

УДК 535.530.182

## ФОРМИРОВАНИЕ КОЛЬЦЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЛЬ В ВИХРЕВОМ ПУЧКЕ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2019 г. Е. В. Васильев<sup>1, \*</sup>, В. П. Кандидов<sup>1, 2</sup>, В. О. Компанец<sup>1</sup>, С. В. Чекалин<sup>1</sup>, С. А. Шленов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт спектроскопии  
Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет  
и Международный учебно-научный лазерный центр, Москва, Россия

\*E-mail: [vasilev.evgeniy@physics.msu.ru](mailto:vasilev.evgeniy@physics.msu.ru)

Поступила в редакцию 20.06.2019 г.

После доработки 20.07.2019 г.

Принята к публикации 27.08.2019 г.

Рассмотрено формирование кольцевых световых пуль при филаментации фемтосекундных оптических вихрей в кристалле LiF в условиях аномальной дисперсии групповой скорости, описаны особенности пространственно-временной динамики импульсов, приведены количественные оценки параметров световых пуль. Проанализирован механизм формирования световой пули в первом нелинейном фокусе, рассмотрены модели стационарного оптического вихря и щелевого пучка.

DOI: 10.1134/S0367676519120299

### ВВЕДЕНИЕ

Фемтосекундная филаментация лазерного излучения представляет собой динамическую локализацию светового поля с высокой плотностью мощности, которая поддерживается на значительном пространственном интервале в результате динамического баланса керровской самофокусировки и дефокусировки в наведенной лазерной плазме [1]. На филаментацию фемтосекундного излучения существенное влияние оказывает дисперсия групповой скорости импульса (ДГС). В случае нормальной ДГС происходит распад импульса на субимпульсы, которые разбегаются при распространении. При аномальной ДГС происходит самокомпрессия излучения во времени, что ведет к формированию т.н. “световых пуль” — волновых пакетов, экстремально сжатых в пространстве и времени [2–4]. Согласно автокорреляционным измерениям [5–7], длительность световых пуль в плавленом кварце при филаментации гауссовского импульса на длине волны 1800 нм составляет около 12 фс, что соответствует двум оптическим осцилляциям. При этом пиковая интенсивность превышает  $10^{13}$  Вт · см<sup>-2</sup>. Световые пули являются устойчивым образованием [8, 9] со средней длиной пробега в диэлектриках в несколько сотен микрон. Влияние ДГС на многократный коллапс гауссовского импульса в образце стекла ВК7 при мощности, превышавшей критическую мощность самофокусировки, впервые исследовано в [10].

Большинство исследований формирования световых пуль выполнено для фемтосекундного излучения гауссовского пучка. Вместе с тем к световым пулям относят и локализацию светового поля при распространении пучков сложного пространственного профиля, например, эйри-бесселевых пучков в линейном режиме [11].

В контексте исследования формирования и динамики световых пуль представляет интерес фемтосекундное излучение кольцевых пучков с винтовым фазовым фронтом — оптических вихрей с сингулярностью на оптической оси. Известно, что фазовая сингулярность увеличивает критическую мощность самофокусировки [12]. В частности, вихревой пучок с топологическим зарядом  $m = 1$  имеет критическую мощность  $P_V^{(1)} = 4P_G$ , где  $P_G$  — критическая мощность самофокусировки гауссовского пучка. При мощности, многократно превышающей  $P_V^{(m)}$ , самофокусировка вихревых пучков приводит к распаду на множество горячих точек вследствие модуляционной неустойчивости [13]. Исследование стабильности высокоинтенсивного кольца при самовоздействии в вихревых пучках является актуальной проблемой. В [14] продемонстрирована возможность использования пучков с сингулярностью фазы для задержки старта множественной филаментации. Устойчивость появляющегося филемента в вихревом пучке исследована в [15]. В [16] показывается, что расстояние до распада вихревого пучка на горячие точки может превышать дистанцию нелинейной фокусировки, в связи с чем

возможно использование осесимметричного приближения при численном исследовании самовоздействия оптических вихрей фемтосекундной длительности на начальном этапе формирования и распространения световых пуль.

Изучение распространения вихревых пучков в условиях аномальной дисперсии групповой скорости в плавленом кварце проведено в работах [17, 18]. В них исследована пространственно-временная динамика формирования кольцевых световых пуль, оценены характерные пространственные размеры и длительности. Проанализирована возникающая многофокусная структура излучения, флюенс и частотные спектры импульса. Приведены количественные оценки трансформации энергии в стоксову и антистоксову спектральные области широкополосного суперконтинуума.

С экспериментальной точки зрения интерес представляют кристаллы LiF, т. к. образование в них под действием лазерного излучения центров окраски с интенсивной люминесценцией позволяет записывать плазменные каналы филаментов, в том числе в режиме одиночного импульса, и в дальнейшем анализировать их параметры с использованием микроскопа и подсветки в синей области спектра [19].

Данная работа посвящена изучению формирования кольцевых световых пуль в условиях аномальной ДГС в LiF, а также анализу механизмов влияния ДГС. Детально рассмотрены образование первого нелинейного фокуса, факторы, определяющие насыщение интенсивности.

### 1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Численное моделирование самовоздействия вихревого пучка фемтосекундного излучения производилось на основе модели медленно меняющейся волны [20] путем решения самосогласованной системы уравнений относительно комплексной амплитуды  $A(r, t, z)$  вихревого светового поля  $A(r, t, z) \exp(im\phi)$  и концентрации электронов плазмы  $N_e(r, t)$ . В осесимметричном приближении оператор дифракции явно зависит от топологического заряда  $m$ , и математическая модель самовоздействия фемтосекундного оптического вихря имеет вид:

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

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

Уравнение (1) описывает дифракцию, дисперсию, керровскую и плазменную нелинейности, обратное тормозное поглощение, линейное и нелинейное поглощения светового поля. Оператор волновой нестационарности

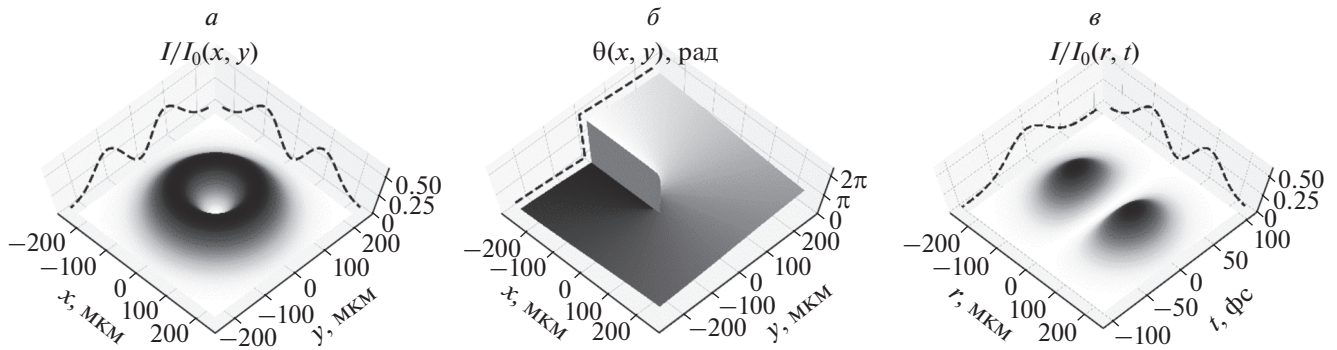
$$\hat{T} = 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \quad (3)$$

позволяет рассматривать импульсы длительностью вплоть до одной оптической осцилляции и воспроизводить эффекты самоукручения волнового фронта импульса при самовоздействии. Дисперсия импульса, описываемая оператором  $\hat{D}$ , учитывается в спектральном пространстве по формуле Селлмейера [21]. Керровская нелинейность, соответствующая приращению показателя преломления  $\Delta n_k$ , включает как мгновенную электронную компоненту, так и инерционный вклад ВКР на вращательных переходах, учитываемый с весовым множителем  $g = 0.18$  [22]. Величина  $\Delta n_{pl}$  описывает изменение показателя преломления, вызванное плазменной нелинейностью. Коэффициент обратного тормозного поглощения  $\sigma$  учитывает частоту упругих электрон-ионных столкновений  $v_{ei} = 10^{14} \text{ c}^{-1}$  [23]. Нелинейное поглощение  $\alpha$  зависит от порядка многофотонности  $K = \langle U_i / \hbar \omega_0 + 1 \rangle$ , где  $U_i$  – потенциал ионизации. Заметим, что для LiF потенциал  $U_i = 13.6$  эВ, и на длине волны  $\lambda_0 = 1800$  нм порядок многофотонности  $K = 20$ . Линейное поглощение в кристалле LiF считается малым. Кинетическое уравнение для концентрации электронов плазмы включает члены, ответственные за полевою и лавинную ионизацию, а также рекомбинацию электронов. Скорость полевой ионизации  $R(I)$  рассчитывается в рамках модели Келдыша [24]. Скорость лавинной ионизации  $v_i$  зависит от интенсивности излучения. Рекомбинация в плазме считается пропорциональной концентрации электронов  $N_e$  с постоянным коэффициентом  $\beta \sim 10^{12} \text{ c}^{-1}$  [25].

На входе в нелинейную среду ( $z = 0$ ) комплексная амплитуда светового поля в оптическом вихре фемтосекундной длительности описывается выражением:

$$A^{(m)}(r, t) = A_0 \left( \frac{r}{r_0} \right)^m \exp \left\{ -\frac{r^2}{2r_0^2} \right\} \exp \left\{ -\frac{t^2}{2t_0^2} \right\} \exp \{ im\phi \}, \quad (4)$$

где  $m = 1$  – топологический заряд,  $\phi(x, y) = \arctg(x, y)$ . Выражение (4) представляет собой кольцевое распределение амплитуды с характерным масштабом  $r_0$  в плоскости поперечного сечения пучка с гауссовой формой длительностью  $t_0$  ( $HWe^{-1}M$ ) по времени (рис. 1). Вихревая фаза пуч-



**Рис. 1.** Пространственное распределение интенсивности (а) и фазы (б), а также пространственно-временное распределение интенсивности (в) вихревого пучка (4) на входе в среду. Штриховыми линиями показаны проекции максимальных значений распределений вдоль соответствующих осей.

ка, описываемая комплексной экспонентной, создает сингулярность на оптической оси, что проявляется в интерференционном “отталкивании” от нее светового поля. Пиковая интенсивность в импульсе  $I_{max} = 0.36I_0$ , где  $I_0 = cn_0\epsilon_0|A_0|^2/2$ . Пиковая мощность  $P_0^m$  оптического вихря с топологическим зарядом  $m$  выражается через гамма-функцию  $\Gamma$  следующим образом:

$$P_0^{(m)} = \int_0^{+\infty} I^{(m)}(r) 2\pi r dr = \Gamma(m+1) \pi r_0^2 I_0, \quad (5)$$

где  $I^{(m)}(r)$  – радиальный профиль интенсивности. Для топологического заряда  $m = 1$  пиковая мощность  $P_0^{(1)} = \pi r_0^2 I_0$ , что совпадает с мощностью гауссовского 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,  $n_2$  – коэффициент нелинейности [26].

В работе исследовано распространение оптического вихря на длине волны  $\lambda_0 = 1800$  нм, что соответствует области аномальной ДГС. Рассматривался фемтосекундный вихрь длительностью  $t_0 = 40$  фс (HWe-1M) с пространственным масштабом  $r_0 = 92$  мкм. В этом случае при значении в кристалле LiF дисперсионного параметра  $k_2 = \partial^2 k / \partial \omega^2|_{\omega=\omega_0} - 39.2$  фс<sup>2</sup> · мм<sup>-1</sup> дисперсионная длина  $z_{disp} = t_0^2/k_2$  и дифракционная длина  $z_{diff} = k_0 r_0^2$  излучения (4) одинаковы и равны 4 см. Безразмерный параметр керровской нелинейности

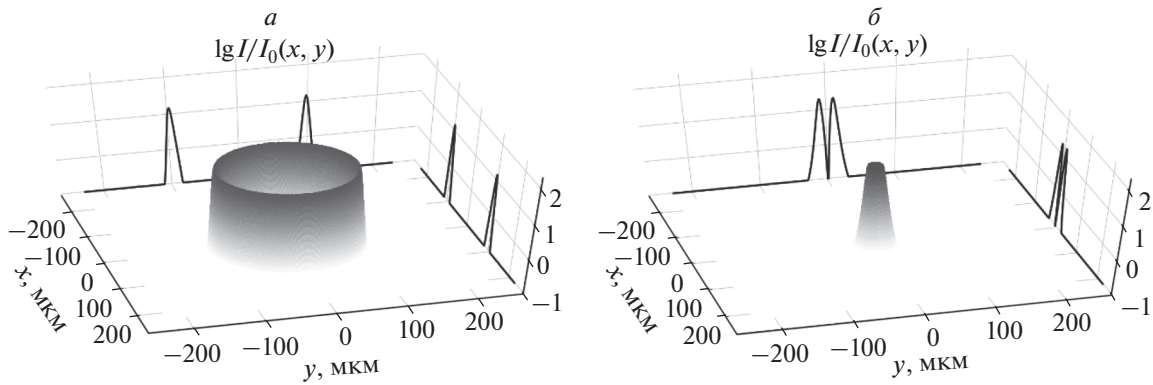
$$R_{kerr} = \frac{2k_0}{n_0} n_2 I_0 z_{diff} \quad (6)$$

составлял  $R_{kerr} = 75.4$ . Превышение над критической мощностью было выбрано  $P_0 = 5P_V^{(1)}$ , что соответствует энергии импульса  $W_0 = 50$  мкДж и пиковой интенсивности  $I_{max} = 9.74 \cdot 10^{11}$  Вт · см<sup>-2</sup>.

## 2. ДИНАМИКА КОЛЬЦЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЛЬ

Рассматриваемый фемтосекундный оптический вихрь (4) на входе в нелинейную среду в каждом временном слое имеет нулевую интенсивность на оптической оси (рис. 1а). В связи с наличием фазовой сингулярности нулевое значение интенсивности сохраняется при самовоздействии вихря в среде. В начале распространения ширина исходного кольца в плоскости поперечного сечения начинает уменьшаться под влиянием керровской нелинейности. Самосжатие в кольцевом профиле оптического вихря дополняется его самокомпрессией во времени, что приводит к лавинообразному увеличению пиковой интенсивности и формированию первого нелинейного фокуса на расстоянии  $z = 0.8$  см. Указанная пространственно-временная структура является кольцевой световой пулей, поскольку представляет собой результат одновременного нелинейного самосжатия как в пространстве, так и во времени. На рис. 2б изображено пространственное распределение интенсивности в световой пуле на временном слое импульса с максимальной интенсивностью, которая достигает  $4 \cdot 10^{13}$  Вт · см<sup>-2</sup>. Длительность световой пули по уровню  $0.5I_{max}$  составляет около 10 фс, что соответствует 1.5 оптическим осцилляциям, ширина  $\delta$  ее кольцевого распределения интенсивности по уровню 0.5 – около 10 мкм.

В отличие от гауссовых пучков, дальнейшему повышению интенсивности при филаментации препятствует не дефокусировка в лазерной плаз-



**Рис. 2.** Пространственные распределения интенсивности во временном слое с максимальной интенсивностью фемтосекундного оптического вихря с топологическим зарядом  $m = 1$  на центральной длине волны  $\lambda_0 = 1800$  нм в кристалле LiF на расстояниях  $z = 0.8$  см (а) и 2.6 см (б) вдоль направления распространения излучения, соответствующих формированию кольцевых световых пуль. Распределение интенсивности представлено в полулогарифмическом масштабе, где  $I_0 = 2.65 \cdot 10^{12}$  Вт  $\cdot$  см $^{-2}$ .

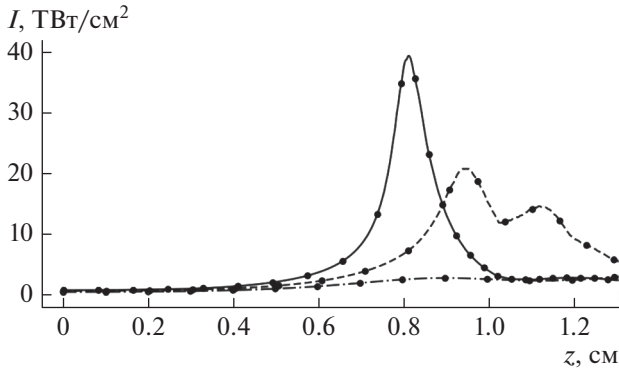
ме, концентрация которой пренебрежимо мала, а линейная дифракция узкой кольцевой структуры (см. раздел 4). В результате дифракции узкого кольцевого пучка значительная часть энергии излучения после первого фокуса перетекает по направлению к оптической оси, а остальная уходит на периферию. Перенос энергии излучения в плоскости поперечного сечения по направлению к оптической оси при наличии фазовой сингулярности останавливается вследствие деструктивной интерференции, и из кольцевого профиля не формируется унимодальное пространственное распределение с максимумом интенсивности на оси. На расстоянии  $z = 2.5$  см в результате совместного действия самосжатия кольцевого профиля и временной самокомпрессии импульса формируется вторая световая пуля кольцевого профиля (рис. 2б). Пиковая интенсивность в ней достигает значения  $5.5 \cdot 10^{13}$  Вт  $\cdot$  см $^{-2}$ , длительность, как и у первой световой пули, не более 10 фс, а радиус кольцевого распределения интенсивности сокращается до 10 мкм, его ширина  $\delta$  по уровню  $0.5I_{max}$  – менее 10 мкм. Энергия  $W_{LB}$  высокой плотности мощности, которую переносит световая пуля, составляет  $\sim 1.3$  мкДж (2.5% от начальной энергии импульса). В дальнейшем кольцевая световая пуля расплывается как во времени, так и в пространстве.

### 3. ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСИИ НА ФОРМИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО ФОКУСА

Более детальное рассмотрение механизмов формирования первой кольцевой световой пули при самовоздействии оптического вихря фемтосекундной длительности (4) включает анализ влия-

ния дисперсии. В начале распространения оптического вихря совместное самосжатие кольцевого профиля и временная самокомпрессия при аномальной ДГС, вызванные керровской нелинейностью, приводят к формированию первого нелинейного фокуса. В этом процессе существенную роль играет аномальный характер ДГС и ее величина, характеризуемая дисперсионным параметром  $k_2$ .

Для анализа влияния ДГС на формирование первого нелинейного фокуса в оптическом вихре рассмотрим импульсы фемтосекундного излучения для следующих длин волн:  $\lambda_0 = 1800$  нм, для которой параметр  $k_2 = -39.2$  фс $^2 \cdot$  мм $^{-1}$ ;  $\lambda_0 = 1557$  нм, для которой дисперсионный параметр вдвое меньше –  $k_2 = -19.6$  фс $^2 \cdot$  мм $^{-1}$ , и для волны  $\lambda_0 = 1235$  нм, соответствующей нулевой ДГС с  $k_2 = 0$  фс $^2 \cdot$  мм $^{-1}$ . Для каждого из рассматриваемых вихрей выберем характерный пространственный размер  $r_0$  такой, чтобы дифракционная длина была одинаковой и составляла  $z_{diff} = 4$  см, при этом длительность импульса сохраним везде одинаковой и равной  $t_0 = 40$  фс. Превышение пиковой мощности  $P_0$  над критической мощностью  $P_V^{(1)}$  для всех вихрей было равно 5. На рис. 3 представлено изменение с расстоянием пиковой интенсивности в оптическом вихре при самовоздействии в кристалле LiF на перечисленных длинах волн. Видно, что при более сильной аномальной ДГС (сплошная кривая) в начале распространения на расстоянии около 0.8 см формируется нелинейный фокус с пиковой интенсивностью до  $4 \cdot 10^{13}$  Вт  $\cdot$  см $^{-2}$ . Тогда как при аномальной ДГС с меньшим параметром  $k_2$  (штриховая кривая) пи-

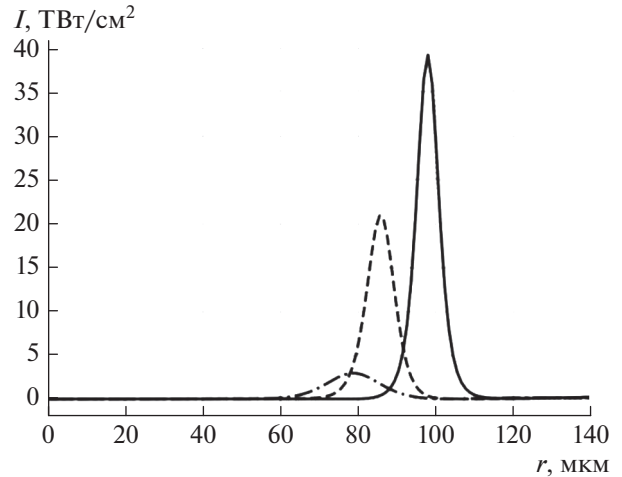


**Рис. 3.** Зависимость пиковой интенсивности от расстояния  $z$  вдоль направления распространения оптических вихрей вблизи первого нелинейного фокуса при самовоздействии в кристалле LiF в условиях аномальной ДГС на длине волны  $\lambda_0 = 1800$  нм (дисперсионный параметр  $k_2 = -39.2$  фс<sup>2</sup> · мм<sup>-1</sup>, сплошная кривая), 1235 нм ( $k_2 = -19.6$  фс<sup>2</sup> · мм<sup>-1</sup>, штриховая кривая) и 1235 нм ( $k_2 = 0$ , штрих-пунктирная кривая). Точками показаны результаты расчетов в рамках моделей без плазмы для соответствующих длин волн.

ковая интенсивность примерно в 2 раза меньше, нелинейный фокус формируется на большем расстоянии  $z = 0.95$  см. Вторым максимумом интенсивности в случае меньшей ДГС на расстоянии 1.12 см соответствует второму нелинейному фокусу, который последовал практически сразу после первого. Нулевая дисперсия групповой скорости (штрих-пунктирная кривая) приводит к отсутствию самокомпрессии импульса при самовоздействии в среде. Пиковая интенсивность не достигает высоких значений, энергия достаточно быстро начинает перетекать к оптической оси.

На рис. 4 приведены радиальные профили интенсивности в первом нелинейном фокусе для рассматриваемых длин волн. Ширина кольца  $\delta$  уменьшается с увеличением длины волны и, соответственно, вклада аномальной ДГС в формирование световой пули:  $\delta|_{1235\text{ нм}} = 16$  мкм,  $\delta|_{1557\text{ нм}} = 8$  мкм и  $\delta|_{1800\text{ нм}} = 6$  мкм. Для тонкого кольца световой пули на длине волны  $\lambda_0 = 1800$  нм дифракционная расходимость проявляется сильнее, что частично компенсирует более сильную компрессию излучения во времени.

Наглядно роль аномальной ДГС в формировании первого нелинейного фокуса при распространении оптического вихря в кристалле LiF можно проиллюстрировать результатами, полученными в рамках стационарной модели распространения излучения, которая включает в себя только дифракцию и мгновенную керровскую не-



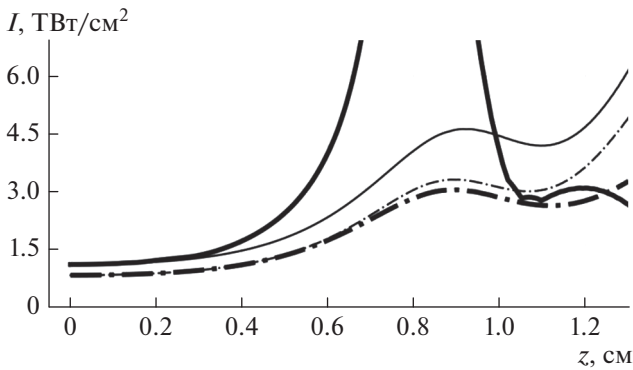
**Рис. 4.** Радиальный профиль интенсивности в первом нелинейном фокусе при самовоздействии оптических вихрей в условиях сильно аномальной ДГС ( $\lambda_0 = 1800$  нм, сплошная кривая), слабо аномальной ДГС ( $\lambda_0 = 1557$  нм, штриховая кривая) и нулевой ДГС ( $\lambda_0 = 1235$  нм штрих-пунктирная кривая). Профиль построены для временного слоя с максимальной интенсивностью.

линейность и, соответственно, не учитывает дисперсионные эффекты:

$$2ik_0 \frac{\partial A(r, z)}{\partial z} = \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{m^2}{r^2} \right) A(r, z) + \frac{2k_0^2}{n_0} n_2 I(r, z) A(r, z). \quad (6)$$

Рассмотрим вихревой пучок при  $m = 1$  с начальным распределением амплитуды поля  $A(r, 0)$  (4) при  $t = 0$ , мощность которого  $P_0$ , как и при динамической постановке задачи (1–4), в 5 раз превышает критическую мощность самофокусировки оптического вихря  $P_V^{(1)}$ . Изменение интенсивности с расстоянием при стационарном самовоздействии оптического вихря на длине волны 1800 нм представлено на рис. 5 сплошной тонкой кривой. Видно, что максимум интенсивности значительно меньше, чем в случае динамического вихря фемтосекундной длительности (сплошная толстая кривая). Это объясняется отсутствием компрессии излучения во времени, которая вносит существенный вклад в формирование нелинейного фокуса при аномальной ДГС.

В оптическом вихре на длине волны 1235 нм при нулевой ДГС результаты для стационарной (тонкая штрих-пунктирная кривая) и динамической моделей (толстая штрих-пунктирная кривая) близки, поскольку ДГС отсутствует и в том, и в другом случае.



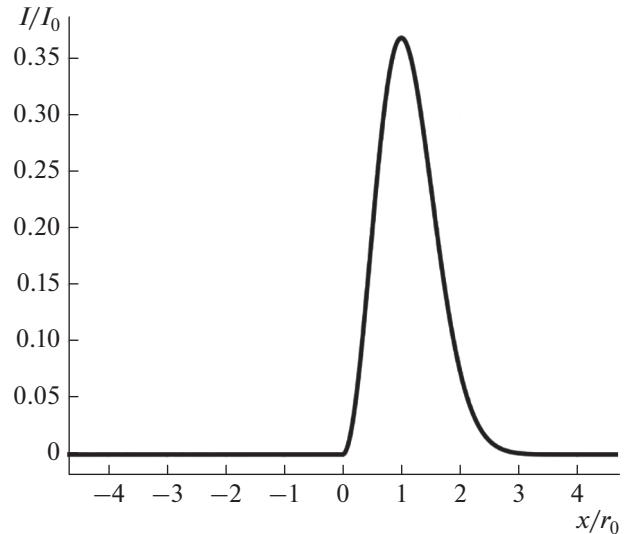
**Рис. 5.** Зависимости пиковой интенсивности от расстояния, рассчитанные для динамической модели фемтосекундного вихря (толстые кривые) и стационарной модели вихревого пучка (тонкие кривые) на центральной длине волны  $\lambda_0 = 1800$  нм (сплошные кривые), и  $\lambda_0 = 1235$  нм (штрих-пунктирные кривые).

#### 4. НАСЫЩЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ В ПЕРВОМ ФОКУСЕ

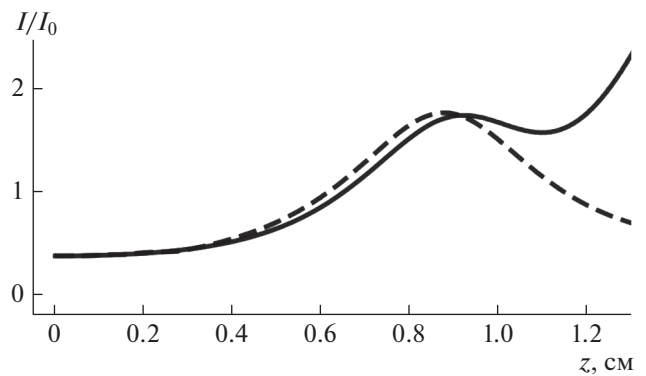
При формировании световых пучков в гауссовых пучках коллапсирующий рост интенсивности ограничивается дефокусировкой в наведенной лазерной плазме, концентрация носителей в которой составляет  $10^{-3} - 10^{-5} N_0$ , где  $N_0$  – концентрация нейтралов [1]. При образовании первой кольцевой пули в кристалле LiF пиковая концентрация электронов не превышает значения  $10^{-7} N_0$  и вклад плазменной дефокусировки в ограничение роста интенсивности пренебрежимо мал. Это подтверждают результаты численного моделирования самовоздействия оптического вихря в предположении отсутствия генерации лазерной плазмы, т.е. при  $\Delta n_{pl} = 0$  в уравнении (1). Отклонение пиковой интенсивности, рассчитанной в отсутствие лазерной плазмы, от получаемой при полной постановке задачи (1)–(3) не превышает 1% и на графиках зависимости  $I(z)$ , представленных на рис. 3, эти различия не видны. Полученный результат позволяет сделать предположение об определяющем вкладе дифракционной расходимости в насыщение интенсивности при формировании первого фокуса.

Для анализа роли дифракции в формировании первого фокуса при самовоздействии оптического вихря фемтосекундной длительности рассмотрим модель “щелевого” пучка, у которого распределение амплитуды поля  $A(x, z)$  зависит только от одной пространственной координаты  $x$  в плоскости, перпендикулярной направлению распространения. Стационарная самофокусировка такого щелевого пучка описывается уравнением:

$$2ik_0 \frac{\partial A(x, z)}{\partial z} = \frac{\partial^2 A(x, z)}{\partial x^2} + \frac{2k_0^2}{n_0} n_2 I(x, z) A(x, z). \quad (7)$$



**Рис. 6.** Профиль интенсивности щелевого пучка, являющегося радиальным сечением кольцевого вихря (4) при  $t = 0$  и  $m = 1$ .



**Рис. 7.** Зависимость пиковой интенсивности вблизи первого нелинейного фокуса от расстояния  $z$  вдоль направления распространения излучения при стационарном самовоздействии оптического вихря в кристалле LiF на длине волны 1800 нм (сплошная кривая). Штриховой кривой показана пиковая интенсивность щелевого пучка, начальным условием для которого является радиальное сечение указанного оптического вихря при  $z = 0$ .

Начальное распределение  $A(x, 0)$  совпадает с профилем радиального сечения кольцевого пучка (4) при  $t = 0$  и  $\varphi = 0$  (рис. 6). При этом погонная мощность щелевого пучка равна мощности кольцевого, приходящейся на единицу длины дуги окружности. В обеих моделях (6) и (7) расчеты производились при одинаковом безразмерном параметре керровской нелинейности  $R_{kerr} = 75.4$ .

На рис. 7 приведена кривая изменения пиковой интенсивности с расстоянием для модели щелевого пучка. Как и в случае стационарного оптического вихря, максимальная пиковая ин-

тенсивность достигается на расстоянии приблизительно 0.9 см и не превышает значения  $2I_0$ . Видно, что кривые для стационарного вихря и щелевого пучка близки и, следовательно, самовоздействие в рассмотренных пучках при выбранном одинаковом параметре керровской нелинейности  $R_{kerr}$  не зависит от фазовой сингулярности. Аналогичный характер зависимостей имеет место и для других рассмотренных длин волн 1235 и 1557 нм. Указанный характер зависимостей позволяет сделать вывод об определяющей роли дифракции в ограничении роста интенсивности в первом нелинейном фокусе в кристалле LiF. Таким образом, в первой световой пуле насыщение интенсивности происходит в результате баланса керровского самосжатия и дифракционной расходимости ее кольцевого профиля.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Распространение фемтосекундного оптического вихря с топологическим зарядом  $m = 1$  в кристалле LiF на центральной длине волны  $\lambda_0 = 1800$  нм, которая лежит в области аномальной ДГС, сопровождается формированием последовательности кольцевых световых пульс радиусом до 10 мкм, длительностью около 10 фс и максимальной пиковой интенсивностью  $5.5 \cdot 10^{13}$  Вт · см<sup>-2</sup>. В формировании световых пульс важную роль играет аномальный характер ДГС, которая влияет на самокомпрессию во времени оптического вихря при самовоздействии. Уменьшению ширины кольцевого профиля световой пули и увеличению пиковой интенсивности в ней способствует совместное воздействие пространственного самосжатия кольцевого профиля при самофокусировке и самокомпрессия оптического вихря во времени при аномальной ДГС.

Ограничение интенсивности в световой пуле в первом нелинейном фокусе наступает не из-за нелинейности плазмы, концентрация которой пренебрежимо мала, а из-за дифракции элементов дуги сфокусированного кольца, которая проявляется тем сильнее, чем меньше ширина кольца. Формирование первой световой пули на длине волны, близкой к нулевой аномальной ДГС, можно рассматривать в рамках модели стационарной самофокусировки щелевого пучка, соответствующего элементу дуги кольцевого распределения интенсивности в оптическом вихре.

Работа выполнена в ИСАН при поддержке РНФ (грант № 18-12-00422) и в МГУ им. М.В. Ломоносова при поддержке РФФИ (грант № 18-02-00624).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г.* // Квант. электрон. 2009. Т. 39. № 3. С. 205; *Kandidov V.P., Shlenov S.A., Kosareva O.G.* // Quant. Electron. 2009. V. 39. № 3. P. 205.
2. *Silberberg Y.* // Opt. Lett. 1990. V.15. P. 1282.
3. *Berge L., Skupin S.* // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. Art. № 065601.
4. *Chekalin S.V., Dokukina A.E., Dormidonov A.E. et al.* // J. Phys. B. 2015. V. 48. № 9. Art. № 094008.
5. *Чекалин С.В., Компанец В.О., Сметанина Е.О., Кандидов В.П.* // Квант. электрон. 2013. Т. 43. № 4. С. 326; *Chekalin S.V., Kompanets V.O., Smetanina E.O., Kandidov V.P.* // Quant. Electron. 2013. V. 43. № 4. P. 326.
6. *Smetanina E.O., Kompanets V.O., Dormidonov A.E. et al.* // Laser Phys. Lett. 2013. V. 10. Art. № 105401.
7. *Chekalin S.V., Dokukina A.E., Dormidonov A.E. et al.* // J. Phys. B. 2015. V. 48. Art. № 094008.
8. *Majus D., Tamosauskas G., Grazuleviciute I. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. Art. № 193901.
9. *Залозная Е.Д., Компанец В.О., Дормидонов А.Е. и др.* // Квант. электрон. 2018. Т. 48. № 4. С. 366; *Zaloznaya E.D., Kompanets V.O., Dormidonov A.E. et al.* // Quant. Electron. 2018. V. 48. № 4. P. 366.
10. *Moll K.D., Gaeta A.L.* // Opt. Lett. 2004. V. 29. № 9. P. 995.
11. *Chong A., Renninger W.H., Christodoulides D.N., Wise F.W.* // Nat. Photon. 2010. V. 4. P. 103
12. *Kruglov V.I., LogvinYu.A., Volkov V.M.* // J. Modern Opt. 1992. V. 39. № 11. P. 2277.
13. *Bigelow M.S., Zerom P., Boyd R.W.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. № 8. Art. № 083902.
14. *Vincott, A., Berge L.* // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. Art. № 193901.
15. *Fisher M., Siders C., Johnson E. et al.* // Proc. SPIE. 2006. V. 6219. Art. № 621907.
16. *Власов Р.А., Волков В.М., Дедков Д.Ю.* // Квант. электрон. 2013. Т. 43. № 2. С. 157; *Vlasov R.A., Volkov V.M., Dedkov D. Yu* // Quant. Electron. 2013. V. 43. № 2. P. 157.
17. *Vasilyev E.V., Shlenov S.A., Kandidov V.P.* // Laser Phys. Lett. 2018. V. 15. Art. № 115402.
18. *Васильев Е.В., Шленов С.А., Кандидов В.П.* // Опт. и спектроск. 2019. Т. 126. № 1. С. 24; *Vasilyev E.V., Shlenov S.A., Kandidov V.P.* // Opt. Spectrosc. 2019. V. 126. № 1. P. 16.
19. *Кузнецов А.В., Компанец В.О., Дормидонов А.Е. и др.* // Квант. электрон. 2016. Т. 46. № 4. С. 379; *Kompanets V.O., Dormidonov A.E. et al.* // Quant. Electron. 2016. V. 46. № 4. P. 379.
20. *Brabec T., Krausz F.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 3282.
21. *Li H.H.* // J. Phys. Chem. Ref. Data 5. 1976. P. 329.
22. *Blow K.J., Wood D.* // IEEE J. Quantum Electron. 1989. V. 25. № 12. P. 2665.
23. *Couairon A., Sudrie L., Franco M. et al.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. Art. № 125435.
24. *Келдыш Л.В.* // ЖЭТФ. 1965. Т. 20. № 5. С. 1307.
25. *Audebert P., Daguzan Ph., Dos Santos A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 1990.
26. *Chiao R.Y., Garmire E., Townes C.H.* // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 479.