

В.Л. Малевич, Г.В. Синицын (Минск, Беларусь),
Н.Н. Розанов (Санкт-Петербург, Россия)

ОСОБЕННОСТИ ФОКУСИРОВКИ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ТОНКОЙ ЛИНЗОЙ

Теоретически исследованы особенности фокусировки линзой широкополосного ТГц импульса с гауссовым поперечным распределением амплитуды. В квази-оптическом приближении получены выражения для пространственно-временного распределения поля на оси пучка и в фокальной плоскости линзы. Показано, что для эффективной фокусировки необходимо использовать линзы с фокусным расстоянием, гораздо меньшим характерной длины дифракции на частоте, соответствующей спектральному максимуму ТГц импульса.

Ключевые слова: терагерцовый импульс, фокусировка, гауссов пучок, дифракция.

The features of focusing by a lens of a broadband THz pulse with a Gaussian transverse amplitude distribution are theoretically investigated. In the quasi-optical approximation, expressions are obtained for the space-time distribution of the field on the beam axis and in the focal plane of the lens. It is shown that for effective focusing it is necessary to use lenses with a focal length much shorter than the characteristic diffraction length at a frequency corresponding to the spectral maximum of a THz pulse.

Keywords: terahertz pulse, focusing, Gaussian beam, diffraction.

В последнее время широкое распространение получил метод импульсной когерентной терагерцовой (ТГц) спектроскопии [1; 2]. Данный метод используется для исследования спектральных особенностей полупроводников, диэлектриков, полимеров и биологических тканей в области частот, находящейся между СВЧ и дальним инфракрасным диапазонами. Спектральные характеристики определяют путем измерения временной зависимости поля сверхкороткого ТГц импульса, отраженного или прошедшего через исследуемый объект. В методе импульсной ТГц спектроскопии для зондирования исследуемого объекта используются широкополосные сфокусированные ТГц импульсы пикосекундной длительности, состоящие из 1–2 осцилляций поля. Из-за сравнительно большой длины волны существенное влияние на процессы распространения, преобразования и фокусировки этих импульсов оказывают дифракционные эффекты. В отличие от узкополосных импульсов здесь важную роль играет зависимость дифракционной длины от частоты излучения. Из-за дифракционного расплывания пучка этот эффект приводит к пространственному разделению

спектральных компонент широкополосного ТГц импульса в процессе его распространения в свободном пространстве.

Влияние дифракции на распространение оптических сверхкоротких импульсов в свободном пространстве, а также их преобразование оптическими фокусирующими элементами рассматривалось в работах [3–6]. Было показано, что дифракционные эффекты, обусловленные неравенством дифракционных длин спектральных компонент, возрастают с уменьшением длительности импульса и становятся особенно заметными для импульсов, длительность которых сравнима с периодом оптических колебаний.

В работах [7–10] исследовались особенности распространения и фокусировки широкополосных ТГц импульсов с гауссовым поперечным распределением амплитуды. Было отмечено, что для импульсов, состоящих из нескольких осцилляций поля, зависимость дифракционной длины от частоты приводит к значительному искажению его пространственно-временной формы.

В настоящей работе в квазиоптическом скалярном приближении получены выражения для электрического поля прошедшего через тонкую линзу широкополосного ТГц импульса с аксиально-симметричным поперечным распределением амплитуды. Рассчитано изменение пространственно-временного распределения поля ТГц биполярного импульса с гауссовым поперечным профилем при его фокусировке.

Для простоты предположим, что на входе линзы в плоскости ($z = 0$) волновой фронт падающего вдоль оси z ТГц импульса является плоским. Действие тонкой линзы сводится к неоднородной по сечению пучка фазовой задержке, которая приводит к искривлению волнового фронта прошедшего импульса. Пространственно-временное распределение поля импульса на выходе линзы можно записать в виде

$$E(t, r, z = 0) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega E_0(\omega) \exp(i\omega t) U(r) \exp\left(\frac{i\omega r^2}{2cf}\right), \quad (1)$$

где f – фокусное расстояние линзы, c – скорость света в вакууме, r – радиальная координата в цилиндрической системе координат с осью z вдоль направления распространения импульса. Функция $U(r)$ описывает аксиально-симметричное распределение поля импульса в поперечном сечении, $E_0(\omega) = (1/2\pi) \int dt E_0(t) \exp(-i\omega t)$ – фурье-спектр начальной временной формы $E_0(t)$ ТГц импульса. В квазиоптическом скалярном приближении электрическое поле импульса за линзой представляется как

$$E(t, r, z) = \frac{i}{2\pi z c} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} d^2 r' \omega E_0(\omega) \exp[i\omega(t - z/c)] U(r') \times \exp\left(\frac{i\omega r'^2}{2cf} - \frac{i\omega(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2}{2cz}\right). \quad (2)$$

Интегрируя по частоте, можно привести выражение (2) к виду

$$E(t, r, z) = \frac{1}{2\pi z c} \frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 r' U(r') E_0 \left[t - \frac{z}{c} + \frac{1}{2c} \left(\frac{r'^2}{f} - \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2}{z} \right) \right]. \quad (3)$$

На оси пучка ($r=0$) из выражения (3) получается известный результат [8; 9]

$$E(t, r=0, z=f) = \frac{1}{2\pi f c} \frac{dE_0(t-f/c)}{dt} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 r' U(r'), \quad (4)$$

т. е. поле в фокусе линзы определяется производной по времени от начальной временной формы ТГц импульса и для аксиально-симметричных пучков не зависит от его поперечной пространственной структуры. Второе слагаемое в квадратных скобках в выражении (3) описывает добавку к времени запаздывания импульса, возникающую из-за кривизны волнового фронта. На оси пучка это время составляет величину порядка $(w^2/2c)(1/z - 1/f)$. Здесь w – характерная поперечная ширина пучка. В зависимости от положения точки наблюдения относительно фокуса полное время запаздывания импульса может быть как больше, так и меньше z/c .

Далее ограничимся случаем гауссова пучка. Подставляя $U(r) = \exp(-r^2/w^2)$ в (2) и интегрируя по сечению пучка, получаем для ТГц поля

$$E(t, r, z) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{E_0(\omega) \exp[i\omega(t - z/c - r^2/2zc)]}{(1 - z/f - i2zc/\omega w^2)} \times \exp\left[i \frac{r^2 \omega}{2zc(1 - z/f - i2zc/\omega w^2)}\right]. \quad (5)$$

Распределение поля в фокальной плоскости линзы можно получить из (5) в виде интеграла свертки по времени:

$$E(t, r, z=f) = \frac{w}{2r\sqrt{\pi}} \frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{\infty} dt' E_0 \left(t - t' - \frac{f}{c} - \frac{r^2}{2cf} \right) \exp\left[-\frac{f^2 c^2 t'^2}{r^2 w^2}\right]. \quad (6)$$

Из выражений (5, 6) видно, что из-за различия дифракционных длин спектральных компонент происходит «перепутывание» пространственных

и временных зависимостей импульса. В пределе $r \rightarrow 0$, т. е. на оси пучка, из (6) следует выражение

$$E(t, r=0, z=f) = \frac{w^2}{2cf} \frac{dE_0(t-f/c)}{dt}, \quad (7)$$

согласующееся с (4).

Пространственно-временное распределение поля фокусируемого широкополосного ТГц импульса рассчитывалось численно из выражения (5). В расчетах использовалась временная зависимость поля ТГц импульса в виде

$$E_0(t) = (\gamma e^{-\gamma t} - \delta e^{\delta t}) / (e^{-\gamma t} + e^{\delta t})^2. \quad (8)$$

Данное выражение достаточно хорошо аппроксимирует типичный профиль биполярного ТГц импульса, генерируемого фотопроводящей полупроводниковой антенной, возбуждаемой фемтосекундным оптическим излучением. Параметры γ и δ определяют ширины положительного и отрицательного пиков ТГц импульса, соответственно. В численных расчетах использовались следующие значения параметров: $w = 0.5$ см, $\gamma = 10$ пс⁻¹, $\delta = 2$ пс⁻¹.

Рассчитанные временные профили поля ТГц импульса на оси пучка после прохождения линзы приведены на рисунке 1. Видно, что в фокусе амплитуда поля возрастает примерно в 4 раза для короткофокусной линзы и остается практически неизменной для линзы с фокусным расстоянием $f = 20$ см. Отсутствие фокусировки во втором случае связано с эффектом дифракционной расходимости, который играет существенную роль, когда длина дифракции $\omega w^2/2c$ меньше, чем фокусное расстояние линзы [11].

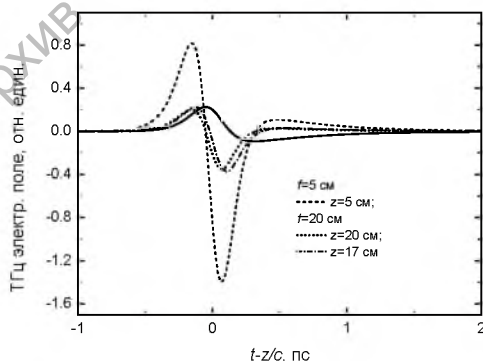


Рис. 1. Временные зависимости электрического поля ТГц импульса на оси пучка. Сплошная линия – форма ТГц импульса перед линзой ($z = 0$)

Для ТГц импульса с выбранными параметрами длина дифракции в спектральном максимуме (~ 0.7 ТГц) составляет около 18 см, т. е. сравнима с фокусным расстоянием длиннофокусной линзы. Поэтому в данном случае дифракционная расходимость в значительной мере компенсирует эффект геометрической сходимости при искривлении волнового фронта пучка линзой. Из расчетов также следует, что при фокусировке длиннофокусной линзой положение точки, где амплитуда широкополосного ТГц импульса достигает максимума (плоскость перетяжки), не совпадает с положением геометрического фокуса, а смещена в сторону линзы примерно на 3 см (рис. 1). Следует отметить, что величина этого смещения примерно в 3 раза меньше смещения плоскости перетяжки для монохроматического излучения на частоте спектрального максимума импульса [10; 11]. При фокусировке линзой с $f = 5$ см сдвиг плоскости перетяжки составляет менее 1 мм, т. е. роль дифракции в данном случае незначительна. Дополнительное запаздывание, обусловленное искривлением волнового фронта, приводит к небольшому сдвигу импульса при смещении точки наблюдения к линзе.

Дифракция препятствует фокусировке и этот эффект проявляется сильнее в области низких частот. Для широкополосного ТГц импульса это означает, что его высокочастотные спектральные компоненты фокусируются сильнее, чем низкочастотные (рис. 2).

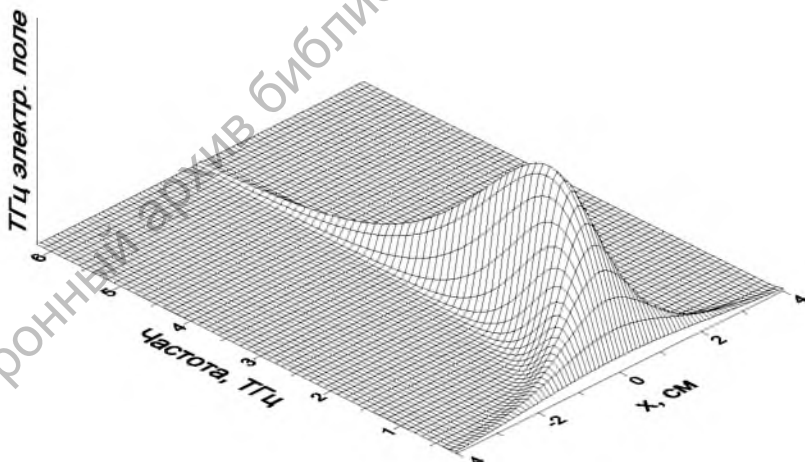


Рис. 2. Радиальное распределение амплитудного спектра ТГц импульса в фокусе линзы с фокусным расстоянием 5 см

На оси пучка это приводит к сдвигу максимума амплитудного спектра в сторону более высоких частот. Так, в рассматриваемом нами случае спектральный максимум, расположенный вблизи 0.7 ТГц для падающего на линзу импульса, сдвигается к частоте 1.3 ТГц. При удалении от оси пучка спектр импульса из-за дифракции обогащается низкочастотными компонентами, и это приводит к смещению спектрального максимума в область более низких частот и, следовательно, увеличению длительности импульса.

Таким образом, в работе проанализированы особенности фокусировки линзой широкополосного импульса ТГц излучения. Получены аналитические выражения для поля фокусируемого ТГц импульса. Показано, что неравенство дифракционных длин для разных спектральных компонент импульса приводит к искажению пространственно-временного профиля импульса. Расчеты показывают, что для эффективной фокусировки типичного ТГц импульса, генерируемого полупроводниковой фотопроводящей антенной, необходимо использовать линзы с коротким фокусным расстоянием (< 5 см).

Литература:

1. Yun-Shik, Lee. Principles of Terahertz Science and Technology. – N. Y. : Springer, 2009. – 340 p.
2. Zhang X.C., and Xu J. Introduction to THz Wave Photonics. – N. Y. : Springer, 2009. – 246 p.
3. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. – М. : Наука ; Физматлит, 1988. – 312 с.
4. Луговой, В.Н. // Письма в ЖЭТФ. – 1974. – Т. 19. – С. 176–179.
5. Christov, I.P. // Opt. Commun. – 1985. – V. 53. – P. 364–366.
6. Christov, I.P. // Opt. Quant. Electron. – 1985. – V. 17. – P. 353–357.
7. Kaplan, A.E. // J. Opt. Soc. Am. B. – 1998. – V. 15. – P. 951–956.
8. Gurtler, A., Winnewisser C., Helm H., Jepsen P. U. // J. Opt. Soc. Am. A. – 2000. – V. 17. – P. 74–83.
9. Hattori, T., Rungsawang R., Ohta K., Tukamoto K. // Jpn. J. Appl. Phys. – 2002. – V. 41. – P. 5198–5204.
10. Розанов, Н.Н., Сочилин Г. ., Федоров С.В., Шацев А.Н., Малевич В.Л., Синицын Г.В. // Опт. и спектр. – 2017. – Т. 123. – С. 146–149.
11. Виноградова, М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. – М. : Наука ; Физматлит, 1979. – 384 с.