

НИЗКОЧАСТОТНОЕ ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КОРОТКОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА ГРАНИЦЕ ПЛАЗМЫ

Л. М. Горбунов^a, А. А. Фролов^{b}*

^a *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

^b *Институт теплофизики экстремальных состояний Российской академии наук
125412, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 27 января 2006 г.

Впервые рассмотрено переходное излучение, возникающее при пересечении коротким лазерным импульсом границы раздела вакуум–плазма и обусловленное вихревым электрическим током, создаваемым на границе плазмы усредненными пондеромоторными силами. Исследованы спектральные, угловые и пространственно-временные характеристики переходного излучения в вакууме. Показано, что в условиях современных лазерно-плазменных экспериментов частота переходного излучения лежит в терагерцовом диапазоне, а мощность может достигать нескольких мегаватт.

PACS: 52.25.Os, 52.38.-r

1. ВВЕДЕНИЕ

Как было впервые показано в работе [1], при пересечении границы раздела двух материальных сред равномерно и прямолинейно движущейся заряженной частицей возникает излучение электромагнитных волн, которое получило название переходного излучения (см. подробнее [2]). В монографии [2], а также в более ранней работе [3] было отмечено, что кроме заряженной частицы переходное излучение могут создавать электрические и магнитные диполи, световые импульсы, сгустки заряженных частиц и другие источники, способные поляризовать среду. Переходное излучение, возникающее при фокусировке интенсивного короткого лазерного импульса на струю нейтрального газа, было недавно зарегистрировано и теоретически интерпретировано в работах [4–6]. Физический механизм, объясняющий генерацию переходного излучения в условиях экспериментов [4, 6], заключается в том, что короткий мощный лазерный импульс ионизует газ и возбуждает в образующейся плазме кильватерную плазменную волну, которая захватывает электроны плазмы, ускоряет их и формирует из них компактные сгустки. Когда эти электронные сгустки поки-

дают плазму, на границе плазма–вакуум происходит генерация переходного излучения.

В настоящей работе рассмотрен другой механизм генерации низкочастотного переходного излучения при пересечении коротким лазерным импульсом границы плазмы. В отличие от работ [4–6], где переходное излучение вызвано сгустком заряженных частиц, в рассматриваемом случае генерация волновых электромагнитных полей обусловлена вихревым электрическим током, который возбуждается на границе плазмы из-за пондеромоторного воздействия лазерного импульса. Исследованы спектральные, угловые и пространственно-временные характеристики переходного излучения и показано, что они существенно зависят от длительности лазерного импульса. При взаимодействии с полуограниченной плазмой лазерного импульса, длительность которого меньше или порядка периода плазменных колебаний, переходное излучение имеет частоту, близкую к плазменной частоте, и длится в течение промежутка времени, значительно превосходящего время взаимодействия импульса с границей плазмы. Если длительность лазерного импульса превышает период плазменных колебаний, то генерация переходного излучения происходит только в течение времени пересечения лазерным импульсом границы плазмы.

*E-mail: frolov@ihed.ras.ru

В этом случае переходное излучение имеет форму импульса, временная продолжительность которого сравнима с длительностью лазерного импульса. Показано, что для характерных параметров современных лазерно-плазменных экспериментов частота переходного электромагнитного излучения лежит в терагерцовом диапазоне, а мощность может достигать нескольких мегаватт.

Следует отметить, что недавно в численном эксперименте [7], где исследовалось взаимодействие короткого лазерного импульса с плазмой ограниченного объема, наблюдалось излучение в вакууме на частоте, близкой к плазменной. В соответствии с изложенными в настоящей работе результатами это излучение можно интерпретировать как переходное излучение, возникающее на границе плазмы из-за пондеромоторного воздействия лазерного импульса.

2. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

Пусть лазерный импульс с несущей частотой ω_0 , распространяющийся в положительном направлении оси z , падает из вакуума нормально на границу разреженной плазмы (с плотностью ниже критической), занимающей полупространство $z > 0$. Для описания генерации низкочастотного переходного излучения воспользуемся уравнением гидродинамики холодной плазмы для скорости электронов $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$, усредненным по высокочастотным электромагнитным колебаниям, (см., например, [8])

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{V} = \frac{e}{m_e} \mathbf{E} - \frac{1}{m_e} \nabla \phi, \quad (2.1)$$

и уравнениями Максвелла для низкочастотных электрического $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и магнитного $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ полей:

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B}, \quad (2.2)$$

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E} + \frac{4\pi e}{c} N_e(z) \mathbf{V}, \quad (2.3)$$

где e и m_e — заряд и масса электрона, c — скорость света, $N_e(z)$ — плотность электронов плазмы, которая меняется скачкообразно в точке $z = 0$ от значения $N_e(z) = 0$ при $z < 0$ (вакуум) до значения $N_e(z) = N_{0e}$ в плазме при $z > 0$. Уравнения (2.1)–(2.3) записаны в линейном приближении по низкочастотным величинам и в них воздействие лазерного поля учитывается через усредненный пондеромоторный потенциал $\phi = m_e \langle \mathbf{V}_L^2 \rangle / 2$, где \mathbf{V}_L — скорость электронов в поле лазерного импульса, а угловые скобки означают усреднение по высокочастотным колебаниям.

Из соотношений (2.1)–(2.3) следуют уравнения для низкочастотных электрических и магнитных полей:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \omega_p^2(z) \mathbf{E} + c^2 \text{rot rot } \mathbf{E} = \frac{\omega_p^2(z)}{e} \nabla \phi, \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} + c^2 \text{rot rot } \mathbf{B} = 4\pi e c \text{rot } \{N_e(z) \mathbf{V}\}, \quad (2.5)$$

где

$$\omega_p(z) = \sqrt{4\pi e^2 N_e(z) / m_e}$$

— локальная плазменная частота. Из уравнения (2.1) видно, что в объеме плазмы, где плотность электронов имеет постоянное значение $N_e(z) = N_{0e}$, электрический ток $\mathbf{j} = e N_{0e} \mathbf{V}$ является чисто потенциальным и, следовательно, не приводит к излучению электромагнитных волн. Однако на границе плазмы при $z = 0$ из-за скачка плотности электрический ток имеет отличную от нуля вихревую компоненту $\text{rot } \mathbf{j} = e[\nabla N_e(z) \times \mathbf{V}]$, которая является источником генерации низкочастотного переходного электромагнитного излучения. Заметим, что при плавной неоднородности плазмы возможность генерации вихревых токов промодулированной по амплитуде высокочастотной электромагнитной волной была впервые выявлена в работе [9] (см. также [10]).

Будем считать, что лазерный импульс имеет гауссовское распределение по пространственным координатам:

$$\phi(r, \xi) = \phi_{0L} \exp\left(-\frac{r_{\perp}^2}{R_L^2} - \frac{\xi^2}{L^2}\right). \quad (2.6)$$

Здесь $\phi_{0L} = m_e V_E^2 / 4$ — максимальное значение пондеромоторного потенциала, которое выражается через скорость осцилляций электрона $V_E = e E_{0L} / m_e \omega_0$ в лазерном поле с амплитудой E_{0L} ; R_L и $L = c\tau$ — поперечный и продольный размеры импульса, τ — временная длительность лазерного импульса, $r_{\perp} = \sqrt{x^2 + y^2}$ — поперечная координата, $\xi = z - ct$ — продольная переменная в системе координат, сопутствующей лазерному импульсу, движущемуся со скоростью света. Тогда, в соответствии с уравнениями (2.4), (2.5), при пересечении лазерным импульсом границы вакуум–плазма возбуждаются азимутальная компонента магнитного поля B_{ϕ} , а также радиальная E_r и продольная E_z (в направлении неоднородности) компоненты электрического поля.

Для решения уравнения (2.4) воспользуемся преобразованием Фурье по времени и поперечным пространственным координатам $\mathbf{r}_{\perp} = (x, y)$:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \int \frac{d\omega d\mathbf{k}_\perp}{(2\pi)^3} \times \exp(-i\omega t + i\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{r}_\perp) \mathbf{E}(\omega, \mathbf{k}_\perp, z), \quad (2.7a)$$

$$\mathbf{E}(\omega, \mathbf{k}_\perp, z) = \int dt dx dy \times \exp(i\omega t - i\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{r}_\perp) \mathbf{E}(\mathbf{r}_\perp, z, t), \quad (2.7b)$$

где поперечный волновой вектор \mathbf{k}_\perp имеет компоненты k_x и k_y . После несложных преобразований находим одно уравнение для фурье-образа радиальной компоненты электрического поля $E_r(\omega, \mathbf{k}_\perp, z)$:

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{\varepsilon(z)}{k^2(z)} \frac{dE_r}{dz} \right) + \varepsilon(z) E_r = \frac{d}{dz} \left(\frac{k_\perp k_z}{k^2(z)} \frac{\omega_p^2(z)}{\omega^2} \frac{\phi}{e} \right) - ik_\perp \frac{\omega_p^2(z)}{\omega^2} \frac{\phi}{e}. \quad (2.8)$$

Здесь

$$k^2(z) = \frac{\omega^2 \varepsilon(z)}{c^2} - k_\perp^2, \quad \varepsilon(z) = 1 - \frac{\omega_p^2(z)}{\omega^2},$$

$$k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2, \quad k_z = \frac{\omega}{c},$$

входящая в правую часть уравнения (2.8) фурье-компонента поперечного потенциала $\phi(\omega, \mathbf{k}_\perp, z)$ имеет вид

$$\phi(\omega, \mathbf{k}_\perp, z) = \frac{\pi^{3/2} m_e V_E^2 R_L^2 \tau}{4} \times \exp \left(-\frac{\omega^2 \tau^2}{4} - \frac{k_\perp^2 R_L^2}{4} + i \frac{\omega}{c} z \right). \quad (2.9)$$

Продольная компонента электрического поля $E_z(\omega, \mathbf{k}_\perp, z)$ и азимутальная компонента магнитного поля $B_\phi(\omega, \mathbf{k}_\perp, z)$ связаны с радиальным электрическим полем $E_r(\omega, \mathbf{k}_\perp, z)$ следующими соотношениями:

$$E_z = \frac{ik_\perp}{k^2(z)} \frac{dE_r}{dz} - \frac{ik_z}{k^2(z)} \frac{\omega_p^2(z)}{c^2} \frac{\phi}{e}, \quad (2.10)$$

$$B_\phi = i \frac{\omega}{c} \frac{k_\perp k_z}{k^2(z)} \frac{\omega_p^2(z)}{\omega^2} \frac{\phi}{e} - i \frac{\omega}{c} \frac{\varepsilon(z)}{k^2(z)} \frac{dE_r}{dz}. \quad (2.11)$$

Решая уравнение (2.8) в вакууме ($z < 0$) и в плазме ($z > 0$) и используя условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на границе $z = 0$, можно найти электромагнитные поля в любой точке пространства.

Далее будем интересоваться излучением, которое создает лазерный импульс в вакууме. Соответствующие выражения для фурье-компонент электрического и магнитного полей при $z < 0$ имеют вид

$$E_r(\omega, \mathbf{k}_\perp, z) = -i \frac{k_\perp k_0}{k + k_0 \varepsilon} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\phi_0}{e} \exp(-ik_0 z), \quad (2.12)$$

$$E_z(\omega, \mathbf{k}_\perp, z) = \frac{k_\perp}{k_0} E_r(\omega, \mathbf{k}_\perp, z), \quad (2.13)$$

$$B_\phi(\omega, \mathbf{k}_\perp, z) = -\frac{k_z}{k_0} E_r(\omega, \mathbf{k}_\perp, z), \quad (2.14)$$

где

$$\phi_0 = \frac{\pi^{3/2} m_e V_E^2 R_L^2 \tau}{4} \exp \left(-\frac{\omega^2 \tau^2}{4} - \frac{k_\perp^2 R_L^2}{4} \right),$$

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - k_\perp^2, \quad \varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2},$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N_0 e}{m_e}}, \quad k_0^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - k_\perp^2.$$

Применяя обратное преобразование Фурье по пространственным переменным, представим выражение для спектральной плотности радиального электрического поля (2.12) в следующем виде:

$$E_r(\omega, \mathbf{r}) = -i \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\pi^{3/2} m_e V_E^2 R_L^2 \tau}{4e} \exp \left(-\frac{\omega^2 \tau^2}{4} \right) \times \int \frac{d\mathbf{k}_\perp}{(2\pi)^2} \frac{k_0 k_\perp}{k + k_0 \varepsilon} \times \exp \left(i\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{r} - ik_0 z - \frac{k_\perp^2 R_L^2}{4} \right). \quad (2.15)$$

Интеграл в формуле (2.15) можно вычислить на больших расстояниях от области взаимодействия лазерного импульса с границей плазмы при $r = \sqrt{r_\perp^2 + z^2} \gg R_L, L, 1/k_p$. Используя метод стационарной фазы и учитывая вклад седловой точки, получим следующее выражение для радиальной компоненты электрического поля в волновой зоне:

$$E_r(\omega, \mathbf{r}) = -\frac{\sqrt{\pi} k_p^2 R_L^2 \omega_p \tau}{4\omega_0} \frac{V_E}{2c} E_{0L} \frac{\sin \theta \cos^2 \theta}{k_p r} \times \exp \left(i \frac{\omega}{c} r - \frac{\omega^2 \tau^2}{4} - \frac{\omega^2 R_L^2}{4c^2} \sin^2 \theta \right) \times \frac{1}{\varepsilon \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}. \quad (2.16)$$

Аналогичный вид имеют и другие компоненты электромагнитного поля низкочастотного излучения:

$$E_z(\omega, \mathbf{r}) = -\frac{\sqrt{\pi} k_p^2 R_L^2 \omega_p \tau}{4\omega_0} \frac{V_E}{2c} E_{0L} \frac{\sin^2 \theta \cos \theta}{k_p r} \times \exp\left(i\frac{\omega}{c}r - \frac{\omega^2 \tau^2}{4} - \frac{\omega^2 R_L^2}{4c^2} \sin^2 \theta\right) \times \frac{1}{\varepsilon \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}, \quad (2.17)$$

$$B_\phi(\omega, \mathbf{r}) = \frac{\sqrt{\pi} k_p^2 R_L^2 \omega_p \tau}{4\omega_0} \frac{V_E}{2c} E_{0L} \frac{\sin \theta \cos \theta}{k_p r} \times \exp\left(i\frac{\omega}{c}r - \frac{\omega^2 \tau^2}{4} - \frac{\omega^2 R_L^2}{4c^2} \sin^2 \theta\right) \times \frac{1}{\varepsilon \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}, \quad (2.18)$$

где $k_p = \omega_p/c$; θ — угол между направлением наблюдения и отрицательным направлением оси z , который связан с обычным азимутальным углом ϑ простым соотношением $\theta = \pi - \vartheta$. В совокупности выражения (2.16)–(2.18) описывают расходящуюся в вакуум из области взаимодействия лазерного импульса с границей плазмы электромагнитную волну переходного излучения. При этом между компонентами электромагнитного поля имеются следующие простые соотношения:

$$E_r = -B_\phi \cos \theta, \quad E_z = -B_\phi \sin \theta. \quad (2.19)$$

Следует отметить, что мы рассматриваем только излучение в вакууме, однако аналогичная расходящаяся электромагнитная волна распространяется от границы и в глубь плазмы. Кроме того, при пересечении границы плазмы лазерный импульс возбуждает и поверхностные волны, бегущие вдоль границы плазмы из области взаимодействия. Пространственно-временное распределение поверхностных волн можно получить из формулы (2.15), если учесть вклад от полюса, так как обращение в нуль знаменателя подынтегрального выражения (2.15) соответствует дисперсионному соотношению для поверхностных волн на границе плазма–вакуум. Однако, рассматривая излучение электромагнитных волн на больших расстояниях от границы плазмы, можно не учитывать поверхностные волны, поле которых локализовано вблизи границы.

3. СПЕКТРАЛЬНЫЕ И УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим более подробно частотную и угловую зависимости энергии переходного электромаг-

нитного излучения в волновой зоне, исходя из полученных выше выражений для спектральной плотности электрического и магнитного полей. Для характеристики энергии излучения лазерного импульса будем использовать проинтегрированную по времени плотность потока энергии в некоторой точке [11]:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)]. \quad (3.1)$$

Вектор $\mathbf{P}(\mathbf{r})$ определяет излученную импульсом за все время взаимодействия с границей плазмы электромагнитную энергию, которая проходит через единичную площадку, расположенную в окрестности точки \mathbf{r} , по нормали к ней. Эту величину можно также представить в виде интеграла по частотам,

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}) = \int_0^{\infty} d\omega \mathbf{p}(\omega, \mathbf{r}), \quad (3.2)$$

от спектральной плотности потока энергии, которая выражается через фурье-компоненту азимутального магнитного поля следующим образом:

$$\mathbf{p}(\omega, \mathbf{r}) = \frac{c}{4\pi^2} |B_\phi(\omega, \mathbf{r})|^2 \mathbf{e}_r, \quad (3.3)$$

где $\mathbf{e}_r = \mathbf{r}/r$ — единичный радиус-вектор. Используя выражение (3.3), легко найти энергию

$$dW(\omega, \theta) = (\mathbf{p} \cdot \mathbf{e}_r) r^2 dO d\omega,$$

излучаемую лазерным импульсом в элемент телесного угла $dO = 2\pi \sin \theta d\theta$ в единичном интервале частот $d\omega$:

$$\frac{dW(\omega, \theta)}{d\omega dO} = \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \frac{k_p^2 R_L^2 \omega_p \tau}{8\pi^{3/2} \omega_p} \frac{V_E^2}{4c^2} \times \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \theta}{\left[\varepsilon(\omega) \cos \theta + \sqrt{\varepsilon(\omega) - \sin^2 \theta}\right]^2} \times \exp\left[-\frac{\omega^2}{2c^2} (L^2 + R_L^2 \sin^2 \theta)\right], \quad (3.4)$$

где $W_L = E_{0L}^2 \pi^{3/2} R_L^2 L / 8\pi$ — энергия лазерного импульса. Интегрируя выражение (3.4) по телесному углу, находим зависимость энергии переходного излучения от частоты:

$$\frac{dW(\omega)}{d\omega} = \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \frac{k_p^2 R_L^2 \omega_p \tau}{4\sqrt{\pi} \omega_p} \frac{V_E^2}{4c^2} \times$$

$$\times W_L \int_0^1 dx \frac{x^2(1-x^2)}{|\varepsilon(\omega)x + \sqrt{x^2 - \omega_p^2/\omega^2}|^2} \times$$

$$\times \exp \left\{ -\frac{\omega^2}{2c^2} [L^2 + R_L^2(1-x^2)] \right\}. \quad (3.5)$$

Введем безразмерную спектральную плотность энергии переходного излучения:

$$I(\omega) = \frac{dW(\omega)}{d\omega} \left(\frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \frac{k_p^2 R_L^2}{2\sqrt{\pi} \omega_p} \frac{V_E^2}{4c^2} \frac{E_{0L}^2 \pi^{3/2} R_L^2}{8\pi k_p} \right)^{-1},$$

$$I(\omega) = \frac{\omega_p^2 \tau^2}{2} \int_0^1 dx \frac{x^2(1-x^2)}{|\varepsilon(\omega)x + \sqrt{x^2 - \omega_p^2/\omega^2}|^2} \times$$

$$\times \exp \left\{ -\frac{\omega^2}{2c^2} [L^2 + R_L^2(1-x^2)] \right\}. \quad (3.6)$$

Эта функция, характеризующая спектр излучения при фиксированном поперечном размере (диаметре фокального пятна) и различных значениях длительности лазерного импульса, представлена на рис. 1. Видно, что спектр переходного излучения короткого лазерного импульса имеет резкий максимум вблизи плазменной частоты. Увеличение длительности лазерного импульса при фиксированном размере фокального пятна приводит к уменьшению этого максимума и появлению другой широкой спектральной линии в области меньших частот. Для лазерного импульса с большим продольным размером излучение на плазменной частоте исчезает и в спектре имеется только широкая линия вблизи частоты $\omega_{max} \approx 1/\tau$.

Если проинтегрировать выражение (3.4) по частоте, получим угловое распределение переходного излучения лазерного импульса:

$$\frac{dW(\theta)}{d\Omega} = \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \frac{k_p^2 R_L^2 \omega_p \tau}{8\pi^{3/2}} \frac{V_E^2}{4c^2} W_L \sin^2 \theta \cos^2 \theta \times$$

$$\times \int_0^\infty dx \frac{x^4 \exp[-0.5x^2(\omega_p^2 \tau^2 + k_p^2 R_L^2 \sin^2 \theta)]}{|(x^2 - 1) \cos \theta + x\sqrt{x^2 \cos^2 \theta - 1}|^2}. \quad (3.7)$$

Безразмерная угловая зависимость энергии переходного излучения,

$$J(\theta) = \frac{dW(\theta)}{d\Omega} \left(\frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \frac{k_p^2 R_L^2}{4\pi^{3/2}} \frac{V_E^2}{4c^2} \frac{E_{0L}^2 \pi^{3/2} R_L^2}{8\pi k_p} \right)^{-1},$$

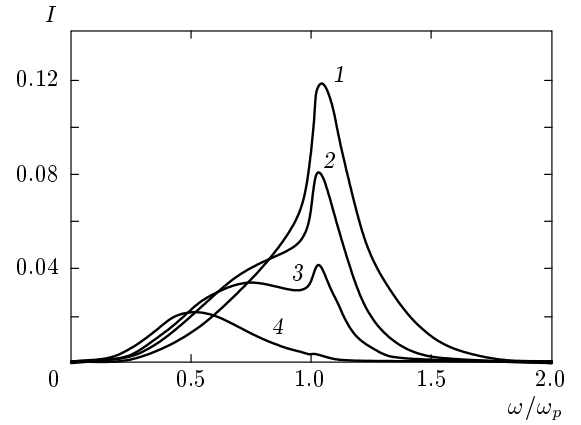


Рис. 1. Зависимость безразмерной энергии переходного излучения $I(\omega)$ (3.6) от частоты при фиксированном значении радиуса фокального пятна $0.5k_p^2 R_L^2 = 1$ и различных значениях параметра $0.5\omega_p^2 \tau^2 = 1$ (1), 2 (2), 3 (3), 6 (4), характеризующего временную длительность лазерного импульса

$$J(\theta) = \frac{\omega_p^2 \tau^2}{2} \sin^2 \theta \cos^2 \theta \times$$

$$\times \int_0^\infty dx \frac{\exp[-0.5x^2(\omega_p^2 \tau^2 + k_p^2 R_L^2 \sin^2 \theta)]}{\left| \left(1 - \frac{1}{x^2}\right) \cos \theta + \sqrt{\cos^2 \theta - \frac{1}{x^2}} \right|^2}, \quad (3.8)$$

для различных значений длительности лазерного импульса при фиксированном размере фокального пятна графически представлена на рис. 2 в виде диаграммы направленности. Для короткого лазерного импульса энергия излучения максимальна для угла $\theta \approx \pi/6$. С увеличением длительности лазерного импульса энергия излучения заметно уменьшается. При этом диаграмма направленности переходного излучения немного смещается в сторону больших углов $\theta \approx \pi/4$.

4. ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим зависимость электромагнитного поля переходного излучения от координат и времени. Применяя обратное преобразование Фурье по времени, получим следующее выражение для магнитного поля:

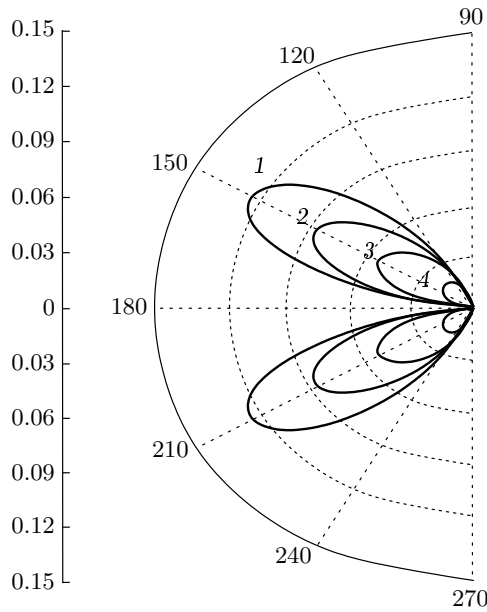


Рис. 2. Диаграмма направленности энергии переходного излучения $J(\theta)$ (3.8) при фиксированном значении радиуса фокального пятна $0.5k_p^2R_L^2 = 1$ и различных значениях параметра $0.5\omega_p^2\tau^2 = 1$ (1), 2 (2), 3 (3), 6 (4), характеризующего временную длительность лазерного импульса

$$B_\phi(\mathbf{r}, t) = \frac{\omega_p}{\omega_0} \frac{\sqrt{\pi} k_p^2 R_L^2 \omega_p \tau}{8\pi} \times \frac{V_E E_{0L}}{2c} \frac{\sin \theta \cos \theta}{k_p r} H(r, \theta, t), \quad (4.1)$$

где

$$H(r, \theta, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{\omega_p} \times \frac{\exp\left(i\frac{\omega}{c}(r-ct) - \frac{\omega^2\tau^2}{4} - \frac{\omega^2 R_L^2}{4c^2} \sin^2 \theta\right)}{\varepsilon(\omega) \cos \theta + \sqrt{\varepsilon(\omega) - \sin^2 \theta}}. \quad (4.2)$$

Компоненты электрического поля могут быть найдены при помощи формул (2.19). Используя метод перевала, можно при условии $|r-ct| \gg L, R_L$ получить асимптотическое выражение для интеграла (4.2) аналитически. Интегрирование в формуле (4.2) происходит по контуру, лежащему в верхней полуплоскости комплексной переменной ω немного выше действительной оси (что соответствует положительной малой мнимой добавке к частоте $\omega \rightarrow \omega + i\delta$), поэтому результат существенно зависит от знака величины $r-ct$. При $r-ct > 0$ вклад в интеграл вносит только седловая точка

$$\omega_s = \frac{2ic(r-ct)}{L^2 + R_L^2 \sin^2 \theta}, \quad (4.3)$$

которая в этом случае лежит в верхней полуплоскости комплексной переменной ω . При условии $r-ct < 0$ седловая точка (4.3) находится в нижней полуплоскости комплексной переменной ω . В этом случае при деформировании контура интегрирования приходится пересекать точки ветвления подынтегральной функции $\omega_b = \pm\omega_p/\cos \theta$, которые вместе с седловой точкой дают аддитивный вклад при вычислении интеграла (4.2).

Для длинного лазерного импульса $\omega_p\tau \gg 1$ вклад точек ветвления в интеграл (4.2) оказывается экспоненциально малым и выражение для магнитного поля переходного излучения при $(r-ct)^2 \gg L^2 + R_L^2 \sin^2 \theta$ в этом случае имеет вид

$$B_\phi(\mathbf{r}, t) = \frac{\omega_p}{4\omega_0} \frac{k_p^2 R_L^2}{\sqrt{1 + R_L^2 \sin^2 \theta/L^2}} \times \frac{V_E E_{0L}}{2c} \frac{\sin \theta \cos \theta}{k_p r} \exp\left[-\frac{(r-ct)^2}{L^2 + R_L^2 \sin^2 \theta}\right] \times \left\{ \cos \theta \left[1 + \frac{k_p^2 (L^2 + R_L^2 \sin^2 \theta)^2}{4(r-ct)^2} \right] + \sqrt{\cos^2 \theta + \frac{k_p^2 (L^2 + R_L^2 \sin^2 \theta)^2}{4(r-ct)^2}} \right\}^{-1}. \quad (4.4)$$

Оно справедливо как при $r-ct > 0$, так и при $r-ct < 0$. Согласно формуле (4.4), переходное излучение в вакууме распространяется в виде импульса электромагнитного поля, длительность которого определяется размерами лазерного импульса, а также углом наблюдения θ . Строго по нормали ($\theta = 0$) и в поперечном направлении ($\theta = \pi/2$) переходное излучение лазерного импульса отсутствует. Под малыми углами импульс переходного электромагнитного излучения имеет длительность, близкую к длительности лазерного импульса. При углах, близких $\theta = \pi/2$, импульс переходного излучения имеет длительность, определяющуюся как продольными, так и поперечными размерами лазерного импульса. Можно сказать, что переходное излучение генерируется длинным лазерным импульсом только в течение времени взаимодействия импульса с границей плазмы. Пространственно-временное распределение магнитного поля переходного излучения для длинного лазерного импульса, полученное при численном анализе интеграла (4.2), представлено на рис. 3.

Магнитное поле переходного излучения короткого лазерного импульса ($\omega_p\tau \leq 1$) при $r-ct > 0$,

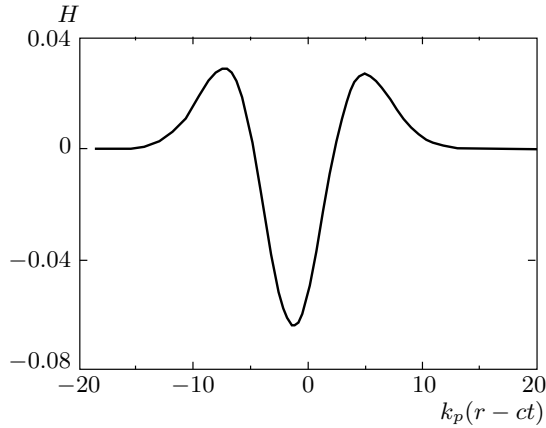


Рис. 3. Распределение безразмерного магнитного поля $H(r, t)$ (4.2) в импульсе переходного излучения для длинного лазерного импульса $\omega_p \tau = 5$, $k_p R_L = 2$ при $\theta = \pi/6$

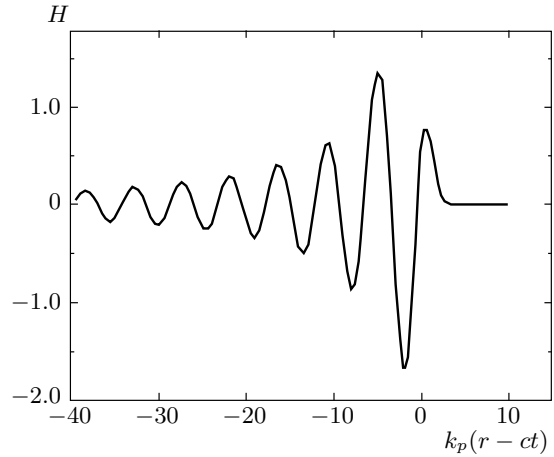


Рис. 4. Распределение безразмерного магнитного поля $H(r, t)$ (4.2) в импульсе переходного излучения для короткого лазерного импульса $\omega_p \tau = 1$, $k_p R_L = 2$ при $\theta = \pi/6$

$(r - ct)^2 \gg L^2 + R_L^2 \sin^2 \theta$ описывается выражением (4.4), так как в этом случае величина интеграла (4.2) определяется вкладом только от седловой точки (4.3). При $r - ct < 0$, $(r - ct)^2 \gg L^2 + R_L^2 \sin^2 \theta$ основной вклад в интеграл (4.2) дают точки ветвления подынтегральной функции, и распределение магнитного поля переходного излучения короткого лазерного импульса имеет вид

$$B_\phi(r, \theta, t) = -\frac{\omega_p}{2\omega_0} \frac{k_p^2 R_L^2 \omega_p \tau}{\sqrt{2}} \frac{V_E}{2c} \times \sin \theta \exp \left[-\frac{k_p^2 (L^2 + R_L^2 \sin^2 \theta)}{4 \cos^2 \theta} \right] \times E_{0L} \frac{1}{k_p r \sqrt{k_p (ct - r) \cos \theta}} \times \cos \left[\frac{k_p (ct - r)}{\cos \theta} + \frac{\pi}{4} \right] \quad (4.5)$$

для малых углов, $k_p (ct - r) \sin^4 \theta \ll \cos \theta$, и описывается выражением

$$B_\phi(r, \theta, t) = -\frac{\omega_p}{\omega_0} \frac{k_p^2 R_L^2 \omega_p \tau}{2\sqrt{2}} \frac{V_E}{2c} \times \sin \theta \cos \theta \exp \left[-\frac{k_p^2 (L^2 + R_L^2 \sin^2 \theta)}{4 \cos^2 \theta} \right] \times E_{0L} \frac{1}{k_p r [k_p r (ct - r)]^{3/2} \sin^4 \theta \sqrt{\cos \theta}} \times \sin \left[\frac{k_p (ct - r)}{\cos \theta} + \frac{\pi}{4} \right] \quad (4.6)$$

для углов $k_p (ct - r) \sin^4 \theta \gg \cos \theta$. Из полученных результатов (4.5), (4.6) следует, что амплитуда поля переходного излучения короткого лазерного импульса медленно уменьшается с течением времени

при $t > r/c$, т. е. после прохождения переднего фронта излучения через точку наблюдения, удаленную от начала координат на расстояние r . Это явление существенно отличается от случая длинного лазерного импульса, когда происходит экспоненциально быстрое убывание поля переходного излучения при $t > r/c$. Пространственно-временное распределение магнитного поля переходного излучения от короткого лазерного импульса, полученное при численном анализе интеграла (4.2), представлено на рис. 4 и находится в соответствии с аналитическими результатами (4.5), (4.6).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлена теория генерации низкочастотного электромагнитного переходного излучения при взаимодействии лазерного импульса с полуграниченной плазмой. Излучение электромагнитных волн обусловлено возбуждением на границе плазмы вихревого электрического тока и связано с пондеромоторным воздействием лазерного импульса. Исследовано влияние временной длительности лазерного импульса на спектральные, угловые и пространственно-временные характеристики переходного излучения в вакууме. Показано, что при падении на границу плазмы короткого лазерного импульса, длительность которого не превышает периода плазменных колебаний, переходное излучение имеет частоту, близкую к плазменной частоте, а сам импульс переходного излучения имеет временную протяженность, заметно превышающую дли-

тельность лазерного импульса. Это связано с тем, что короткий лазерный импульс возбуждает в объеме плазмы кильватерную волну, которая создает на границе плазмы вихревой ток, являющийся источником переходного излучения в течение продолжительного времени. Для лазерного импульса, длительность которого превышает период плазменных колебаний, в спектре переходного излучения в вакууме появляется широкий максимум на частоте, близкой к обратной длительности лазерного импульса, а спектральная линия на плазменной частоте исчезает. При этом значительно уменьшается временная продолжительность импульса переходного излучения, которая становится сравнимой с длительностью лазерного импульса. Это объясняется тем, что при распространении длинного лазерного импульса кильватерная волна в плазме не возбуждается и генерация вихревого тока на границе происходит только в течение времени пересечения лазерным импульсом границы плазмы.

Рассмотренная модель плазмы с резкой границей позволила нам использовать граничные условия для расчета полей и существенно упростить задачу. Можно думать, что полученные результаты мало изменятся, если ширина границы плазмы будет меньше, чем длина импульса. Экспериментально такие условия могут быть реализованы при фокусировке субпикосекундного лазерного импульса на струю нейтрального газа в вакуумной камере. В этом случае при ионизации газа образуется плазма, плотность электронов которой меняется от значения, близкого к нулю, до постоянной величины на длине порядка 100 мкм [6, 12].

В заключение оценим энергию низкочастотного переходного излучения, а также оптимальные частоты и углы для характерных параметров современных лазерно-плазменных экспериментов. Если лазерный импульс с энергией 4.8 Дж, мощностью 12 ТВт, максимальной интенсивностью $4 \cdot 10^{17}$ Вт/см², длиной волны 1.05 мкм, длительностью 400 фс (продольный размер 120 мкм) и диаметром фокального пятна 48 мкм (эти параметры взяты из работы [13]) падает на границу плазмы с плотностью электронов $2.4 \cdot 10^{18}$ см⁻³, то генерация электромагнитного излучения под углом $\pi/4$ происходит на частоте 0.4 ТГц, что соответствует длине волны 750 мкм. Мощность низкочастотного излучения в этом случае составляет около 30 кВт, а энергия в импульсе равна примерно 11 нДж. Мощность и энергия терагерцового излучения могут быть значительно увеличены, если уменьшить размер переходного слоя вакуум-плазма

до десятков микрон. Если масштаб этого переходного слоя составляет величину порядка 10 мкм, то, используя лазерные импульсы длительностью 30–40 фс, можно получить переходное излучение мегаваттной мощности на частоте в несколько терагерц с энергией в импульсе до микроджоуля. Это позволяет сделать вывод о том, что данный механизм может быть использован для разработки мощных, перестраиваемых по частоте источников терагерцового излучения.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Н. Е. Андрееву за полезные замечания.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-17055) и программ Президиума РАН №№ 2, 16, 18.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, И. М. Франк, ЖЭТФ **16**, 15 (1946).
2. В. Л. Гинзбург, В. Н. Цытович, *Переходное излучение и переходное рассеяние*, Наука, Москва (1984), гл. 1–3.
3. Г. А. Аскарьян, ЖЭТФ **42**, 1360 (1962).
4. W. P. Leemans, C. G. R. Geddes, J. Faure et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 074802 (2003).
5. J. van Tilborg, C. B. Schroeder, E. Esarey, and W. P. Leemans, Laser and Particle Beams **22**, 415 (2004); W. P. Leemans, J. van Tilborg, J. Faure et al., Phys. Plasmas **11**, 2899 (2004); C. B. Schroeder, E. Esarey, J. van Tilborg, and W. P. Leemans, Phys. Rev. E **69**, 016501 (2004).
6. J. van Tilborg, C. B. Schroeder, C. V. Filip et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 014801 (2006).
7. Z.-M. Sheng, H.-C. Wu, K. Li, and J. Zhang, Phys. Rev. E **69**, 025401R (2004).
8. Л. М. Горбунов, А. А. Фролов, ЖЭТФ **110**, 1757 (1996).
9. K. B. Dysthe, E. Mjølhus, and J. Trulsen, J. Geophys. Res. **83**, 1985 (1978).
10. V. K. Tripathi and C. S. Liu, Phys. Plasmas **1**, 990 (1994).
11. И. Е. Тамм, *Сборник научных трудов*, Наука, Москва (1975), т. 1, с. 83.
12. D. Dorranean, M. Starodubtsev, H. Kawakami et al., Phys. Rev. E **68**, 026409 (2003).
13. N. E. Andreev and S. V. Kuznetsov, Plasma Phys. Control. Fusion **45**, A39 (2003).