

Оптимизация генерации ТГц-излучения методом профилирования лазерного излучения в воздухе с использованием генетического алгоритма

А.Д. Булыгин^{✉*}

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 29.07.2024;
после доработки 08.10.2024;
принята к печати 10.10.2024

Исследуется генерация ТГц-излучения в процессе филаментации. Рассматривается возможность увеличения эффективности генерации такого излучения в одноцветном режиме филаментации, возбуждаемого в воздухе лазерными пучками, имеющими ожерельный амплитудный профиль. Предложена стационарная модель генерации ТГц-излучения, позволяющая исследовать зависимость эффективности преобразования лазерного излучения в ТГц-излучение от амплитудного профилирования пучков накачки. Показано, что разбиение излучения по субапертурам позволяет управлять энергией ТГц-излучения. Методом генетического алгоритма найден оптимальный класс ожерельных пучков. Результаты исследования важны для развития технологий дистанционной генерации ТГц-излучения в газовых средах.

Ключевые слова: одноцветная генерация ТГц-излучения, филаментация, коронообразные лазерные пучки, генетический алгоритм; single-color THz radiation generation, filamentation, corona-shaped laser beam, genetic algorithm.

Введение

Генерация терагерцового (ТГц) излучения в воздухе в режиме одноцветной филаментации важна в задачах астрофизики и лидарного зондирования атмосферы [1, 2]. Практически важными являются эффективность преобразования и энергетика генерируемой ТГц-волны. Тривиальный метод повышения энергетика ТГц-излучения за счет увеличения мощности излучения накачки имеет очевидные физические ограничения.

В работе [3] был предложен и экспериментально реализован метод увеличения энергетика ТГц-излучения наложением фазовой маски, реализуемой посредством пропускания излучения через набор линз на оптическую волну накачки. Решение задач оптимизации для профилированных пучков требует создания адекватной физической, математической и компьютерной модели с достаточной скоростью реализации, которая достигается, как правило, лишь в натурном эксперименте (см. [4, 5]). Численные реализации моделирования генерации ТГц-излучения в режиме одноцветной филаментации, особенно для атмосферных трасс, с использованием популярных уравнений и алгоритмов их

решения (например, UPPE — Unidirectional Pulse Propagation Equation [6, 7]) в настоящее время отсутствуют в силу нереалистично больших вычислительных затрат.

В настоящей работе представлен упрощенный подход к моделированию генерации ТГц-излучения, анонсы которого были представлены в работе [8]. Наш метод позволяет провести оптимизацию амплитудного профиля для генерации ТГц-излучения. Подобные задачи оптимизации довольно эффективно решаются методами машинного обучения, в частности методом генетического алгоритма (ГА) [9].

Цель настоящей работы — формулировка и описание упрощенной эффективной модели формирования ТГц-излучения в одноцветном режиме филаментации, а также поиск оптимальных профилей на основе этой модели, оптимизирующих выход ТГц-излучения.

Стационарное приближение

В соответствии с [9] дифференциальная индикатриса может быть выражена через интегральный вклад в спектральную плотность продольных токов в филаментах в виде

$$\sigma_{\omega} \propto \int |j_z(\omega, \mathbf{r}_{\perp}, z)|^2 d\mathbf{r}_{\perp}, \quad (1)$$

где $\mathbf{r}_{\perp}$ — вектор поперечной координаты; j_z — плотность токов в спектральной форме в зависимости

* Андрей Дмитриевич Булыгин (bulyginandrey7@gmail.com).

от частоты ω ; z — продольная координата, вдоль которой распространяется лазерное излучение. Учтем, что ток в филаментах порождается продольной компонентой лазерного поля $U_z(\omega, \mathbf{r}_\perp, z)$ за счет эффектов радиального радиационного давления и пондеромоторных сил [9, 10]:

$$j_z(\omega, \mathbf{r}_\perp, z) = i\varepsilon_0\omega U_z(\omega, \mathbf{r}_\perp, z). \quad (2)$$

Здесь в соответствии с [11] лазерное поле, порождающее продольное движение токов во временном представлении, определяется выражением

$$U_z(t, \mathbf{r}_\perp, z) \propto \omega_{pe} \int_0^{\tau_L} d\tau e^{-v_e(t-\tau)/2} \sin(\omega_{pe}(t-\tau)) \times \\ \times (\partial_\tau + 2v_e) I_L(\tau, \mathbf{r}_\perp, z), \quad (3)$$

где ω_{pe} — плазменная частота; v_e — частота столкновения электронов в плазме; I_L — интенсивность лазерного излучения. С учетом того, что время между столкновениями электронов в плазме много меньше длительности импульсов, т.е. $\partial_\tau I_L \gg 2v_e I_L$, а также $v_e \ll \omega_{pe}$, взяв интеграл по частям, можно упростить выражение (3):

$$U_z(t) \propto \omega_{pe}^2 \int_0^{\tau_L} d\tau e^{\frac{v_e(t-\tau)}{2}} \cos(\omega_{pe}(t-\tau)) I_L(\tau). \quad (4)$$

Из соотношения $\omega_{pe} = \sqrt{e^2 \rho_e / (m_e \varepsilon_0)}$ следует, что величина U_z пропорциональна плотности плазмы ρ_e . Используя уравнение для плазмы в модели многофотонной ионизации [12], можно записать выражение для ρ_e :

$$\rho_e(t) = \rho_{e0} \left\{ 1 - e^{-\int_0^t W(I_L[\tau]) d\tau} \right\} = \rho_{e0} \left\{ \int_0^t W(I_L[\tau]) d\tau + \dots \right\}, \quad (5)$$

где ρ_{e0} — число нейтральных молекул (для воздуха обычно учет вклада азота и кислорода считается через сумму парциальных вкладов). Коэффициент m -фотонной ионизации определяется соотношением $W[I] = \eta_{\text{MPI}} I^m$.

Для нахождения поля U в задачах нелинейной оптики широко используется нестационарное уравнение Шредингера, решение которого требует существенных вычислительных затрат. Поэтому зачастую ограничиваются стационарным нелинейным уравнением Шредингера (НУШ) [11]. Последнее в целом позволяет описывать основные закономерности нелинейного распространения лазерного излучения в различных средах, чем и вызвано его широкое применение.

Пусть огибающая импульса в области филаментов имеет вид

$$U(\mathbf{r}_\perp, z, t) = U_f(\mathbf{r}_\perp, z) q_f(t), \quad (6)$$

где $q_f(t)$ — временной профиль лазерного излучения в филаменте. Для упрощения задачи данный профиль часто рассматривают в виде гауссовой функции [13]. Поле U_f будем искать, используя НУШ следующего вида:

$$-2ik_0 \partial_z U_f = \\ = (\Delta_\perp + \varepsilon_{\text{ker}} \omega_f + \varepsilon_{\text{pl}} (\omega_f)^m + i\alpha_{\text{pl}} (\omega_f)^{(m-1)}) U_f, \quad (7)$$

где $\omega_f = U_f U_f^*$; $\varepsilon_{\text{ker}} = 2k_0^2 \alpha n_2$, k — волновое число на основной длине волны, n_2 — коэффициент при кубичной нелинейности, которая приводит к эффекту самофокусировки излучения (с учетом параметра формы α , см. [13]); $\varepsilon_{\text{pl}} = -2k_0^2 \gamma$, γ — эффективный коэффициент при дефокусировке в плазме, образованной в результате многофотонной ионизации [13]; $\alpha_{\text{pl}} = 2\nu k_0$, ν — эффективный коэффициент при нелинейном поглощении, связанный с эффектом многофотонной ионизации в плазме; $m = 8$ в соответствии с [13].

Корректное численное решение данного уравнения, позволяющее сохранить полный набор интегралов движения, было реализовано посредством разностной полуявной схемы [14, 15]. Из соотношений (6) и (5) следует, что стационарное приближение заключается в отождествлении с точностью до множителя, определяемого формой $q_f(t)$, зависимости плотности плазмы от величины лазерного поля ω_f в степени m в виде

$$\rho_e \propto \omega_f^m.$$

С учетом соотношений (1)–(3) найдем окончательное выражение для индикатрисы, усредненной по области филаментации:

$$\bar{\sigma}_\omega \propto \int_0^{L_f} \omega_f^{2(m+1)} d\mathbf{r}_\perp dz, \quad (8)$$

где L_f — дистанция окончания филаментации. Это соотношение совместно с (7) позволяет оценивать параметры генерации ТГц-излучения в зависимости от начального профиля лазерного излучения.

Фактически именно эту величину, являющуюся функционалом профиля начального поля, параметризуемого конечным числом параметров класса, мы и будем оптимизировать в заданном классе начальных профилей.

Генетический алгоритм и результаты его реализации

При реализации ГА нам всегда нужно ограничиваться конечным вариантом возможных начальных профилей пучков. В настоящей работе мы ограничимся классом коллимированных соосных ко-ронообразных пучков [16, 17]. Профиль пучка при этом задается как набор гауссовых пучков

$$U_f = \sum_{j=1}^{n_r} \sum_{i=1}^{\tilde{n}_{ph}} U_{g,jl},$$

$$U_{g,jl}(x, y) = A_j e^{-0.5((x - R_j \cos(\tilde{\theta}_{jl}))^2 + (y - R_j \sin(\tilde{\theta}_{jl}))^2 / \tilde{r}_j^2)},$$

где $n_r = 5$ — число колец. Расстояние между кольцами случайно и удовлетворяет соотношению

$R_j = R_{j-1} + \delta \tilde{R}_j$. Значение смещения, нормированное на $(n_r R_0)$, принадлежит диапазону от 1 до 5, т.е. $\delta \tilde{R}_j / (n_r R_0) \in [1, 2, \dots, 5]$; R_0 выбиралось равным 5 мм. Число гауссовых подпучков на каждом кольце также случайно и лежит в диапазоне

$$\tilde{n}_{ph} \in [1, 2, \dots, 20].$$

Нормированные амплитуды пучков $\tilde{A}_j / A_n$ случайны и принадлежат диапазону $[1, 2, \dots, 20]$, где A_n — нормирующий множитель, определяемый условием нахождения всех начальных профилей на энергетической поверхности

$$\int w_0 d\mathbf{r}_\perp = P_0 \quad (9)$$

(P_0 — мощность излучения), как и величина полярного угла

$$\tilde{\theta}_{jl} = \tilde{\theta}_{0jl} + 2\pi / \tilde{n}_{ph}; \quad \tilde{\theta}_{0jl} / (5\pi) \in [0, 1, \dots, 5].$$

Наконец, размеры субапертур выбирались в диапазоне

$$\tilde{r}_j / (2j(\delta \tilde{R}_j)) \in [1, 2, \dots, j].$$

Математически мы можем записать постановку задачи об оптимизации функционала (8) как поиск условного супремума $\sup_{\tilde{\omega}} \bar{\sigma}_{\omega}[D]$, где условие экстремали должно удовлетворять соотношению (9). Здесь D — набор параметров оптимизации, перечисленных выше, у нас их четыре. В каждом поколении выберем пять представителей, следовательно, полный генотип поколений будет характеризовать набор из 20 чисел, который обозначим D . В терминах генетического алгоритма величина $\bar{\sigma}_{\omega}$ и будет фитнес-функцией, т.е. целевой функцией, которую мы будем оптимизировать. Нам будет удобнее работать с нормированной величиной. Поэтому мы введем фитнес-функцию для данного начального профиля пучка как величину ТГц-энергии, выделившейся за весь процесс филаментации, нормированной на величину ТГц-энергии, выделившейся для гауссового пучка радиусом R_0 (рисунок а).

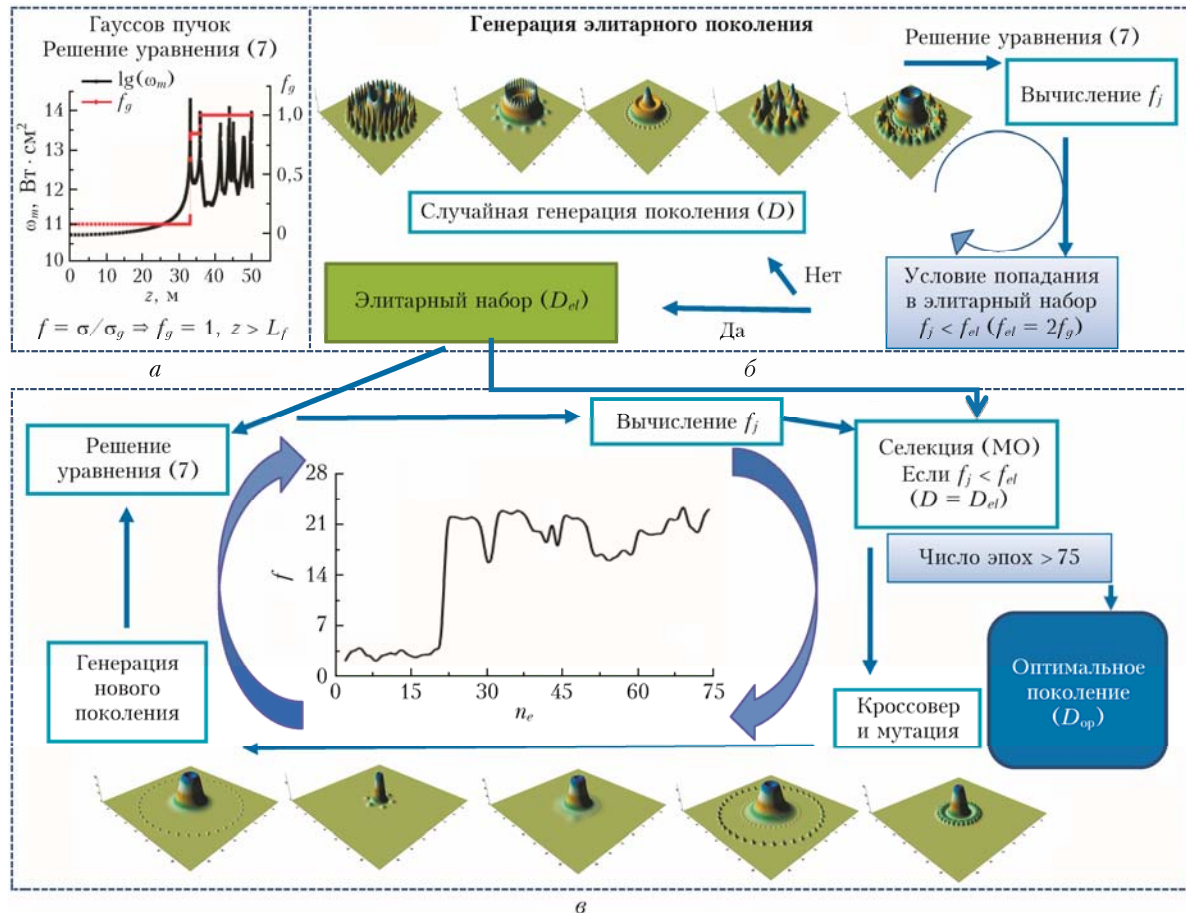


Схема реализации ГА: а — решения для гауссового пучка — зависимость от дистанции распространения максимальной интенсивности, Вт/см², (черная кривая) (левая шкала в логарифмических масштабах) и ТГц-энергии (индикатрисы, усредненной по области филаментации), формируемой в процессе распространения, нормированной на свое постфиламентационное значение (красная кривая); б — генерация начального элитарного отбора с генотипом D_{el} методом усеяния [18] по уровню 2 (с учетом нормировки на решение, полученное для гауссова пучка); показаны начальные профили, генерированные случайным образом в процессе генерации первичного жизнеспособного (элитарного поколения); в — реализация ГА с селекцией на основе методов отжига (МО); в центре представлена зависимость фитнес-функции от числа эпох реализации ГА; внизу приведен пример реализации оптимального поколения с D_{op} (см. цветной рисунок на сайте <http://iao.ru/ru/content/vol.37-2024/iss.12>)

Из рисунка видно, что самые простые варианты ожерелий в форме кольца, заполненного гауссовыми апертурами, оказываются наиболее эффективными для генерации ТГц-излучения. Отсутствие большого числа корон можно объяснить тем, что избыточная пространственная неоднородность пучка будет порождать и чрезмерную дифракционную расходимость пучка, следовательно, и плазмы будет меньше. Если число субапертур слишком мало, то это может приводить к раннему началу филаментации и преждевременному росту дифракционной расходимости, обусловленному нелинейным поглощением [15]. Факт проявления при этом выделенной моноструктуры в форме одного кольца менее очевиден.

Заметим, что в оптимальной популяции сохраняется достаточное генетическое разнообразие по размерам кольцевых структур, это может быть полезным, так как размер пучка является одним из важных элементов контроля расположения источника ТГц-излучения. Степень общности этого численного результата пока не ясна и требует дальнейшего исследования.

Заключение

В настоящей работе была предложена эффективная стационарная модель генерации ТГц-излучения в одноцветном режиме, позволяющая объяснить экспериментальные данные и получить предсказательные результаты. На основе предложенной эффективной стационарной модели для частного случая амплитудного профилирования типа ожерельных пучков найден класс оптимальных пучков. Оказалось, что ожерелье с одним кольцом представляет наиболее оптимальную конфигурацию в широком диапазоне варьируемых параметров начального профиля. Именно такая конфигурация пучков позволяет добиться оптимального преобразования энергии излучения в ТГц-излучение. Заметим, однако, что наша модель не учитывает эффектов реабсорбции ТГц-излучения в плазме, но при достаточной плотности филаментов, достигаемой, например, при линейной фокусировке излучения, именно эти эффекты могут существенно повлиять на результаты эксперимента [8].

Таким образом, подход требует расширения для случаев, когда проявление эффектов реабсорбции существенно, наличествуют методы фазового управления (фокусировка различными типами линз и закручивание профиля) пучком, а также когда проявляется турбулентность среды. Влияние всех этих аспектов требует дальнейшего исследования.

Финансирование. Исследование выполнено в рамках госзадания ИОА СО РАН.

Список литературы

1. Koenig S., Lopez-Diaz D., Antes J., Boes F., Henneberger R., Leuther A., Tessmann A., Schmogrow R., Hillerkuss D., Palmer R., Zwick T., Koos C., Freude W., Am-

bacher O., Leuthold J., Kallfass I. Wireless sub-THz communication system with high data rate // *Nature Photon.* 2013. V. 7, N 7. P. 977–981. DOI: 10.1038/nphoton.2013.275.

2. Zhao J., Zhang X., Li S., Liu C., Chen Y., Peng Y., Zhu Y. Detecting the propagation effect of terahertz wave inside the two-color femtosecond laser filament in the air // *Appl. Phys. B.* 2018. V. 124, N 45. P. 1–7. DOI: 10.1007/s00340-018-6913-1.
3. Bai K., Gou Y., Peng X.-Y. Terahertz beam array generated by focusing two-color-laser pulses into air with a microlens array // *AIP Advances.* 2022. V. 12, N 9. P. 095113. DOI: 10.1063/5.0098771.
4. Englesbe A., Lin J., Nees J., Lucero A., Krushelnick K., Schmitt-Sody A. Optimization of microwave emission from laser filamentation with a machine learning algorithm // *Appl. Opt.* 2021. V. 60, N 25. P. G113–G125. DOI: 10.1364/AO.426240.
5. Liu Y., Kou C., Houard A., Mysyrowicz A. Optimizing the third harmonic generated from air plasma filaments pumped by femtosecond laser pulses // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2019. V. 36, N 10. P. G13–G18. DOI: 10.1364/JOSAB.36.000G13.
6. Kolesik M., Moloney J.V. Nonlinear optical pulse propagation simulation: From Maxwell's to unidirectional equations // *Phys. Rev. E.* 2004. V. 70, N 3. P. 036604. DOI: 10.1103/PhysRevE.70.036604.
7. Koulouklidis A.D., Gollner C., Shumakova V., Fedorov V.Yu., Pugžlys A., Baltuška A., Tzortzakakis S. Observation of extremely efficient terahertz generation from mid-infrared two-color laser filaments // *Nat. Commun.* 2020. V. 11, N 1. P. 292. DOI: 10.1038/s41467-019-14206-x.
8. Geints Y., Bulygin A., Babushkin P., Kabanov A., Petrov A., Oshlakov V., Khoroshaeva E. Turbulence-enhanced THz generation by multiple chaotically-distributed femtosecond filaments in air // *Opt. Laser Technol.* 2024. V. 179. P. 11322. DOI: 10.1016/j.optlastec.2024.111322.
9. Chen Ch.-Ch., Tsai Ch.-M., Fang Y.-C. Optical design of LCOS optical engine and optimization with genetic algorithm // *J. Display Technol.* 2009. V. 5, N 8. P. 293–305. DOI: 10.1109/JDT.2009.2021540.
10. Amico C.D., Houard A., Akturk S., Liu Y., Le Bloas J., Franco M., Prade B., Couairon A., Tikhonchuk V., Mysyrowicz A. Forward THz radiation emission by femtosecond filamentation in gases: Theory and experiment // *New J. Phys.* 2008. V. 10, N 1. P. 013015. DOI: 10.1088/1367-2630/10/1/013015.
11. Sprangle P., Peñano J., Hafizi B., Kapetanakis C. Ultrashort laser pulses and electromagnetic pulse generation in air and on dielectric surfaces // *Phys. Rev. E.* 2004. V. 69, N 6. P. 066415. DOI: 10.1103/PhysRevE.69.066415.
12. Szoke A. Atomic and Molecular Processes with Short Intense Laser Pulses / A.D. Bandrauk (ed.). New York: Plenum, 1987. 207 p.
13. Berge L., Skupin S., Lederer F., Méjean G., Kasparian Yu., Salmon E., Wolf J., Rodriguez M., Wöste L., Bourayou R., Sauerbrey R. Multiple filamentation of terawatt laser pulsed in air // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 92, N 22. P. 225002. DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.225002.
14. Balashov A.D. Features of the femtosecond pulse propagation in air // *Quantum. Electron.* 2006. V. 36, N 9. P. 825. DOI: 10.1070/QE2006v036n09ABEH013233.

15. Булыгин А.Д., Землянов А.А. Полностью консервативная численная схема для нелинейного уравнения Шредингера с высшими нелинейностями // Вычислительные технологии. 2017. Т. 22, № 5. С. 3–13.
16. Aksenov V.P., Dudorov V., Kolosov V., Levitsky E. Synthesized vortex beams in the turbulent atmosphere // Frontiers Phys. 2020. V. 8. DOI: 10.3389/fphy.2020.00143.
17. Geints Yu.E., Zemlyanov A.A. Dynamics of femtosecond synthesized coronary profile laser beams filamentation in air. arXiv: Optics (2020): 24 p. DOI: 10.48550/arXiv.2012.09361.
18. Панченко Т.В. Генетические алгоритмы: учеб.-метод. пособие / под ред. Ю.Ю. Тарасевича. Астрахань: Изд. дом «Астраханский университет», 2007. 87 с.

A.D. Bulygin. Optimization of THz radiation generation by air laser profiling using genetic algorithm.

The paper investigates the generation of THz radiation in the filamentation process. The possibility of increasing the generation efficiency of terahertz (THz) radiation in a single-color filamentation mode excited in air by laser beams with necklace amplitude profile is considered. A stationary model of THz radiation generation is proposed, which allows us to study the dependence of conversion efficiency on the amplitude profiling of pump beams. It is shown that the partitioning of radiation over subapertures allows controlling the energy of THz radiation. The optimal class of gorget beams is found by the genetic algorithm method. The results of this work are important for the development of technologies for remote generation of THz radiation in gaseous media.