

ТЕРАГЕРЦОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВСТРЕЧНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЕ

© 2019 г. А. А. Фролов*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 16.10.2018 г.

После доработки 17.12.2018 г.

Принята к публикации 20.12.2018 г.

Рассмотрено излучение терагерцовых волн при взаимодействии в разреженной плазме двух встречных лазерных импульсов с различными частотами. Исследованы спектральные, угловые и энергетические характеристики терагерцового излучения в зависимости от разности частот лазерных импульсов. Показано, что в спектре излучения к линии на удвоенной плазменной частоте [Горбунов Л.М., Фролов А.А.// ЖЭТФ.2004. Т. 125. С. 598] добавляется максимум вблизи плазменной частоты, возникающий из-за разности частот лазерных импульсов. Вычислена полная энергия терагерцового сигнала и найдено условие, при котором эмиссия на плазменной частоте превалирует. Показано, что энергия излучения на плазменной частоте максимальна, когда разность частот лазерных импульсов близка к плазменной частоте.

DOI: 10.1134/S0367292119060052

1. ВВЕДЕНИЕ

Заметный интерес многих исследовательских групп к вопросам генерации и детектирования терагерцового (ТГц) излучения связан с возможностями его применения в науке, технике и практических приложениях. Впервые ТГц-излучение при лазерном воздействии на твердотельные и газовые мишени было экспериментально зарегистрировано сравнительно давно еще в 1990-х гг. [1, 2]. В условиях современных экспериментов при лазерном облучении органических кристаллов удается получить импульсы ТГц-излучения с энергией в несколько сотен микроджоулей [3, 4]. При этом коэффициент преобразования лазерной энергии в энергию ТГц-волн может достигать 3%. Теоретически вопросы генерации ТГц-излучения при лазерном воздействии рассмотрены в [5–8] для разреженной плазмы, образующейся при ионизации газовых струй, и в публикациях [9–12] для сверхкритической плазмы и проводящих сред твердотельной плотности. Сравнительно недавно ТГц-излучение стало экспериментально наблюдаться также и при взаимодействии лазерного излучения с кластерами [13–15], которые образуются при впрыскивании струи инертного газа под большим давлением в вакуумную камеру. Теоретически излучение ТГц-волн при взаимодействии лазерного импульса с кластерами рассмотрено в [16–18], где показана воз-

можность генерации ТГц-импульсов высокой мощности с достаточно большим коэффициентом конверсии.

В настоящей работе предложена эффективная схема генерации ТГц-волн, когда в разреженной плазме происходит взаимодействие двух встречных лазерных импульсов, и построена соответствующая ей теория. Развитая ранее теория излучения на удвоенной плазменной частоте при взаимодействии импульсов с одинаковыми частотами [7] обобщается здесь на случай лазерных импульсов с отличающимися частотами. Как и в публикации [7], генерация низкочастотного электромагнитного излучения в рассматриваемой схеме обусловлена возбуждением мелкомасштабных кильватерных плазменных полей и их взаимодействием в области перекрытия лазерных импульсов. То есть электромагнитная волна появляется в результате слияния двух плазменных волн, или, иными словами, генерация низкочастотного излучения связана с элементарным нелинейным процессом слияния двух плазмонов с образованием фотона. Исследована зависимость спектральных, угловых и энергетических характеристик ТГц-импульса, а также его временного профиля от разности частот лазерных импульсов. Показано, что в спектре излучения наряду с линией на удвоенной плазменной частоте появляется максимум на плазменной частоте, что связано

с отличием частот лазерных импульсов. Получено неравенство, при выполнении которого генерация ТГц-излучения происходит в основном на плазменной частоте. Показано, что в условиях доминирования эмиссии на плазменной частоте энергия ТГц-сигнала максимальна, когда разность частот лазерных импульсов равна плазменной частоте.

Настоящая статья имеет следующую структуру: в разд. 2 представлены основные уравнения, описывающие генерацию низкочастотных электромагнитных полей в плазме под действием пондеромоторных сил лазерного излучения. Эти уравнения решены в соответствии с теорией возмущений и получены выражения для компонент электромагнитного поля ТГц-излучения в волновой зоне вдали от области взаимодействия лазерных импульсов в разд. 3. Спектральные, угловые и энергетические характеристики ТГц-волн исследованы в разд. 4. Проанализирован спектр ТГц-излучения и установлено, что он существенно зависит от разности частот лазерных импульсов. Показано, что даже при небольшом отличии частот импульсов в спектре излучения вместе с линией на удвоенной плазменной частоте появляется максимум вблизи плазменной частоты. Высота этого максимума нарастает с увеличением разности частот и достигает наибольшей величины, когда разность частот совпадает с плазменной частотой. Исследовано угловое распределение ТГц-волн в условиях доминирования излучения на плазменной частоте. Показано, что при острой фокусировке лазерных импульсов излучение происходит в поперечном направлении относительно оси распространения импульсов. Увеличение размера фокального пятна импульсов приводит к тому, что излучение постепенно прижимается к оси распространения импульсов и для очень широких импульсов направлено практически вдоль этой оси. Вычислена полная энергия ТГц-импульса и найдено условие, при котором доминирует излучение на плазменной частоте. Показано, что энергия излучения на плазменной частоте максимальна, когда разность частот импульсов совпадает с плазменной частотой. Исследован временной профиль ТГц-волн в дальней зоне на больших расстояниях от области взаимодействия импульсов. Показано, что при выполнении резонансного условия колебания поля в ТГц-импульсе происходят на плазменной частоте и имеют много периодов, так что его длительность заметно превышает длительность лазерных импульсов. И, наконец, в Заключение обсуждаются условия применимости теории и приводятся оценки для характеристик ТГц-сигнала.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Пусть два лазерных импульса с незначительно отличающимися частотами $\omega_1 = \omega_0 + \Delta\omega_0/2$, $\omega_2 = \omega_0 - \Delta\omega_0/2$ ($\Delta\omega_0 > 0$, $\Delta\omega_0 \ll \omega_1, \omega_2$) и временной длительностью τ распространяются навстречу друг другу в разреженной полностью ионизованной плазме, плотность электронов N_{0e} в которой значительно меньше критического значения $N_{cr} \approx m_e \omega_0^2 / (4\pi e^2)$, где e , m_e – заряд и масса электрона, $\Delta\omega_0 = \omega_1 - \omega_2$, $\omega_0 = (\omega_1 + \omega_2)/2$. Если лазерные импульсы распространяются вдоль оси z , то их электрическое поле можно представить в следующем виде:

$$\mathbf{E}_L(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_1 t + ik_1 z) + \frac{1}{2} \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_2 t - ik_2 z) + c.c., \quad (2.1)$$

где $E_{1,2}(\mathbf{r}, t)$ – медленно меняющиеся во времени и в пространстве на масштабах $1/\omega_{1,2}$ и $1/k_{1,2}$ амплитуды электрического поля соответствующих импульсов, $k_{1,2} = \sqrt{\omega_{1,2}^2 - \omega_p^2}/c$ – их волновые числа, ω_p – плазменная частота, которая в разреженной плазме значительно меньше частот лазерных импульсов $\omega_p \ll \omega_1, \omega_2$, c – скорость света. В соответствии с формулой (2.1) импульс с амплитудой $E_1(\mathbf{r}, t)$ и частотой ω_1 распространяется в положительном направлении оси z , а импульс с амплитудой $E_2(\mathbf{r}, t)$ и частотой ω_2 распространяется в противоположном направлении. Система отсчета выбрана таким образом, что в момент времени $t = 0$ лазерные импульсы встречаются в начале координат при $z = 0$.

Под действием пондеромоторных сил лазерного излучения (2.1) в разреженной плазме происходит возбуждение низкочастотных электромагнитных полей. Для их описания воспользуемся усредненной по времени системой уравнений гидродинамики и уравнений Максвелла для скорости $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$ электронов, возмущений их плотности $\delta N_e(\mathbf{r}, t)$, электрического $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и магнитного $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ полей, которые медленно меняются за лазерный период (см., например, [8])

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta N_e(\mathbf{r}, t) + \nabla \cdot \{ [N_{0e} + \delta N_e(\mathbf{r}, t)] \mathbf{V}(\mathbf{r}, t) \} = 0, \quad (2.2)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_{ei} \right) \mathbf{V}(\mathbf{r}, t) = \frac{e}{m_e} [\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \nabla \Phi(\mathbf{r}, t)], \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t), \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = & \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \\ & + \frac{4\pi e}{c} [N_{0e} + \delta N_e(\mathbf{r}, t)] \mathbf{V}(\mathbf{r}, t), \end{aligned} \quad (2.5)$$

где v_{ei} — частота электрон-ионных столкновений, а потенциал пондеромоторных сил $\Phi(\mathbf{r}, t)$ имеет вид

$$\begin{aligned} \Phi(\mathbf{r}, t) = & \frac{e}{4m_e \omega_1^2} |\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t)|^2 + \\ & + \frac{e}{4m_e \omega_2^2} |\mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t)|^2 + \frac{e}{4m_e \omega_1 \omega_2} \times \\ & \times \left\{ \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}_2^*(\mathbf{r}, t) \exp(-i\Delta\omega_0 t + 2ik_0 z) + c.c. \right\}, \end{aligned} \quad (2.6)$$

где введено обозначение $k_0 = (k_1 + k_2)/2$. В выражении для пондеромоторного потенциала (2.6) вклад от взаимодействия импульсов определяется третьим слагаемым. Отметим, что в уравнении для скорости медленного движения электронов (2.3) пренебрегается тепловым давлением, нагревом электронов и релятивистскими эффектами. Это возможно, если скорость электронов в лазерном поле V_L меньше скорости света, но превышает тепловую скорость движения электронов V_T . Тепловое давление электронов и эффекты нагрева можно не учитывать, если выполнены неравенства $\tau \ll 1/v_{ei}$, означающие, что длительность лазерного импульса τ заметно меньше времени между соударениями электронов.

3. ВОЗБУЖДЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВСТРЕЧНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Систему уравнений (2.2)–(2.5) будем решать по теории возмущений с учетом условия, что скорость электронов в лазерном поле V_L много меньше скорости света. Для этого представим все величины в виде разложения по малому параметру $V_L^2/c^2 \ll 1$, которое, к примеру, для электрического поля имеет вид $\mathbf{E} = \mathbf{E}^{(1)} + \mathbf{E}^{(2)} + \dots$. Тогда в линейном приближении имеем следующие уравнения:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + v_{ei} \frac{\partial}{\partial t} + \omega_p^2 \right) \frac{\delta N_e^{(1)}(\mathbf{r}, t)}{N_{0e}} = \frac{e}{m_e} \Delta \Phi(\mathbf{r}, t), \quad (3.1)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + v_{ei} \frac{\partial}{\partial t} + \omega_p^2 \right) \mathbf{V}^{(1)}(\mathbf{r}, t) = -\frac{e}{m_e} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \Phi(\mathbf{r}, t), \quad (3.2)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + v_{ei} \frac{\partial}{\partial t} + \omega_p^2 \right) \mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}, t) = \omega_p^2 \nabla \Phi(\mathbf{r}, t), \quad (3.3)$$

которые описывают возбуждение только потенциальных токов и полей.

Генерация низкочастотных электромагнитных полей происходит в результате нелинейного взаимодействия продольных плазменных полей. Соответствующие уравнения для полей в квадратичном приближении по малому параметру $V_L^2/c^2 \ll 1$ следуют из (2.2)–(2.5) и имеют вид

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \delta N_e^{(2)}(\mathbf{r}, t) + \\ & + \nabla \cdot [N_{0e} \mathbf{V}^{(2)}(\mathbf{r}, t) + \delta N_e^{(1)}(\mathbf{r}, t) \mathbf{V}^{(1)}(\mathbf{r}, t)] = 0, \end{aligned} \quad (3.4)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{ei} \right) \mathbf{V}^{(2)}(\mathbf{r}, t) = \frac{e}{m_e} \mathbf{E}^{(2)}(\mathbf{r}, t), \quad (3.5)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}^{(2)}(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B}^{(2)}(\mathbf{r}, t), \quad (3.6)$$

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{B}^{(2)}(\mathbf{r}, t) = & \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}^{(2)}(\mathbf{r}, t) + \\ & + \frac{4\pi e}{c} [N_{0e} \mathbf{V}^{(2)}(\mathbf{r}, t) + \delta N_e^{(1)}(\mathbf{r}, t) \mathbf{V}^{(1)}(\mathbf{r}, t)]. \end{aligned} \quad (3.7)$$

Для решения системы уравнений (3.4)–(3.7) воспользуемся преобразованием Фурье по времени. Тогда из формул (3.5)–(3.7) получим следующее уравнение для фурье-образа низкочастотного магнитного поля

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{B}^{(2)}(\omega, \mathbf{r}) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega) \mathbf{B}^{(2)}(\omega, \mathbf{r}) = \\ = -\frac{4\pi}{c} \nabla \times \mathbf{j}^{(2)}(\omega, \mathbf{r}), \end{aligned} \quad (3.8)$$

где $\mathbf{j}^{(2)}(\omega, \mathbf{r})$ есть фурье-компонента нелинейного тока $\mathbf{j}^{(2)}(\mathbf{r}, t) = e \delta N_e^{(1)}(\mathbf{r}, t) \mathbf{V}^{(1)}(\mathbf{r}, t)$, ответственного за возбуждение электромагнитных полей на частоте ω значительно меньшей лазерной частоты ω_0 , $\varepsilon(\omega) = 1 - \omega_p^2 / [\omega(\omega + iv_{ei})]$ — низкочастотная диэлектрическая проницаемость плазмы. Используя уравнения первого приближения (3.1), (3.2) находим выражение для фурье-образа нелинейного тока

$$\begin{aligned} \mathbf{j}^{(2)}(\omega, \mathbf{r}) = & \frac{ie\omega_p^2}{4\pi m_e} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega'}{2\pi} \times \\ & \times \frac{\Delta \Phi(\omega', \mathbf{r}) \nabla \Phi(\omega - \omega', \mathbf{r})}{\omega'(\omega' + iv_{ei}) \varepsilon(\omega') (\omega - \omega' + iv_{ei}) \varepsilon(\omega - \omega')}, \end{aligned} \quad (3.9)$$

где $\Phi(\omega, \mathbf{r})$ — фурье-компонента пондеромоторного потенциала (2.6). Применяя преобразование Фурье по пространственным координатам с уче-

том полученной выше формулы для нелинейного тока (3.9), решение уравнения (3.8) можно записать в следующем виде:

$$\mathbf{B}^{(2)}(\omega, \mathbf{r}) = \frac{ie\omega_p^2}{m_e c} \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})}{k^2 - (\omega^2/c^2)\varepsilon(\omega)} \times \\ \times \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega'}{2\pi} \int \frac{d\mathbf{k}'}{(2\pi)^3} \times \\ \times \frac{\mathbf{k} \times (\mathbf{k} - \mathbf{k}') k'^2 \Phi(\omega', \mathbf{k}') \Phi(\omega - \omega', \mathbf{k} - \mathbf{k}')}{\omega'(\omega' + i\nu_{ei})\varepsilon(\omega')(\omega - \omega' + i\nu_{ei})\varepsilon(\omega - \omega')} \quad (3.10)$$

Для вычисления интегралов в формуле (3.10) следует в явном виде задать пространственно-временную структуру поля лазерных импульсов. Будем считать, что линейно поляризованные импульсы, распространяющиеся навстречу друг другу с групповыми скоростями V_1, V_2 , близкими к скорости света c , имеют равные амплитуды электрического поля E_{0L} , а также совпадающие продольные $L \approx c\tau$ и поперечные R размеры. Тогда электрические поля лазерных импульсов для гауссова профиля запишем в виде

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}_x E_{0L} \exp\left[-\frac{(z - ct)^2}{2L^2} - \frac{\rho^2}{2R^2}\right], \\ \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}_x E_{0L} \exp\left[-\frac{(z + ct)^2}{2L^2} - \frac{\rho^2}{2R^2}\right], \quad (3.11)$$

где $\mathbf{e}_x$ — базисный вектор оси x , $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$. Интересуясь в дальнейшем излучением низкочастотных волн из области взаимодействия лазерных импульсов, будем удерживать в выражении для пондеромоторного потенциала (2.6) только третье слагаемое. Из формулы для нелинейного тока (3.9) следует, что именно это слагаемое вносит главный вклад в возбуждение низкочастотных электромагнитных полей из-за большой производной по пространственной координате z , пропорциональной удвоенному волновому числу $2k_0$, которая значительно превосходит из-за условий $k_0 R \gg 1, k_0 L \gg 1$ производные от первых двух слагаемых в (2.6). Тогда для пондеромоторного потенциала (2.6) и его фурье-образа с учетом (3.11) находим следующие выражения:

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \frac{e}{2m_e \omega_0^2} E_{0L}^2 \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2} - \frac{z^2}{L^2} - \frac{\rho^2}{R^2}\right) \times \\ \times \cos(\Delta\omega_0 t - 2k_0 z), \quad (3.12)$$

$$\Phi(\omega, \mathbf{k}) = \frac{e\pi^2 R^2 L \tau}{4m_e \omega_0^2} E_{0L}^2 \exp\left(-\frac{k_\perp^2 R^2}{4}\right) \times \\ \times \left\{ \exp\left[-\frac{(\omega - \Delta\omega_0)^2 \tau^2}{4} - \frac{(k_z - 2k_0)^2 L^2}{4}\right] + \right. \\ \left. + \exp\left[-\frac{(\omega + \Delta\omega_0)^2 \tau^2}{4} - \frac{(k_z + 2k_0)^2 L^2}{4}\right] \right\}, \quad (3.13)$$

где $k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$ и учтено, что $\omega_1 \omega_2 \approx \omega_0^2$. С учетом фурье-образа пондеромоторного потенциала (3.13) из формулы (3.10) после достаточно громоздких, но несложных вычислений интегралов находим, что низкочастотное магнитное поле имеет только азимутальную компоненту, которая определяется следующим выражением:

$$B_\phi^{(2)}(\omega, \mathbf{r}) = -\frac{ie^3 E_{0L}^4 \pi^{5/2} \omega_p^2 \tau^2 k_0^2 R^2 k_0 L}{16\sqrt{2} m_e^3 c \omega_0^4 \omega_p (\omega + i\nu_{ei})} \times \\ \times \exp\left(-\frac{\omega^2 \tau^2}{8}\right) \left\{ W_1(\omega) - \frac{i\omega}{2k_0} \times \right. \\ \times \left[\frac{W_2(\omega)}{\omega - 2\omega_p + i\nu_{ei}} - \frac{W_{-2}(\omega)}{\omega + 2\omega_p + i\nu_{ei}} \right] \frac{\partial}{\partial z} \Big\} \times \\ \times \frac{\partial}{\partial \rho} \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{1}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega)} \times \\ \times \exp\left(i\mathbf{k}\mathbf{r} - \frac{k_\perp^2 R^2}{8} - \frac{k_z^2 L^2}{8}\right), \quad (3.14)$$

где

$$W_1(\omega) = W\left(\frac{\omega - 2\omega_p + 2\Delta\omega_0}{2\sqrt{2}} \tau\right) - \\ - W\left(\frac{\omega - 2\omega_p - 2\Delta\omega_0}{2\sqrt{2}} \tau\right) + \\ + W\left(\frac{\omega + 2\omega_p - 2\Delta\omega_0}{2\sqrt{2}} \tau\right) - \\ - W\left(\frac{\omega + 2\omega_p + 2\Delta\omega_0}{2\sqrt{2}} \tau\right), \\ W_2(\omega) = W\left(\frac{\omega - 2\omega_p + 2\Delta\omega_0}{2\sqrt{2}} \tau\right) + \\ + W\left(\frac{\omega - 2\omega_p - 2\Delta\omega_0}{2\sqrt{2}} \tau\right), \\ W_{-2}(\omega) = W\left(\frac{\omega + 2\omega_p - 2\Delta\omega_0}{2\sqrt{2}} \tau\right) + \\ + W\left(\frac{\omega + 2\omega_p + 2\Delta\omega_0}{2\sqrt{2}} \tau\right), \quad (3.15)$$

а функция $W(x)$, детально изученная и табулированная в [14], имеет вид

$$W(x) = \exp(-x^2)[1 + \operatorname{erf}(ix)],$$

$$\operatorname{erf}(x) = \left(2/\sqrt{\pi}\right) \int_0^x dt \exp(-t^2). \quad (3.16)$$

Здесь $\operatorname{erf}(x)$ — интеграл вероятности. Отметим, что при выводе формулы (3.14) были использованы неравенства $k_0 R \gg 1$, $k_0 L \gg 1$, означающие, что продольные и поперечные размеры лазерных импульсов значительно превосходят их длину волны. Так как нас интересует поле излучения, то интеграл по волновым векторам в формуле (3.14) следует вычислить в волновой зоне на больших расстояниях $r \gg R, L, c/\omega$ от области взаимодействия лазерных импульсов. В этих условиях справедливо следующее асимптотическое выражение для интеграла [19]

$$\int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{1}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega)} \times$$

$$\times \exp\left(i\mathbf{k}\mathbf{r} - \frac{k_{\perp}^2 R^2}{8} - \frac{k_z^2 L^2}{8}\right) \approx \frac{1}{4\pi r} \times$$

$$\times \exp\left\{i\frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon(\omega)} r - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega) \times\right.$$

$$\times \left.\frac{R^2 \sin^2 \theta + L^2 \cos^2 \theta}{8}\right\}, \quad (3.17)$$

где θ — угол между положительным направлением оси z и направлением наблюдения. Тогда с учетом формул (3.14), (3.17) и уравнения (3.7) низкочастотные электромагнитные поля в волновой зоне определяются следующими формулами:

$$B_{\phi}^{(2)}(\omega, \mathbf{r}) = \sqrt{\varepsilon(\omega)} E_{\theta}^{(2)}(\omega, \mathbf{r}) =$$

$$= \frac{\pi^{3/2} \omega_p^2 \tau^2 k_0^2 R^2 k_0 L \left(\frac{V_E}{4c}\right)^3 E_{0L}}{\sqrt{2} \omega_0} \frac{\omega \sqrt{\varepsilon(\omega)}}{\omega + i\nu_{ei}} \times$$

$$\times \frac{\sin \theta}{k_p r} \exp\left(i\frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon(\omega)} r - \frac{\omega^2 \tau^2}{8} -\right.$$

$$\left. - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega) \frac{R^2 \sin^2 \theta + L^2 \cos^2 \theta}{8}\right) F(\omega, \cos \theta), \quad (3.18)$$

где $F(\omega, \cos \theta)$ выражается через функции $W_1(\omega)$, $W_2(\omega)$, $W_{-2}(\omega)$ из (3.15) следующим образом:

$$F(\omega, \cos \theta) = W_1(\omega) + \frac{\omega^2}{2\omega_0} \sqrt{\varepsilon(\omega)} \times$$

$$\times \cos \theta \left[\frac{W_2(\omega)}{\omega - 2\omega_p + i\nu_{ei}} - \frac{W_{-2}(\omega)}{\omega + 2\omega_p + i\nu_{ei}} \right]. \quad (3.19)$$

В соответствии с полученным результатом (3.18), (3.19) электромагнитное поле в дальней зоне $r \gg R, L, c/\omega$ является сферической волной с частотой ω и волновым вектором $\mathbf{e}_r \omega \sqrt{\varepsilon(\omega)}/c$, которая распространяется из области взаимодействия лазерных импульсов в радиальном направлении и имеет азимутальную компоненту магнитного поля $B_{\phi}^{(2)}(\omega, \mathbf{r})$ и меридиональную составляющую электрического поля $E_{\theta}^{(2)}(\omega, \mathbf{r})$, где $\mathbf{e}_r$ — базисный вектор сферической системы координат в направлении радиуса-вектора.

Следует отметить, что если импульсы имеют одинаковые частоты $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$, $\Delta\omega_0 = 0$, то функция $W_1(\omega)$ тождественно обращается в нуль и выражение для магнитного поля с учетом формул (3.15), (3.18), (3.19) принимает вид

$$B_{\phi}^{(2)}(\omega, \mathbf{r}) = \sqrt{\varepsilon(\omega)} E_{\theta}^{(2)}(\omega, \mathbf{r}) =$$

$$= \frac{\pi^{3/2} \omega_p^2 \tau^2 k_0^2 R^2 k_0 L \left(\frac{V_E}{4c}\right)^3 E_{0L}}{\sqrt{2} \omega_0^2} \frac{\omega^3 \varepsilon(\omega)}{\omega + i\nu_{ei}} \frac{\sin \theta \cos \theta}{k_p r} \times$$

$$\times \exp\left(i\frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon(\omega)} r - \frac{\omega^2 \tau^2}{8} -\right.$$

$$\left. - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega) \frac{R^2 \sin^2 \theta + L^2 \cos^2 \theta}{8}\right) \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{\omega - 2\omega_p + i\nu_{ei}} W\left(\frac{\omega - 2\omega_p}{2\sqrt{2}} \tau\right) -\right.$$

$$\left. - \frac{1}{\omega + 2\omega_p + i\nu_{ei}} W\left(\frac{\omega + 2\omega_p}{2\sqrt{2}} \tau\right) \right\}. \quad (3.20)$$

Сравнение выражения (3.20) с формулой (3.6) публикации [7] показывает принципиальное совпадение результатов. Отличие заключается только в том, что в настоящей статье затухание плазменных колебаний связано с электрон-ионными соударениями в рамках гидродинамической модели, а в [7] была учтена их бесстолкновительная черенковская диссипация при использовании кинетического уравнения.

Полученные выражения для электромагнитных полей (3.18), (3.19) позволяют исследовать спектральные, угловые и энергетические характеристики низкочастотных волновых полей, которые излучаются при взаимодействии в разреженной плазме встречных лазерных импульсов с различными частотами.

4. ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Для вычисления энергии излучения вектор Умова–Пойнтинга

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}, t) = \frac{c}{4\pi} \mathbf{E}^{(2)}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{B}^{(2)}(\mathbf{r}, t) \quad (4.1)$$

следует проинтегрировать по времени и по сферической поверхности большого радиуса. Тогда для энергии $dW_{rad}(\omega, \theta)$, излучаемой в единичный интервал частот $d\omega$ и в элемент телесного угла $dO = 2\pi \sin \theta d\theta$, имеем следующее выражение для положительных значений частоты $\omega > 0$:

$$dW_{rad}(\omega, \theta) = \frac{cr^2}{4\pi^2} \frac{\operatorname{Re}(\sqrt{\epsilon(\omega)})}{|\epsilon(\omega)|} |B_\phi^{(2)}(\omega, \mathbf{r})|^2 d\omega dO. \quad (4.2)$$

Интегрируя в формуле (4.2) по телесному углу с учетом (3.18), (3.19) находим зависимость энергии ТГц-излучения от безразмерной частоты $\Omega = \omega/\omega_p$

$$\frac{dW_{rad}(\Omega)}{d\Omega} = \frac{\pi^{3/2} \omega_0^2 \tau^2 k_0^2 R^2}{4} \left(\frac{V_E^2}{4c^2} \right)^3 W_L I(\Omega), \quad (4.3)$$

$\Omega > 0,$

где функция $I(\Omega)$ имеет вид

$$\begin{aligned} I(\Omega) = & \left(\frac{\omega_p \tau}{2} \right)^3 \operatorname{Re} \left(\sqrt{\frac{\Omega^2 - 1}{\Omega^2}} \right) \times \\ & \times \exp \left[- \left(\frac{\omega_p \tau}{2} \right)^2 \Omega^2 \right] \int_{-1}^1 d(\cos \theta) \sin^2 \theta \times \\ & \times \exp \left\{ - (\Omega^2 - 1) \left[\left(\frac{k_p R}{2} \right)^2 \sin^2 \theta + \right. \right. \\ & \left. \left. + \left(\frac{\omega_p \tau}{2} \right)^2 \cos^2 \theta \right] \right\} |F(\Omega, \cos \theta)|^2. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Здесь $k_p = \omega_p/c$, $V_E = eE_{0L}/(m_e \omega_0)$ – скорость осцилляций электрона в лазерном поле, $W_L = E_{0L}^2 \sqrt{\pi} R^2 L/8$ – энергия одного лазерного импульса, а зависимость $F(\Omega, \cos \theta)$ в соответствии с формулой (3.19) имеет вид

$$\begin{aligned} F(\Omega, \cos \theta) = & W_1(\Omega) + \frac{\omega_p}{2\omega_0} \Omega \sqrt{\Omega^2 - 1} \times \\ & \times \cos \theta \left[\frac{W_2(\Omega)}{\Omega - 2 + i\gamma} - \frac{W_{-2}(\Omega)}{\Omega + 2 + i\gamma} \right], \end{aligned} \quad (4.5)$$

где $\gamma = \nu_{ei}/\omega_p$, а функции $W_1(\omega)$, $W_2(\omega)$, $W_{-2}(\omega)$ в соответствии с формулой (3.15) определяются соотношениями

$$\begin{aligned} W_1(\Omega) = & W \left(\omega_p \tau \frac{\Omega - 2 + 2\delta}{2\sqrt{2}} \right) - \\ & - W \left(\omega_p \tau \frac{\Omega - 2 - 2\delta}{2\sqrt{2}} \right) + W \left(\omega_p \tau \frac{\Omega + 2 - 2\delta}{2\sqrt{2}} \right) - \\ & - W \left(\omega_p \tau \frac{\Omega + 2 + 2\delta}{2\sqrt{2}} \right), \\ W_2(\Omega) = & W \left(\omega_p \tau \frac{\Omega - 2 - 2\delta}{2\sqrt{2}} \right) + \\ & + W \left(\omega_p \tau \frac{\Omega - 2 + 2\delta}{2\sqrt{2}} \right), \\ W_{-2}(\Omega) = & W \left(\omega_p \tau \frac{\Omega + 2 - 2\delta}{2\sqrt{2}} \right) + \\ & + W \left(\omega_p \tau \frac{\Omega + 2 + 2\delta}{2\sqrt{2}} \right), \end{aligned} \quad (4.6)$$

где $\delta = \Delta\omega_0/\omega_p$ – безразмерная разность частот.

Из формул (4.3)–(4.6) следует, что при одинаковых частотах лазерных импульсов в спектре излучения имеется только одна линия на удвоенной плазменной частоте, что соответствует результатам публикации [7]. При ненулевой разности частот $\Delta\omega_0 \neq 0$ наряду со спектральной линией на частоте $2\omega_p$ образуется новый максимум вблизи плазменной частоты (см. рис. 1). При увеличении разности частот высота этого максимума нарастает и при определенном значении $\Delta\omega_0$ она начинает превосходить высоту спектральной линии на удвоенной плазменной частоте (штрихпунктирная кривая на рис. 1). Как следует из рис. 1, энергия излучения на ω_p начинает превышать энергию излучения на $2\omega_p$ при еще меньшем значении разности частот, что связано со значительной шириной максимума на плазменной частоте. Когда разность частот лазерных импульсов сравняется с плазменной частотой, то для типичных параметров лазерно-плазменных взаимодействий максимум на плазменной частоте превалирует в спектре излучения, что иллюстрируется на рис. 2. При этом высота спектральной линии имеет максимальное значение в условиях, когда разность частот лазерных импульсов равняется плазменной частоте. Спектр излучения для различных значений параметра $\omega_p \tau$ при выполнении условия $\Delta\omega_0 = \omega_p$ представлен на рис. 3, откуда следует, что высота спектральной линии максимальна при выполнении условия $\omega_p \tau/2 = 1$, которое отвечает эффективному возбуждению плазменных полей в области взаимодействия лазерных импульсов.

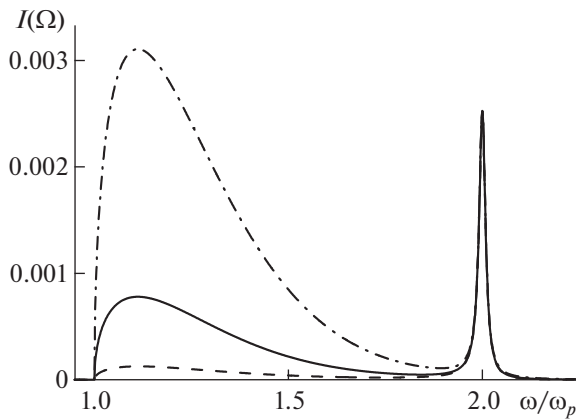


Рис. 1. Зависимость нормированной энергии ТГц-излучения из области взаимодействия встречных лазерных импульсов $I(\Omega)$ (4.4) от безразмерной частоты $\Omega = \omega/\omega_p$ при $\omega_p\tau/2 = 1$, $k_p R/2 = 1$, $\omega_p/\omega_0 = 0.01$, $\gamma = v_{ei}/\omega_p = 0.01$. Штриховой, сплошной и штрихпунктирной кривой соответствуют значения безразмерной разности частот $\delta = \Delta\omega_0/\omega_p$ равные 0.01, 0.025, 0.05.

Появление максимума на плазменной частоте в спектре излучения можно объяснить тем, что при взаимодействии кильватерных волн встречных лазерных импульсов возбуждаются токи и электромагнитные поля, как на удвоенной плазменной частоте, так и на нулевой гармонике плазменной частоты. Поля на нулевой гармонике состоят из квазистатического магнитного поля, которое остается в области взаимодействия импульсов [20], и распространяющейся из этой области низкочастотной электромагнитной волны (3.18), которой соответствует первое слагаемое в формуле (3.19). Как следует из формул (3.18), (3.19), (3.15) а также соотношений (2.24), (2.25) публикации [20], электромагнитные поля на нулевой частоте в данном случае возбуждаются только при различных частотах импульсов $\Delta\omega_0 \neq 0$ и возбуждение наиболее эффективно при выполнении резонансного условия $\Delta\omega_0 = \omega_p$, когда разность частот равна плазменной частоте. Следует отметить, что линия на нулевой гармонике плазменной частоты (см. формулы (4.4), (4.5)) имеет достаточно большую полуширину — порядка $1/\tau$ — обратной длительности лазерных импульсов. А так как в плазме могут распространяться только электромагнитные волны с частотами больше плазменной, то этот широкий максимум обрезается при $\omega < \omega_p$ и формирует спектральную линию на плазменной частоте, что связано с наличием множителя $\text{Re}(\sqrt{\epsilon(\omega)})$ в формуле (4.2). Кроме этого максимум спектральной линии вблизи ω_p имеет место при условии

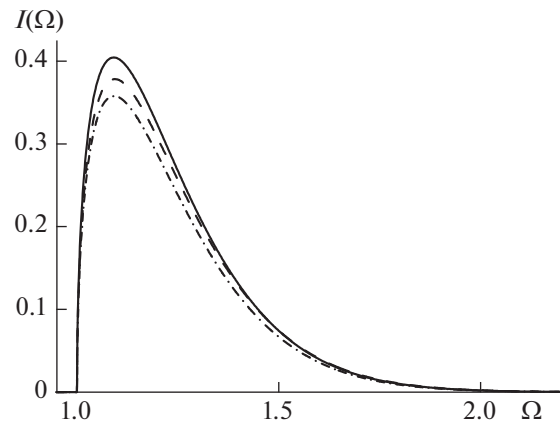


Рис. 2. Зависимость нормированной энергии ТГц-излучения из области взаимодействия встречных лазерных импульсов $I(\Omega)$ для таких же параметров, что и на рис. 1. Штриховой, сплошной и штрихпунктирной кривой соответствуют значения безразмерной разности частот $\delta = \Delta\omega_0/\omega_p$ равные 0.8, 1, 1.2.

$\Delta\omega_0 = \omega_p$ (см. рис. 2), когда наиболее эффективно возбуждаются плазменные поля в области взаимодействия лазерных импульсов.

Если проинтегрировать в формуле (4.2) по частоте, то получим угловую зависимость ТГц-излучения

$$\frac{dW_{rad}(\theta)}{d\Omega} = \frac{\sqrt{\pi}\omega_p\omega_0^4\tau^5}{16} \left(\frac{V_E^2}{4c^2}\right)^3 W_L J(\theta), \quad (4.7)$$

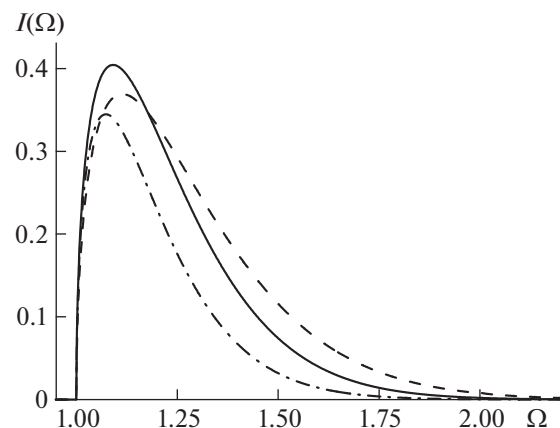


Рис. 3. Зависимость нормированной энергии ТГц-излучения из области взаимодействия встречных лазерных импульсов $I(\Omega)$ (4.4) от безразмерной частоты $\Omega = \omega/\omega_p$ при $\delta = \Delta\omega_0/\omega_p = 1$, $k_p R/2 = 1$, $\omega_p/\omega_0 = 0.01$, $\gamma = v_{ei}/\omega_p = 0.01$. Штриховой, сплошной и штрихпунктирной кривой соответствуют значения безразмерной длительности импульсов $\omega_p\tau/2$ равные 0.8, 1, 1.2.

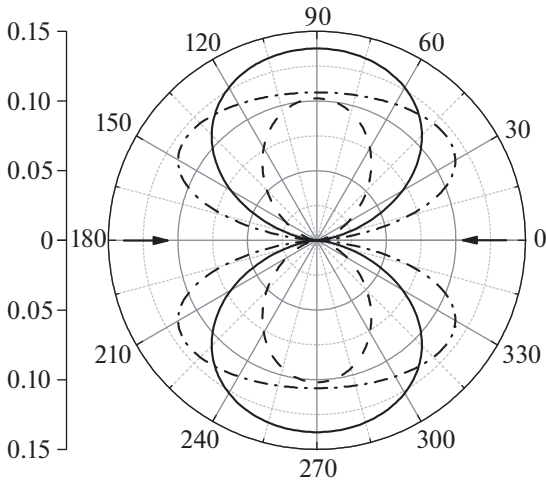


Рис. 4. Диаграмма направленности ТГц-излучения из области взаимодействия встречных лазерных импульсов $J(\theta)$ (4.8) при $\delta = \Delta\omega_0/\omega_p = 1$, $\omega_p\tau/2 = 1$, $\omega_p/\omega_0 = 0.01$, $\gamma = v_{ei}/\omega_p = 0.01$. Штриховой, сплошной и штрихпунктирной кривой соответствуют значения безразмерного параметра $k_p R/2$ равные 1, 2, 4. Лазерные импульсы распространяются навстречу друг другу под углами $\theta = 0$ и 180° , что иллюстрируется стрелками на рисунке.

где функция $J(\theta)$ имеет вид

$$J(\theta) = \left(\frac{k_p R}{2}\right)^2 \sin^2 \theta \int_0^\infty d\Omega \operatorname{Re} \left(\sqrt{\frac{\Omega^2 - 1}{\Omega^2}} \right) \times \exp \left[-\left(\frac{\omega_p \tau}{2}\right)^2 \Omega^2 \right] \times \exp \left\{ -(\Omega^2 - 1) \left[\left(\frac{k_p R}{2}\right)^2 \sin^2 \theta + \left(\frac{\omega_p \tau}{2}\right)^2 \cos^2 \theta \right] \right\} |F(\Omega, \cos \theta)|^2. \quad (4.8)$$

Зависимость (4.8) изображена на рис. 4 в виде диаграммы направленности. При острой фокусировке лазерных импульсов излучение направлено в поперечном направлении по отношению к оси z (штриховая кривая на рис. 4), вдоль которой распространяются лазерные импульсы. Для больших размеров фокального пятна излучение ТГц-волн происходит под малыми углами относительно оси z (штрихпунктирная кривая на рис. 4). Такую диаграмму направленности ТГц-излучения достаточно легко понять из рассмотрения формулы (4.8). Для острого фокусированных лазерных импульсов, когда выполнено условие $k_p R \ll 1$, энергия (4.8) определяется в основном множителем $\sin^2 \theta$ и максимальна для угла $\theta = \pi/2$, что соот-

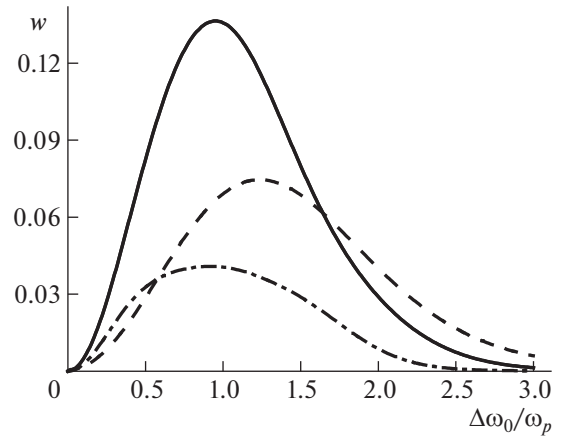


Рис. 5. Зависимость полной нормированной энергии ТГц-излучения (4.10) от разности частот $\Delta\omega_0/\omega_p$. Штриховой, сплошной и штрихпунктирной кривым соответствуют значения безразмерной длительности импульсов $\omega_p\tau/2$ равные 0.5, 1, 1.5 для следующих значений параметров $k_p R/2 = 1$, $\omega_p/\omega_0 = 0.01$, $\gamma = v_{ei}/\omega_p = 0.01$.

ветствует дипольной структуре излучения. При взаимодействии лазерных импульсов с большими поперечными размерами $k_p R \gg 1$ из формулы (4.8) следует, что $\theta \rightarrow 0$ и излучение прижато к оси z .

Полная энергия ТГц-излучения получается интегрированием в формуле (4.3) по частоте

$$W_{rad} = \frac{\pi^{3/2} \omega_0^2 \tau^2 k_0^2 R^2}{4} \left(\frac{V_E^2}{4c^2} \right)^3 W_L w, \quad (4.9)$$

где функция w имеет вид

$$w = \left(\frac{\omega_p \tau}{2}\right)^3 \int_0^\infty d\Omega \operatorname{Re} \left(\sqrt{\frac{\Omega^2 - 1}{\Omega^2}} \right) \times \exp \left[-\left(\frac{\omega_p \tau}{2}\right)^2 \Omega^2 \right] \int_{-1}^1 d(\cos \theta) \sin^2 \theta \times \exp \left\{ -(\Omega^2 - 1) \left[\left(\frac{k_p R}{2}\right)^2 \sin^2 \theta + \left(\frac{\omega_p \tau}{2}\right)^2 \cos^2 \theta \right] \right\} |F(\Omega, \cos \theta)|^2. \quad (4.10)$$

Зависимость полной безразмерной энергии ТГц-излучения (4.10) от разности частот лазерных импульсов для различных значений $\omega_p\tau/2$ представлена на рис. 5. Из рис. 5 следует, что энергия максимальна при условии $\omega_p\tau/2 = 1$ и когда разность частот совпадает с плазменной частотой $\Delta\omega_0 = \omega_p$.

Сравним энергию излучения на плазменной и на удвоенной плазменной частоте. Используя формулу (4.9), а также выражение (4.10) из публикации [7] находим, что энергия излучения на плазменной частоте превосходит энергию излучения на удвоенной плазменной частоте при выполнении следующего условия

$$\max\left(\frac{v_{ei}}{\omega_p}, \frac{\gamma_L}{\omega_p}\right) > \frac{1}{\omega_0^2 \tau^2}, \quad (4.11)$$

где γ_L — декремент бесстолкновительного затухания плазменных волн.

Рассмотрим пространственно-временное распределение полей в импульсе ТГц-излучения. Используя обратное преобразование Фурье по времени в формуле (3.18), получим следующие выражения для электромагнитных полей:

$$B_\phi^{(2)}(\mathbf{r}, t) = \frac{\omega_p}{\omega_0} \frac{\sqrt{\pi} \omega_p^2 \tau^2 k_0^2 R^2 k_0 L}{\sqrt{2}} \left(\frac{V_E}{4c}\right)^3 \times \\ \times E_{0L} \frac{\sin \theta}{k_p r} H(\mathbf{r}, t), \quad (4.12)$$

$$E_\theta^{(2)}(\mathbf{r}, t) = \frac{\omega_p}{\omega_0} \frac{\sqrt{\pi} \omega_p^2 \tau^2 k_0^2 R^2 k_0 L}{\sqrt{2}} \left(\frac{V_E}{4c}\right)^3 \times \\ \times E_{0L} \frac{\sin \theta}{k_p r} E(\mathbf{r}, t), \quad (4.13)$$

где

$$H(\mathbf{r}, t) = \operatorname{Re} \int_0^\infty d\Omega \sqrt{\frac{\Omega^2 - 1}{\Omega^2}} \times \\ \times \exp[-i\omega_p t \Omega + ik_p r \sqrt{\Omega^2 - 1}] \times \\ \times \exp\left\{-\frac{\omega_p^2 \tau^2 \Omega^2}{8} - (\Omega^2 - 1) \times \right. \\ \left. \times \frac{k_p^2 R^2 \sin^2 \theta + \omega_p^2 \tau^2 \cos^2 \theta}{8}\right\} \times \\ \times \left\{W_1(\Omega) + \frac{\omega_p}{2\omega_0} \Omega \sqrt{\Omega^2 - 1} \times \right. \\ \left. \times \cos \theta \left[\frac{W_2(\Omega)}{\Omega - 2 + i\gamma} - \frac{W_{-2}(\Omega)}{\Omega + 2 + i\gamma}\right]\right\}, \quad (4.14)$$

$$E(\mathbf{r}, t) = \operatorname{Re} \int_0^\infty d\Omega \times \\ \times \exp[-i\omega_p t \Omega + ik_p r \sqrt{\Omega^2 - 1}] \times$$

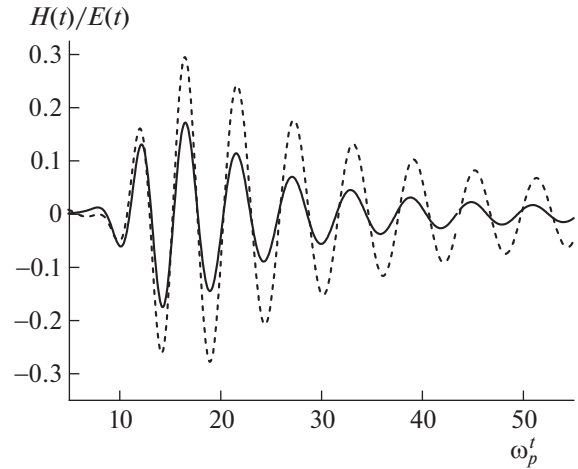


Рис. 6. Зависимость электромагнитного поля в импульсе ТГц-излучения от времени в волновой зоне $k_p r = 10$ под углом $\theta = \pi/2$ при $k_p R = 2$, $\omega_p \tau = 2$, $\Delta\omega_0/\omega_p = 1$, $\omega_p/\omega_0 = 0.01$, $\gamma = v_{ei}/\omega_p = 0.01$. Сплошной кривой изображена зависимость безразмерного магнитного поля (4.14), а штриховой — безразмерного электрического поля (4.15) ТГц-импульса.

$$\times \exp\left\{-\frac{\omega_p^2 \tau^2 \Omega^2}{8} - (\Omega^2 - 1) \times \right. \\ \left. \times \frac{k_p^2 R^2 \sin^2 \theta + \omega_p^2 \tau^2 \cos^2 \theta}{8}\right\} \times \\ \times \left\{W_1(\Omega) + \frac{\omega_p}{2\omega_0} \Omega \sqrt{\Omega^2 - 1} \times \right. \\ \left. \times \cos \theta \left[\frac{W_2(\Omega)}{\Omega - 2 + i\gamma} - \frac{W_{-2}(\Omega)}{\Omega + 2 + i\gamma}\right]\right\}. \quad (4.15)$$

Зависимость безразмерных полей (4.14), (4.15) от времени в волновой зоне на расстоянии от начала координат $k_p r = 10$ представлена на рис. 6. Колебания электромагнитного поля в импульсе ТГц-излучения происходят на плазменной частоте и имеют достаточно большую временную длительность. При этом амплитуда у магнитного поля несколько меньше чем у электрического поля, что связано с дополнительным подынтегральным множителем $\sqrt{(\Omega^2 - 1)}/\Omega^2$ в формуле (4.14), который вносит малый вклад при интегрировании в окрестности плазменной частоты $\Omega \approx 1$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрено излучение ТГц-волн при взаимодействии в разреженной плазме двух встречных лазерных импульсов с отличающимися частотами. Исследованы спектральные, угловые и энергетические характери-

стики ТГц-волн в зависимости от разности частот лазерных импульсов. Показано, что при несовпадающих частотах лазерных импульсов в спектре ТГц-излучения появляется дополнительный широкий максимум вблизи плазменной частоты. Этот максимум даже при сравнительно небольшой разности частот может превышать высоту спектральной линии на второй гармонике плазменной частоты. Установлено, что высота максимума на плазменной частоте оказывается наибольшей, когда разность частот равна плазменной частоте, что связано с возбуждением сильных плазменных колебаний в области взаимодействия встречных лазерных импульсов. Показано, что угловая направленность ТГц-излучения существенно зависит от поперечных размеров лазерных импульсов. При острой фокусировке ТГц-волны излучаются в поперечном направлении относительно оси распространения лазерных импульсов. Для импульсов с большими поперечными размерами излучение происходит под малыми углами почти в направлении распространения лазерных импульсов. Вычислена полная энергия ТГц-импульса и показано, что энергия излучения на плазменной частоте максимальна, когда разность частот лазерных импульсов совпадает с плазменной частотой. Исследован временной профиль ТГц-сигнала в волновой зоне в условиях доминирования излучения на плазменной частоте. Показано, что колебания поля в импульсе ТГц-излучения происходят на плазменной частоте и имеют достаточно большую временную продолжительность.

Обсудим условия применимости представленной теории. Самое сильное ограничение на параметры лазерных импульсов накладывает условие малости возмущений плотности электронов $\delta N_e^{(1)} < N_{0e}$, так как только в этом случае можно использовать теорию возмущений. Из этого неравенства с учетом уравнения (3.1) следует условие

$$\frac{V_E^2}{c^2} < \frac{\omega_p}{\omega_0} \frac{1}{\tau} \ll 1, \quad (5.1)$$

которое ограничивает максимально возможную интенсивность лазерных импульсов. Это связано с тем, что возмущения плотности в плазменных колебаниях становятся значительными даже при сравнительно небольших интенсивностях лазерного излучения.

В настоящей работе рассмотрено излучение ТГц-волн при взаимодействии в разреженной плазме двух встречных лазерных импульсов. При этом плазма считается однородной, заранее приготовленной и полностью ионизованной. В условиях современных экспериментов такая плазма образуется при воздействии лазерного излучения на струю нейтрального газа в вакуумной камере. Для реализации схемы генерации ТГц-излуче-

ния, рассмотренной в статье, следует предварительно ионизовать газовую струю интенсивным лазерным импульсом, а затем сфокусировать в образующуюся разреженную плазму лазерные импульсы, распространяющиеся навстречу друг другу. При взаимодействии встречных лазерных импульсов в полностью ионизованной плазме электромагнитные поля ТГц-излучения пропорциональны четвертой степени амплитуды лазерного поля (см. формулы (4.12), (4.13)). Это связано с тем, что в квадратичном приближении по лазерной амплитуде в однородной плазме возбуждаются только продольные плазменные поля (3.1)–(3.3). Электромагнитные волны образуются в результате нелинейного взаимодействия плазменных полей, описываются системой уравнений (3.5)–(3.8) и имеют амплитуду пропорциональную четвертой степени лазерного поля.

Если же взаимодействие лазерных импульсов происходит при их фокусировке в нейтральном газе, то в результате ионизации газа передним фронтом импульса возникает область с резким градиентом плотности электронов. В этом случае возможно появление переходного излучения лазерного импульса [21, 22], максимальная энергия которого для параметров $\omega_p \tau \approx 1$, $k_p R \approx 1$ определяется следующей формулой (см. формулу (5.3) в [22]):

$$W_{rad}^{(1)} \approx 4 \times 10^{-3} \frac{\omega_p^2 V_E^2}{\omega_0^2 c^2} W_L. \quad (5.2)$$

Отметим, что энергия ТГц-излучения (5.2) на резком градиенте плотности пропорциональна E_{0L}^4 , а амплитуда ТГц-поля квадратично зависит от амплитуды лазерного поля. Для тех же параметров $\omega_p \tau \approx 1$, $k_p R \approx 1$ энергия ТГц-излучения при взаимодействии двух лазерных импульсов согласно формулам (4.9), (4.10) пропорциональна E_{0L}^8 и при условии $\Delta\omega_0 = \omega_p$ имеет вид

$$W_{rad}^{(2)} \approx 1.5 \times 10^{-3} \omega_0^2 \tau^2 k_0^2 R^2 \frac{V_E^6}{c^6} W_L. \quad (5.3)$$

Сравнивая величины (5.2), (5.3) находим, что при выполнении неравенства

$$0.4 \omega_0^2 \tau^2 k_0 R \frac{V_E^2}{c^2} > 1, \quad (5.4)$$

энергия, излучаемая при взаимодействии двух лазерных импульсов, превосходит энергию их переходного излучения. Для примера, если импульсы имеют частоту $\omega_0 = 1.5 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$, длительность $\tau = 15 \text{ фс}$ и радиус фокального пятна $R = 11 \text{ мкм}$, то условие (5.4) выполняется для следующих значений интенсивности $I_L > 6 \times 10^{13} \text{ Вт/см}^2$. При большей длительности лазерных импульсов ТГц-

эмиссия из области их взаимодействия доминирует над переходным излучением при еще меньших значениях интенсивности.

В заключение приведем оценку энергии ТГц-излучения для характерных параметров лазерно-плазменных взаимодействий. Пусть лазерные импульсы с частотами $\omega_0 = 1.5 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $\Delta\omega_0 = 1.3 \times 10^{14} \text{ с}^{-1}$, длительностью $\tau = 15 \text{ фс}$, поперечным размером $R = 11 \text{ мкм}$ и интенсивностью $I_L = 3.6 \times 10^{15} \text{ Вт/см}^2$ (энергия и мощность импульса при этом равны $W_L \approx 0.4 \text{ мДж}$ и $P_L \approx 14 \text{ ГВт}$ соответственно) распространяются навстречу друг другу в разреженной плазме с плотностью электронов $N_{0e} = 5.4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и температурой $T_e = 50 \text{ эВ}$.

В этом случае излучение электромагнитных волн происходит на частоте $\nu_{\text{THz}} \approx 21 \text{ ТГц}$, что соответствует длине волны $\lambda_{\text{THz}} \approx 14 \text{ мкм}$, почти в поперечном направлении относительно оси распространения импульсов. Полная энергия ТГц-излучения в соответствии с формулами (4.9), (4.10) равна $W_{\text{rad}} \approx 10^{-4} W_L \approx 40 \text{ мкДж}$. В рассматриваемом случае для заряда ионов $Z = 5$ частота электрон-ионных соударений составляет величину $\nu_{ei} \approx 10^{-2} \omega_p \approx 1.3 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$, которая превышает равный $\gamma_L \approx 1.7 \times 10^{-3} \omega_p \approx 2.2 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$ декремент бесстолкновительного затухания плазменных волн. С учетом неравенства (4.11) находим, что энергия на плазменной частоте превышает энергию на удвоенной плазменной частоте. При этом условие применимости теории (5.1), ограничивающее амплитуду возмущений плотности в плазменных колебаниях, выполнено.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hamster H., Sullivan A., Gordon S., White W., Falcone R.W. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. P. 2725.
2. Hamster H., Sullivan A., Gordon S., Falcone R.W. // Phys. Rev. E. 1994. V. 49. P. 671.
3. Vicario C., Ovchinnikov A.V., Ashitkov S.I., Agranat M.B., Fortov V.E., Hauri C.P. // Optics Lett. 2014. V. 39. P. 6632.
4. Vicario C., Jazbinsek M., Ovchinnikov A.V., Chefonov O.V., Ashitkov S.I., Agranat M.B., Hauri C.P. // Optics Express. 2015. V. 23. P. 4573.
5. Горбунов Л.М., Фролов А.А. // ЖЭТФ. 1996. Т. 110. С. 1757.
6. Yoshii J., Lai C.H., Katsouleas T., Joshi C., Mori W.B. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 4194.
7. Горбунов Л.М., Фролов А.А. // ЖЭТФ. 2004. Т. 125. С. 598.
8. Горбунов Л.М., Фролов А.А. // ЖЭТФ. 2006. Т. 129. С. 1018.
9. Фролов А.А. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 1107.
10. Урюпин С.А., Фролов А.А. // ЖЭТФ. 2012. Т. 141. С. 1006.
11. Урюпин С.А., Фролов А.А. // ЖТФ. 2014. Т. 84. С. 107.
12. Фролов А.А. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 273.
13. Nagashima T., Hirayama H., Shibuya K., Hangyo M., Hashida M., Tokita S., Sakabe S. // Optics Express. 2009. V. 17. P. 8807.
14. Jahangiri F., Hashida M., Nagashima T., Tokita S., Hangyo M., Sakabe S. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99. P. 261503.
15. Oh T.I., You Y.S., Jhajj N., Rosenthal E.W., Milchberg H.M., Kim K.Y. // New J. Phys. 2013. V. 15. P. 075002.
16. Фролов А.А. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 627.
17. Фролов А.А. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 1063.
18. Фролов А.А. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 45.
19. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. М.: Мир, 1978. С. 458.
20. Фролов А.А. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 1042.
21. Горбунов Л.М., Фролов А.А. // ЖЭТФ. 2006. Т. 129. С. 1018.
22. Горбунов Л.М., Фролов А.А. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 921.