Письма в ЖЭТФ, том 115, вып. 1, с. 15 – 19

Формирование световой пули эллиптически поляризованного излучения

А. Е. Дормидонов[+*1)], Е. Д. Залозная[+*×], В. П. Кандидов[+×], В. О. Компанец[+], С. В. Чекалин[+]

[+]Институт спектроскопии РАН, 108840 Троицк, Москва, Россия

[*]Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, 127055 Москва, Россия

[×]Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 18 ноября 2021 г.
После переработки 18 ноября 2021 г.
Принята к публикации 21 ноября 2021 г.

Впервые экспериментально и численно исследовано формирование одноцикловой световой пули при распространении во фториде лития фемтосекундного лазерного импульса с произвольной начальной эллиптичностью поляризации напряженности светового поля среднего ИК диапазона. Установлено, что степень эллиптичности поляризации определяет влияние абсолютной фазы несущей частоты на нелинейно-оптическое взаимодействие световой пули со средой. При переходе от линейной поляризации к круговой наблюдается исчезновение модуляции плотности центров окраски, наведенных во фториде лития одноцикловой световой пулей, так как для круговой поляризации амплитуда вектора напряженности светового поля всегда совпадает с максимумом огибающей импульса и эффект "дыхания" световой пули в изотропной среде принципиально отсутствует.

DOI: 10.31857/S1234567822010037

Локализация светового поля при филаментации мощного фемтосекундного лазерного излучения в прозрачных диэлектриках вызывает сильный рост нелинейно-оптического взаимодействия светового поля со средой [1–3], приводя к изменениям пространственно-временных и спектральных параметров распространяющихся импульсов. Наиболее существенным это оказывается при филаментации в условиях аномальной дисперсии групповой скорости, когда формируются световые пули (СП) – экстремально сжатые волновые пакеты с высокой локализацией светового поля не только в пространстве, но и во времени [4–9]. При формировании световые пули могут сжиматься до величин, близких к одному оптическому циклу (одноцикловые СП), что наблюдалось экспериментально [9–11]. С появлением субтераваттных источников сверхкоротких импульсов в перспективном для многих приложений среднем ИК диапазоне спектра, где дисперсия групповой скорости многих прозрачных диэлектриков является аномальной, исследование таких объектов в изотропных прозрачных диэлектриках становится особенно актуальным для экстремальной лазерной оптики излучения сверхкороткой длительности.

Наибольший интерес в исследованиях СП связан с динамикой их формирования и распада при распространении в различных условиях. В ряде работ продемонстрировано, что СП являются исключительно робастными образованиями, параметры которых определяются только нелинейными и дисперсионными свойствами среды [12]. Экспериментально доказана способность одноцикловой СП к полной пространственно-временной реконструкции [13] в нелинейной диспергирующей среде после прохождения наведенного волновода [14], воздушного промежутка [15, 16] и после полного внутреннего отражения [17–19].

Важный, но еще недостаточно изученный аспект динамики СП связан с соотношением фазы ее огибающей и несущей частоты (*carrier-envelope-phase* – CEP) [20]. Регистрация изменения параметров СП, близких к одноцикловым, при распространении в однородном диэлектрике позволяет проследить за непрерывно изменяющимся сдвигом CEP, измерение которого является одной из наиболее актуальных проблем современной аттосекундной оптики [21]. Согласно численному исследованию [22] CEP вызывает периодическое изменение интенсивности компонент электрического поля при квазистационарном распространении в среде с кубичной нелинейностью эллиптически поляризованного ультракороткого импуль-

[1)]e-mail: dormidonov@gmail.com

са. На основе анализа напряженности электрического поля, полученного решением однонаправленного уравнения распространения волнового пакета и световой пули в прозрачных диэлектриках [23], а также экспериментального исследования структур из центров окраски (ЦО) и плазменных каналов, индуцированных СП, распространяющейся в этих материалах, обнаружено, что CEP вызывает синхронные строго периодические осцилляции радиуса, длительности и энергии – “дыхание” одноцикловой СП, приводящие к периодическому изменению эффективности ее нелинейно-оптического взаимодействия с диэлектриком.

В настоящей работе исследованы СП в эллиптически поляризованном излучении. По модуляции структуры из ЦО, записанных в LiF при экспозиции одной СП, и численно решением однонаправленного уравнения распространения импульса изучено влияние ее эллиптичности на CEP, определяющий нелинейно-оптическое взаимодействие в диэлектрике. Впервые экспериментально и методами численного моделирования исследованы особенности формирования СП в эллиптически поляризованном излучении и динамики вектора напряженности электрического поля, определяющего глубину модуляции структуры записанных центров окраски при распространении одноциклового волнового пакета.

В экспериментальных исследованиях линейно-поляризованный 130-фс лазерный импульс на длине волны $\lambda_0 = 2950$ или 3500 нм, лежащей в спектральном диапазоне, наиболее благоприятном для формирования одноцикловых СП [9], пропускался через четвертьволновую пластинку нулевого порядка марки Altechna2-IRPW-ZO-L/4-2940-C или Altechna2-IRPW-ZO-L/4-3500-C соответственно. Поворотом четвертьволновой пластинки на угол α осуществлялось управление эллиптичностью поляризации импульса $\varepsilon = E_y/E_x$ в соответствии с соотношением $\varepsilon = \operatorname{tg}\alpha$, где E_x, E_y – ортогональные компоненты напряженности светового поля, фаза которых сдвинута на $\pi/2$. После прохождения фазовой пластинки лазерный импульс фокусировался серебряным зеркалом с фокусным расстоянием $f = 150$ мм внутрь образца из фторида лития (LiF) размером $30 \times 30 \times 35$ мм вблизи его входной грани. Эксперименты проводились при энергии входного импульса порядка 30 мкДж, соответствующей порогу филаментации для круговой поляризации.

Регистрация влияния эллиптичности поляризации на формирование СП и треков центров окраски в образце проводилась методом лазерной колорации [24], позволяющим получить информацию о трансформации светового поля с расстоянием после воздействия единичного лазерного импульса, избегая тем самым ошибок эксперимента из-за разброса параметров импульсов от выстрела к выстрелу. Люминесценция микроструктуры из долгоживущих ЦО в LiF, созданная при многофотонном воздействии фемтосекундного лазерного импульса, отражает распределение светового поля в СП. Она столь интенсивна, что созданные при филаментации всего одного лазерного импульса микроструктуры могут быть легко зарегистрированы и исследованы после записи при подсветке слабым излучением в полосе их поглощения. Пространственное распределение интенсивности люминесценции структур ЦО, наведенных в образце одноцикловыми СП с разной эллиптичностью, фотографировалось на ПЗС камеру с помощью микроскопа при подсветке непрерывным излучением на длине волны 450 нм [10, 24].

Для численного моделирования филаментации импульсов с различной начальной степенью эллиптичности на многопроцессорном вычислительном кластере осуществлялось решение векторного однонаправленного уравнения для двух компонент поляризации напряженности электрического поля при распространении импульсного излучения в условиях дифракции, дисперсии, керровской и плазменной нелинейностей, тормозного поглощения в диэлектрике [25, 26]. В качестве начального условия принимался импульс с гауссовой огибающей по пространству и времени, энергетические параметры и эллиптичность поляризации ε которого соответствовали эксперименту. В результате расчетов были получены эволюции напряженности электрических полей каждой из ортогональных поляризаций E_x, E_y лазерного импульса в процессе формирования и распространения СП, и распределение концентрации свободных электронов $N_e(r,z)$ в образце. Для возможности прямого сравнения численных результатов с треками ЦО, зарегистрированными методом колорации, рассчитанные распределения свободных электронов проинтегрированы по одной из поперечных координат: $N_e(x,z) = \int N_e(r,z)dy$.

На рисунке 1 представлены фотографии треков люминесценции ЦО и соответствующие расчетные распределения $N_e(x,z)$ для нескольких значений начальной эллиптичности ε лазерного импульса на длине волны $\lambda_0 = 3500$ нм. Результаты численного моделирования хорошо согласуются с экспериментально зарегистрированными распределениями ЦО в LiF несмотря на сложный механизм формирования ЦО, отличающийся от модели фотоионизации среды, используемой в расчете [27]. Голубыми линиями

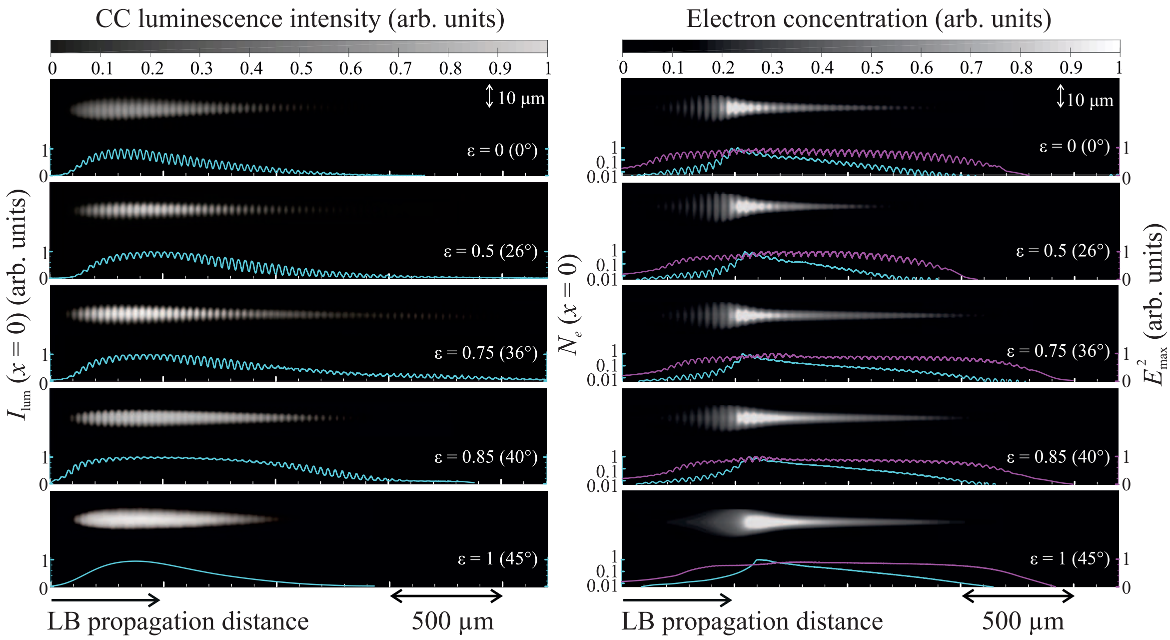

Рис. 1. (Цветной онлайн) Слева – Фотографии треков и соответствующие осевые профили излучения $I_{\mathrm{lum}}(x = 0, z)$ люминесценции ЦО в LiF, наведенных световой пулей фемтосекундного импульса на длине волны $\lambda_0 = 3500$ нм при изменении поляризации от линейной ($\varepsilon = 0$) до циркулярной ($\varepsilon = 1$). Справа – полученные численно нормированные распределения плотности свободных электронов, их осевая концентрация $N_e(x = 0, z)$ (голубые кривые), и максимальное значение квадрата модуля вектора напряженности электрического поля $E^2_{\max}(z)$ световой пули на оси филамента (сиреневые кривые)

на рис. 1 изображены профили интенсивности люминесценции ЦО $I_{\mathrm{lum}}(x = 0, z)$ и электронной плотности $N_e(x = 0, z)$ на оси симметрии треков, сиреневыми линиями – рассчитанное максимальное значение квадрата модуля вектора напряженности электрического поля СП $E^2_{\max}(z) = \max_t(E_x^2 + E_y^2)$ на оси распространения ($r = 0$).

При $\varepsilon = 0$, 0.5 и 0.75 отчетливо видны регулярные осцилляции величины $E^2_{\max}(z)$, период которых составляет около 27 мкм на всей длине существования СП. Как показано в [9–11, 14, 23], периодическая структура профилей напряженности СП и соответствующих треков люминесцирующих ЦО (или плазменных каналов) является результатом компрессии ИК-импульса в СП длительностью, близкой к периоду оптических колебаний. В таком случае изменение CEP приводит к регулярному изменению параметров СП – ее “дыханию” на всей длине пробега [23].

Глубина модуляции, определенная как относительная разность соседних локальных максимумов и минимумов на соответствующих профилях, $\Delta E^2_{\max}(r = 0)$, $\Delta N_e(x = 0)$ и $\Delta I_{\mathrm{lum}}(x = 0)$ в зависимости от угла поворота фазовой пластинки (начальной эллиптичности поляризации) для СП, формируемых излучением на длине волны $\lambda_0 = 3500$ нм, представлена на рис. 2. При линейной

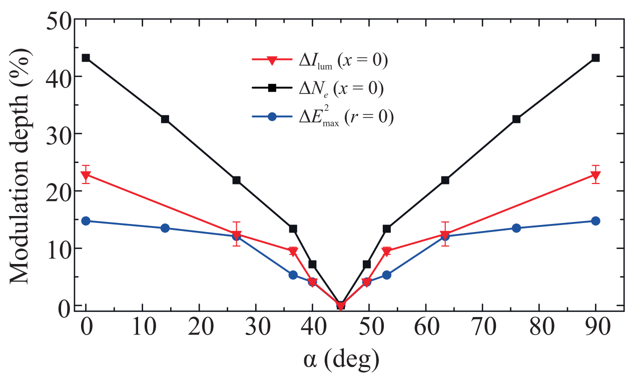

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость глубины модуляции экспериментально измеренного профиля люминесценции центров окраски $\Delta I_{\mathrm{lum}}(x = 0)$ (красная кривая), расчетного профиля плотности свободных электронов $\Delta N_e(x = 0)$ (черная кривая) и профиля максимального квадрата модуля вектора напряжённости световой пули $\Delta E^2_{\max}(r = 0)$ (синяя кривая) от угла поворота фазовой пластинки α (начальной эллиптичности поляризации) при распространении в LiF световой пули на длине волны $\lambda_0 = 3500$ нм

поляризации ($\alpha = 0$, $\alpha = 90°$) глубина модуляции максимальна и $\Delta E^2_{\max}(z)$ достигает около 15 %, и из-за сильной многофотонности процесса ионизации ΔN_e превышает 40 %. Глубина модуляции

$\Delta I_{\text{lum}}(x = 0)$ профиля люминесценции зарегистрированного в эксперименте трека ЦО, механизм формирования которых отличается от процесса фотоионизации, меньше расчетного значения и составляет не более 25 %. При приближении к круговой поляризации ($\alpha = 45°$) глубина модуляции рассматриваемых величин монотонно стремится к нулю. При этом треки, оставляемые СП в среде, сглаживаются (рис. 1, $\varepsilon = 0.85$). Модуляция напряженности электрического поля СП, плотности ЦО и концентрации электронов, наведенных ею, полностью исчезает в случае круговой поляризации (рис. 1, $\varepsilon = 1$).

Полученные результаты подтверждены в эксперименте для другой длины волны. Модулированный трек ЦО, наведенный в среде СП на длине волны $\lambda_0 = 2950$ нм с линейной начальной поляризацией ($\varepsilon = 0$), имеет период 33 мкм и глубину модуляции профиля ΔI_{lum} около 17 % и становится гладким при переходе к круговой поляризации ($\varepsilon = 1$) (рис. 3).

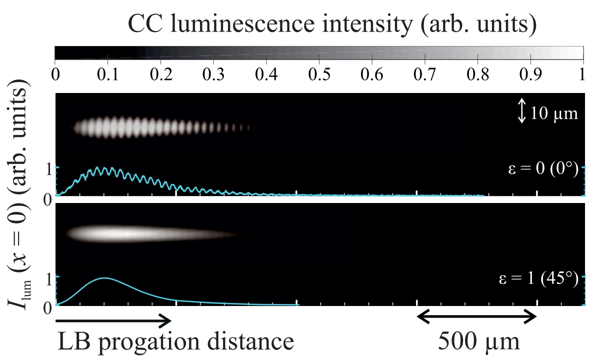

Рис. 3. (Цветной онлайн) Экспериментально измеренные профили люминесценции ЦО, наведенных световой пулей, при филаментации фемтосекундного импульса на длине волны $\lambda_0 = 2950$ нм в случае линейной ($\varepsilon = 0$) и циркулярной ($\varepsilon = 1$) поляризации. Видно исчезновение регулярной модуляции интенсивности люминесценции вдоль трека при циркулярной поляризации

Отсутствие модуляции трека одноцикловой СП в изотропной среде в случае круговой поляризации связано с тем, что вектор напряженности светового поля в каждый момент времени лежит на огибающей импульса, описывая винтовую спираль (рис. 4). Максимальное значение модуля вектора напряженности $E_{\max}$ СП с круговой поляризацией всегда совпадает с максимумом огибающей независимо от соотношения фазовой V_{ph} и групповой скоростей V_{gr} импульса. Эффект CEP в этом случае проявляется в том,

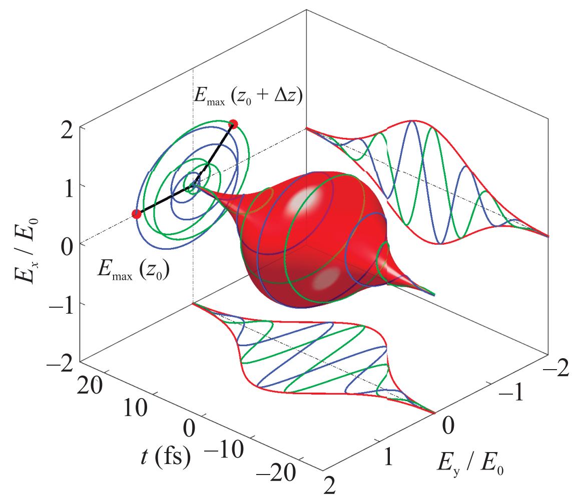

Рис. 4. (Цветной онлайн) Вектор напряженности электрического поля на оси одноциклового волнового пакета в случае круговой поляризации при $z = z_0$ (синяя кривая) и $z = z_0 + \Delta z$ (зеленая кривая), Δz соответствует сдвигу фазы несущей частоты на $\Delta\phi = 3\pi/4$. Красной полупрозрачной поверхностью обозначена огибающая импульса в пространстве, красными кривыми – ее проекции на плоскости (E_x, t) и (E_y, t). Черными отрезками на плоскости (E_x, E_y) показана величина модуля максимального вектора напряженности $E_{\max}$ в световой пуле, которая определяет максимум огибающей и не осциллирует при ее распространении

что вектор $E_{\max}$ вращается при распространении СП со скоростью

$$\Omega = \frac{\Delta\phi}{\Delta z} = \frac{2\pi n_0}{\lambda_0}\frac{V_{\text{ph}} - V_{\text{gr}}}{V_{\text{gr}}}, \tag{1}$$

где n_0 – показатель преломления среды на длине волны λ_0.

В изотропной среде вращение максимального вектора напряженности не сказывается на нелинейном взаимодействии со средой, поэтому в зарегистрированных треках ЦО принципиально отсутствует модуляция. Однако при распространении СП с круговой поляризацией в анизотропной среде возможно появление периодической структуры, подобно случаю линейной поляризации.

Из результатов экспериментального и численного исследования следует, что в эллиптически поляризованном фемтосекундном импульсе на длине волны в области аномальной дисперсии групповой скорости прозрачного диэлектрика происходит формирование световых пуль, длительностью близких к одноцикловым. Степень эллиптичности поляризации определяет влияние абсолютной фазы несущей частоты на глубину модуляции пиковой амплитуды напряженности электрического поля световой пули на пути ее пробега. При переходе от линейной поляризации к круговой глубина модуляции убывает. При круговой поляризации амплитуда вектора напряженности светового поля всегда совпадает с огибающей импульса, а модуляция параметров световой пули и структуры наведенных центров окраски в изотропной среде отсутствует.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 18-12-00422, Е. Д. Залозная благодарит фонд развития теоретической физики и математики "БАЗИС".

1. A. Couairon and A. Myzyrowicz, Phys. Rep. **441**, 47 (2007).
2. S. L. Chin, *Femtosecond Laser Filamentation*, Springer Series on Atomic, Optical and Plasma Physics, Springer, N.Y. (2010), v. 55.
3. С. В. Чекалин, В. П. Кандидов, УФН **183**, 133 (2013).
4. Y. Silberberg, Opt. Lett. **15**, 1282 (1990).
5. L. Bergé and S. Skupin, Phys. Rev. Lett. **100**, 113902 (2008).
6. E. O. Smetanina, V. O. Kompanets, A. E. Dormidonov, S. V. Chekalin, and V. P. Kandidov, Laser Phys. Lett. **10**, 105401 (2013).
7. M. Durand, A. Jarnac, A. Houard, Y. Liu, S. Grabielle, N. Forget, A. Durécu, A. Couairon, and A. Mysyrowicz, Phys. Rev. Lett. **110**, 115003 (2013).
8. D. Majus, G. Tamošauskas, I. Gražulevičiūtė, N. Garejev, A. Lotti, A. Couairon, D. Faccio, and A. Dubietis, Phys. Rev. Lett. **112**, 193901 (2014).
9. С. В. Чекалин, В. О. Компанец, А. Е. Дормидонов, В. П. Кандидов, УФН **62**, 282 (2019).
10. S. V. Chekalin, V. O. Kompanets, A. V. Kuznetsov, A. E. Dormidonov, and V. P. Kandidov, Laser Phys. Lett. **13**, 065401 (2016).
11. С. В. Чекалин, В. О. Компанец, А. Е. Дормидонов, В. П. Кандидов, Квантовая электроника **48**, 372 (2018).
12. S. V. Chekalin, A. E. Dormidonov, V. O. Kompanets, E. D. Zaloznaya, and V. P. Kandidov, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **36**, A43 (2019).
13. I. Gražuleviciūtė, G. Tamošauskas, V. Jukna, A. Couairon, D. Faccio, and A. Dubietis, Opt. Express **22**, 30613 (2014).
14. С. В. Чекалин, В. О. Компанец, А. Е. Дормидонов, В. П. Кандидов, Квантовая электроника **47**, 259 (2017).
15. S. Chekalin, A. Dormidonov, V. Kandidov, and V. Kompanets, Opt. Lett. **45**, 1511 (2020).
16. S. Chekalin, V. Kompanets, A. Dormidonov, and V. Kandidov, Laser Phys. Lett. **17**, 085401 (2020).
17. V. Kompanets, A. Melnikov, and S. Chekalin, Laser Phys. Lett. **18**, 015302 (2021).
18. С. В. Чекалин, В. О. Компанец, Письма в ЖЭТФ **113**, 773 (2021).
19. V. O. Kompanets, A. E. Dormidonov, and S. V. Chekalin, Opt. Lett. **46**, 3187 (2021).
20. T. Brabec and F. Krausz, Phys. Rev. Lett. **78**, 3282 (1997).
21. F. Krausz and M. Ivanov, Rev. Mod. Phys. **81**, 163 (2009).
22. V. A. Makarov, I. A. Perezhogin, and N. N. Potravkin, Opt. Commun. **339**, 228 (2015).
23. Е. Д. Залозная, А. Е. Дормидонов, В. О. Компанец, С. В. Чекалин, В. П. Кандидов, Письма в ЖЭТФ **113**, 787 (2021).
24. С. В. Чекалин, В. О. Компанец, Оптика и спектроскопия **127**, 88 (2019).
25. M. Kolesik and J. V. Moloney, Phys. Rev. E **70**, 036604 (2004).
26. V. Yu. Fedorov, M. Chanal, D. Grojo, and S. Tzortzakis, Phys. Rev. Lett. **117**, 043902 (2016).
27. А. В. Кузнецов, А. Е. Дормидонов, В. О. Компанец, С. В. Чекалин, В. П. Кандидов, Квантовая электроника **51**, 670 (2021).