложения выражений (32) по малым параметрам (44) получаем

$$\begin{aligned} \gamma_0 &= \frac{1-\varepsilon}{2} (x_0\rho_c)^2 K_0(x_0\rho_0), \\ \gamma_m = \beta^{-2} \xi_m &= \frac{2}{m!(m-1)!} \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} \gamma^2 \left(\frac{x_0\rho_c}{2}\right)^{2m} K_m(x_0\rho_0). \end{aligned} \quad (45)$$

Рассмотрим сначала область пространства вблизи цилиндра, т. е. пусть

$$x_0 \rho \ll 1. \quad (46)$$

Из (31) и (42) с учетом (45) и (46) для отношений

$$P_{mi} = \left| \frac{E_{mi}^{\text{доб}}(\rho, \omega)}{E_{mi}^{\text{вак}}(\rho, \omega)} \right| \quad (i = \rho, \varphi, z) \quad (47)$$

получаем

$$\begin{aligned} P_{\rho z} &= \frac{|1-\varepsilon|}{2} (x_0 \rho_c)^2 \ln \frac{2}{C x_0 \rho_a}, \\ P_{mz} &= \left| \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} \right| \left(\frac{\rho_c}{\rho_a} \right)^{2m} \gamma^2 \quad (m \geq 1), \\ \rho_a &= \min \{\rho, \rho_0\}, \quad C = 1,7811, \\ P_{\rho\varphi} &= \begin{cases} \frac{|1-\varepsilon|}{2} \left(\frac{\rho_c}{\rho} \right)^2, & \rho_c < \rho < \rho_0 \\ \frac{|1-\varepsilon|}{2} (x_0 \rho_c)^2 \ln \frac{2}{C x_0 \rho_0}, & \rho > \rho_0. \end{cases} \end{aligned} \quad (48)$$

Отношения $P_{m\rho}$ и $P_{m\varphi}$ ($m \geq 1$) определяются формулой, аналогичной формуле для P_{mz} , только без множителя γ^2 в правой части.

Таким образом, мы видим, что вблизи цилиндра вакуумное поле частицы сильно искажено, в особенности его z -составляющая.

Рассмотрим теперь область пространства вдали от цилиндра, т. е.

$$x_0 \rho \gg 1. \quad (49)$$

Анализ выражений (45) и (42) показывает, что в этом случае при $x_0 \rho_0 \gg 1$ отношения (47) малы. Однако если

$$x_0 \rho_0 \ll 1, \quad (50)$$

то отношения (47), в особенности для z -составляющей поля, вовсе не малы. Таким образом, при выполнении условия (50), т. е. когда частица пролетает достаточно близко от тела, вакуумное поле частицы значительно искажено во всем пространстве.

Выражаем искреннюю признательность Г. М. Гарибяну за то, что он привлек наше внимание к рассматриваемому вопросу, и за стимулирующие дискуссии, а также с благодарностью вспоминаем ценные обсуждения с безвременно ушедшим из жизни М. Р. Магомедовым.

Ереванский физический
институт

Поступила 18.III.1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Гарибян. ЖЭТФ, 37, 527 (1959).
2. E. Fermi. Phys. Rev., 57, 485 (1940).
3. Г. М. Гарибян, Р. В. Карапетян. Изв. АН АрмССР, физ.-мат. науки, XVI, 99 (1963).

4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. ГИТТЛ, М., 1957.
5. Справочник по специальным функциям. Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. Изд. Наука, М., 1979, стр. 195.
6. Б. М. Болотовский. УФН, 75, 295 (1961).
7. Л. С. Боданкевич. Кандидатская диссертация, ФИАН СССР, Москва, 1960.

ՄԱՐՄԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻՆ ԶՈՒԳԱԶՆՈՒ ՇԱՐԺՎՈՂ ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ՄԱՍՆԻԿԻ ԻՈՆԻԶԱՑԻՈՆ ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԸ

Մ. Ա. ԱԳԻՆՅԱՆ, Է. Ա. ԲԱԲԱԽԱՆՅԱՆ, ՅԱՆ ՇԻ

Աշխատանքում դիտարկված են վակուումում դատարկ կամ հոծ դիալեկտիկ առանցքի ուղիղաձև շարժվող ուղիղաձև խողովակի մասնիկի էներգիայի կորուստները: Ցույց է տրված, որ անկախ դիալեկտիկ լայնական չափանիշից՝ մասնիկի լորենց-ֆակտորի մեծ արժեքների դեպքում միջոց տեղի ունի Ֆերմիի խտության էֆեկտը: Կատարված է նաև մասնիկի դաշտի արտահայտության հետազոտում:

IONIZATION LOSSES OF A RELATIVISTIC PARTICLE MOVING PARALLEL TO THE SURFACE OF THE BODY

M. A. AGINYAN, E. A. BABAKHANYAN, C. YANG

The energy losses for a relativistic particle moving in vacuo both along the axis of a hollow cylinder and parallel to the axis of a solid cylinder are investigated. It is shown that for large values of the Lorentz-factor, the Fermi density effect takes place for all the values of the transversal dimensions of cylinders. The particle field is analyzed too.