

ТРАНСФОРМАЦИЯ СТАТИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НА ГРАНИЦЕ БЫСТРО ИОНИЗИРУЕМОЙ СРЕДЫ

Н.В. Введенский, В.А. Костин

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

E-mail: vved@appl.sci-nnov.ru

Исследованы процессы трансформации статического электрического поля в электромагнитное излучение в однородной полуограниченной плазме, образующейся за фронтом сверхсветовой волны ионизации. Методом преобразования Лапласа найдены точные аналитические решения системы уравнений Максвелла с уравнением для плотности электронного тока в холодной бесстолкновительной плазме. Показано, что образующаяся плазма излучает в окружающее пространство электромагнитные импульсы, параметры которых определяются как концентрацией электронов, так и направлением внешнего электрического поля и скоростью ионизационного фронта. Полученные результаты представляют интерес в связи с обсуждаемыми в настоящее время проектами использования плазмы с быстро меняющейся плотностью для создания генераторов электромагнитного излучения в терагерцовом диапазоне частот.

PACS: 52.80.-s

1. ВВЕДЕНИЕ

Использование плазмы в качестве активного элемента в схемах генерации электромагнитного излучения различных частотных диапазонов составляет важную проблему современной плазменной электроники. В последнее время появилось большое количество работ, в которых исследовалось явление преобразования внешних сторонних электромагнитных полей различных частотных диапазонов (включая и статических) при их взаимодействии с нестационарной плазмой, плотность которой быстро меняется (за времена, меньшие периода плазменного колебания) в результате ионизации среды коротким интенсивным лазерным импульсом [1-14]. Этот линейный по своей физической природе механизм трансформации представляется достаточно привлекательным как средство генерации электромагнитного излучения в труднодоступных областях частотного спектра, например, в терагерцовом диапазоне частот. В частности, в ряде экспериментальных работ наблюдалась генерация микроволнового [5] и терагерцового [8, 9, 11] излучения при оптическом пробое среды в присутствии статических электрических полей.

Теоретические исследования в данной области, начиная с первых работ [15, 16], идут, главным образом, в двух направлениях: 1) исследования в рамках одномерных моделей трансформации электромагнитных волн в однородной безграничной плазме с чисто временным изменением плотности [1] или при их взаимодействии с движущимся одномерным фронтом ионизации [4, 10]; 2) исследования преобразования электромагнитного поля при взаимодействии с пространственно-ограниченной плазмой с быстро меняющейся плотностью [2, 3, 6, 7, 12-14]. В частности, в работах [2, 3, 6, 7, 13] исследовались различные аспекты преобразования плоских электромагнитных волн, распространяющихся по нормали [2, 3] или под углом [6, 7, 13] к границе мгновенно создаваемого плазменного слоя [3, 6, 13] или полупространства [2, 7]. В недавних работах [12, 14] в рамках квазистатического приближения исследова-

лись процессы возбуждения и излучения быстрых волн и возможности их использования для генерации терагерцового излучения при распространении в присутствии внешнего электрического поля неоднородного сверхсветового ионизационного фронта, создаваемого в газе фемтосекундным лазерным импульсом. В работе [12] эти процессы исследовались в предположении мгновенной и однородной ионизации без учета радиационного затухания возбуждаемых колебаний, в работе [14] – с учетом радиационных потерь и дополнительных внутренних потерь, связанных с пространственной неоднородностью плазмы и конечностью времени ионизации.

В настоящей работе впервые будут найдены точные аналитические решения полной волновой задачи о преобразовании внешнего статического электрического поля при его взаимодействии с неоднородным сверхсветовым ионизационным фронтом, имеющим скорость, равную фазовой скорости создающего плазму лазерного импульса, падающего наклонно на плоскую границу ионизируемой среды. Как будет видно из полученных результатов, параметры электромагнитного поля, излучаемого резкой границей плазмы в окружающее пространство, сильно зависят от плотности плазмы, а также от направления внешнего поля и скорости ионизационного фронта. Соответствующий выбор указанных параметров определяет возможности генерации электромагнитного излучения в различных (в том числе и в труднодоступных) областях частотного спектра.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть в неионизованной среде (газе) с диэлектрической проницаемостью $\epsilon \approx 1$ вдоль оси z распространяется волна ионизации с постоянной скоростью V , большей скорости света c . Предполагается, что за ее фронтом (при $z < Vt$) образуется однородная полуограниченная (в поперечном направлении) плазма плотности N , занимающая в декартовых координатах область пространства $x < 0$, $-\infty < y < \infty$. Внешнее электрическое поле \mathbf{E}_0 , которое считается однородным и постоянным (при

$z > Vt$), направлено, в общем случае, произвольным образом по отношению к направлению распространения волны ионизации и к плоской границе образующейся плазмы:

$$\mathbf{E}_0 = E_{0x}\mathbf{x}_0 + E_{0y}\mathbf{y}_0 + E_{0z}\mathbf{z}_0,$$

где $\mathbf{x}_0, \mathbf{y}_0, \mathbf{z}_0$ – единичные орты на осях x, y, z . Для расчета электромагнитных полей (\mathbf{E}, \mathbf{B}) и токов исходными являются точные уравнения Максвелла с линейным уравнением для плотности электронного тока \mathbf{j} в холодной бесстолкновительной плазме:

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \frac{\omega_p^2}{4\pi} \mathbf{E},$$

где $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N/m}$ – плазменная частота, e и m – заряд и масса электрона. Решение исходных уравнений ищем в виде стационарной волны, переходя к переменной $\xi = t - z/V$ и удовлетворяя начальным условиям на фронте волны ионизации при $\xi = 0$, отвечающим непрерывности во времени электромагнитных полей и равенству нулю начальной скорости рожденных электронов

$$\mathbf{E}(0) = \mathbf{E}_0, \quad \mathbf{B}(0) = 0, \quad \mathbf{j}(0) = 0. \quad (1)$$

Электромагнитное поле представляет собой суперпозицию волн ТЕ ($E_y \neq 0, B_y = 0$) и ТМ ($E_y = 0, B_y \neq 0$) типов, при этом волны ТЕ поляризации возбуждаются компонентой внешнего электрического поля, направленной вдоль оси y , а волны ТМ поляризации – компонентой, лежащей в плоскости (x, z) . Поля этих волн удовлетворяют системам уравнений, в которые входят производные по переменным x и ξ . Волны ТЕ поляризации удовлетворяют системе уравнений

$$-\frac{\partial B_z}{\partial x} - \frac{1}{V} \frac{\partial B_x}{\partial \xi} = \frac{4\pi}{c} j_z + \frac{1}{c} \frac{\partial E_y}{\partial \xi}, \quad (2)$$

$$\frac{1}{V} \frac{\partial E_y}{\partial \xi} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_x}{\partial \xi}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_z}{\partial \xi}, \quad \frac{\partial j_y}{\partial \xi} = \frac{\omega_p^2}{4\pi} E_y, \quad (4)$$

волны ТМ поляризации – системе уравнений

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} + \frac{1}{V} \frac{\partial E_x}{\partial \xi} = \frac{1}{c} \frac{\partial B_y}{\partial \xi}, \quad (5)$$

$$\frac{1}{V} \frac{\partial B_y}{\partial \xi} = \frac{4\pi}{c} j_x + \frac{1}{c} \frac{\partial E_x}{\partial \xi}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial B_y}{\partial x} = \frac{4\pi}{c} j_z + \frac{1}{c} \frac{\partial E_z}{\partial \xi}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial j_x}{\partial \xi} = \frac{\omega_p^2}{4\pi} E_x, \quad \frac{\partial j_z}{\partial \xi} = \frac{\omega_p^2}{4\pi} E_z. \quad (8)$$

3. РАСЧЕТ ЛАПЛАСОВСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Применяя преобразование Лапласа по перемен-

ной ξ к системам уравнений (2-4), (5-8), с учетом начальных условий (1), получаем в однородных областях $x > 0, x < 0$ уравнения для изображений \tilde{E}_z, \tilde{B}_z продольных компонент электрических и магнитных полей E_z и B_z :

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_z}{\partial x^2} - s^2 \tilde{E}_z = -\frac{s^2}{\epsilon q} E_{0z}, \quad \frac{\partial^2 \tilde{B}_z}{\partial x^2} - s^2 \tilde{B}_z = 0, \quad (9)$$

где q – комплексная лапласовская переменная, $\epsilon = 1 + \theta(-x)\omega_p^2/q^2$, $\theta(-x)$ – единичная функция, $s^2 = q^2(\epsilon/c^2 - 1/V^2)$. Изображения других продольных компонент электрического и магнитного полей \tilde{E}_y, \tilde{B}_y выражаются через \tilde{E}_z, \tilde{B}_z следующим образом:

$$\tilde{E}_y = -\frac{1}{c} \frac{q}{s^2} \frac{\partial \tilde{B}_z}{\partial x} + \left(\frac{1}{q} - \frac{1}{c^2} \frac{(\epsilon - 1)q}{s^2} \right) E_{0y},$$

$$\tilde{B}_y = \frac{1}{c} \frac{\epsilon q}{s^2} \frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial x} - \frac{1}{Vc} \frac{(\epsilon - 1)q}{s^2} E_{0x}.$$

Решая уравнения (9) в однородных областях $x > 0, x < 0$, удовлетворяя условию излучения (т.е. выбирая решение с соответствующим знаком в экспоненте) и сшивая продольные компоненты полей на границе $x = 0$, находим выражения для \tilde{E}_z и \tilde{B}_z в вакууме (при $x > 0$):

$$\tilde{E}_z = E_{0x} C_x \exp(-s_v x) + E_{0z} \left(\frac{1}{q} + \left(C_z - \frac{1}{q} \right) \exp(-s_v x) \right),$$

$$\tilde{B}_z = E_{0y} C_y \exp(-s_v x),$$

и в плазме (при $x < 0$):

$$\tilde{E}_z = E_{0x} C_x \exp(s_p x) + E_{0z} \left(\frac{1}{\epsilon q} + \left(C_z - \frac{1}{\epsilon q} \right) \exp(s_p x) \right),$$

$$\tilde{B}_z = E_{0y} C_y \exp(s_p x),$$

где

$$s_v^2 = q^2 \left(\frac{1}{c^2} - \frac{1}{V^2} \right), \quad s_p^2 = q^2 \left(\frac{1}{c^2} - \frac{1}{V^2} \right) + \frac{\omega_p^2}{c^2},$$

$$C_x = \frac{\omega_p^2 s_v}{V s_p \left((q^2 + \omega_p^2) s_v + q^2 s_p \right)},$$

$$C_y = -\frac{\omega_p^2 s_v}{c q^2 s_p (s_v + s_p)},$$

$$C_z = \frac{q(s_v + s_p)}{(q^2 + \omega_p^2) s_v + q^2 s_p}.$$

Значения s_p и s_v выбираются так, чтобы удовлетворять условиям $\text{Re}(s_v, s_p) > 0$ при $\text{Re} q > 0$.

4. ГЕНЕРИРУЕМОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

На границе $x = 0$ лапласовские изображения полей представляют собой дробно-рациональные

функции q и $\sqrt{(1 - c^2/V^2)q^2 + \omega_p^2}$, что позволяет представить их в виде произведения изображений известных табличных функций и для выполнения обратного преобразования воспользоваться известной теоремой о свертке. Зная временные зависимости полей при $x = 0$

$$\mathbf{E}^{(0)}(\xi), \mathbf{B}^{(0)}(\xi), \quad (10)$$

нетрудно найти поле излучения в вакууме. Поскольку возмущения распространяются от границы со скоростью света под углом $\varphi = \arccos(c/V)$, то поля в вакууме при $0 < X < \xi$, где $X = x\sqrt{1/c^2 - 1/V^2}$, получаются из (10) заменой ξ на $\xi - X$ (при $X > \xi$ поле не возмущено и равно внешнему \mathbf{E}_0).

Далее рассмотрим отдельно три частных случая, в каждом из которых внешнее электрическое поле предполагается направленным вдоль одной из осей координат. Полное решение (в силу линейности рассматриваемой задачи) будет представлять собой суперпозицию найденных ниже частных решений.

4.1. ВНЕШНЕЕ ПОЛЕ ПЕРПЕНДИКУЛЯРНО ГРАНИЦЕ ПЛАЗМЫ ($\mathbf{E}_0 = E_{0x}\mathbf{x}_0$)

В этом случае продольные поля на границе имеют следующий вид:

$$B_y^{(0)} = E_{0x} \frac{\beta}{2 - \beta^2} \left(J_0 \left(\frac{\beta \omega_p \xi}{\sqrt{\beta^2 - 1}} \right) - G(\omega_p \xi) \right), \quad \beta \neq \sqrt{2},$$

$$B_y^{(0)} = E_{0x} \sqrt{2} \left(J_0(\sqrt{2}\omega_p \xi) - \frac{\sqrt{2}J_1(\sqrt{2}\omega_p \xi)}{\omega_p \xi} \right), \quad \beta = \sqrt{2}$$

$$E_z^{(0)} = -\frac{\sqrt{\beta^2 - 1}}{\beta} B_y^{(0)},$$

где $\beta = V/c$, J_0 и J_1 – функции Бесселя нулевого и первого порядков,

$$G(u) = 1 + \sqrt{\frac{\beta^2 - 1}{2 - \beta^2}} \times \int_0^u \left(1 - \frac{J_0 \left(\frac{\beta v}{\sqrt{\beta^2 - 1}} \right)}{\beta^2 - 1} \right) \operatorname{sh} \left(\sqrt{\frac{\beta^2 - 1}{2 - \beta^2}} (u - v) \right) dv, \quad \beta < \sqrt{2},$$

$$G(u) = 1 - \sqrt{\frac{\beta^2 - 1}{\beta^2 - 2}} \times \int_0^u \left(1 - \frac{J_0 \left(\frac{\beta v}{\sqrt{\beta^2 - 1}} \right)}{\beta^2 - 1} \right) \sin \left(\sqrt{\frac{\beta^2 - 1}{\beta^2 - 2}} (u - v) \right) dv, \quad \beta > \sqrt{2}$$

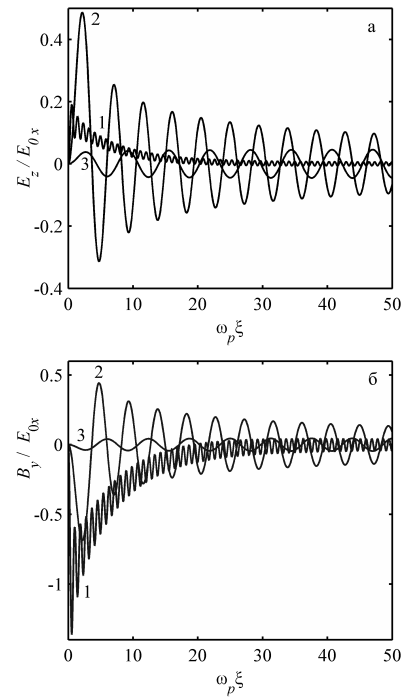


Рис.1. Временные зависимости продольных компонент электрического (а) и магнитного (б) полей для различных значений $\beta = V/c$ в случае, когда внешнее преобразуемое поле направлено перпендикулярно границе плазмы. Кривые 1-3 соответствуют значениям $\beta = 1.01, 2^{1/2}, 20$

Приведенные зависимости $E_z^{(0)}(\xi)$ и $B_z^{(0)}(\xi)$ при различных значениях $\beta = V/c$ показаны на Рис.1,а,б. Как видим, когда β близко к 1 (кривые 1), генерируемое излучение имеет высокую частоту, малую амплитуду и достаточно быстро затухает во времени. С увеличением β скорость затухания колебаний уменьшается, частота их падает (стремясь при $\beta \rightarrow \infty$ к плазменной частоте), а амплитуда растет, достигая своего максимального значения при $\beta = \sqrt{2}$ (кривые 2). При дальнейшем увеличении β амплитуда колебаний монотонно снижается (кривые 3) и стремится к нулю при $\beta \rightarrow \infty$.

4.2. ВНЕШНЕЕ ПОЛЕ ПАРАЛЛЕЛЬНО ГРАНИЦЕ ПЛАЗМЫ И ПЕРПЕНДИКУЛЯРНО НАПРАВЛЕНИЮ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИОНИЗАЦИОННОГО ФРОНТА ($\mathbf{E}_0 = E_{0y}\mathbf{y}_0$)

Продольные поля на границе плазмы в этом случае имеют особенно простой вид и представляют собой функции Бесселя нулевого порядка

$$E_y^{(0)} = E_{0y} J_0 \left(\frac{\beta \omega_p \xi}{\sqrt{\beta^2 - 1}} \right), \quad (11)$$

$$B_z^{(0)} = \frac{\sqrt{\beta^2 - 1}}{\beta} (E_y^{(0)} - E_{0y}). \quad (12)$$

Наиболее эффективная генерация электромагнитного излучения здесь, в отличие от предыдущего примера, происходит как раз при больших значениях β : как видно из полученного решения, амплитуда коле-

баний магнитного поля достигает своего максимального значения E_{0y} при $\beta \rightarrow \infty$.

4.3. ВНЕШНЕЕ ПОЛЕ ПАРАЛЛЕЛЬНО НАПРАВЛЕНИЮ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИОНИЗАЦИОННОГО ФРОНТА ($E_0 = E_{0z}z_0$)

Решения для продольных полей на границе плазмы в этом случае выглядят следующим образом:

$$E_z = \frac{E_{0z}}{2 - \beta^2} \left(G(\omega_p \xi) - (\beta^2 - 1) J_0 \left(\frac{\beta \omega_p \xi}{\sqrt{\beta^2 - 1}} \right) \right),$$

$$\beta \neq \sqrt{2},$$

$$E_z = E_{0z} \frac{\sqrt{2} J_1(\sqrt{2} \omega_p \xi)}{\omega_p \xi}, \quad \beta = \sqrt{2},$$

$$B_y = \frac{\beta}{\sqrt{\beta^2 - 1}} (E_{0z} - E_z).$$

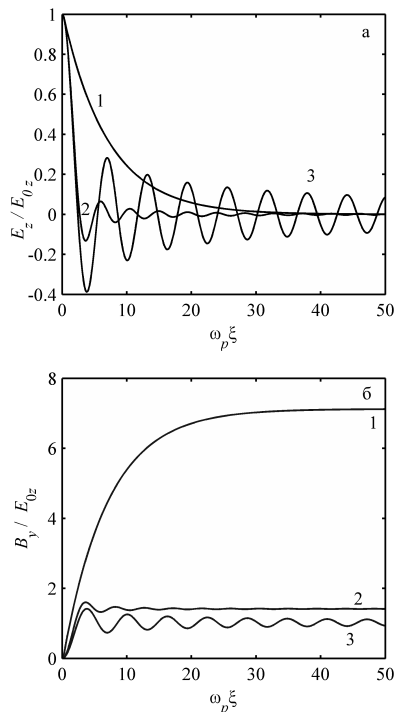


Рис.2. Временные зависимости продольных компонент электрического (а) и магнитного (б) полей для различных значений $\beta = V/c$ в случае, когда внешнее преобразуемое поле параллельно направлению распространения фронта ионизации. Кривые 1-3 соответствуют значениям $\beta = 1.01, 2^{1/2}, 5$

Данные зависимости при различных значениях β показаны на Рис.2,а,б. При значении β , близком к 1 (кривые 1), колебания поля отсутствуют, и генерируемый сигнал представляет собой одиночный импульс, поля в котором медленно релаксируют к своим стационарным значениям. По мере увеличения β диапазон изменения поля в импульсе сильно уменьшается, достигая своего минимального значения при $\beta = \sqrt{2}$ (кривые 2). Дальнейшее увеличение β приводит к увеличению переменной составляющей поля в излучении (кривые 3), и при $\beta \rightarrow \infty$ решения приближаются к зависимостям (11), (12).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные в настоящей работе результаты показывают, что исследуемый механизм линейной трансформации внешнего электрического поля в быстро ионизируемой среде может быть достаточно перспективным для разработки схем генерации электромагнитных импульсов в различных диапазонах частот (в том числе и в мало освоенных к настоящему времени), поскольку параметрами генерируемого излучения можно эффективно управлять в широких пределах, меняя плотность создаваемой плазмы (например, за счет изменения давления ионизируемого газа), скорость волны ионизации (за счет изменения угла падения ионизирующих импульсов) и направление внешнего электрического поля. Дальнейшие исследования рассмотренного в работе механизма трансформации, которые ведутся в настоящее время, в том числе и авторами данной статьи (предварительные результаты которых представлялись, в частности, в докладе [17]), должны предполагать использование более сложных моделей пространственной структуры плазмы, близких к реальным схемам оптического пробоя газов и конденсированных сред.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты №04-02-16684, № 06-02-17496) и Российского фонда содействия отечественной науке.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.C. Wilks, J.M. Dawson, W.B. Mori. Frequency up-conversion of electromagnetic radiation with use of an overdense plasma // *Phys. Rev. Lett.* 1988, v.61, №3, p.337-340.
2. D.K. Kalluri. On reflection from a suddenly created plasma half-space // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1988, v.16, №1, p.11-16.
3. D.K. Kalluri, V.R. Goteti. Frequency shifting of electromagnetic radiation by sudden creation of a plasma slab // *J. Appl. Phys.* 1992, v.72, №10, p.4575-4580.
4. W.B. Mori, T. Katsouleas, J.M. Dawson, C.H. Lai. Conversion of dc fields in a capacitor array to radiation by a relativistic ionization front // *Phys. Rev. Lett.* 1995, v.74, №4, p.542-545.
5. C.H. Lai, R. Liou, T.C. Katsouleas et al. Demonstration of microwave generation from a static field by a relativistic ionization front in a

- capacitor array // *Phys. Rev. Lett.* 1996, v.77, №23, p.4764-4767.
6. M.I. Bakunov, A.V. Maslov. Trapping of electromagnetic wave by nonstationary plasma layer // *Phys. Rev. Lett.* 1997, v.79, №23, p.4585-4588.
 7. M.I. Bakunov, A.V. Maslov. Trapping of electromagnetic wave by the boundary of a time-varying plasma // *Phys. Rev. E.* 1998, v.57, №5, p.5978-5987.
 8. T. Löffler, F. Jacob, H.G. Roskos. Generation of terahertz pulses by photoionization of electrically biased air // *Appl. Phys. Lett.* 2000, v.77, №3, p.453-455.
 9. D. Hashimshony, A. Zigler, K. Papadopoulos. Conversion of electrostatic to electromagnetic waves by superluminous ionization front // *Phys. Rev. Lett.* 2001, v.86, №13, p.2806-2809.
 10. M.I. Bakunov, A.V. Maslov, P.A. Ivanov. Interaction of an electromagnetic wave packet with an ionization front: copropagating configuration // *Phys. Rev. E.* 2001, v.63, p.037401-1-4.
 11. T. Löffler, H.G. Roskos. Gas-pressure dependence of terahertz-pulse generation in a laser-generated nitrogen plasma // *J. Appl. Phys.* 2002, v.91, №5, p.2611-2614.
 12. С.В. Голубев, Е.В. Суворов, А.Г. Шалашов. О возможности генерации терагерцового излучения при оптическом пробое плотного газа // *Письма в ЖЭТФ.* 2004, т.79, №8, с.443-447.
 13. V.B. Gildenburg, N.V. Vvedenskii. Terahertz and soft x rays radiation from suddenly created plasma layer // *Probl. At. Sci. Technol., Ser.: Plasma Phys.* 2005, v.11, №2, p.110-112.
 14. А.М. Быстров, Н.В. Введенский, В.Б. Гильденбург. Генерация терагерцового излучения при оптическом пробое газа // *Письма в ЖЭТФ.* 2005, т.82, №12, с.852-857.
 15. В.И. Семенова. Об отражении электромагнитных волн от фронта ионизации // *Изв. высш. уч. зав. Радиофизика.* 1967, т.10, №8, с.1077.
 16. Л.А. Островский, Н.С. Степанов. Нерезонансные параметрические явления в распределенных системах // *Изв. высш. уч. зав. Радиофизика.* 1971, т.14, №4, с.489-529.
 17. Н.В. Введенский, В.А. Костин. Преобразование и генерация электромагнитного излучения при распространении неоднородного сверхсветового ионизационного фронта во внешнем электрическом поле // *Тезисы докладов XXXIII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС.* 2006, с.239.

CONVERSION OF A STATIC ELECTRIC FIELD TO ELECTROMAGNETIC RADIATION AT THE BOUNDARY OF A RAPIDLY IONIZED MEDIUM

N.V. Vvedenskii, V.A. Kostin

The processes of conversion of a static electric field to electromagnetic radiation in the homogeneous semi-bounded plasma generated behind the superluminous ionization front are investigated. The exact analytical solutions of Maxwell's equations with current density equation for the cold collisionless plasma are found using the Laplace transform. It is shown that the generated plasma emits to environment the electromagnetic pulses with parameters dependent on both the plasma density and the direction of external electric field and the velocity of ionization front. The results obtained are of interest in connection with projects discussed in present of using the plasma with rapidly varying density for making generators of electromagnetic radiation in terahertz frequency band.

ТРАНСФОРМАЦІЯ СТАТИЧНОГО ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ У ЕЛЕКТРОМАГНІТНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ НА МЕЖІ ШВИДКО ІОНІЗОВАНОГО СЕРЕДОВИЩА

Н.В. Введеньський, В.А. Костін

Досліджені процеси трансформації статичного електричного поля в електромагнітне випромінювання в однорідній напівобмеженій плазмі, що створюється за фронтом надсвітлової хвилі іонізації. Методом перетворення Лапласа знайдені точні аналітичні розв'язки системи рівнянь Максвелла з рівнянням для густини електронного струму у холодній безіткненовій плазмі. Показано, що створена плазма випромінює в оточуючий простір електромагнітні імпульси, параметри яких визначаються як концентрацією електронів, так і напрямком зовнішнього електричного поля та швидкістю іонізаційного фронту. Отримані результати становлять інтерес у зв'язку з обговорюваними зараз проектами використання плазми з густиною, що швидко змінюється для створення генераторів електромагнітного випромінювання у терагерцовому діапазоні частот.