

ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В СРЕДЕ, НАХОДЯЩЕЙСЯ В ПОЛЕ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

А. Ц. АМАТУНИ, К. З. АЦАГОРЦЯН, Э. В. СЕХПОСЯН,
С. С. ЭЛБАКЯН

Рассмотрены ионизационные потери ультрарелятивистской заряженной частицы, проходящей через среду, находящуюся в поле сильной электромагнитной волны, с учетом нелинейного воздействия этого поля на среду. Показано, что нелинейные по отношению к амплитуде внешнего поля члены в ионизационных потерях зависят от энергии пролетающей частицы в тех областях значений энергии, где линейные потери выходят на плато Ферми.

Эффект плотности Ферми накладывает естественное ограничение на использование ионизационных потерь заряженных частиц, как средства измерения их энергий. При энергиях $E \gg E_{кр} = \frac{\omega_{ат}}{\omega_L} \mu c^2$ ($\omega_L = \sqrt{4\pi N e^2 / m}$ —

— частота Ленгмюра для данного вещества, $\omega_{ат}$ — средняя атомная частота, μ — масса заряженной частицы) поляризация среды полем частицы «приводит к такому экранированию заряда, в результате которого рост торможения в конце концов прекращается и оно стремится к конечному пределу» [1]. Как следует из вывода, данного в [1], величина критической энергии $E_{кр}$ определяется зависимостью от ω диэлектрической проницаемости $\epsilon(\omega)$ при больших частотах (вдоль мнимой оси плоскости комплексного переменного ω). Поэтому смещение начала плато в ионизационных потерях в область больших энергий можно искать на пути изменения диэлектрических свойств среды при больших значениях ω .

Одним из способов достижения желаемого эффекта может быть включение внешнего сильного электромагнитного поля большой частоты $\omega_0 \gg \omega_L \gg \nu_{ei}$ (ν_{ei} — частота столкновений электронов с ионами) и учета нелинейного воздействия этого поля на среду. При этом, если интересоваться ионизационными потерями ультрарелятивистских частиц, то существенными при вычислении ионизационных потерь оказываются высокие частоты $\omega \gg \omega_{ат}$. Предполагая, кроме того, что скорость частицы много больше скоростей теплового движения электронов среды и что скорость осцилляций электронов среды в электромагнитном поле существенно превышает их тепловую скорость, мы можем рассматривать среду как плазму с покоящимися ионами и описывать ее с помощью уравнений одножидкостной электронной плазмы [2—5]. Учитывая, что частица, ионизационными потерями которой мы интересуемся, крайне релятивистская, можно пренебречь также влиянием внешнего поля на ее движение. Возникающая при этом задача об ионизационных потерях крайне-релятивистской частицы в плазме, описываемой в гидродинамическом приближении, при наличии внешнего сильного электромагнитного поля (с учетом нелинейных эф-

эффектов при вычислении поляризации среды) представляет, конечно, и самостоятельный интерес.

Учет нелинейных эффектов в поляризации среды в сильном внешнем поле связан с известными математическими трудностями. Для такого типа задач наиболее полно разработан аппарат теории возмущений, которым мы и будем пользоваться (см. обзор Пустовалова и Силина [6] и цитированную там литературу, а также [5]). Полученные результаты будут представлять разложения по степеням параметра, содержащего амплитуду внешнего электромагнитного поля. Поскольку практически возможно вычислить только первые члены этого разложения, использование аппарата теории возмущений предопределяет анализ явлений только не в очень сильных полях.

В выполненных до последнего времени теоретических работах, связанных с ослаблением условий действия эффекта плотности в ионизационных потерях заряженных частиц, рассматривались отличные от изучаемого здесь случая физические условия. В работе Гарибяна [7] рассмотрены ионизационные потери в тонких пластинках и показано, что при определенном условии на толщину пластинки и энергию частицы логарифмический рост ионизационных потерь сохраняется в силу того, что среда не успевает достаточно заполяризоваться при пролете частицы через тонкую пластинку. В работе Бахшяна и Гарибяна [8] в связи с теорией мониторов вторичной эмиссии качественно рассмотрено влияние сильного постоянного электрического поля на ионизационные потери и показано, что при условии преобладания поляризации среды, обусловленной внешним полем, над поляризацией, обусловленной полем частицы, сохраняется логарифмический рост ионизационных потерь с энергией. В работе Тавдгирдзе и Цинцадзе [9] рассмотрены поляризационные потери заряженной частицы, движущейся в плазме, помещенной в высокочастотном электрическом поле; которое, однако, не изменяет свойств самой плазмы.

В наиболее близкой к нам по постановке задачи работе Алиева, Горбунова, Рамазашвили [10] учтено изменение дисперсионных свойств плазмы в сильном ВЧ-поле (см. также [11]). В [10] плазма описывается с помощью кинетического уравнения, однако учтено только электрическое поле прямолинейно движущейся тяжелой ионизирующей заряженной частицы, что справедливо лишь для нерелятивистских скоростей ее движения. Авторы [10] нашли условие, когда поляризационные потери в рассматриваемом ими случае значительно возрастают.

2. Ниже формулируется и решается задача о потерях крайне-релятивистской заряженной частицы, движущейся с постоянной скоростью в безграничной плазме, находящейся в поле сильной электромагнитной волны большой частоты.

Исходная система уравнений, определяющих плотность $n(\mathbf{r}, t)$ и скорость $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ электронов плазмы, записывается в виде

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (n\mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$m \left\{ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \left(\mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \mathbf{v} \right\} = e \left\{ \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{H}] \right\}, \quad (2)$$

где $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ определяются из уравнений Максвелла

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} (\mathbf{j} + \mathbf{j}_{\text{зар}}), \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \mathbf{E} &= 4\pi (\rho + \rho_{\text{зар}}), \\ \operatorname{div} \mathbf{H} &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Индукированные плотность заряда $\rho = en$ и ток $\mathbf{j} = en\mathbf{v}$ являются нелинейными функционалами электрического поля и, в свою очередь, входят из (1) — (2), а $\mathbf{j}_{\text{зар}}$ и $\rho_{\text{зар}}$ — соответственно ток и плотность заряда пролетающей частицы.

Систему уравнений (1) — (3) будем решать методом последовательных приближений. Предварительно представим поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_{\text{зар}}(\mathbf{r}, t), \quad (4)$$

где $\mathbf{E}_0$ — поле в среде в отсутствии заряда, и предположим, что $|\mathbf{E}_{\text{зар}}| \ll |\mathbf{E}_0|$. В выражениях же для $\mathbf{j}$ и ρ ограничимся членами, линейными по $\mathbf{E}_{\text{зар}}$ и билинейными по $\mathbf{E}_0$. По определению $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)$ является решением однородной ($\rho_{\text{зар}} = 0$, $\mathbf{j}_{\text{зар}} = 0$, $\mathbf{E}_{\text{зар}} = 0$) системы уравнений (3). В качестве нулевого приближения для него выберем решение линейной однородной системы в виде

$$\mathbf{E}_0^{(0)}(\mathbf{r}, t) = eE \cos(\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - \omega_0 t + \alpha_0) \quad (5)$$

с амплитудой внешнего поля E и вектором поляризации e , лежащим в плоскости, перпендикулярной к направлению скорости $\mathbf{v}_0$ (ось z) движения релятивистской частицы, $\mathbf{k}_0 = n \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\epsilon_0}$, $\epsilon_0 = 1 - \frac{\omega_L^2}{\omega_0^2}$, n — единичный вектор в направлении $\mathbf{v}_0$, ω_0 — частота внешнего поля, α_0 — постоянная фаза.

Неоднородная система уравнений (3) для определения поля заряда $\mathbf{E}_{\text{зар}}$ после фурье-преобразования принимает вид (индекс при $\mathbf{E}_{\text{зар}}$ в дальнейшем будем опускать)

$$\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\omega) \right) \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) - \mathbf{k} (kE(k, \omega)) = j_1(\mathbf{k}, \omega) + \varphi j_2(\mathbf{k}, \omega) + \varphi^2 j_3(\mathbf{k}, \omega), \quad (6)$$

где введен малый параметр

$$\varphi = \frac{eE}{2mc} \frac{1}{\omega_0} \ll 1, \quad (7)$$

а токи в правой части (6) даются выражениями

$$j_1(k, \omega) = i \frac{ev_0 \omega}{2\pi^2 c^2} \delta(\omega - kv_0), \quad (8)$$

$$j_2(k, \omega) = -\frac{i\omega_L^2}{c} \left\{ \left[\frac{k}{\omega_1} (eE(k_1, \omega_1)) + \frac{e\omega}{\omega_1^2} (k_1 E(k_1, \omega_1)) \right] e^{i\alpha_0} - \right. \\ \left. - \left[\frac{k}{\omega_2} (eE(k_2, \omega_2)) + \frac{e\omega}{\omega_2^2} (k_2 E(k_2, \omega_2)) \right] e^{-i\alpha_0} \right\}, \quad (9)$$

$$j_3(k, \omega) =$$

$$= \omega_L^2 \left\{ \left[\frac{k(ke)}{\omega_1 \omega_3} (eE(k_3, \omega_3)) + \frac{e\omega k_1^2}{\omega_1^2 \omega_3} (eE(k_3, \omega_3)) + \frac{e\omega(ke)}{\omega_1 \omega_3^2} (kE(k_3, \omega_3)) + \right. \right. \\ \left. + \frac{k}{2\omega_0 \omega_3} (k_0 E(k_3, \omega_3)) + \frac{k_0 \omega}{2\omega_0 \omega_3^2} (k_3 E(k_3, \omega_3)) + \frac{k_0^2 \omega}{2\omega_0^2 \omega_3} E(k_3, \omega_3) \right] e^{2i\alpha_0} + \\ \left. + \left[\frac{k(ke)}{\omega_2 \omega_4} (eE(k_4, \omega_4)) + \frac{ek_2^2 \omega}{\omega_2^2 \omega_4} (eE(k_4, \omega_4)) + \right. \right. \\ \left. + \frac{e\omega(ke)}{\omega_2 \omega_4^2} (k_4 E(k_4, \omega_4)) + \frac{k}{2\omega_0 \omega_4} (k_0 E(k_4, \omega_4)) + \right. \\ \left. + \frac{k_0 \omega}{2\omega_0 \omega_4^2} (k_4 E(k_4, \omega_4)) + \frac{k_0^2 \omega}{2\omega_0^2 \omega_4} E(k_4, \omega_4) \right] e^{-2i\alpha_0} - \\ \left. - \frac{2k(ke)}{\omega_1 \omega_2} (eE(k, \omega)) + \frac{2e(ke)}{\omega_1 \omega_2} (kE(k, \omega)) + e \left(\frac{k_1^2}{\omega_1^2} + \frac{k_2^2}{\omega_2^2} \right) (eE(k, \omega)) \right\}, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} k_1 &= k - k_0, & \omega_1 &= \omega - \omega_0, \\ k_2 &= k + k_0, & \omega_2 &= \omega + \omega_0, \\ k_3 &= k - 2k_0, & \omega_3 &= \omega - 2\omega_0, \\ k_4 &= k + 2k_0, & \omega_4 &= \omega + 2\omega_0. \end{aligned} \quad (11)$$

Условиями применимости выражений (8)–(10), помимо (7), являются также

$$\frac{eE}{m\omega} \frac{k}{\omega} \ll 1, \quad (12)$$

$$\omega^2 \gg \omega_0^2 \gg \omega_L^2. \quad (13)$$

Условия (7) и (12) есть условия применимости теории возмущений, а (13) позволило отбросить в (10) члены, пропорциональные ω_L^4/ω_0^4 .

Учитывая, что второй (j_2) и третий (j_3) члены в выражении для тока в (6) линейно зависят от $E(k, \omega)$, можно перенести эти члены в левую часть уравнения (6) и решать его точно. Однако, получающиеся при этом результаты в дальнейшем снова приходится разлагать в ряд по φ . Мы предпочли с самого начала рассматривать эти части тока как возмущение, что нам представляется более последовательным.

Будем искать решение уравнения (6) в виде

$$E(k, \omega) = E_1(k, \omega) + \varphi E_2(k, \omega) + \varphi^2 E_3(k, \omega).$$

Тогда задача сведется к решению следующей системы алгебраических уравнений:

$$\begin{aligned} \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega)\right) E_1(\mathbf{k}, \omega) - \mathbf{k}(\mathbf{k} E_1(\mathbf{k}, \omega)) &= j_1(\mathbf{k}, \omega), \\ \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega)\right) E_2(\mathbf{k}, \omega) - \mathbf{k}(\mathbf{k} E_2(\mathbf{k}, \omega)) &= j_2(\mathbf{k}, \omega), \\ \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega)\right) E_3(\mathbf{k}, \omega) - \mathbf{k}(\mathbf{k} E_3(\mathbf{k}, \omega)) &= \\ &= j_2(\mathbf{k}, \omega, E_2) + j_3(\mathbf{k}, \omega, E_1). \end{aligned} \quad (14)$$

Решение первого из уравнений системы (14) для $E_1(\mathbf{k}, \omega)$ общеизвестно (см., напр., [1—2]). Поскольку далее мы будем вычислять работу, совершаемую полем над зарядом на единице пути, мы приведем здесь лишь выражение для $E_{3z}(\mathbf{k}, \omega)$, ибо работа, совершаемая полем $E_2(\mathbf{k}, \omega)$, равна нулю. Имея в виду (13), мы приходим к следующему выражению для $E_{3z}(\mathbf{k}, \omega)$:

$$\begin{aligned} E_{3z}(\mathbf{k}, \omega) &= \frac{ie^2 \omega^2}{2\pi^2} \{ \delta(\omega_3 - \mathbf{k}_3 \mathbf{v}_0) F(\mathbf{k}, \omega, \mathbf{k}_1, \omega_1, \mathbf{k}_3, \omega_3) e^{2i\alpha_3} + \\ &+ \delta(\omega_4 - \mathbf{k}_4 \mathbf{v}_0) F(\mathbf{k}, \omega, \mathbf{k}_2, \omega_2, \mathbf{k}_4, \omega_4) e^{-2i\alpha_4} - \\ &- \delta(\omega - \mathbf{k} \mathbf{v}_0) \Phi(\mathbf{k}, \omega, \mathbf{k}_1, \omega_1, \mathbf{k}_2, \omega_2) \}, \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$\begin{aligned} F(\mathbf{k}, \omega, \mathbf{k}_1, \omega_1, \mathbf{k}_3, \omega_3) &= k_z \left\{ \frac{(\mathbf{k} \mathbf{e})(\mathbf{k}_3 \mathbf{e})(\mathbf{k}_3 \mathbf{v}_0)}{\omega_1 \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega) \omega_3^2 \varepsilon(\omega_3) \left(k_3^2 - \frac{\omega_3^2}{c^2} \varepsilon(\omega_3)\right)} + \right. \\ &+ \frac{\left| (\mathbf{k}_0 \mathbf{k}_3)(\mathbf{k}_3 \mathbf{v}_0) - \frac{\omega_3^2}{c^2} \varepsilon(\omega_3)(\mathbf{k}_0 \mathbf{v}_0) \right|}{2\omega_0 \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega) \omega_3^2 \varepsilon(\omega_3) \left(k_3^2 - \frac{\omega_3^2}{c^2} \varepsilon(\omega_3)\right)} + \\ &+ \frac{\omega(\mathbf{k}_3 \mathbf{v}_0) \left[\frac{(\mathbf{k} \mathbf{e})^2}{\omega_1} + \frac{(\mathbf{k} \mathbf{k}_0)}{2\omega_0} \right]}{\omega_3^2 \varepsilon(\omega_3) \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega) \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega)\right)} + \\ &+ \frac{\omega k_1^2 (\mathbf{k} \mathbf{e})(\mathbf{k}_3 \mathbf{e})(\mathbf{k}_3 \mathbf{v}_0)}{\omega_1^2 \omega_3^2 \varepsilon(\omega_3) \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega) \left(k_3^2 - \frac{\omega_3^2}{c^2} \varepsilon(\omega_3)\right) \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega)\right)} + \\ &+ \left. \frac{\omega k_0^2 \left| (\mathbf{k} \mathbf{k}_3)(\mathbf{k}_3 \mathbf{v}_0) - \frac{\omega_3^2}{c^2} \varepsilon(\omega_3)(\mathbf{k} \mathbf{v}_0) \right|}{2\omega_0 \omega_3^2 \varepsilon(\omega_3) \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega) \left(k_3^2 - \frac{\omega_3^2}{c^2} \varepsilon(\omega_3)\right) \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega)\right)} \right\} - \end{aligned} \quad (16)$$

$$-\frac{k_{0z}\omega(\mathbf{k}_3\mathbf{v}_0)}{2\omega_0\omega_3^2\varepsilon(\omega_3)\left(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\omega)\right)}+\frac{\mathbf{v}_0\omega_0k_0^2}{2c^2\omega_0^2\left(k_3^2-\frac{\omega_3^2}{c^2}\varepsilon(\omega_3)\right)\left(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\omega)\right)}-\\-\frac{k_{3z}\omega k_3^2(\mathbf{k}_3\mathbf{v}_0)}{2\omega_0^2\omega_3^2\varepsilon(\omega_3)\left(k_3^2-\frac{\omega_3^2}{c^2}\varepsilon(\omega_3)\right)\left(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\omega)\right)},$$

$$\Phi(\mathbf{k}, \omega, \mathbf{k}_1, \omega_1, \mathbf{k}_2, \omega_2) = k_z \left\{ \frac{4\omega(\mathbf{k}\mathbf{e})^2(\mathbf{k}\mathbf{v}_0)}{\omega_1\omega_2\frac{\omega^4}{c^2}\varepsilon^2(\omega)\left(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\omega)\right)} + \right. \\ \left. + \frac{(\mathbf{k}\mathbf{e})^2(\mathbf{k}\mathbf{v}_0)\left[\frac{k_1^2}{\omega_1^2}+\frac{k_2^2}{\omega_2^2}\right]}{\frac{\omega^3}{c^2}\varepsilon^2(\omega)\left(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\omega)\right)^2} \right\}, \quad (17)$$

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \omega_L^2/\omega^2. \quad (18)$$

3. Работа поля $E_{3z}(\mathbf{k}, \omega)$ над зарядом на единице длины пути определяется выражением

$$W = q^2 e E_{3z}(\mathbf{r}, t) = q^2 e \int E_{3z}(\mathbf{k}, \omega) e^{i(k_0 v_0 - \omega)t} d\mathbf{k} d\omega, \quad (19)$$

где значение поля взято в точке нахождения заряда $\mathbf{r} = \mathbf{v}_0 t$. Интегрирование мы проводим методом Ландау [1]. Полюса подынтегральных выражений определяются из двух соотношений

$$\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\omega)\right) = 0, \quad (20)$$

$$\left(k_3^2 - \frac{\omega_3^2}{c^2}\varepsilon(\omega_3)\right) = 0. \quad (21)$$

Имея в виду (11) и то, что $k^2 = q^2 + \frac{\omega^2}{v_0^2}$, и разрешив уравнения (20)

и (21) относительно ω , мы получим следующие пары пределов, в которых будет идти интегрирование по $\omega(q)$ после взятия соответствующих вычетов по ω в интегралах (19) (бесконечно малая положительная мнимая часть у ω обеспечивает обход полюсов в соответствии со слабым затуханием волн):

$$\omega(q_m) = v_0^2 \gamma^2 \left\{ \frac{2(\omega_0 - k_0 v_0)}{c^2} + \frac{1}{v_0} \sqrt{\frac{4(\omega_0 - k_0 v_0)^2}{c^2} - \frac{1}{\gamma^2} \left(q_m^2 + \frac{\omega_L^2}{c^2} \right)} \right\}, \quad (22)$$

$$\omega(0) = v_0^2 \gamma^2 \left\{ \frac{2(\omega_0 - k_0 v_0)}{c^2} + \frac{1}{v_0} \sqrt{\frac{4(\omega_0 - k_0 v_0)^2}{c^2} - \frac{\omega_L^2}{\gamma^2 c^2}} \right\};$$

$$\omega(q_m) = i v_0 \gamma \sqrt{q_m^2 + \frac{\omega_L^2}{c^2}} + 2k_0 v_0, \quad \omega(0) = i v_0 \gamma \frac{\omega_L}{c} + 2k_0 v_0, \quad (23)$$

где $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v_0^2/c^2}}$, q_m — максимальные переданные импульсы, определяемые условием применимости макроскопического рассмотрения $\frac{\omega_L}{c} \ll q_m \ll a$, a — атомные размеры.

Заметим, что условие применимости теории возмущений (12) позволяет нам выбрать при практически достижимых значениях амплитуды E внешнего поля в качестве предела q величину q_m . Общий результат интегрирования ввиду громоздкости мы не приводим. Рассмотрим два частных случая.

а) Пусть энергия пролетающей частицы удовлетворяет условию

$$\frac{\omega_0^2}{\omega_L^2} \ll \frac{E}{\mu c^2} \ll \frac{q_m c \omega_0}{\omega_L^2}. \quad (24)$$

Если принять $\omega_0 \sim \omega_{\text{ит}}$, то условие (24) означает, что мы находимся в той области энергий, где при отсутствии внешнего поля имеет место эффект плотности.

Выражение (19) для потерь энергии содержит как постоянный, так и зависящий от времени член. При усреднении за все время пролета частицы зависящий от времени член исчезает. Однако ввиду нестационарности задачи представляется естественным постановка вопроса о потерях на данном участке траектории частицы, усредненных по времени измерения этих потерь.

Для большей наглядности мы будем далее говорить о полубесконечном пространстве, заполненном плазмой, в которую частица влетает в момент времени $t=0$, а внешнее электромагнитное поле имеет в этот момент на границе плазмы начальную фазу α_0 . Тогда, рассматривая потери на расстояниях, достаточно удаленных от границы, и тем самым пренебрегая граничными эффектами, можно считать полученные выше результаты применимыми и к такой задаче. Потери энергии на единицу пути в точке $z = v_0 t$ необходимо при этом усреднить по времени измерения T , для которого мы будем считать выполненным условие

$$\frac{\omega_0 T}{2} \left(1 - \beta^2 + \frac{\omega_L^2}{\omega_0^2} \right) \ll 1. \quad (25)$$

В результате интегрирования и усреднения (19) при условиях (24) и (25) приходим к следующим нелинейным по отношению к амплитуде внешнего поля поправкам к линейным потерям энергии:

$$\begin{aligned} W = & - \frac{e^2 \omega_L^2}{v_0^2} \left\{ \frac{9}{4} \cos \left[\frac{\omega_0 z}{v_0} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \frac{\omega_L^2}{\omega_0^2} \right) - 2\alpha_0 \right] \ln \frac{2\omega_L \gamma}{\omega_0} + \right. \\ & + \left(\frac{1}{2} - 2 \cos \left[\frac{\omega_0 z}{v_0} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \frac{\omega_L^2}{\omega_0^2} \right) - 2\alpha_0 \right] \right) \ln \frac{q_m c}{\omega_L} - \\ & \left. - \frac{9}{8} \pi \sin \left[\frac{\omega_0 z}{v_0} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \frac{\omega_L^2}{\omega_0^2} \right) - 2\alpha_0 \right] \right\}, \quad (26) \end{aligned}$$

где зависимость от энергии определяется лоренц-фактором γ .

Зависимость потерь от фазы волны может быть понята следующим образом. Частица, ионизационными потерями которой мы интересуемся, движется в направлении распространения волны со скоростью, близкой к скорости волны ($v_0 \sim c$). Электромагнитная волна, согласно уравнениям (1)–(2), создает в плазме неоднородности, движущиеся в рассматриваемом случае почти совместно с частицей, и поэтому ионизационные потери частицы зависят от относительного положения частицы и неоднородностей, т. е. от фазы α_0 (напомним, что частица пролетает начало координат в момент времени $t=0$).

б) Пусть

$$\frac{\omega_0^2}{q_m^2 c^2} \ll \left(\frac{E}{\mu c^2} \right)^2 \ll \frac{\omega_0}{\omega_L}. \quad (27)$$

В этой области энергий выражения для ионизационных потерь в диэлектрике при отсутствии внешнего поля зависят от энергии логарифмически. Однако, в плазме из-за полной экранировки поля заряда зависимость от энергии отсутствует вообще [2]. Нелинейные же поправки к ионизационным потерям энергии в плазме, обязанные внешнему полю, зависят от энергии и имеют вид (после усреднения до T)

$$W = -\frac{e^2 \omega_L^2}{2v_0^2} \left\{ 1 + 2 \ln \frac{q_m c}{\omega_L} - 4 \cos \left[\frac{\omega_0 z}{v_0} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \frac{\omega_L^2}{\omega_0^2} \right) - 2\alpha_0 \right] \ln \frac{2q_m c \gamma^3}{\omega_0} + \right. \\ \left. + 3 \cos \left[\frac{\omega_0 z}{v_0} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \frac{\omega_L^2}{\omega_0^2} \right) - 2\alpha_0 \right] + 2\pi \sin \left[\frac{\omega_0 z}{v_0} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \frac{\omega_L^2}{\omega_0^2} \right) - 2\alpha_0 \right] \right\}. \quad (28)$$

Отношение нелинейной части потерь к линейной определяется, в основном, квадратом параметра малости $\varphi = \frac{eE}{2mc\omega_0}$. Для значений

$E = 10^8 \frac{\text{В}}{\text{см}}$ и $\omega_0 \sim 10^{15} \text{ ф} \sim 10^{-2}$. Из результатов интегрирования формулы (19) в общем случае следует, что с ростом энергии пролетающей частицы при $E \gg \frac{q_m c \omega_0}{\omega_L^2} \mu\text{с}^2$ нелинейные по внешнему полю поправки к ионизационным потерям перестают зависеть от энергии и стремятся к постоянному пределу.

Для выяснения природы потерь энергии, определяемых формулами (26) и (28), необходимо получить выражение для поля E_z в координатном представлении. Анализ полученных формул показывает, что в рассмотренных случаях часть поля имеет вид цилиндрической волны, не затухающей на бесконечности, которая связана с излучением, имеющим, по-видимому, ту же природу, что и излучение, рассмотренное в работах [12–14]. Другая часть поля обуславливает ионизационные потери. Обе части поля приводят к одинаковой (логарифмической) зависимости потерь от энергии заряженной частицы.

Нами рассмотрен также случай, когда частица движется со скоростью $v_0 \sim c$ навстречу волне. Для величины потерь на единицу длины пути в данный момент времени получена следующая формула:

$$W = \frac{e^2 \omega_L^2}{v_0^2} \varphi^2 \left\{ \frac{1}{2} + \ln \frac{q_m c}{\omega_L} + 2 \cos 4 \omega_0 t \ln \frac{q_m c}{8 \omega_0^2} + \pi \sin 4 \omega_0 t \right\} \quad (2)$$

при условии

$$\frac{\omega_0}{\omega_L} \ll \frac{E}{\mu c^2} \ll \frac{q_m c}{\omega_0} \quad (3)$$

В формуле (29) фаза α_0 положена равной нулю.

Полученные результаты (26), (28) и (29) показывают, что учет нелинейностей во взаимодействии электромагнитного поля со средой приводит к появлению энергетической зависимости ионизационных потерь в тех областях, где она отсутствует в обычном случае. Это обстоятельство, интересное само по себе, позволяет надеяться, что рассмотрение ионизационных потерь в нелинейных средах вне рамок теории возмущений может привести к обнаружению заметных и интересных с точки зрения практического использования эффектов в энергетической зависимости ионизационных потерь.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Г. М. Гарибяну и М. Р. Магомедову за полезные обсуждения в процессе выполнения настоящей работы, а также Л. М. Горбунову за критические замечания.

Ереванский физический
институт

Поступила 18.VI.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, ГИТТЛ, М., 1958, § 85.
2. А. И. Ахиезер, А. Г. Ситенко. ЖЭТФ, 23, 161 (1952).
3. В. П. Силин, А. А. Рухадзе. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред, Госатомиздат, М., 1961.
4. В. А. Гинзбург, А. А. Рухадзе. Волны в магнитно-активной плазме, Изд. Наука, М., 1970.
5. В. П. Силин. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму, Изд. Наука, М., 1973.
6. В. В. Пустовалов, В. П. Силин. Труды ФИАН, 61, 42 (1972).
7. Г. М. Гарибян. ЖЭТФ, 37, 527 (1959).
8. Г. Г. Бахиян, Г. М. Гарибян. Изв. АН АрмССР, Физика, 2, 415 (1967).
9. Т. А. Тавдиридзе, Н. А. Цинцадзе. ЖЭТФ, 58, 975 (1970).
10. Ю. М. Алиев, Л. М. Горбунов, Р. Р. Рамазашвили. ЖЭТФ, 61, 1477 (1971).
11. Б. М. Маркеев, Б. С. Моисеев. Изв. вузов, Радиофизика, 17, 1404 (1974).
12. К. А. Барсуков, Б. М. Бологовский. ЖЭТФ, 45, 303 (1964). Изв. вузов, Радиофизика, 7, 291 (1964).
13. К. А. Барсуков, П. П. Лизогуб. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 18 (1972).
14. Ж. М. Диасамидзе, Н. А. Цинцадзе. ЖЭТФ, 43, 1323 (1973).

ՌԵՆԴԻՄԵՆԿԱՆԻ ՄԱՍԻՆԻԿԻ ԻՌԵՆԴԱՑԻՈՆ

ԿՈՐՈՒՍՏԵՆԵՐԸ ՈՒԺԵՂ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ԱՆԻԲԻ
ԴԱՇՏՈՒՄ ԳՏԵՎՈՂ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Ա. Յ. ԱՄԱՏՈՒՆԻ, Կ. Զ. ՀԱՅԱԳՈՐԾԱՆ, Է. Վ. ՍԵՂՈՍՅԱՆ, Ս. Ս. ԷԼԱԿՅԱՆ

Հոդվածում դիտարկված են ուժեղ էլեկտրամագնիսական ալիքի դաշտում գտնվող միջա-
վայրի միջով անցնող ռեյստրիկի մասնիկի իոնիզացիոն կորուստները: Ցույց է տրված,

որ իոնիզացիոն կորուստների արտաշատության մեջ արտաքին դաշտի ամպլիտուդի նկատմամբ ոչ դժային անդամները կախված են անցնող մասնիկի էներգիայից էներգիաների այն տիրույթում, որտեղ դժային կորուստները կախված չեն էներգիայից:

IONIZATION LOSSES OF ULTRARELATIVISTIC CHARGED PARTICLE IN A MEDIUM IN A STRONG ELECTROMAGNETIC WAVE FIELD

A. Ts. AMATUNI, K. Z. ATSAGORTSYAN, E. V. SEKHPOSYAN,
S. S. ELBAKYAN

The ionization losses of an ultrarelativistic charged particle traversing a medium in the presence of a strong electromagnetic wave field are considered with due regard for the non-linear action of the field on a medium. It was shown, that the terms in the ionization losses non-linear relative to the amplitude of the external field depend on the energy of the charge-in-flight in the energy ranges where linear losses reach the plateau.