

# ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ АКСИКОННОЙ ФОКУСИРОВКЕ ИОНИЗИРУЮЩИХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

*Н.В. Введенский, В.А. Костин*

*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия*

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

Представлены результаты исследований генерации широкополосного терагерцового излучения плазменным каналом, возникающим при фокусировке в газ мощных фемтосекундных лазерных импульсов аксиконной линзой. Генерация вызвана возбуждением импульса тока пондеромоторной силой позади сверхсветового ионизационного фронта. Показано, что частота, отвечающая максимуму спектра излучения, определяется частотой столкновений электронов и почти не зависит от максимальной плазменной частоты.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время большое внимание привлекает явление генерации широкополосного терагерцового излучения при ионизации газов интенсивными фемтосекундными лазерными импульсами [1-13]. Интерес к этому явлению обусловлен следующими основными причинами: а) для наблюдения этого явления не требуется подготовки какой-то специальной рабочей среды, поскольку оно реализуется даже при ионизации окружающего воздуха [1-7]; б) возможностью сравнительно простого управления параметрами терагерцового излучения в широких пределах, например, за счет изменения давления ионизируемого газа [1,7-11]; в) реальными перспективами достижения гигантских пиковых мощностей (вплоть до гигаваттных значений) ТГц-излучения [5-12]. Исследуются как схемы *самоиндуцированной* генерации, когда излучающие терагерцовые токи в плазме возбуждаются полем самого ионизирующего лазерного импульса [1-3,7,10-13], так и *вынужденной* генерации, когда полем накачки является некоторое внешнее поле [4-6,8,9,12]. Это может быть статическое [4,5,9] или микроволновое [8] электрическое поле, или поле второй гармоники лазерного импульса [6,12].

Здесь мы представляем результаты исследований *самоиндуцированной* генерации терагерцового излучения при использовании аксиконной фокусировки фемтосекундных лазерных импульсов [7-10,14-17]. Лазерные лучи, преломлённые аксиконной (конической) линзой, сходятся к оси симметрии  $z$  под малым углом  $\theta$ . Вблизи оси формируется так называемый бесселев пучок, распространяющийся без расходимости вдоль  $z$  со сверхсветовой скоростью, приближённо равной фазовой скорости  $V_{ph} = c / \cos \theta$ , где  $c$  - скорость света. Поперечное электрическое поле, которое много больше продольного, пропорционально функции Бесселя  $J_0(r\omega_L \sin \theta / c)$ , где  $r$  - расстояние до оси  $z$ , а  $\omega_L$  - несущая частота. Поле пучка ионизирует газ, и в нём распространяется со скоростью  $V_{if} = V_{ph}$  сверхсветовой ионизационный фронт и формируется длинный квазицилиндрический плазменный канал с длиной  $L \sim b / \tan \theta$ , где  $b$  - радиус лазерного пучка

на входе в линзу. Радиус канала  $a \sim c / \omega_L \sin \theta$  и максимальная плотность плазмы  $N_{max} \sim N_{cl} \sin^2 \theta$ , где  $N_{cl} = m\omega_L^2 / 4\pi e^2$  есть критическая плотность,  $e$  и  $m$  - заряд и масса электрона. Лазерное поле ускоряет свободные электроны на ионизационном фронте и возбуждает позади него импульс тока. Поскольку импульс тока бежит со скоростью, равной  $V_{if} = c / \cos \theta > c$ , а его характерная длина много меньше  $L$ , то этот ток излучает вперёд под углом  $\theta$  к оси  $z$ .

## 2. ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Для расчёта пространственной структуры области ионизации и спектров излучения при пробое газа бесселевыми пучками будем исходить из решения точных уравнений Максвелла для самосогласованных электрического  $\mathbf{E}$  и магнитного  $\mathbf{B}$  полей:

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

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (2)$$

совместно с уравнением для плотности  $\mathbf{j}$  электронного тока в холодной плазме [10,13]

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + \nu \mathbf{j} = \frac{Ne^2}{m} \mathbf{E} + \mathbf{S}_L, \quad (3)$$

и уравнением для плотности плазмы  $N$ :

$$N = \sum_{\alpha} N_{\alpha}, \quad \frac{\partial N_{\alpha}}{\partial t} = (N_{\alpha 0} - N_{\alpha}) w_{\alpha}. \quad (4)$$

В формулах (1)-(4)  $\mathbf{S}_L$  - нелинейное усреднённое по времени слагаемое, связанное с действием лазерного импульса на свободные электроны;  $N_{\alpha}$ ,  $N_{\alpha 0}$  и  $w_{\alpha}(E_L)$  - концентрация ионов, начальная концентрация нейтральных частиц и усреднённая вероятность ионизации в единицу времени соответственно, относящиеся соответственно к частицам типа  $\alpha$ ;  $E_L$  - огибающая электрического поля;  $\nu$  - эффективная частота столкновений электронов с тяжелыми частицами. В качестве ионизируемой среды рассматривается воздух. Считаются выполненными условия  $2\pi / \omega_L \ll \tau_p \ll 1 / \nu$ , где  $\tau_p$  - длительность

лазерного импульса, и предполагается, что  $S_L = (N|e|/m)\nabla\Phi_p$ , где  $\Phi_p = e^2 E_L^2 / 4m\omega_L^2$  - пондеромоторный потенциал.

Уравнения (1)-(4) решаются аналитически и численно в цилиндрической системе координат  $(r, \varphi, z)$ . Мы предполагаем, что все величины, входящие в уравнения (1)-(4), зависят только от переменных  $r$  и  $\xi = t - z/V_{if}$ . В качестве начальных условий используются условия равенства нулю векторов  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{j}$  и величины  $N_\alpha$  при  $\xi \rightarrow -\infty$ . Граничными условиями для полей являются условия излучения при  $r \rightarrow \infty$ .

Для отыскания аналитического решения предполагаем, что величина  $E_L$  отлична от нуля при  $\xi < 0$  в малом интервале  $\Delta\xi \sim \tau_p$ . В этом интервале лазерный импульс генерирует распределение плотности плазмы  $N(r)$  и плотности тока:

$$\mathbf{j}_0 = j_{0r}(r)\mathbf{r}_0 + j_{0z}(r)\mathbf{z}_0. \quad (5)$$

Далее решаем уравнения (1)-(3) с  $S_L = 0$  в области  $\xi > 0$ , задавая начальные условия на ионизационном фронте, при  $\xi = 0$ . Этим условия следующие:

$$\mathbf{j}(\xi = 0) = \mathbf{j}_0, \quad (6)$$

$$\mathbf{E}(\xi = 0) = \mathbf{B}(\xi = 0) = 0. \quad (7)$$

Задавая нулевые начальные условия для полей, фактически предполагаем, что излученная частота много меньше обратной длительности лазерного импульса, благодаря чему можно пренебречь поляризационным откликом плазмы на излучаемой частоте, возникающим за время действия лазерного импульса [8-10].

Решаем систему уравнений (1)-(3), действуя на нее преобразованием Лапласа по переменной  $\xi$ . Так как при  $\xi \leq 0$  поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  равны нулю, то их лапласовские изображения совпадают с их спектрами Фурье:

$$\{\mathbf{E}_\omega, \mathbf{B}_\omega\} = \int \{\mathbf{E}, \mathbf{B}\} e^{i\omega\xi} d\xi \quad (8)$$

при  $q = -i\omega$ , где  $q$  и  $\omega$  - переменные преобразования Лапласа и Фурье соответственно. Получившаяся после применения преобразования Лапласа система уравнений сводится к уравнению для изображения Фурье  $E_{z\omega}(r)$  продольного электрического поля  $E_z(r, \xi)$ :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{\varepsilon r}{\kappa^2} \frac{\partial E_{z\omega}}{\partial r} \right] + \varepsilon E_{z\omega} = \frac{4\pi}{\omega + i\nu} \left[ \frac{i}{rV_{if}} \frac{\partial rj_{0r}}{\partial r} + \frac{j_{0z}}{\omega} \right], \quad (9)$$

где

$$\varepsilon(r) = 1 - \frac{\omega_p^2(r)}{\omega^2 + i\nu\omega} \quad (10)$$

- комплексная диэлектрическая проницаемость плазмы,

$$\kappa^2(r) = \frac{\omega^2(\varepsilon(r) - \cos^2\theta)}{c^2} \quad (11)$$

- квадрат поперечного комплексного волнового числа.

Сначала решаем уравнение (9) аналитически для случая однородного плазменного цилиндра с резкой границей, предполагая, что концентрация плазмы  $N = N_0$  при  $r \leq a$  и  $N = 0$  при  $r > a$ , где  $a$  - радиус плазменного канала, создаваемого бесселевым пучком. Решение на границе плазмы при  $r = a$  выглядит следующим образом:

$$E_{z\omega}(a) = \frac{4\pi}{a^2(\omega^2 + i\nu\omega)} J_0(\kappa_p a) \Delta \times \int_0^a r' \left[ \frac{i\omega}{\kappa_p V_{if}} J_1(\kappa_p r') j_{0r}(r') + J_0(\kappa_p r') j_{0z}(r') \right] dr', \quad (12)$$

$$\Delta = \frac{\varepsilon_0}{\kappa_p a} \frac{J_1(\kappa_p a)}{J_0(\kappa_p a)} - \frac{1}{\kappa_v a} \frac{H_1^{(1)}(\kappa_v a)}{H_0^{(1)}(\kappa_v a)}, \quad (13)$$

где  $J_0$ ,  $J_1$  и  $H_0^{(1)}$ ,  $H_1^{(1)}$  - функции Бесселя первого и третьего родов соответственно;  $\varepsilon_0$  - значение  $\varepsilon$  при  $N = N_0$ ;  $\kappa_p = \omega(\varepsilon_0 - \cos^2\theta)^{1/2}/c$  и  $\kappa_v = \omega \sin\theta/c$  - значения поперечного волнового числа в плазме и вакууме соответственно. Спектр поля в вакууме при  $r > a$  выражается через решение на границе следующим образом:

$$E_{z\omega}(r) = E_{z\omega}(a) H_0^{(1)}(\kappa_p r) / H_0^{(1)}(\kappa_p a). \quad (14)$$

Уравнения (12)-(14) при  $a \ll c/\omega_p$  позволяют получить простые выражения для спектра излучения (т.е. спектра электромагнитных полей вдали от цилиндра, при  $|\kappa_p r| \gg 1$ ) на не слишком высоких частотах  $\omega \ll \omega_p / \sin\theta$ . Если частота столкновений не очень мала и удовлетворяет условию

$$\left( \frac{a\omega_p \sin\theta}{c} \right)^2 \ln \left[ \frac{c}{a\nu \sin\theta} \right] \ll 1, \quad (15)$$

которое в действительности всегда выполнено с большим запасом, спектр излучения

$$(B_{\varphi\omega})^2 = \frac{|E_{z\omega}|^2}{\sin^2\theta} = \frac{|E_{r\omega}|^2}{\cos^2\theta} = \frac{2\pi\omega_0^2 \sin\theta}{c^3 r} \frac{|\omega|}{\omega^2 + \nu^2}. \quad (16)$$

Здесь

$$I_0 = 2\pi \int_0^a r j_{0z} dr \quad (17)$$

есть полный начальный продольный ток. Как видно из формулы (16), излучение в низкочастотной (терагерцовой) области вызывается продольной компонентой пондеромоторной силы, а частота  $\omega_{\text{ГНЗ}} = 2\pi f_{\text{ГНЗ}}$ , отвечающая максимуму спектра, равна частоте столкновений электронов  $\nu$ . Ей же приблизительно равна и ширина спектра.

Описанные выше закономерности подтверждаются результатами численного моделирования динамики поля и плазмы при ионизации окружающего воздуха лазерными импульсами, сфокусированными аксионной линзой. В численных симуляциях используются формулы для скорости ионизации атомов азота и кислорода [18]. Характерный поперечный размер плазмы и величина её максимальной плотности сильно зависят от длительности лазерно-

го импульса  $\tau_p$ , энергии в лазерном импульсе  $W_L$  и угла фокусировки  $\theta$ , однако найденный численно спектр терагерцового излучения слабо зависит от этих параметров и его форма близка к даваемой формулой (16). Рис.1 и 2 показывают результаты численных расчётов профилей плотности плазмы  $N(r)$  и плотности тока  $\mathbf{j}_0(r)$  на ионизационном фронте в условиях пробоя газа фемтосекундными бесселевыми пучками. На Рис.3 приведены соответствующие этим профилям результаты расчёта спектров излучения для различных значений частоты столкновений.

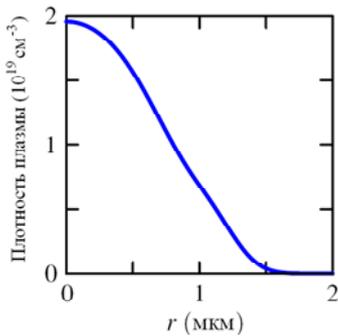


Рис.1. Пространственная структура области ионизации  $N(r)$  в условиях пробоя газа фемтосекундным бесселевым пучком. В расчёте используются следующие значения параметров: длительность  $\tau_p=50$  фс, энергия  $W_L=2.5$  мДж, угол фокусировки  $\theta=7^\circ$

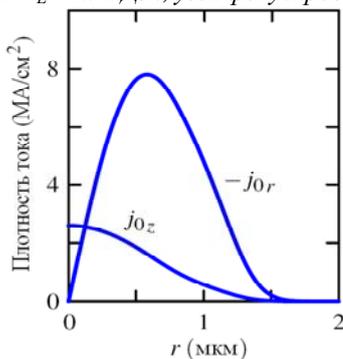


Рис.2. Профиль плотности тока  $\mathbf{j}_0(r)$  на ионизационном фронте при тех же значениях параметров, что и на Рис.1

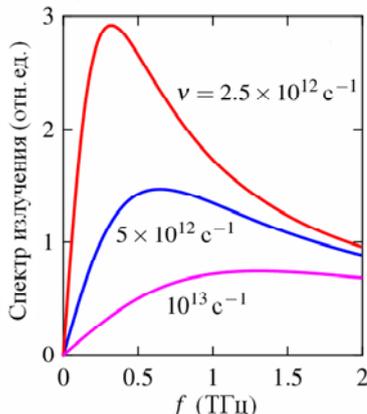


Рис.3. Результаты расчёта спектров излучения в условиях пробоя газа фемтосекундным бесселевым пучком при различных значениях эффективной частоты столкновений электронов  $\nu$ . В расчётах используются те же значения параметров, что и на Рис.1

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты исследований генерации широкополосного терагерцового излучения в условиях пробоя газа фемтосекундным лазерным импульсом, сфокусированным аксиконной линзой. Генерация вызвана возбуждением продольного тока пондеромоторной силой лазерного импульса на сверхсветовом ионизационном фронте. Этот ток излучает в узкий черенковский конус под углом к направлению распространения, равным углу фокусировки. Максимум и ширина спектра терагерцового излучения определяются частотой столкновений электронов, которая может быть много меньше максимальной плазменной частоты. Аналитические и численные результаты, полученные из теоретической модели, основанной на точных решениях уравнений Максвелла, хорошо объясняют результаты эксперимента (см. [7]).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Совета по грантам Президента РФ, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, W. White, R.W. Falcone. Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction // *Physical Review Letters*. 1993, v.71, p.2725-2728.
2. C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, V.T. Tikhonchuk. Conical forward THz Emission from femtosecond-laser-beam filamentation in air // *Physical Review Letters*. 2007, v.98, p.235002-1-4.
3. Y. Zhang, Y. Chen, C. Marceau, W. Liu, Z.-D. Sun, S. Xu, F. Théberge, M. Châteauneuf, J. Dubois, S.L. Chin. Non-radially polarized THz pulse emitted from femtosecond laser filament in air // *Optics Express*. 2008, v.16, p.15483-15488.
4. T. Löffler, F. Jacob, H.G. Roskos. Generation of terahertz pulses by photoionization of electrically biased air // *Applied Physics Letters*. 2000, v.77, p.453-455.
5. A. Houard, Y. Liu, B. Prade, V.T. Tikhonchuk, A. Mysyrowicz. Strong enhancement of terahertz radiation from laser filaments in air by a static electric field // *Physical Review Letters*. 2008, v.100, p.255006-1-4.
6. X. Xie, J. Dai, X.-C. Zhang. Coherent control of THz Wave generation in ambient air // *Physical Review Letters*. 2006, v.96, p.075005-1-4.
7. V.A. Kostin, N.V. Vvedenskii. Ionization-induced conversion of ultrashort Bessel beam to terahertz pulse // *Optics Letters*. 2010, v.35, p.247-249.
8. А.М. Быстров, Н.В. Введенский, В.Б. Гильденбург. Генерация терагерцового излучения при оптическом пробое газа // *Письма в ЖЭТФ*. 2005, т.82, с.852-857.
9. V.A. Kostin, N.V. Vvedenskii. Generation of terahertz radiation by superluminescent ionization front // *Czechoslovak Journal of Physics*. 2006, v.56, p.B587-B590.

10. V.B. Gildenburg, N.V. Vvedenskii. Optical-to-THz wave conversion via excitation of plasma oscillations in the tunneling-ionization process // *Physical Review Letters*. 2007, v.98, p.245002-1-4.
11. W.P. Leemans, C.G.R. Geddes, J. Faure, Cs. Tóth, J. van Tilborg, C.B. Schroeder, E. Esarey, G. Fubiani, D. Auerbach, B. Marcellis, M.A. Carnahan, R.A. Kaindl, J. Byrd, and M.C. Mart. Observation of terahertz emission from a laser-plasma accelerated electron bunch crossing a plasma-vacuum boundary // *Physical Review Letters*. 2003, v.91, p.074802-1-4.
12. M. Chen, A. Pukhov, X.-Y. Peng, O. Willi. Theoretical analysis and simulations of strong terahertz radiation from the interaction of ultrashort laser pulses with gases // *Physical Review E*. 2008, v.78, p.046406-1-7.
13. P. Sprangle, J.R. Peñano, B. Hafizi, C.A. Kapetanakis. Ultrashort laser pulses and electromagnetic pulse generation in air and on dielectric surfaces // *Physical Review E*. 2004, v.69, p.066415-1-18.
14. Н.В. Введенский, В.Б. Гильденбург. Генерация сильных ленгмюровских полей при оптическом пробое плотных газов // *Письма в ЖЭТФ*. 2002, т.76, с.440-454.
15. I. Alexeev, K.Y. Kim, H.M. Milchberg. Measurement of the superluminal group velocity of an ultrashort Bessel beam pulse // *Physical Review Letters*. 2002, v.88, p.073901-1-4.
16. P. Polesana, M. Franco, A. Couairon, D. Faccio, P.Di Trapani. Filamentation in Kerr media from pulsed Bessel beams // *Physical Review A*. 2008, v.77, p.043814-1-11.
17. S. Akturk, B. Zhou, M. Franco, A. Couairon, A. Mysyrowicz. Generation of long plasma channels in air by focusing ultrashort laser pulses with an axicon // *Optics Communications*. 2009, v.282, p.129-134.
18. В.С. Попов. Туннельная и многофотонная ионизация атомов и ионов в сильном лазерном поле (теория Келдыша) // *Успехи физических наук*. 2004, т.174, с.921-951.

*Статья поступила в редакцию 14.06.2010 г.*

### **GENERATION OF TERAHERTZ RADIATION BY AXICON FOCUSING OF IONIZING FEMTOSECOND LASER PULSES**

*N.V. Vvedenskii, V.A. Kostin*

We present the results of studying generation of broadband terahertz waves by a plasma channel which is produced when high power femtosecond laser pulses are focused in a gas by an axicon lens. The generation is caused by excitation of a pulse current by the ponderomotive force behind the superluminescent ionization front. We show that the frequency corresponding to the maximum of the radiation spectrum is determined by the electron collision frequency and is almost independent of the maximum plasma frequency.

### **ГЕНЕРАЦІЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ПРИ АКСІКОННОМУ ФОКУСУВАННІ ІОНІЗУЮЧИХ ФЕМТОСЕКУНДНИХ ЛАЗЕРНИХ ІМПУЛЬСІВ**

*Н.В. Введенський, В.А. Костін*

Представлено результати досліджень генерації широкопasmового терагерцового випромінювання плазмовим каналом, що виникають при фокусуванні в газ потужних фемтосекундних лазерних імпульсів аксіконної лінзою. Генерація викликана порушенням імпульсу струму пондеромоторною силою позаду сверхсвітлового іонізаційного фронту. Показано, що частота, яка відповідає максимуму спектра випромінювання, визначається частотою зіткнень електронів і майже не залежить від максимальної плазмової частоти.