

06

Многофокусная структура излучения при фемтосекундной филаментации оптического вихря в среде с аномальной дисперсией групповой скорости*

© Е.В. Васильев, С.А. Шленов, В.П. Кандидов

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр,
119991 Москва, Россия

e-mail: vasilev.evgeniy@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 24.09.2018 г.

Численно исследована фемтосекундная филаментация вихревого пучка с топологическим зарядом $m = 1$ на длине волны $\lambda_0 = 1800$ nm в плавленом кварце в условиях аномальной дисперсии групповой скорости. Показано, что в процессе распространения импульса с пятикратным превышением мощности над критической формируется многофокусная кольцевая структура излучения с пиковой интенсивностью более 10^{13} W/cm² и поверхностной плотностью энергии около 0.2 J/cm². Самовоздействие оптического вихря сопровождается трансформацией спектральной энергии, в основном, в стоксову область. Выполнено сравнение со случаем нормальной дисперсии групповой скорости при самовоздействии вихревого пучка на длине волны $\lambda_0 = 400$ nm.

DOI: 10.21883/OS.2019.01.47048.250-18

Введение

Явление филаментации при самовоздействии фемтосекундных лазерных импульсов представляет собой формирование длинных и тонких нитей, в которых при распространении локализуется световое поле с высокой плотностью мощности [1,2]. На самовоздействие в прозрачных диэлектриках фемтосекундных импульсов существенно влияет дисперсия групповой скорости (ДГС). В частности, в [3] показана важная роль дисперсии в формировании суперконтинуума сверхкоротких импульсов в конденсированных средах. При аномальной ДГС происходит самоукручение заднего фронта импульса [4], формируется изолированное антистоксово крыло в спектре суперконтинуума [5]. Различия в расстояниях до коллапса пучка в условиях нормальной и аномальной ДГС исследованы в [6]. В условиях аномальной ДГС происходит самокомпрессия импульса, которая сопровождается формированием „световых пульс“ — локализованных в пространстве и времени экстремально сжатых волновых пакетов [7,8]. Нормальная дисперсия групповой скорости, наоборот, препятствует самосжатию импульса во времени, вызывает распад его на субимпульсы и может подавить нелинейный коллапс пучка [9]. Фазовая дислокация в вихревых пучках также подавляет коллапс пучка [10]. Наличие фазовой сингулярности в кольцевом пучке увеличивает критическую мощность самофокусировки оптического вихря $P_V^{(m)}$ [11]. Например, в вихревом пучке с топологическим зарядом $m = 1$ величина

$P_V^{(1)}$ в четыре раза превышает критическую мощность самофокусировки гауссова пучка P_G [12]. При мощности пучка, значительно превышающей $P_V^{(m)}$, происходит распад на множественные филаменты вследствие модуляционной неустойчивости, что впервые наблюдалось в [13], где пучок с фазовой сингулярностью рассыпался на ряд горячих точек в парах натрия.

Вопрос стабильности высокоинтенсивного кольца, возникающего при самофокусировке в режиме филаментации, занимает важное место среди направлений исследования оптических вихрей. Так, в [14] продемонстрирована возможность использования пучков с сингулярностью для задержки старта множественной филаментации. В работе [15] на примере оптического вихря была продемонстрирована робастность возникающего филамента. При анализе самовоздействия оптических вихрей с топологическими зарядами $m = \pm 1$ было показано, что дистанция их устойчивого распространения может превышать длину нелинейной самофокусировки [16], что позволяет наблюдать и проводить численное моделирование кольцевой самофокусировки пучка без его азимутального распада.

Генерация суперконтинуума при самовоздействии кольцевого пучка с фазовой дислокацией в разных средах была исследована в [17] в автомодельном приближении. Появление новых компонент в спектре оптического вихря объясняется эффектами фазовой самомодуляции и четырехволнового смешения [18].

Влияние фазовой дислокации на пространственно-временную динамику кольцевого пучка мощного фемтосекундного излучения на длине волны 800 nm в плавленом кварце численно исследовано в [19]. Показано,

* XIII International Conference on Hole Burning, Single Molecule, and Related Spectroscopies: Science and Applications (HBSM-2018), August 6–12, 2018, Suzdal–Moscow, Russia.

что при нормальной ДГС в вихревом пучке формируется филамент трубчатой формы радиусом несколько микрон и плазменный канал с концентрацией электронов порядка $10^{-3}N_0$, где N_0 — концентрация нейтралов. Тогда как в фемтосекундном излучении кольцевого пучка без дислокации фазы на оси образуются филамент и узкий плазменный канал. В условиях аномальной ДГС самовоздействие оптического вихря фемтосекундного излучения в прозрачных диэлектриках до настоящего времени не рассматривалось.

Целью нашей работы является исследование влияния аномальной ДГС на самовоздействие фемтосекундного излучения кольцевого пучка с дислокацией фазы в плавленом кварце. Мы представляем результаты численного исследования эволюции поверхностной плотности энергии излучения (флюенса), интенсивности и распределения концентрации электронов в наведенной лазерной плазме, а также частотного спектра при аномальной ДГС на длине волны 1800 nm и нормальной ДГС на длине волны 400 nm.

Математическая модель

Численное моделирование самовоздействия вихревого пучка фемтосекундного излучения в плавленом кварце было выполнено в цилиндрической системе координат на основе модели медленно меняющейся волны [20] путем решения замкнутой системы уравнений относительно комплексной амплитуды светового поля $A^{(m)}(\mathbf{r}, t, z)$ и концентрации электронов плазмы $N_e(\mathbf{r}, t)$. При аксиально несимметричной фазе вихревого пучка комплексная амплитуда светового поля задавалась в виде: $A(r, t, z) \exp(im\phi)$, что предполагает сохранение топологического заряда m в процессе распространения. В принятых приближениях математическая модель самовоздействия оптического вихря имеет вид

$$2ik_0 \frac{\partial A(r, t, z)}{\partial z} = \hat{T}^{-1} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{m^2}{r^2} \right) A(r, t, z) + \hat{T}^{-1} \hat{D}A(r, t, z) + \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T} \Delta n_k A(r, t, z) + \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T}^{-1} \Delta n_{pl} A(r, t, z) + i \hat{T}^{-2} \sigma A(r, t, z) - ik_0(\alpha + \delta)A(r, t, z), \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_e(r, t)}{\partial t} = R(I)(N_0 - N_e(r, t)) + v_i N_e(r, t) - \beta N_e(r, t). \quad (2)$$

Уравнение (1) описывает дифракцию, дисперсию, керровскую и плазменную нелинейности, обратное тормозное поглощение, линейное и нелинейное поглощение

светового поля. Оператор волновой нестационарности

$$\hat{T} = 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \quad (3)$$

позволяет рассматривать импульсы длительностью вплоть до одной оптической осцилляции и воспроизводить эффекты самоукрочения волнового фронта импульса при самовоздействии. Дисперсия импульса учитывается по формуле Селлмейера [21], согласно которой вычисляется функция $k(\omega_0 + \Omega)$. Керровская нелинейность включает как мгновенную электронную компоненту, так и инерционный вклад ВКР на вращательных переходах:

$$\Delta n_k(r, t) = (1 - g)n_2 I(r, t) + gn_2 \int_0^{+\infty} H(\tau) I(t - \tau) d\tau, \quad (4)$$

где $g = 0.18$ — весовой множитель, описывающий соотношение между мгновенным и инерционным откликом, $n_2 = 3.4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^2/\text{W}$ [22]. Ядро свертки

$$H(t) = \Theta(t) \frac{1 + \Omega_R^2 \tau_k^2}{\Omega_R \tau_k} \sin(\Omega_R t) \exp(-t/\tau_k) \quad (5)$$

содержит функцию Хевисайда $\Theta(t)$, вращательную частоту молекул $\Omega_R = 10^{13} \text{ s}^{-1}$, а также характерное время отклика $\tau_k = 32 \text{ fs}$ [23]. Приращение показателя преломления при генерации лазерной плазмы равно

$$\Delta n_{pl}(r, t) = -\frac{\omega_{pl}^2(r, t)}{2n_0\omega_0}, \quad (6)$$

где $\omega_{pl}^2 = e^2 N_e(r, t)/m_e \epsilon_0$ — плазменная частота, m_e и e — масса и заряд электрона. При этом коэффициент обратного тормозного поглощения имеет вид

$$\sigma(r, t) = -\frac{\omega_{pl}^2(r, t)}{c^2} \frac{v_{ei}}{\omega_0}, \quad (7)$$

где $v_{ei} = 10^{14} \text{ s}^{-1}$ — частота упругих электрон-ионных столкновений [24]. Нелинейное поглощение

$$\alpha(r, t) = \frac{\partial N_e(r, t)}{\partial t} \frac{K \hbar \omega_0}{I(r, t)} \quad (8)$$

зависит от порядка многофотонности $K = \langle U_i / \hbar \omega_0 + 1 \rangle$, где $U_i = 9 \text{ eV}$ — потенциал ионизации в плавленом кварце [25]. Линейное поглощение в кварце мало, и полагается, что коэффициент экстинкции $\delta = 0$.

Кинетическое уравнение для концентрации электронов плазмы включает члены, ответственные за полевую и лавинную ионизацию, а также за рекомбинацию электронов. Скорость полевой ионизации $R(I)$ рассчитывается в рамках модели Келдыша [26]. Скорость лавинной ионизации равна

$$v_i(I) = \frac{1}{U_i} \frac{e^2 v_{ei}}{m_e (\omega_0^2 + v_{ei}^2)} \frac{I}{cn_0 \epsilon_0}. \quad (9)$$

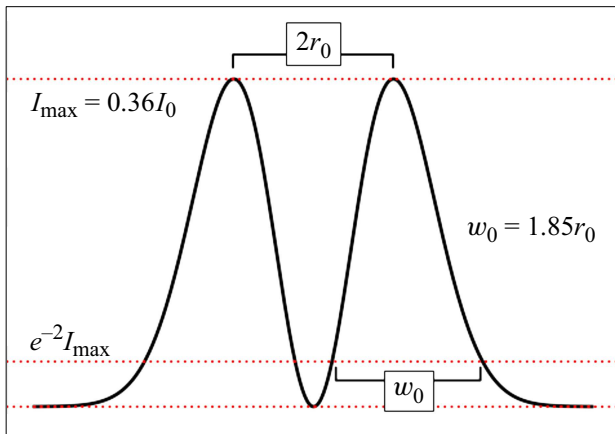


Рис. 1. Профиль интенсивности $I(r)$ оптического вихря с топологическим зарядом $m = 1$, характерным пространственным масштабом r_0 и шириной кольца w_0 по уровню $e^{-2}I_{\max}$. Пиковая интенсивность $I_{\max} = 0.36I_0$.

Рекомбинация в плазме пропорциональна концентрации электронов N_e с постоянным коэффициентом $\beta \sim 10^{12} \text{ s}^{-1}$ [27].

Комплексная амплитуда оптического вихря на входе в среду ($z = 0$) задается в виде

$$A^{(m)}(r, t) = A_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^m \times \exp\left\{-\frac{r^2}{2r_0^2}\right\} \exp\left\{-\frac{t^2}{2t_0^2}\right\} \exp\{im\varphi\}, \quad (10)$$

где $m = 1$, $\varphi(x, y) = \arctan(x/y)$. Выражение (10) описывает распределение амплитуды светового поля пучка с пространственным масштабом r_0 (рис. 1). Распределение начальной интенсивности $I(r, t = 0, z = 0)$ имеет кольцевую структуру, в которой радиус кольца с максимумом интенсивности I_{\max} совпадает с r_0 , ширина кольца w_0 по уровню $e^{-2}I_{\max}$ составляет $w_0 = 1.85r_0$. При этом $I_{\max} = 0.36I_0$, а интенсивность и амплитуда светового поля связаны соотношением $I_0 = cn_0\epsilon_0|A_0|^2/2$. Пиковая мощность $P_0^{(m)}$ оптического вихря с топологическим зарядом m равна

$$P_0^{(m)} = \int_0^{+\infty} I^{(m)}(r) 2\pi r dr, \quad (11)$$

где $I^{(m)}(r)$ — радиальный профиль интенсивности. Для топологического заряда $m = 1$ мощность $P_0^{(1)} = \pi r_0^2 I_0$, что совпадает с мощностью гауссова пучка радиуса r_0 . Критическая мощность самофокусировки оптического вихря при топологическом заряде $m = 1$ равна $P_V^{(1)} = 4P_G$ [11], где $P_G = 3.77\lambda^2/8\pi n_0 n_2$ — критическая мощность самофокусировки гауссова пучка [28].

Рассматривалось распространение вихревых пучков с гауссовой формой спектрально-ограниченного фем-

тосекундного импульса на центральной длине волны $\lambda_0 = 1800 \text{ nm}$, что соответствует аномальной ДГС в плавленом кварце с дисперсионным параметром $k_2 = \partial^2 k / \partial \omega^2|_{\omega=\omega_0} = -62.6 \text{ fs}^2/\text{mm}$. Для анализа влияния вида ДГС на эволюцию оптического вихря (10) рассмотрено также излучение на длине волны видимого диапазона $\lambda_0 = 400 \text{ nm}$, что соответствует нормальной ДГС, параметр которой равен $k_2 = 97.5 \text{ fs}^2/\text{mm}$. Параметры для обеих длин волн выбраны таким образом, что волновые масштабы распространения в линейной среде совпадают. При $\lambda_0 = 1800 \text{ nm}$ длительность импульса по полувывоте составляет $t_0 = 36 \text{ fs}$, при $\lambda_0 = 400 \text{ nm}$ — $t_0 = 45 \text{ fs}$, что соответствует одинаковым дисперсионным длинам $z_{\text{disp}} = t_0^2/|k_2| = 2.1 \text{ cm}$. Масштаб r_0 вихревого пучка (10) равен $r_0 = 100 \mu\text{m}$ на длине волны $\lambda_0 = 1800 \text{ nm}$ и $r_0 = 47 \mu\text{m}$ при $\lambda_0 = 400 \text{ nm}$. Сравнительные изображения распределений интенсивности и винтовой фазы в пучке, а также распределения интенсивности в импульсе для рассматриваемых оптических вихрей представлены на рис. 2. Дифракционные длины гауссовых пучков радиусом r_0 составляют $z_{\text{dif}} = 5 \text{ cm}$. Ширины колец по уровню $e^{-2}I_{\max}$ равны $w_0 = 185 \mu\text{m}$ для ИК импульса и $w_0 = 87 \mu\text{m}$ для импульса видимого диапазона. Для обоих пучков превышение над критической мощностью было выбрано одинаковым — $P_0 = 5P_V^{(1)}$. Энергии импульсов равнялись соответственно $E_0 = 12.7 \mu\text{J}$ и $E_0 = 0.8 \mu\text{J}$, пиковые интенсивности составляли $I_{\max} = 2.3 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$, $I_{\max} = 0.5 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$.

Пространственно-временная динамика оптических вихрей

Эволюция пространственно-временного распределения интенсивности $I(r, t)$ при самовоздействии в плавленом кварце фемтосекундных кольцевых пучков с фазовой сингулярностью представлена в координатах (r, t) на рис. 3.

В условиях нормальной ДГС в начале распространения оптического вихря (рис. 3, $z = 0.9 \text{ cm}$) толщина кольца в распределении интенсивности w уменьшается вследствие керровской самофокусировки примерно до $5\lambda_0$. Пиковая интенсивность во временных слоях с большей мощностью увеличивается до значений $8 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$ (рис. 3, $z = 0.9 \text{ cm}$). На расстоянии, близком к дисперсионной длине z_{disp} , импульс расплывается по времени (рис. 3, $z = 1.4 \text{ cm}$). Далее с увеличением расстояния z сильное влияние начинает оказывать дифракция, которая приводит к тому, что энергия из исходного кольца перетекает к оптической оси, формируя вследствие интерференции более узкое кольцо в тех временных слоях, где более активно шла самофокусировка (рис. 3, $z = 4.1 \text{ cm}$). Дальнейшее распространение сопровождается расплыванием кольцевой структуры (рис. 3, $z = 4.3 \text{ cm}$) в пространстве и времени.

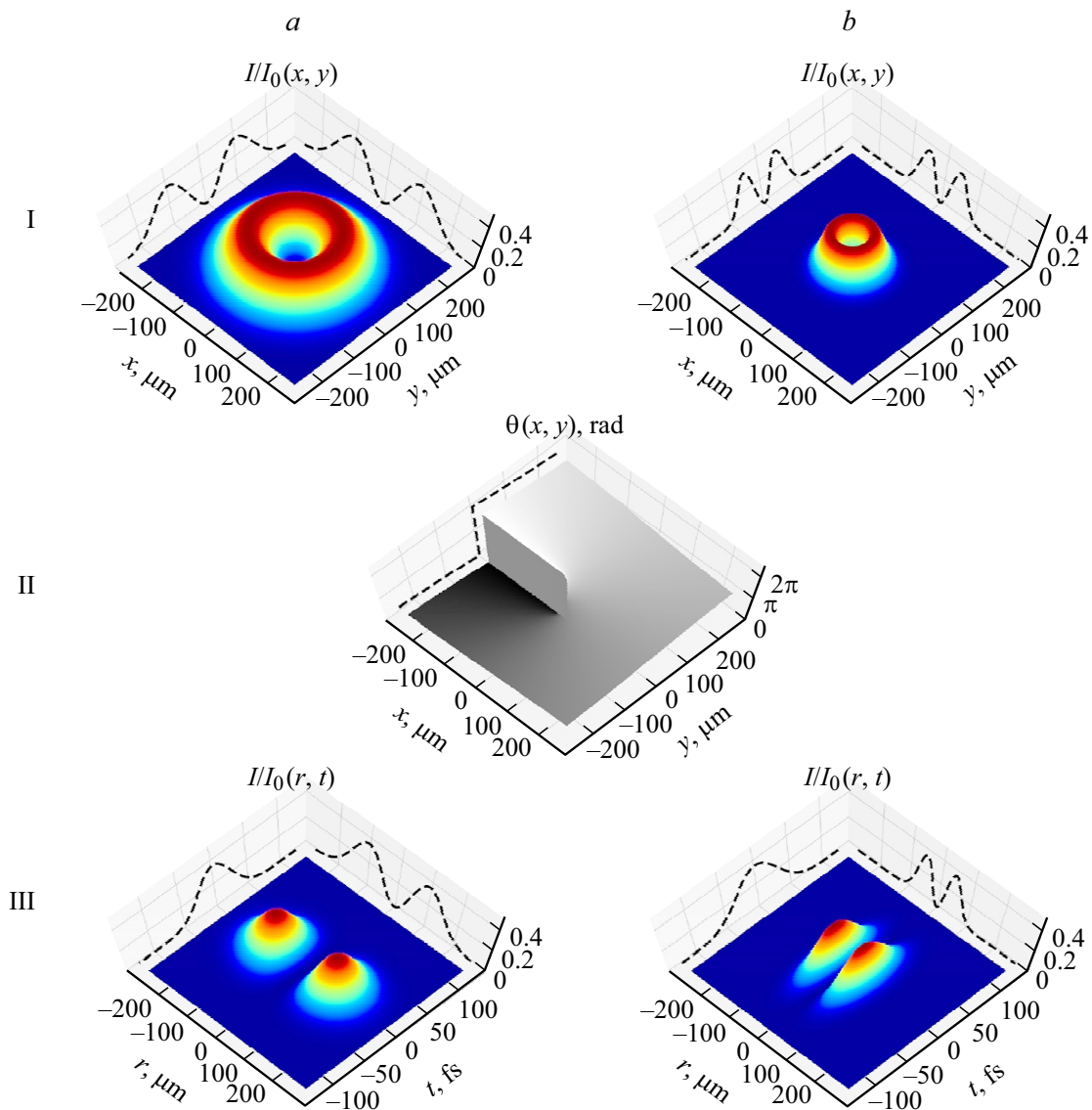


Рис. 2. Пространственные распределения интенсивности (I), фазы (II), а также пространственно-временные распределения интенсивности (III) оптических вихрей на длинах волн $\lambda_0 = 1800$ nm (a) и $\lambda_0 = 400$ nm (b), что соответствует областям аномальной и нормальной ДГС в плавленном кварце.

В условиях аномальной ДГС распространение оптического вихря при керровской самофокусировке (рис. 3, $z = 0.9$ cm) сопровождается компрессией импульса во времени. На расстоянии $z = 0.9$ cm формируется кольцевой волновой пакет длительностью около 10 fs, радиусом, близким к $r_0 = 100 \mu\text{m}$, и шириной $w \sim 10 \mu\text{m}$. Пиковая интенсивность возрастает до значений, превышающих 10^{13} W/cm² (рис. 4). При этом области с высокой локализацией светового поля образуются на хвосте импульса, что связано с инерционностью керровского отклика среды, а также нелинейным увеличением показателя преломления и, как следствие, снижением скорости распространения импульса. Обусловленное линейной дифракцией перетекание энергии к оптической оси имеет место на расстоянии $z = 1.4$ cm. Небольшое

количество энергии остается в кольце, а основная часть перетекает ближе к оси пучка. Поскольку фазовая сингулярность препятствует формированию унимодального профиля с максимальной интенсивностью на оси, вокруг нее образуются интерференционные кольца. На расстоянии $z = 4.1$ cm видно, что наиболее мощное из интерференционных колец сжимается во времени, образуя кольцевой волновой пакет радиусом около 50 μm . Далее процесс перетекания энергии по направлению к оптической оси вследствие самофокусировки всего кольца в целом продолжается (рис. 3, $z = 4.3$ cm). Этот процесс развивается на временных слоях, смещенных к хвосту импульса примерно на 100 fs. В результате формируется узкое (около 10 μm) кольцо с пиковой интенсивностью $\sim 5 \cdot 10^{13}$ W/cm² и длительностью около

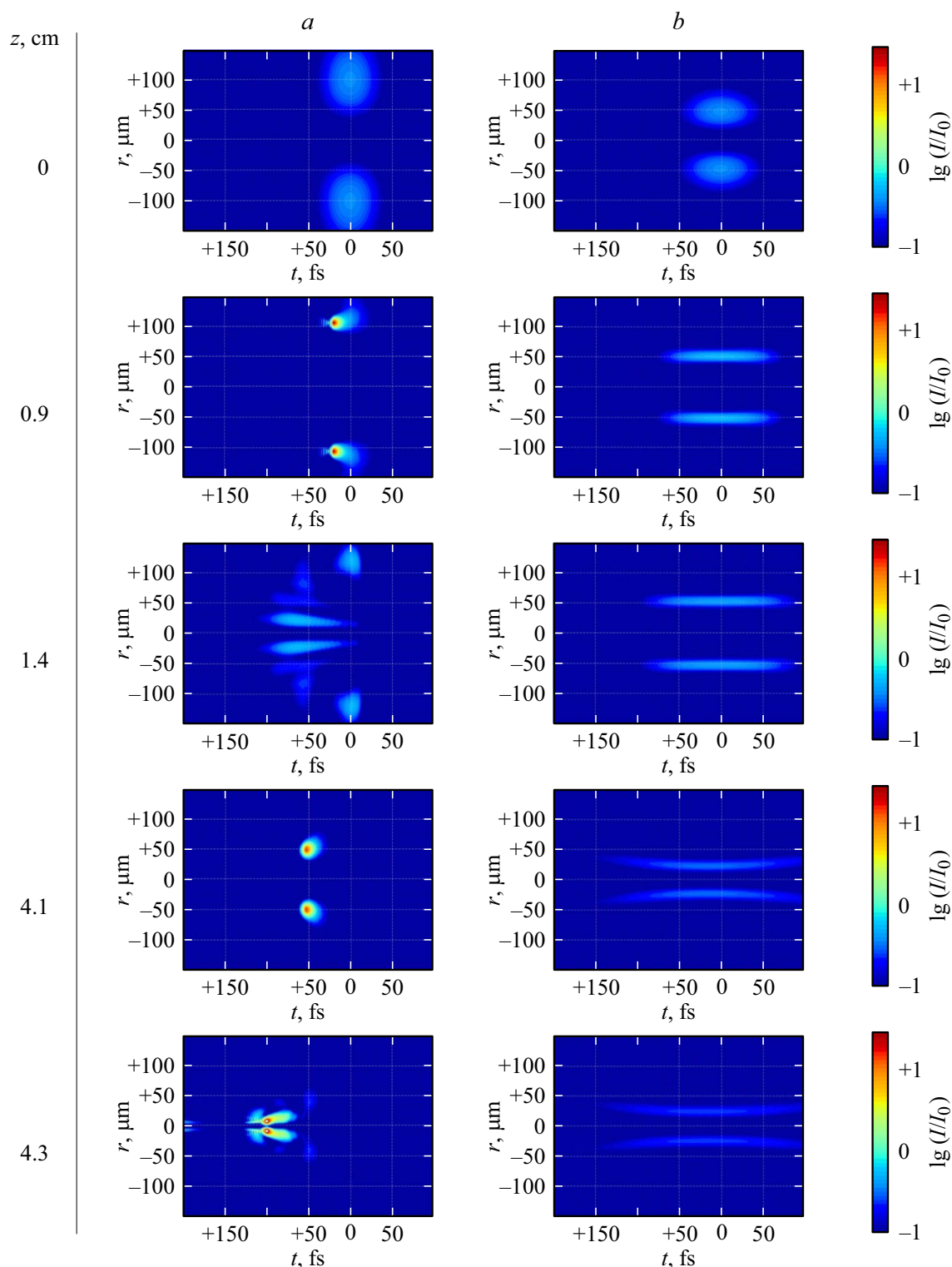


Рис. 3. Эволюция пространственно-временного распределения интенсивности $I(r, t)$ при распространении в плавленом кварце оптических вихрей на длинах волн $\lambda_0 = 1800$ нм (а) и $\lambda_0 = 400$ нм (б). Пиковые начальные интенсивности равны $I_{\max} = 2.3 \cdot 10^{11}$ Вт/см² и $I_{\max} = 0.5 \cdot 10^{11}$ Вт/см², пространственные масштабы $r_0 = 100$ мкм и $r_0 = 47$ мкм, длительности импульсов $t_0 = 36$ фс и $t_0 = 45$ фс соответственно.

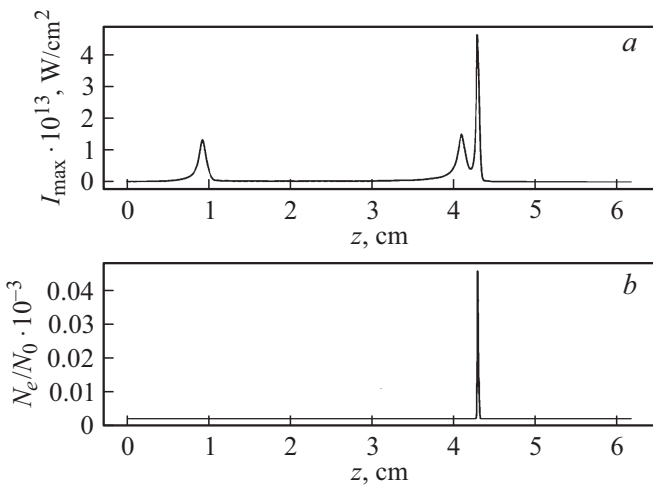


Рис. 4. Зависимость пиковой интенсивности I_{\max} (a) и пиковой концентрации плазмы N_e (b) от расстояния z при распространении оптического вихря в области аномальной ДГС.

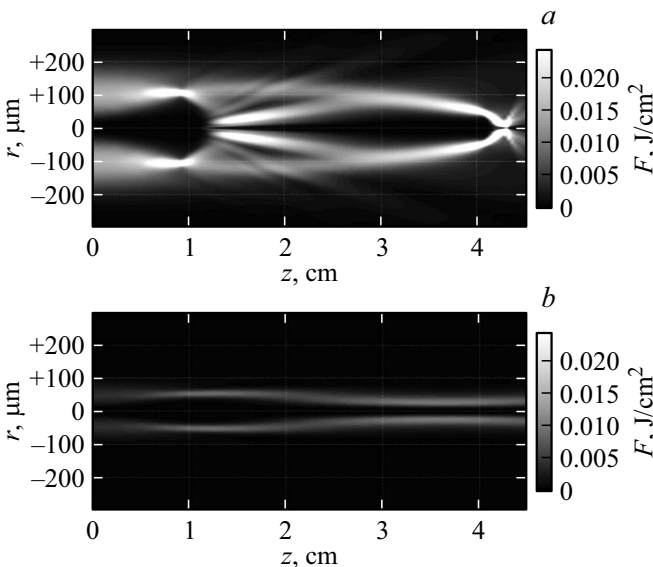


Рис. 5. Изменение с расстоянием z радиального распределения поверхностной плотности энергии (флюенса) оптических вихрей в условиях аномальной (a) и нормальной (b) ДГС.

10 fs. Затем кольцо дефокусируется, и дальнейшее распространение излучения происходит в квазилинейном режиме.

Поверхностная плотность энергии

Анализ эволюции распределения поверхностной плотности энергии (флюенса) при распространении оптических вихрей в плавленом кварце показывает, что изначально флюенс имеет кольцевую структуру с внешним радиусом, близким к r_0 .

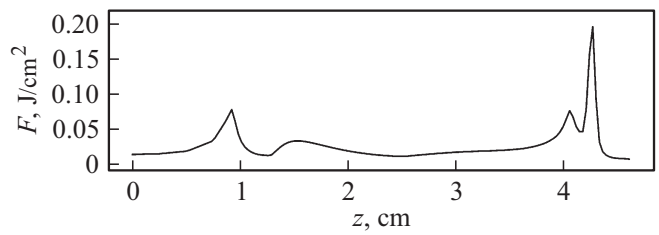


Рис. 6. Максимальные значения флюенса F в зависимости от расстояния z вдоль направления распространения оптического вихря в области аномальной ДГС.

При аномальной ДГС ($\lambda_0 = 1800$ nm) первичная самофокусировка оптического вихря в узкое кольцо наблюдается на расстоянии $z \sim 0.9$ см (рис. 5, a). Видно, что радиус кольцевого пучка в этом месте остается практически неизменным, но его толщина w уменьшается примерно в 10 раз, флюенс достигает значений ~ 0.07 J/cm². Дифракция излучения останавливает рост флюенса, направляя мощность к оптической оси. В результате в первом кольцевом нелинейном фокусе не успевает образоваться плазма (рис. 4, b), и режим распространения излучения остается безыонизационным. Фазовая сингулярность препятствует нахождению поля на оси пучка, в результате чего на расстоянии около $z = 1.5$ см формируется несколько интерференционных максимумов. Таким образом, второй нелинейный фокус состоит в поперечнике пучка из нескольких концентрических колец с пиковым флюенсом ~ 0.04 J/cm², который достигается во внутреннем кольце с радиусом около 30 μ m. Далее интерференционные максимумы в расходящемся после самофокусировки излучении плавно трансформируются в единственную кольцевую моду, которая начинает самофокусироваться. На расстоянии $z = 4.1$ см появляется третий нелинейный фокус радиусом около 50 μ m и пиковым флюенсом 0.08 J/cm². Достигнутые значения интенсивности недостаточны для сколько-нибудь существенной ионизации среды, и распространение по-прежнему происходит без плазмообразования. После прохождения этого фокуса кольцо незначительно уширяется, но энергия продолжает концентрироваться по направлению к оптической оси. В результате диаметр кольца сильно уменьшается, и на расстоянии $z \sim 4.3$ см формируется кольцо высокой плотности энергии радиусом около 9–10 μ m, шириной w несколько единиц микрон и флюенсом вплоть до 0.2 J/cm². Плотность энергии в этом последнем фокусе наибольшая в наблюдаемой многофокусной структуре излучения (рис. 6). Такая сильная фокусировка приводит к появлению плазмы с пиковой концентрацией порядка $5 \cdot 10^{-5} N_0$, где N_0 — концентрация нейтральных молекул (рис. 4). Дефокусировка в самонаведенной плазме препятствует дальнейшему коллапсу пучка, формируя сильно расходящееся излучение и прерывая последовательность нелинейных фокусов.

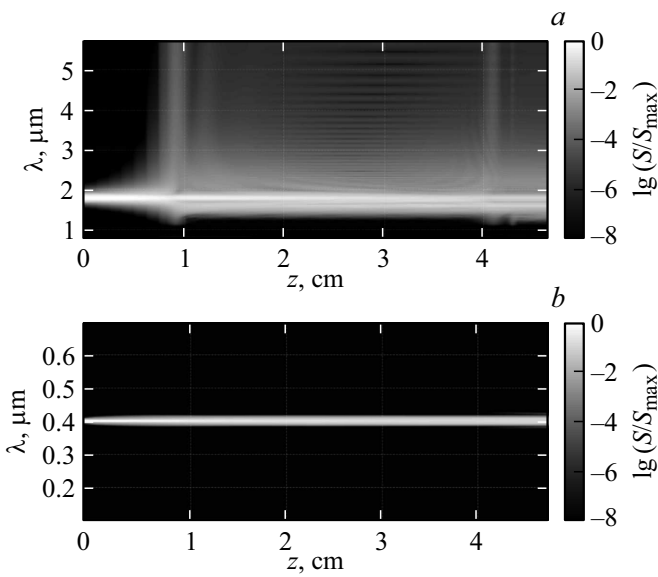


Рис. 7. Частотный спектр S (в логарифмическом масштабе) оптических вихрей в условиях аномальной (a) и нормальной (b) ДГС в зависимости от расстояния z .

В отличие от аномальной ДГС в случае нормальной дисперсии групповой скорости ($\lambda_0 = 400$ nm) радиус и ширина кольцевой структуры меняются существенно меньше (рис. 5, b). Изначально ее радиус и ширина составляют 47 и 87 μm соответственно. На расстоянии $z = 1$ cm ширина кольца w за счет самофокусировки уменьшается до значения 20 μm . Пиковое значение флюенса при этом составляет около 0.01 J/cm². При дальнейшем распространении кольцо размывается (увеличивается его ширина), но одновременно уменьшается в диаметре к расстоянию $z = 3$ cm примерно в 1.5 раза. При этом максимальный флюенс практически не меняется. С этого момента и вплоть до конца распространения трубчатая структура излучения с относительно небольшой плотностью энергии расплывается, увеличивая размеры кольца в поперечном сечении пучка.

Динамика частотного спектра излучения

Частотный спектр излучения в зависимости от расстояния вдоль направления распространения представлен на рис. 7. Спектр оптического вихря в среде с нормальной ДГС незначительно уширяется и остается таким на протяжении всей трассы. Это уширение связано с фазовой самомодуляцией в условиях керровской нелинейности при отсутствии плазмы (рис. 7, b). При аномальной ДГС наличие высоких интенсивностей и резких фронтов импульса способствует тому, что спектр оптического вихря становится на порядок шире. Плавное уширение спектра на начальном этапе распространения до $z = 1$ cm резко обостряется в окрестности

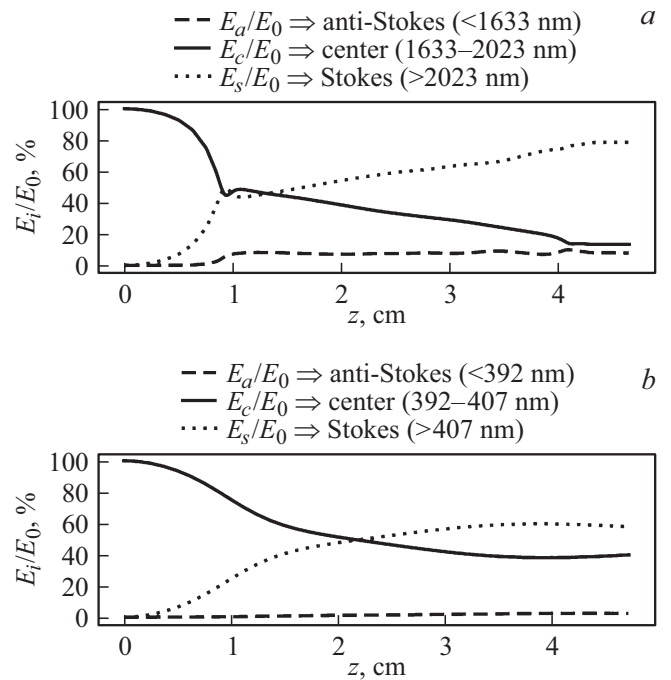


Рис. 8. Трансформация энергии из центральной спектральной области (сплошная кривая) в стоксову (точечная кривая) и антистоксову (штриховая кривая) для оптических вихрей, распространяющихся в области аномальной (a) и нормальной (b) ДГС.

первого нелинейного фокуса (рис. 7, a). Хотя уширение спектра происходит преимущественно в стоксову область, в фокусе можно наблюдать и достаточно сильное уширение в коротковолновой области. Возникновение антистоксовых компонент сопровождается увеличением крутизны заднего фронта импульса в процессе сильной самофокусировки.

Количественная эволюция частотных спектров вихрей представлена на рис. 8. Оценивалась энергия, перетекающая из центральной области (E_c) в стоксову (E_s) и антистоксову (E_a) части. Центральной областью называется диапазон частот $\omega_0 \pm 1.5\Delta\omega$, где $\Delta\omega$ — спектральная полуширина импульса по уровню e^{-1} . Для оптического вихря на длине волны $\lambda_0 = 1800$ nm центральная область занимала промежуток 1633–2023 nm, а для вихря на длине волны $\lambda_0 = 400$ nm — промежуток 392–407 nm. Спектральные области с меньшими длинами волн условно были названы антистоксовыми, а с большими — стоксовыми.

На рис. 8, b видно, что в случае нормальной ДГС на протяжении всей дистанции распространения доля энергии в антистоксовой части близка к нулю, что объясняется отсутствием крутых фронтов импульса в силу „мягкого“ характера самофокусировки в безыонизационном режиме. Энергия в центральной области монотонно уменьшается, а в стоксовой растет, составляя соответственно около 40% и 60% к концу трассы.

Более сложный характер имеет частотная трансформация энергии при распространении оптического вихря в области аномальной ДГС на рис. 8, а. Быстрое уменьшение энергии в центральной области и ее рост в стоксовой и антистоксовой областях происходит уже на расстоянии около $z = 0.9$ см при первичной самофокусировке. В плоскости первого нелинейного фокуса доли энергии в центральной и стоксовой областях равны и составляют чуть менее 50%. Дальнейшее распространение импульса сопровождается почти линейным убыванием энергии в центральной области и возрастанием в стоксовой вплоть до следующего нелинейного фокуса в окрестности $z = 4$ см. В этом месте доля энергии в антистоксовой области испытывает скачок из-за укручения фронтов импульса и доходит приблизительно до 10%, в то время как значение энергии в стоксовой области изменяется незначительно.

Выводы

Характер дисперсии групповой скорости существенно влияет на самовоздействие в плавленом кварце фемтосекундного излучения кольцевого пучка с винтовой дислокацией фазы.

При аномальной ДГС на длине волны $\lambda_0 = 1800$ nm (в отличие от случая нормальной дисперсии) совместная самофокусировка в пространстве и самокомпрессия во времени волнового пакета при пятикратном превышении пиковой мощности над критической приводит к формированию нескольких нелинейных фокусов с кольцевой структурой. В наиболее сильном фокусе радиус кольца сокращается до 9–10 μm , его ширина составляет несколько единиц микрометров, длительность импульса не превышает 10 fs, пиковая интенсивность достигает $5 \cdot 10^{13}$ W/cm², а флюенс — 0.2 J/cm². Частотная трансформация энергии в процессе распространения оптического вихря в области аномальной ДГС сопровождается уменьшением доли энергии в центральной спектральной области. Около 80% энергии перетекает в стоксову область и существенно меньше в антистоксову (до 10%).

Работа выполнена за счет гранта РФФИ (проект № 18-02-00624) с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова.

Список литературы

- [1] Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. // Квант. электрон. 2009. Т. 39. № 3. С. 205–228; Kandidov V.P., Shlenov S.A., Kosareva O.G. // Quant. Electron. 2009. V. 39. N 3. P. 205–228. doi 10.1070/QE2009v039n03ABEH013916
- [2] Couairon A., Mysyrowicz A. // Phys. Rep. 2007. V. 441. N 47. P. 47–190. doi 10.1016/j.physrep.2006.12.005
- [3] Kolesik M., Katona G., Moloney J.V., Wright E.M. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. N 4. P. 043905. doi 10.1103/PhysRevLett.91.043905
- [4] Balakin A.A., Litvak A.G., Mironov V.A., Skobelev S.A. // Phys. Rev. A. 2009. V. 80. P. 063807. doi 10.1103/PhysRevA.80.063807
- [5] Сметанина Е.О., Компанец В.О., Чекалин С.В., Кандидов В.П. // Квант. электрон. 2012. Т. 42. № 10. С. 913–919; Smetanina E.O., Kompanetz V.O., Chekalin S.V., Kandidov V.P. // Quant. Electron. 2012. V. 42. N 10. P. 913–919. doi 10.1070/QE2012v042n10ABEH014895
- [6] Moll K.D., Gaeta A.I. // Opt. Lett. 2004. V. 29. N 9. P. 995–997. doi 10.1364/OL.29.000995
- [7] Berge L., Skupin S. // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. P. 065601. doi 10.1103/PhysRevE.71.065601
- [8] Chekalin S.V., Dokukina A.E., Dormidonov A.E., Kompanets V.O., Smetanina E.O., Kandidov V.P. // J. Phys. B: Atomic, Molecular and Optical Physics. 2015. V. 48. N 9. doi 10.1088/0953-4075/48/9/094008
- [9] Minardi S., Gopal A., Couiaron A., Tamosauskas G., Pekarskas R., Dubietis A., Trapani P. // Opt. Lett. 2009. V. 34. N 19. P. 3020–3022. doi 10.1364/ol.34.003020
- [10] Desyatnikov A.S., Buccoliero D., Dennis M.R., Kivshar Y.S. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 104. N 5. P. 053902. doi 10.1103/PhysRevLett.104.053902
- [11] Kruglov V.I., Logvin Yu.A., Volkov V.M. // J. Modern Optics. 1992. V. 39. N 11. P. 2277. doi 10.1080/09500349214552301
- [12] Vuong L.T., Grow T.D., Ishaaya A., Gaeta A.L., Hooft G.W., Eliel E.R., Fibich G. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 133901. doi 10.1103/PhysRevLett.96.133901
- [13] Bigelow M.S., Zerom P., Boyd R.W. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. N 8. P. 083902–4. doi 10.1103/PhysRevLett.92.083902
- [14] Vincotte A., Berge L. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 193901. doi 10.1103/PhysRevLett.95.193901
- [15] Fisher M., Siders C., Johnson E., Andrusyak O., Brown C., Richardson M. // Proc. SPIE. 2006. V. 6219. P. 621907. doi 10.1117/12.663824
- [16] Власов Р.А., Волков В.М., Дедков Д.Ю. // Квант. электрон. 2013. Т. 43. № 2. С. 157–161; Vlasov R.A., Volkov V.M., Dedkov D.Yu. // Quant. Electron. 2013. V. 43. P. 157–161. doi 10.1070/QE2013v043n02ABEH015011
- [17] Neshev D.N., Dreischuh A., Maleshkov G., Samoc M., Kivshar Y.S. // Optics Express. 2010. V. 18. P. 18368–18373. doi 10.1364/OE.18.018368
- [18] Hansing P., Maleshkov G., Garanovich L., Skryabin D.V., Neshev D.N. // J. Optical Society of America B. 2016. V. 33. N 4. P. 681–690. doi 10.1364/JOSAB.33.000681
- [19] Васильев Е.В., Шленов С.А. // Квант. электрон. 2016. Т. 46. № 11. С. 1002–1008; Vasil'ev E.V., Shlenov S.A. // Quant. Electron. 2016. V. 46. N 11. P. 1002–1008. doi 10.1070/QEL16190
- [20] Brabec T., Krausz F. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 3282. doi 10.1103/PhysRevLett.78.3282
- [21] Malitson I.H. // J. Optical Society of America. 1965. V. 55. P. 1205. doi 10.1364/JOSA.55.001205
- [22] Milam D. // Appl. Opt. 1998. V. 37. P. 546. doi 10.1364/AO.37.000546
- [23] Blow K.J., Wood D. // IEEE J. Quant. Electron. 1989. V. 25. N 12. P. 2665–2673. doi 10.1109/3.40655

- [24] *Couairon A., Sudrie L., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A.* // *Phys. Rev. B.* 2005. V. 71. P. 125435. doi 10.1103/PhysRevB.71.125435
- [25] *Lenzner M., Kruger J., Sartania S., Cheng Z., Spielmann Ch., Mourou G., Kautek W., Krausz F.* // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 80. P. 4076. doi 10.1103/PhysRevLett.80.4076
- [26] *Келдыш Л.В.* // *ЖЭТФ.* 1965. Т. 20. № 5. С. 1307–1314; *Keldysh L.V.* // *JETP.* 1965. V. 20. N 5. P. 1307–1314.
- [27] *Audebert P., Daguzan Ph., Dos Santos A., Gauthier J.C., Geindre J.P., Guizard S., Hamoniaux G., Krastev K., Martin P., Petite G., Antonetti A.* // *Phys. Rev. Lett.* 1994. V. 73. P. 1990. doi 10.1103/PhysRevLett.73.1990
- [28] *Chiao R.Y., Garmire E., Townes C.H.* // *Phys. Rev. Lett.* 1964. V. 13. P. 479. doi 10.1103/PhysRevLett.13.479