

## Особенности филаментации фемтосекундных импульсов гауссовой формы с эллиптической поляризацией, близкой к линейной или циркулярной

Н.А.Панов, О.Г.Косарева, А.Б.Савельев, Д.С.Урюпина, И.А.Пережогин, В.А.Макаров

*Численно исследована динамика формирования и развития филаментов при распространении в аргоне мощных фемтосекундных лазерных импульсов гауссовой формы, поляризация которых близка к линейной или циркулярной. Установлено, что филаменты, появляющиеся под действием импульсов с поляризацией, близкой к циркулярной, более однородны и имеют больший диаметр и более высокую интенсивность, чем филаменты, образуемые импульсами с близкой к линейной поляризацией. Для падающих импульсов с близкой к линейной (циркулярной) поляризацией модуль степени эллиптичности излучения на оси образующегося филамента становится равным нулю (единице) в момент достижения локального максимума интенсивности.*

**Ключевые слова:** фемтосекундный импульс, филамент, керровская нелинейность, ионизация газа, эллиптическая поляризация.

Интерес к филаментации фемтосекундных импульсов обусловлен не только задачами атмосферной оптики, но и различными нелинейно-оптическими явлениями, сопровождающими распространение мощного лазерного излучения [1, 2]. Многочисленные эксперименты и теоретические исследования проводились, в основном, с линейно поляризованными фемтосекундными импульсами [1, 2], хотя образование и развитие филамента под действием эллиптически поляризованного импульса обладает целым рядом особенностей. Например, в филаменте, создаваемом циркулярно поляризованным импульсом, зарегистрирована более высокая интенсивность излучения, чем в случае линейно поляризованного исходного импульса [3], а энергия возникающего суперконтинуума возрастает при переходе от линейно к циркулярно поляризованному импульсу [4]. Эти эффекты обусловлены как большей критической мощностью самофокусировки последнего [5], так и меньшей вероятностью нелинейной ионизации им среды [6, 7]. Доминирующая на начальной стадии развития филамента самофокусировка линейно и циркулярно поляризованных пучков, по мнению авторов работы [8], является устойчивой относительно возмущений его поляризации. Однако использованная в ней модель не учитывает ионизацию среды и сложную пространственно-временную структуру филамента.

Численное исследование филаментации импульса с произвольной начальной степенью эллиптичности [9] показало уменьшение числа свободных электронов и высокочастотного уширения спектра импульса с начальной

циркулярной поляризацией по сравнению со случаем линейной поляризации. Однако при описании зависимости скорости образования свободных электронов от интенсивности вероятность ионизации однократного акта взаимодействия излучения с молекулами газа вычислялась через один и тот же коэффициент многофотонной ионизации независимо от начальной степени эллиптичности. В эксперименте [7] найдено, во сколько раз вероятность  $W_c(\tilde{I})$  ионизации атома аргона циркулярно поляризованным импульсом отличается от вероятности  $W_{lin}(\tilde{I})$  его ионизации линейно поляризованным импульсом в случае, если их интенсивности  $\tilde{I} = cn_0 I / (8\pi)$  одинаковы. Здесь  $I(r, z, \tau) = (|E_+|^2 + |E_-|^2) / 2$ ;  $E_{\pm}(r, z, \tau) = E_x \pm iE_y$  – медленно меняющиеся комплексные амплитуды циркулярно поляризованных волн, образующих распространяющуюся вдоль оси  $z$  цилиндрической системы координат эллиптически поляризованную волну. Аппроксимация методом наименьших квадратов зависимости  $W_c / W_{lin}$  от  $\tilde{I}$  дает

$$W_c(\tilde{I}) = 2.96 \times 10^{-3} (\tilde{I} \times 10^{-13})^{1.337} W_{lin}(\tilde{I}),$$

где  $\tilde{I}$  выражается в Вт/см<sup>2</sup>.

Целью настоящей работы является численное моделирование формирования и развития филаментов, возникающих в аргоне при самовоздействии мощных эллиптически поляризованных фемтосекундных импульсов гауссовой формы, поляризация которых близка к линейной или циркулярной.

Образование филамента в аргоне описывается следующей системой уравнений [9] для  $E_{\pm}(r, z, \tau)$ :

$$2ik_0 \frac{\partial E_{\pm}}{\partial z} = \hat{T}^{-1} \Delta_{\perp} E_{\pm} - k_0 \sum_{n=2}^{\infty} \frac{k^{(n)}}{(i^n n!)} \frac{\partial^{(n)} E_{\pm}}{\partial \tau^n} + 2k_0^2 (\hat{T} \Delta_{n_{k\pm}} + \hat{T}^{-1} \Delta_{n_{p\pm}}) E_{\pm} - ik_0 \alpha E_{\pm}. \quad (1)$$

Здесь  $\tau = T - z/v_g$ ;  $t$  – время;  $v_g$  – групповая скорость;  $\Delta_{\perp} = r^{-1} \partial / \partial r (r \partial / \partial r)$  – поперечный лапласиан;  $k_0$  – волно-

Н.А.Панов, О.Г.Косарева, А.Б.Савельев, Д.С.Урюпина, И.А.Пережогин, В.А.Макаров. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: napanov@ilc.edu.ru

Поступила в редакцию 21 сентября 2010 г., после доработки – 20 декабря 2010 г.

вое число, отвечающее длине волны 800 нм;  $\alpha$  – коэффициент многофотонного поглощения. Второй и третий члены в правой части (1) описывают соответственно линейную частотную дисперсию и нелинейность аргона. В них  $k^{(n)}$  – коэффициент дисперсии  $n$ -го порядка,  $\hat{T} = 1 + i/(\omega_0 \partial/\partial \tau)$ . В рассматриваемом спектральном диапазоне можно пренебречь частотной дисперсией ответственного за эффекты самовоздействия тензора кубической нелинейной восприимчивости и записать зависящие от интенсивности добавки к показателю преломления в следующем виде:  $\Delta n_{k\pm} = n_2(|E_{\pm}|^2 + 2|E_{\mp}|^2)/6$  [9, 10], где  $n_2 = 10^{-19}$  Вт/см<sup>2</sup>. Добавки  $\Delta n_{p\pm}$  к показателю преломления  $n_0$ , возникающие благодаря образующейся при распространении фемтосекундного импульса лазерной плазме, определяются на основе модели Друде [1, 2]:  $\Delta n_{p\pm} \sim N_e$ . Изменение концентрации электронов в плазме  $N_e$  описывается уравнением  $\partial N_e/\partial \tau = W(\tilde{I})(N_0 - N_e)$ , где  $N_0$  – концентрация нейтральных атомов, а  $W(\tilde{I}) = W_{\text{lin}}$ , если поляризация исходного импульса близка к линейной, и  $W(\tilde{I}) = W_c$ , если она близка к циркулярной. При этом вероятность  $W_{\text{lin}}$  определялась в соответствии с [6].

Будем считать, что на границу среды ( $z = 0$ ) падает лазерный импульс длительностью  $\tau_0$  с радиусом пучка  $r_0$ , причем напряженность электрического поля задается формулой

$$E_{\pm}(r, z = 0, \tau) = \sqrt{I_0(1 \pm M_0)} \exp\left(-\frac{r^2}{2r_0^2} - \frac{\tau^2}{2\tau_0^2}\right). \quad (2)$$

Здесь  $I_0$  и  $M_0$  – значения нормированной интенсивности и степени эллиптичности эллипса поляризации  $M(r, z, \tau) = (|E_+|^2 - |E_-|^2)/(2I)$  при  $r = z = 0$  в момент времени  $\tau = 0$ . Если падающий импульс поляризован линейно (циркулярно), то  $M_0 = 0$  ( $M_0 = \pm 1$ ).

При численном интегрировании уравнений (1) на каждом шаге  $\Delta z$  разностной сетки использовался метод расщепления по физическим факторам. Последовательно учитывались дифракция (методом прогонки), дисперсия, нелинейный фазовый набег и нелинейное поглощение в самонаведенной плазме. Расчетная сетка вдоль переменных  $r$  и  $\tau$  была равномерной с шагами 4.8 мкм и 0.033 фс (число точек 2001 и  $2^{16}$  соответственно). Величина  $\Delta z$  подбиралась такой, чтобы фазовый набег между соседними точками не превышал 0.1 рад. Интенсивность и поляризация излучения с погрешностью до 0.1% совпадают при  $M_0 = 0$  с найденными с помощью использованного в [11] алгоритма расчета характеристик линейно поляризованного импульса, не меняющего свою поляризацию в процессе распространения. Заметим также, что применение используемого в этой работе алгоритма к более сложной, чем (1), системе уравнений [12], описывающей взаимодействие в филаменте импульсов первой и второй гармоники титан-сапфирового лазера, дало результаты, хорошо согласующиеся с экспериментальными.

Анализ численных решений системы (1) с граничными условиями (2) показал, что при близкой к циркулярной поляризации падающего импульса начало филамента находится дальше от границы среды, чем в случае импульса с поляризацией, близкой к линейной. При этом пиковая интенсивность  $I_m$  в филаменте увеличивается. Это связано с возрастанием порога самофокусировки и уменьшением вероятности ионизации при увеличении  $|M_0|$  [5–7]. Сказанное иллюстрирует рис.1,а, построенный при  $r_0 = 1.2$  мм,  $\tau_0 = 27$  фс и энергии в импульсе

3.2 мДж. При циркулярной поляризации падающего импульса (сплошная кривая) пиковая интенсивность в филаменте достигает 170 ТВт/см<sup>2</sup>, тогда как при линейной (штриховая кривая) – лишь 120 ТВт/см<sup>2</sup>, что соответствует данным [11]. Отметим, что эти значения, в основном, определяются степенью эллиптичности эллипса поляризации исходного импульса и слабо зависят от его формы, энергии, длительности, геометрических размеров и кривизны волнового фронта.

На рис.1,б,в оттенками серого показаны пространственные распределения плотности энергии

$$J(r, z) = \frac{cn_0}{8\pi} \int_{-\infty}^{\infty} I(r, z, \tau) d\tau$$

лазерного излучения при филаментации циркулярно и линейно поляризованных импульсов (контуром отмечен уровень 0.3 Дж/см<sup>2</sup>). Хорошо видно, что при  $M_0 = \pm 1$  канал высокой плотности энергии излучения в филаменте более однороден (как по продольной, так и по поперечной координатам), чем при  $M_0 = 0$ . При циркулярной поляризации исходного импульса средний диаметр канала составляет 240 мкм, а при линейной – лишь 180 мкм.

В общем случае ( $M_0 \neq 0, M_0 \neq \pm 1$ ) степень эллиптичности распространяющегося фемтосекундного импульса

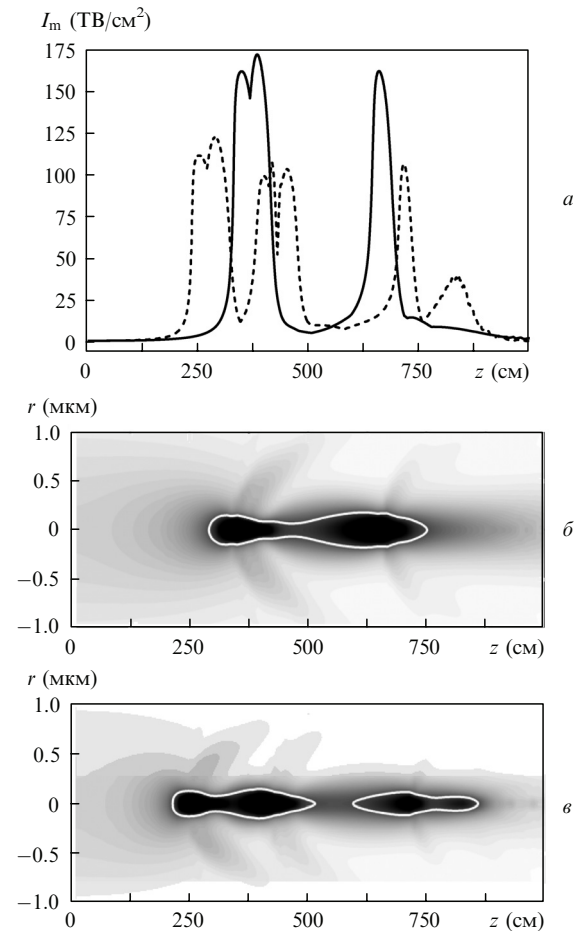


Рис.1. Зависимости пиковой интенсивности на оси филамента от координаты распространения для импульса с циркулярной (сплошная кривая) и линейной (штриховая кривая) поляризациями (а) и пространственное распределение плотности энергии в случае циркулярной (б) и линейной (в) поляризаций падающего импульса. Контур соответствует уровню 0.3 Дж/см<sup>2</sup>.

существенно изменяется в пространстве и во времени. На оси пучка при фиксированном значении  $z$  функция  $M(\tau)$  немонотонно меняется с ростом  $\tau$ . В точках локального максимума  $I(\tau)$  значения  $M(\tau)$  близки к нулю (или  $\pm 1$ ) при филаментации импульса с поляризацией, близкой к линейной (циркулярной).

Хотя в работе используется вероятность ионизации аргона только линейно или циркулярно поляризованным импульсом, это не оказывает существенного влияния на формирование филаментов. Действительно, в областях высокой интенсивности (порядка  $100 \text{ ТВт/см}^2$ ), где вероятность ионизации велика, модуль степени эллиптичности близок к нулю или единице. Если же  $M$  существенно отличается от этих величин, то и интенсивность излучения в этой точке оказывается существенно меньше пиковых значений. Вероятность многофотонной ионизации сильно зависит от интенсивности: так, согласно экспериментам [13], при снижении интенсивности со 100 до  $50 \text{ ТВт/см}^2$  вероятность ионизации уменьшается на два порядка. Поэтому при значениях  $|M|$ , далеких от нуля и единицы, многофотонная ионизация практически не реализуется.

Последнее свидетельствует в пользу устойчивости степени эллиптичности излучения в филаменте относительно мелкомасштабных возмущений. Особенно это заметно на таких расстояниях от границы среды, где импульс расщепляется на последовательность субимпульсов. Типичная картина показана на рис.2, построенном

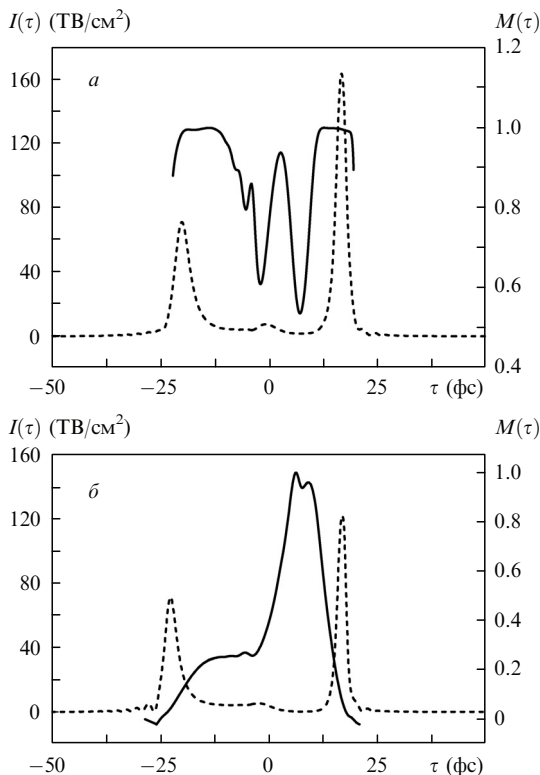


Рис.2. Зависимости  $M(\tau)$  (сплошные кривые) и  $I(\tau)$  (штриховые кривые) на оси пучка в филаменте, созданном падающим импульсом с начальной степенью эллиптичности  $M_0 = 0.9$  (а) и  $0.1$  (б).

при  $z = 350 \text{ см}$ ,  $r_0 = 1.2 \text{ мм}$ ,  $\tau_0 = 27 \text{ фс}$  и энергии в импульсе  $3.2 \text{ мДж}$ . Ранее сообщалось [14–16], что при аналогичных параметрах импульс расщепляется на последовательность субимпульсов длительностью  $5–10 \text{ фс}$ . Сплошной кривой изображена зависимость  $M(\tau)$ , а штриховой –  $I(\tau)$  на оси пучка. Видно, что в сжатых субимпульсах вдоль филамента поляризация становится циркулярной (линейной), если  $M_0$  отличается от  $\pm 1$  (0) на  $10\%–15\%$ .

Таким образом, процессы формирования филаментов фемтосекундных импульсов с поляризацией, близкой к линейной или циркулярной, существенно различаются. В последнем случае интенсивность в образующемся филаменте более высока, а распределение плотности энергии в нем более однородно, чем при  $M_0 \approx 0$ . Степень эллиптичности излучения, сжатого в филаменте, стремится к линейной или циркулярной при десятипроцентных отклонениях поляризации входного излучения от линейной или циркулярной соответственно. При резко выраженной эллиптичности поляризации исходного импульса ( $0.15 < |M_0| < 0.75$ ) можно ожидать еще более сильных изменений состояния поляризации поля в филаменте. Соответствующие исследования будут проведены после обобщения формулы для вероятности ионизации газа на случай эллиптически поляризованного излучения с произвольным значением  $M_0$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 09-02-01200-а), гранта Президента РФ для молодых кандидатов наук № МК-2213.2010.2 и Госконтракта (Роснаука) № 02.740.11.0223.

1. Couairon A., Mysyrowicz A. *Phys. Rep.*, **441**, 47 (2007).
2. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **39**, 205 (2009).
3. Petit S., Talebpour A., Proulx A., Chin S.L. *Opt. Commun.*, **175**, 323 (2000).
4. Yang H., Zhang J., Zhang Q., Hao Z. *Opt. Lett.*, **30**, 534 (2005).
5. Marburger J.H. *Progr. Quantum Electron.*, **4**, 35 (1975).
6. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В., *ЖЭТФ*, **50**, 1393 (1966).
7. Ammosov M.A., Lazarescu S., Augst S., Chin S.L. *Laser Phys.*, **7**, 706 (1997).
8. Fibich G., Boaz I. *Phys. Rev. E*, **67**, 036622 (2003).
9. Kolesik M., Moloney J.V., Wright E.M. *Phys. Rev. E*, **64**, 046607 (2001).
10. Шен И.Р. *Принципы нелинейной оптики* (М.: Наука, 1989).
11. Kosareva O.G., Liu W., Panov N.A., Bernhardt J., Ji Z., Sharifi M., Li R., Xu Z., Liu J., Wang Z., Ju J., Lu X., Jiang Y., Leng Y., Liang X., Kandidov V.P., Chin S.L. *Laser Phys.*, **19**, 1776 (2009).
12. Kosareva O., Panov N., Makarov V., Perezhogin I., Marceau C., Chen Y., Yuan S., Wang T., Zeng H., Savel'ev A., Chin S.L. *Opt. Lett.*, **35**, 2904 (2010).
13. Talebpour A., Yang J., Chin S.L. *Opt. Commun.*, **163**, 29 (1999).
14. Liu J., Chen X.W., Li R.X., Kobayashi C.P.T. *Laser Phys. Lett.*, **5**, 45 (2008).
15. Hauri C.P., Kornelis W., Helbing F.W., Heinrich A., Couairon A., Mysyrowicz A., Biegert J., Keller U. *Appl. Phys. B*, **79**, 673 (2004).
16. Uryupina D., Kurilova M., Mazhorova A., Panov N., Volkov R., Gorgutsa S., Kosareva O., Savel'ev A., Chin S.L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **27**, 667 (2010).