

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ ПЛАЗМЫ, СОЗДАВАЕМОЙ ИМПУЛЬСОМ АНИЗОТРОПНОЙ ИОНИЗАЦИИ

В.Ю. Быченков, В.П. Силин, В.Т. Тихончук

*Рассмотрена генерация низкочастотного электромагнитного излучения из плазмы, создаваемой коротким импульсом жесткого ионизирующего излучения. Механизм генерации связан с совместным действием неоднородности плотности и анизотропии энергетического распределения электронов. Приведены оценки энергетических и спектральных характеристик генерируемого излучения.*

Прохождение быстрых заряженных частиц и коротких электромагнитных импульсов через вещество сопровождается генерацией электромагнитных волн, механизмы которой могут быть различными. Наиболее широко известны черенковское, тормозное и переходное излучения /1/. Они обусловлены торможением частицы или наведенной поляризацией среды. Если же прохождение частицы или электромагнитного импульса через вещество сопровождается его ионизацией, то возникают дополнительные механизмы генерации излучения, связанные с током увлечения вторичных электронов /2/, анизотропией их энергетического распределения /3/ и рекомбинацией плазмы. В данной заметке представлены результаты решения задачи о генерации поля излучения из плазмы вследствие возбуждения в объеме плазмы сильных квазистатических полей, обусловленных совместным действием анизотропии энергетического распределения электронов ионизации и неоднородности их концентрации /5/.

Теоретическая модель основана на описании плазмы в рамках вихревой электронной анизотропной гидродинамики (ВЭАГ) /4/. Определены спектральные и энергетические характеристики излучения. Показано, что интенсивность излучения после резкого всплеска спадает с течением времени по степенному закону.

Следуя модели ВЭАГ /4, 5/, описываем плазму уравнениями десятимоментного приближения, пренебрегая потенциальной составляющей электронной скорости и плотности тока. Ограничимся анализом линейной задачи, пренебрегая влиянием возбуждаемого магнитного поля на движение частиц плазмы /5/. При этом уравнение непрерывности

$$\frac{\partial n}{\partial t} = Q (N_a - n) \quad (1)$$

описывает процесс ионизации под действием источника с мощностью  $Q(t)$  среды с плотностью атомов  $N_a/Z$ , где  $Z$  — их кратность ионизации,  $n$  — плотность свободных электронов. Предполагая

размер области ионизации малым по сравнению с вакуумной длиной волны возбуждаемого излучения, пренебрежем также конечностью скорости распространения фронта ионизации.

Из линеаризованного уравнения движения получаем следующее выражение для плотности электронного тока  $\vec{j} = en\vec{v}$ :

$$\frac{\partial j_i}{\partial t} = \frac{ne^2}{m} E_i - \nu j_i - \frac{e}{m} \nabla_j P_{ij}, \quad (2)$$

где  $\nu$  — эффективная частота упругих столкновений электронов;  $\hat{P}$  — тензор электронного давления, удовлетворяющий в линейном приближении уравнению

$$\frac{\partial}{\partial t} P_{ij} = -\nu(P_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \text{Sp} \hat{P}) + Q(N_a - n) T_{ij}. \quad (3)$$

Здесь тензор  $T_{ij} = T_{\parallel} h_i h_j + T_{\perp} (\delta_{ij} - h_i h_j)$  характеризует анизотропию распределения возникающих в результате ионизации электронов, вектор  $\vec{h}$  определяет направление распространения фронта ионизации (плоского). В частности, в случае жесткого рентгеновского излучения при ионизации за счет фотоэффекта  $T_{\perp} \approx 2T_{\parallel} / 3$ .

Уравнения (1)–(3) совместно с уравнениями Максвелла образуют замкнутую систему. Уравнения (1) и (3) интегрируются явно, а для вектор-потенциала  $\vec{A}$  электромагнитного поля излучения получаем:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \nu \right) \left[ \text{rot rot } \vec{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} \right] + \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = - \frac{4\pi e}{mc} \nabla_j P_{ij}, \quad (4)$$

$$P_{ij} = n T_{ij} + \int_0^t dt' \nu n(\vec{r}, t') \left[ \frac{1}{3} \delta_{ij} S_P T - T_{ij} \right] \exp \left[ \int \nu dt'' \right], \quad (5)$$

$$n(\vec{r}, t) = N_a(\vec{r}) S(t), \quad S(t) = 1 - \exp \left[ - \int_0^t Q(t') dt' \right]. \quad (6)$$

Здесь  $\omega_p = (4\pi e^2 n(\vec{r}, t) / m)^{1/2}$  — электронная плазменная частота, функция  $Q(t)$  и тензор  $T_{ij}$  предполагаются не зависящими от координат.

Рассмотрим случай одномерно неоднородной среды, когда  $N_a$  зависит лишь от координаты  $x$ , а фронт ионизации распространяется в плоскости  $(x, z)$  под углом  $\alpha$  к оси  $x$ ; вектор  $\vec{A}$  имеет лишь  $z$ -компоненту. Кроме того, предполагая длительность импульса ионизации  $t_0$  малой по сравнению с  $1/\nu$  и характерным временем генерации поля, рассмотрим излучение на временах  $t \gg t_0$ . Тогда

можно пренебречь зависимостью  $n$  от времени, положив в (6)  $n = n_0 \equiv N_S(\infty)$ , и записать окончательно уравнение (4) в следующем виде:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu\right) \left[ \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} \right] + \omega_0^2 \frac{\partial A}{\partial t} = -4\pi e c v_T^2 e^{-\nu t} \frac{\partial n_0}{\partial x}, \quad (7)$$

где  $\omega_0 = \omega_p(n_0)$ ,  $A_z \equiv A$ ,  $v_T^2 = T_{xz}/m$ ,  $T_{xz} = (T_{\parallel} - T_{\perp}) \cos \alpha \sin \alpha$ , частота столкновений предполагается не зависящей от координаты.

Пусть среда представляет собой плоский слой, расположенный в области  $|x| \leq L$ . Рассмотрим бесстолкновительный предел  $\nu = 0$ , когда решение уравнения (7) для электрического поля  $E = -(1/c) \partial A / \partial t$  и магнитного поля  $B = -\partial A / \partial x$  имеет следующий вид (рис. 1):

$$E_0(x,t) = \frac{4\pi e n_0 v_T^2}{c \omega_0} \begin{cases} -\theta(ct+x+L) \operatorname{th}(\omega_0 L/c) & x < -L, \\ \operatorname{ch} \frac{\omega_0 x}{c} / \operatorname{ch} \frac{\omega_0 L}{c}, & |x| \leq L, \\ \theta(ct-x+L) \operatorname{th}(\omega_0 L/c) & x > L, \end{cases} \quad (8)$$

$$B_0(x,t) = \frac{4\pi e n_0 v_T^2}{c \omega_0} \begin{cases} -\theta(ct+x+L) \operatorname{th}(\omega_0 L/c) & x < -L, \\ \omega_0 t \operatorname{ch} \frac{\omega_0 x}{c} / \operatorname{ch} \frac{\omega_0 L}{c}, & |x| \leq L, \\ -\theta(ct-x+L) \operatorname{th}(\omega_0 L/c) & x > L, \end{cases}$$

где  $\theta(x)$  — функция Хэвисайда. Видно, что электрическое и магнитное поля в вакууме имеют вид ступеньки постоянной амплитуды  $E_m = B_m = (m\omega_0 v_T^2 / ec) \operatorname{th}(\omega_0 L/c)$ , бегущей со скоростью света вправо и влево от слоя. Резкий скачок поля на фронте имеет ширину порядка длины ионизирующего импульса  $ct_0$ . Внутри плазменного слоя электрическое поле меньше вакуумного значения; магнитное поле значительно больше электрического (при  $\omega_0 t \gg 1$ ), спадает к центру и испытывает скачки на границах. Последнее объясняется тем, что, согласно уравнению (7), напряженность электрического поля непрерывна на границах:  $[E(x=L)] = 0$ , но ее производная претерпевает скачок:  $[\partial E / \partial x]_{x=L} = 4\pi e n_0 (v_T/c)^2$ .

Плотность потока энергии, уносимого излучением из плазмы, составляет при  $L \gg c/\omega_0$  величину

$$q \approx (v_T^2/c) n_0 m v_T^2. \quad (9)$$

Для тонкого слоя ( $L \ll c/\omega_0$ ) интенсивность излучения, согласно (8), убывает как  $L^2$ .

При учете столкновений решение уравнения (7) приводит к следующей временной зависимости электрического поля вне слоя:

$$E(x,t) = E_0(x,t) F \left[ \left[ t + \frac{L - |x|}{c} \right] \nu \right],$$

где  $E_0(x,t)$  — решение (8) при  $\nu = 0$ , а функция  $F(\tau)$  описывает влияние столкновений

$$F(\tau) = \frac{1}{\pi} e^{-\tau} \left[ 2 + \int_0^1 d\xi \xi^{-3/2} (1 - \sqrt{1 - \xi e^{\xi\tau}}) \right]. \quad (10)$$

Отметим, что  $F(\tau)$  оказывается знакопеременной функцией, т.е. амплитуда электрического импульса в процессе релаксации изменяет знак. Рис. 2 демонстрирует, как изменяется в выбранной точке пространства напряженность электрического поля с течением времени. За время  $\propto \nu^{-1}$  напряженность электрического поля спадает настолько, что плотность потока энергии от значения (9) уменьшается почти на два порядка (это отвечает минимуму функции  $F$ ). После этого поток медленно убывает с течением времени по степенному закону:  $q(t) \propto (\nu t)^{-2}$ .

Подобно рассмотренному примеру слоя с резкими границами характеристики радиационно-стимулированного электромагнитного излучения легко могут быть установлены и для неоднородных плазменных слоев. Наиболее эффективная генерация электромагнитного излучения происходит, если характерный масштаб неоднородности плотности  $l = |\nabla \ln n_0|^{-1}$  не превышает электромагнитного масштаба

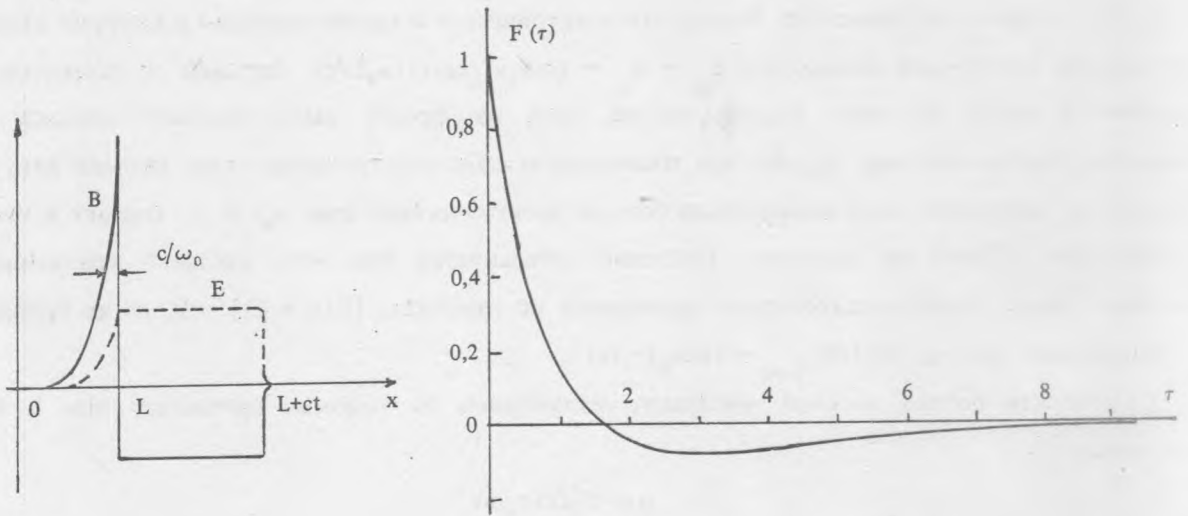


Рис. 1. Координатная зависимость электрического (пунктир) и магнитного (сплошная линия) полей внутри плазменного слоя и вне его.

Рис. 2. Временная зависимость электрического поля электромагнитного импульса в вакууме при учете столкновений согласно формуле (10).



$$l \leq c/\omega_p,$$

а толщина плазменного слоя  $L$  больше  $c/\omega_p$ , т.е. слой является достаточно толстым и с достаточно резкими границами. Соотношение  $l \approx c/\omega_p$  можно рассматривать как уравнение для определения характерного значения плотности в области плазмы, обуславливающей основное излучение. Тогда соотношение (9) снова дает оценку плотности потока излучаемой энергии, но теперь уже и для произвольного профиля плотности. Длительность импульса по порядку величины равна изотропизации электронной функции распределения. Закон спада интенсивности излучения за фронтом при  $it > 1$  по-прежнему степенной, причем показатель степени зависит от формы профиля плотности плазмы. Например, для линейного профиля этот показатель оказывается равным  $8/3$ .

Таким образом, короткий импульс ионизирующего излучения при прохождении через вещество может приводить за счет релаксации энергии анизотропии к генерации плазмой низкочастотного электромагнитного излучения в диапазоне частот много меньше электронной плазменной. Излучение поля в вакуум связано с трансформацией генерируемого в плазме поля на границе. В плазме магнитная составляющая поля примерно в  $\omega_0 t \gg 1$  раз больше электрической, т.е. поле имеет магнитоэлектрический характер и локализовано в плазме на толщине порядка  $c/\omega_0$ . При переходе границы напряженность магнитного поля скачкообразно убывает и в вакууме сравнивается по величине с напряженностью электрического поля. Вследствие этого плотность энергии поля в вакууме не зависит от времени и оказывается значительно меньше, чем в плазме, где она растет пропорционально  $t^2$  и насыщается на уровне тепловой энергии плазмы  $/5/$ .

В заключение укажем на дополнительные (помимо отмеченного выше  $t_0 < 1/\nu$ ) ограничения сверху на длительность ионизирующего импульса. Они связаны, во-первых, с пренебрежением в предложенной модели вейбелевской неустойчивостью, что означает  $t_0 \ll \omega_p^{-1}(c/v_T)$  и, во-вторых, с условием применимости использованного гидродинамического приближения, справедливого при  $t_0 \ll l/v_T$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.И. Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982, гл. 14.
2. Karzas W.J., Latter R. Phys. Rev., **126**, 1919 (1962); Vampri F., Zordan C. Phys. Fluids B., **2**, 1233 (1990).
3. Бычков В.Ю. и др. Физика плазмы, в печати.
4. Бычков В.Ю., Силин В.П., Тихончук В.Т. ЖЭТФ, **98**, 1269 (1990).
5. Бычков В.Ю., Силин В.П., Тихончук В.Т. ЖЭТФ, **100**, 440 (1991).

Поступила в редакцию 28 октября 1991 г.