

УДК 535-4,-14,-15,-263, 537.531, 537.563.5, 537.872.2

ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПОЛЕЙ ДВУХЦВЕТНОЙ НАКАЧКИ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ПРОБОЕ ВОЗДУХА

А. А. Ушаков^{1,2}, П. А. Чижев², Р. В. Волков^{1,3}, В. В. Букин², С. В. Гарнов²

Проведены исследования генерации терагерцового излучения при фокусировке двухчастотных фемтосекундных лазерных импульсов с различными состояниями поляризации в воздух при атмосферном давлении. Также проведены расчеты плотности фототока, возникающего при туннельной ионизации в аналогичных условиях. Расчетные и экспериментальные данные хорошо согласуются.

Ключевые слова: терагерцовое излучение, фемтосекундные лазерные импульсы, фемтосекундная лазерная плазма, оптический пробой.

Введение. Одним из методов генерации электромагнитных импульсов терагерцового (ТГц) диапазона является оптический пробой газов двухчастотным лазерным излучением [1]. При этом терагерцовое излучение возникает при фокусировке в газ фемтосекундных лазерных импульсов с энергией на уровне 1 мДж, состоящих из излучения основной и второй гармоник. В первых работах в качестве механизма генерации терагерцового излучения рассматривался процесс четырехволнового смешения ($2\omega - \omega - \omega = 0$). Такой процесс согласуется с измерениями энергетических [1, 2], поляризационных свойств [3] ТГц излучения, его диаграммы направленности [4]. Впоследствии было предложено объяснение генерации ТГц излучения за счет возникновения макроскопического фототока в процессе туннельной ионизации газа двухчастотными лазерными импульсами [5].

Целью данной работы было исследование генерации ТГц импульсов при оптическом пробое атмосферного воздуха двухчастотными фемтосекундными лазерными импульсами, в которых обе частотные компоненты имели различные состояния поляризации,

¹ Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова.

² ИОФ РАН, 119991 Россия, Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: ushakov.aleksandr@physics,msu.ru.

³ Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова.

в том числе были эллиптически поляризованы. Также был проведен расчет амплитуды фототока, возникающего при туннельном пробое газа двухцветными эллиптически поляризованными лазерными импульсами.

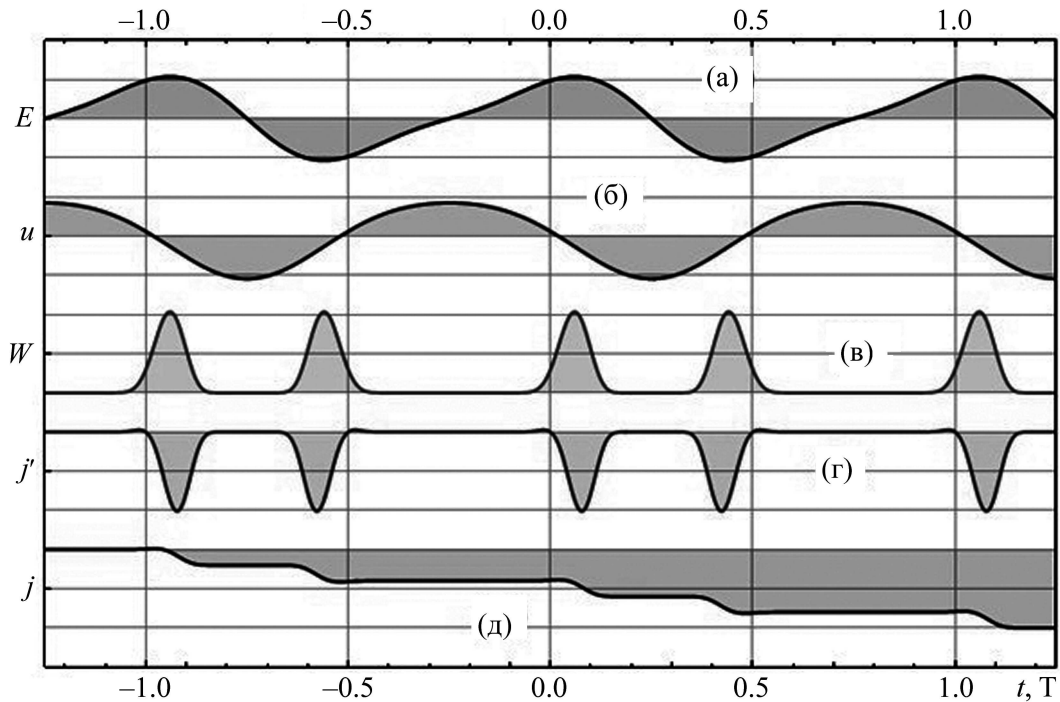


Рис. 1: (а) напряженность электрического двухчастотного поля с относительным сдвигом фаз $\theta = \pi/2$; (б) зависимость усредненной за период лазерного излучения скорости дрейфа электронов от времени их рождения; (в) вероятность ионизации атомов; (г) производная тока по времени; (д) усредненный за период фототок электронов. T – период поля лазерного света.

Генерация фототока при оптическом пробое. Рассмотрим процесс ионизации среды двухчастотным лазерным излучением, в соответствии с [5].

Пусть лазерное поле (см рис. 1 (а)), содержащее первую и вторую гармоники с одинаковыми линейными поляризациями, определяется как:

$$\mathbf{E}_L(t) = \mathbf{E}_1 \cos \omega t + \mathbf{E}_2 \cos(2\omega t + \theta), \quad (1)$$

где θ – относительный сдвиг фаз между первой и второй гармониками, \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 – амплитуды напряженностей полей первой и второй гармоник соответственно, ω – круговая частота лазерного излучения основной гармоники. Будем считать, что под действием

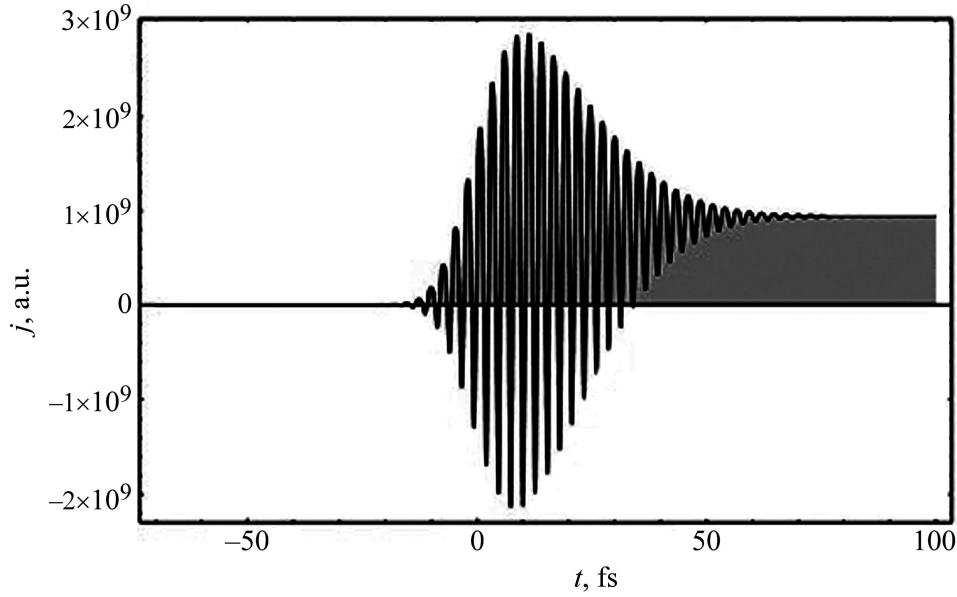


Рис. 2: Фототок, возникающий при ионизации азота двухчастотным импульсом с относительным сдвигом фаз $\theta = \pi/2$ между гармониками.

лазерного поля в результате туннельной ионизации возникают свободные электроны с нулевой начальной скоростью. Для расчета вероятности ионизации будем использовать модель АДК [6] (см рис. 1 (в)).

Хотя изначально формула, используемая в [6], применялась в первую очередь для благородных газов, она также хорошо работает для бесструктурных атомно-подобных молекул, таких как нейтральный азот [7]. Для однократно ионизованной плазмы атмосферного воздуха частота электрон-ионных столкновений $\nu \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$, которая соответствует времени между столкновениями 1 пс [5, 8]. Это время гораздо больше, чем характерные длительности лазерных импульсов, применяемых в экспериментах [2, 5, 9–12]. Столкновения электронов не влияют на динамику ионизации газов при атмосферном давлении. Но в целом они должны приниматься во внимание на пикосекундном масштабе, для учета затухания фототока.

Скорость электронов, рожденных в момент времени t' , в момент времени t :

$$\mathbf{V}(t, t') = \frac{e}{m\omega} (\mathbf{E}_1 \sin \omega t' - \sin \omega t) + \frac{\mathbf{E}_2}{2} (\sin(2\omega t' + \theta) - \sin(2\omega t + \theta)). \quad (2)$$

Усредненная за период лазерного излучения скорость дрейфа электронов (см. рис. 1(б)):

$$\mathbf{V}_d(t') = \frac{e}{m\omega} (\mathbf{E}_1 \sin \omega t + \frac{\mathbf{E}_2}{2} (\sin(2\omega t' + \theta))). \quad (3)$$

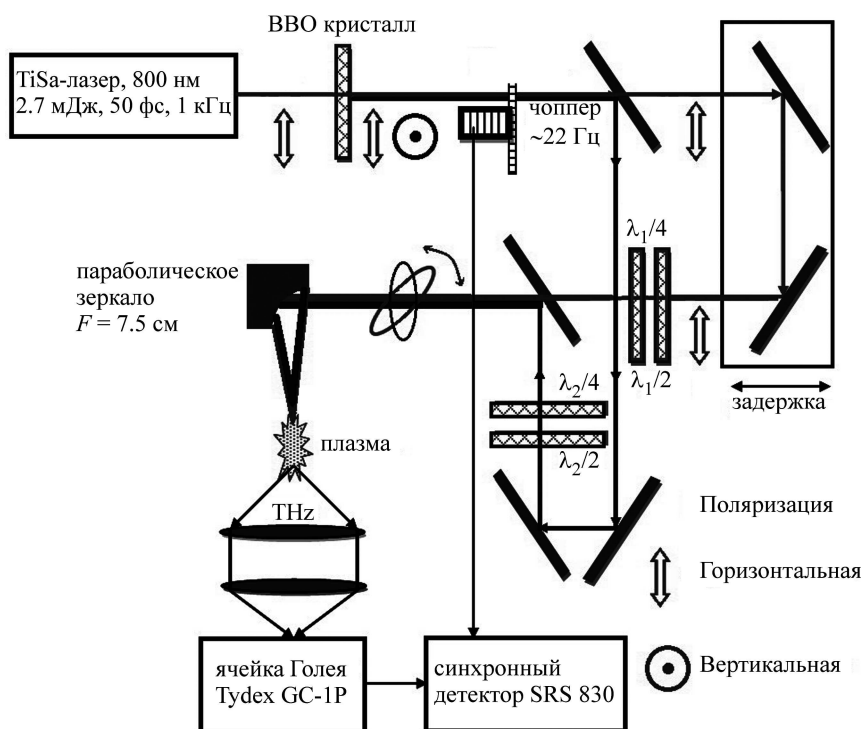


Рис. 3: Схема экспериментальной установки.

Тогда, учитывая зависимость вероятности ионизации от величины поля, усредненный за период ток (см. рис. 1(д)):

$$\mathbf{J}(t) = \int_{-\infty}^t eN_0(t')W(\mathbf{E}(t'))\mathbf{V}_d(t,t')dt', \quad (4)$$

где $N_0(t')$ – концентрация нейтральных атомов в момент времени t' . В отличие от случая $\theta = 0$, при $\theta = \pi/2$ (рис. 1) по окончании действия лазерного импульса возникает постоянный ток, нарастание и затухание которого приводит к генерации ТГц импульса.

Рассмотрим двухцветное поле, в котором напряженности на основной частоте \mathbf{E}_{1x} и на частоте второй гармоники \mathbf{E}_{2x} направлены вдоль оси x . Тогда лазерное двухцветное поле с гауссовой огибающей будет:

$$\mathbf{E}(t) = [\mathbf{E}_{1x} \cos \omega t + \mathbf{E}_{2x} \cos(2\omega t + \theta)] \exp\left(-2\ln 2 \frac{t^2}{\tau^2}\right), \quad (5)$$

где τ – длительность лазерного импульса. Зависимость плотности фототока от времени при интенсивности 10^{15} Вт/см² первой гармоники и $2 \cdot 10^{14}$ Вт/см² второй гармоники, длительности импульса 50 фс, длине волны основной гармоники 800 нм, относительном

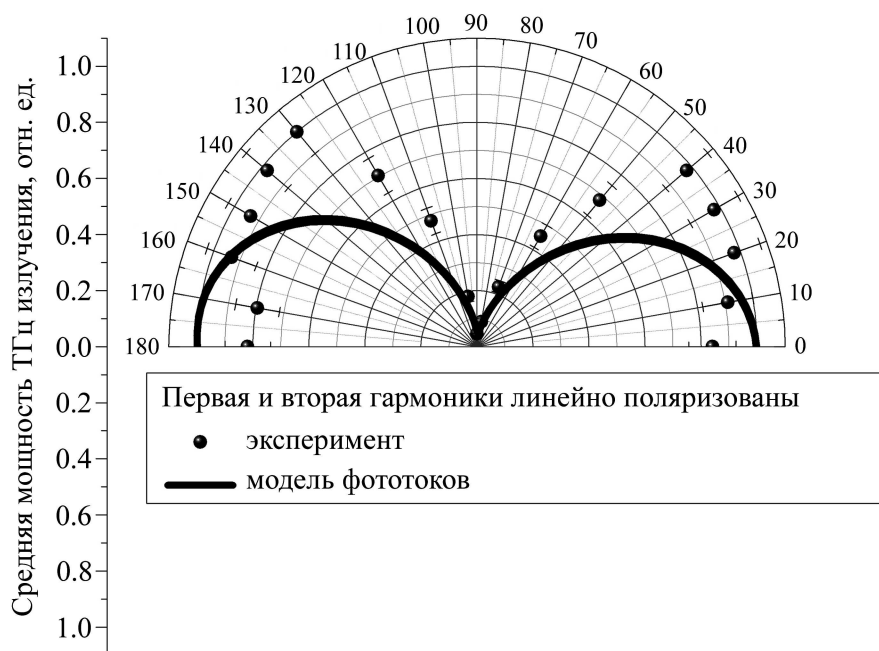


Рис. 4: Зависимость средней мощности ТГц сигнала (длина радиус-вектора точки) от угла φ поворота поляризации основной гармоники в случае, когда обе гармоники линейно поляризованы.

сдвиге фаз между гармониками $\pi/2$ представлена на рис. 2. Видно, что в данном случае в результате ионизации газа лазерным излучением возникает ток.

Эксперимент и анализ полученных результатов. Для получения экспериментальных зависимостей эффективности генерации ТГц излучения от состояний поляризации компонент двухчастотного поля была собрана установка, схема которой представлена на рис. 3. Фемтосекундное лазерное излучение с длительностью импульса 50 фс, энергией 2.7 мДж, диаметром пучка 12 мм (по уровню $1/e^2$) частично преобразовывалось во вторую гармонику в кристалле ВВО (I-тип синхронизма, толщина 100 мкм, коэффициент преобразования 20%). Далее излучение делилось на два канала с помощью светоделителя. Один из них (на основной частоте) проходил через оптическую линию задержки. Система волновых пластинок создавала необходимые состояния поляризации в каждом из каналов. Далее два канала совмещались другим светоделителем. Их энергия составляла 1.8 мДж на основной частоте и 360 мкДж на частоте второй гармоники. Затем излучение фокусировалось внеосевым параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 7.5 см, причем каждый из пучков по отдельности мог создавать видимую глазом искру. Терагерцовое излучение фокусировалось в ячейку Голя с по-

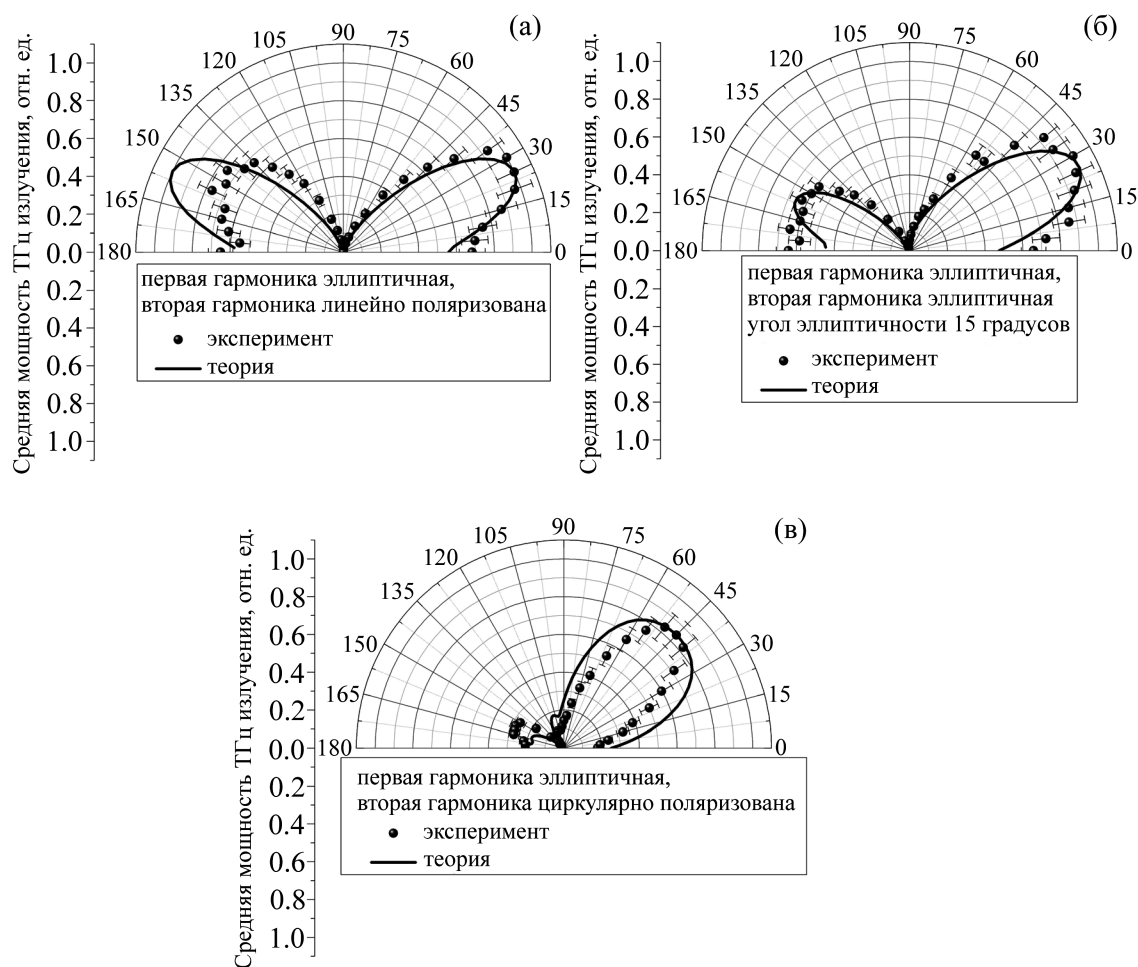


Рис. 5: Зависимость средней мощности ТГц сигнала от угла эллиптичности основной гармоники в случае, когда: (а) вторая гармоника линейна, первая гармоника эллиптическая; (б) вторая гармоника эллиптическая (угол эллиптичности постоянный 15°), основная гармоника эллиптическая; (в) вторая гармоника циркулярная, основная гармоника эллиптическая.

мощью двух тefлоновых линз с фокусным расстоянием 6 см. В схеме был установлен чоппер для модуляции лазерного (и терагерцевого) излучения, что позволяло измерить мощность ТГц излучения при помощи синхронного детектирования. В ходе эксперимента измерялась зависимость средней мощности ТГц излучения в следующих вариантах поляризаций:

– обе поляризации линейные, изменяется угол поворота поляризации основной гармоники (рис. 4);

– вторая гармоника эллиптическая (повернута пластинка $\lambda/2$, пластинка $\lambda/4$ неподвижна, углы эллиптичности $0^\circ, 15^\circ, 45^\circ$), основная гармоника эллиптическая (рис. 5). На соответствующих графиках сплошными линиями приведены рассчитанные по формуле (5) зависимости квадрата плотности фототока на момент окончания действия лазерного излучения, полученные для условий, аналогичных экспериментальным. Экспериментальные и расчетные зависимости находятся в хорошем соответствии друг с другом.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] D. J. Cook and R. M. Hochstrasser, *Opt. Lett.* **25**(16), 1210 (2000).
- [2] X. Xie, J. Dai, and X.-C. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 075005 (2006).
- [3] X.-C. Zhang and J. Xu, *Introduction to THz Wave Photonics* (Springer, NY, 2010).
- [4] H. Zhong, N. Karpowicz, and X.-C. Zhang, *Appl. Phys. Lett.* **88**(27), 261103 (2006).
- [5] K. Y. Kim, J. H. Glowina, A. J. Taylor and G. Rodriguez, *Opt. Exp.* **15**(8), 4577 (2007).
- [6] М. В. Амосов, Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, *ЖЭТФ* **91**(6), 2008 (1986).
- [7] C. Guo, M. Li, J. P. Nibarger, and G. N. Gibson, *Phys. Rev. A* **58**, R4271 (1998).
- [8] G. Rodriguez, C. W. Siders, C. Guo, and A. J. Taylor, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **7**, 579 (2001).
- [9] П. А. Чижов, Р. В. Волков, В. В. Букин и др., *Квантовая электроника* **43**(4), 347 (2013).
- [10] J. Dai, N. Karpowicz, and X.-C. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 023001 (2009).
- [11] A. Ushakov, R. Volkov, A. Savel'ev, et al., *Proceedings SPIE* **8846**, Terahertz Emitters, Receivers, and Applications IV, 884613 (2013).
- [12] A. V. Balakin, A. V. Borodin, I. A. Kotelnikov, and A. P. Shkurinov, *J. Opt. Soc. Am.* **27**(1), 16 (2010).

Печатается по материалам III Международной молодежной научной школы-конференции “Современные проблемы физики и технологий”, Москва, МИФИ, апрель 2014 г.

Поступила в редакцию 8 мая 2014 г.