

Множественная филаментация мощных фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе

А. А. Ионин, С. И. Кудряшов¹⁾, С. В. Макаров, Л. В. Селезнев, Д. В. Сеницын

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 июня 2009 г.

Распространение в воздухе сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов со сверхкритическими пиковыми мощностями исследовано методами оптической визуализации, профилометрии и калориметрии. Лазерные импульсы со сверхкритическими мощностями еще до фокуса линзы создают пучок филаментов субмиллиметровой длины и диаметром около 5 мкм, причем максимальное число филаментов в сечении пучка и их длина соответственно линейно и сублинейно возрастают с увеличением пиковой мощности излучения. Результаты оптической визуализации и калориметрии показывают, что плазменные каналы филаментов являются оптически контрастными (плотность плазмы $10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$), обеспечивая рефракцию на них падающего лазерного излучения.

PACS: 42.65.Jx, 52.38.Hb, 52.50.Jm, 62.80.Ba

При распространении в прозрачных средах ультракоротких (обычно фемтосекундных) лазерных импульсов (УКИ) со сверхкритическими пиковыми мощностями вследствие взаимного влияния (баланса) дисперсии групповых скоростей, плазменной дефокусировки и нелинейных эффектов – самофокусировки и ионизации среды – возникает необычная пространственно-временная динамика интенсивного электромагнитного (ЭМ) поля. Последняя наблюдается в форме филаментации и связанных с нею явлений временного расщепления лазерных импульсов и разнообразных изменений поперечной структуры лазерного излучения, а также спектрального уширения УКИ с появлением конической эмиссии, суперконтинуума, высших гармоник и терагерцового излучения, возникновения плазменных каналов или треков повреждений сверхдифракционной длины в твердых материалах [1–3]. Взаимосвязь указанных явлений довольно сложная и не до конца понятная, несмотря на большое количество экспериментальных и теоретических работ в этой области, отраженных в обзорах [1–3]. Особенно сложной пространственно-временная динамика ЭМ поля оказывается для УКИ со сверхкритическими пиковыми мощностями, создающими хаотически возникающие множественные филаменты, сопутствующие им потоки спектрально-преобразованного излучения (суперконтинуум, гармоники) и сильно неоднородные (несвязные многоканальные) пространственные распределения фотогенерированной плазмы, которые взаимодействуют между собой в

рамках процессов само- и рефокусировки световых полей, их дефокусировки или дифракции на плазме, а также фотоионизации [1–6]. В результате, закономерности формирования, внутренней организации и эволюции множественных световых филаментов, сопутствующего спектрально-преобразованного излучения и возникающих плазменных каналов до сих пор изучены недостаточно, требуя для их детального понимания систематических исследований сверхбыстрой и мелкомасштабной пространственно-временной динамики ЭМ поля и наведенной плазмы с помощью информативных и взаимодополняющих экспериментальных и теоретических методов.

В настоящей работе с помощью различных взаимодополняющих оптических методов исследовалось явление множественной филаментации в воздухе излучения сфокусированных УКИ со сверхкритическими пиковыми мощностями.

2. В наших экспериментах использовалось линейно поляризованное излучение основной частоты (центральная длина волны $\lambda_{\text{las}} \approx 744 \text{ нм}$, ширина на полувысоте $\approx 15 \text{ нм}$) фемтосекундной Ti:Sa-лазерной системы (Авеста Проект) в TEM₀₀ моде (диаметр на уровне $d_{1/e2} \approx 8 \text{ мм}$) с длительностью импульсов τ_{las} (FWHM) около 80 фс (в области взаимодействия), энергией $E_{\text{las}} \approx 6.5 \text{ мДж}$ и частотой следования 10 Гц [7]. Излучение УКИ фокусировалось линзой из стекла К-8 ($f \approx 50 \text{ мм}$, эффективная численная апертура $NA = d_{1/e2}/2f \approx 0.08$) в пятно диаметром около 6 мкм (при $\lambda \approx 0.75 \text{ мкм}$ для перетяжки гауссова пучка расчетные радиус $w_{\text{calc}} = \lambda\sqrt{1 - NA^2}/\pi NA \approx 3 \text{ мкм}$ и длина $l_{\text{R,calc}} = \lambda(1 - NA^2)/\pi NA^2 \approx 40 \text{ мкм}$) в непрерывно прокачиваем-

¹⁾e-mail: sikudr@sci.lebedev.ru

мом воздухе (рис.1). Пиковая мощность излучения P изменялась непрерывно с помощью отражательно-

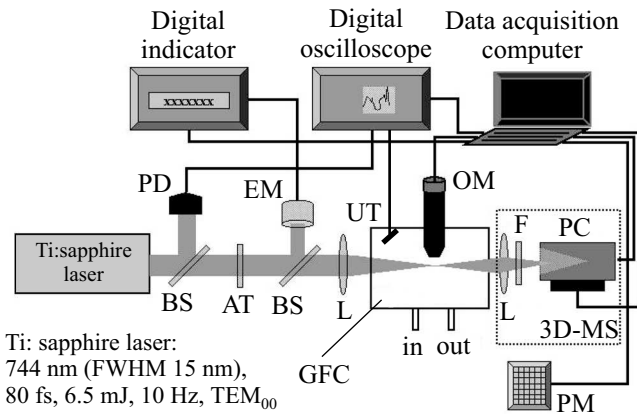


Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки для изучения филаментации фемтосекундного лазерного излучения в воздухе: PD – фотодиод, EM – измеритель энергии, BS – делитель пучка, AT – трансмиссионный (дифракционный) бинарный и отражательный (поляризационный) непрерывный ослабители, L – линза, GFC – проточная газовая ячейка, UT – ультразвуковой датчик, OM – оптический микроскоп с ПЗС-камерой, F – ослабляющий фильтр, PC – пирозлектрический калориметр, 3D-MS – трехмерная моторизованная подвижка, PM – оптический профилометр

го поляризационного ослабителя энергии УКИ, значения которой E_{inc} (сразу за фокусирующей линзой) варьировались от 0.08 до 5.4 мДж. Соответствующие значения $P \approx 1-70$ ГВт охватывали область самофокусировки и филаментации УКИ в воздухе (критическая мощность для ИК УКИ $P_{crit} \approx 3$ ГВт [1, 2], 1.9–5.7 ГВт [3]). Поперечная профилометрия прошедшего через фокус излучения выполнялась с помощью белого экрана и цветной цифровой камеры, перемещавшейся на трехмерной моторизованной подвижке в плоскости, перпендикулярной лазерному лучу. Продольная (боковая) визуализация светящихся каналов филаментов осуществлялась с помощью оптического микроскопа Levenhook BioView 630, снабженного цветной ПЗС-камерой (с выводом данных на компьютер), при увеличении 4× и 10×. Измерения пропускания лазерной искры осуществлялись с помощью измерителя энергии/мощности компании Ophir.

3. При увеличении пиковой мощности УКИ от докритического значения $P \approx 1$ ГВт до критического значения 3 ГВт в воздухе в области, примерно совпадающей с линейным фокусом линзы, наблюдалось появление точечной голубовато-белой лазерной искры. Далее, с превышением критической мощности при $P \approx 6.4$ ГВт $\geq 2P_{crit}$ из области линейного фокуса навстречу лазерному излучению (по оси x) вытяги-

вался светящийся канал-филамент того же цвета с длиной $L \approx 0.1$ мм $> 2l_{R,calc}$ и диаметром на полувысоте $D \approx 5.5$ мкм (рис.2а, 3а). При наблюдении дан-

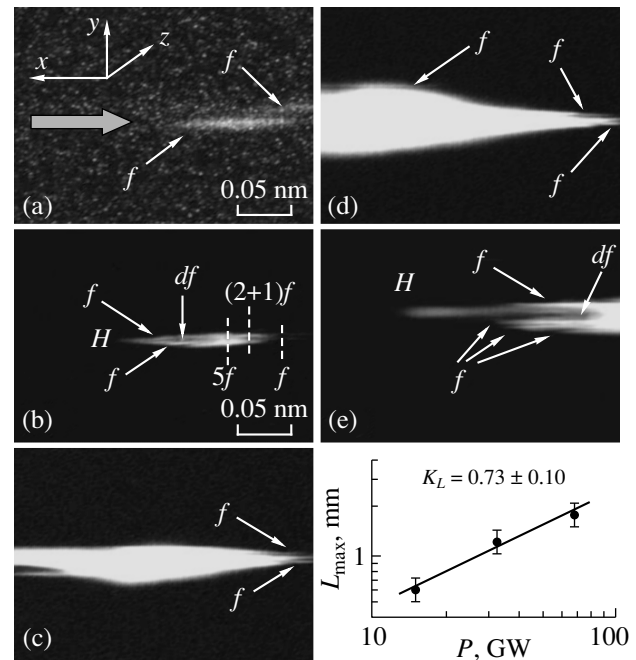


Рис.2. Снимки филаментов под микроскопом при увеличении 10× при $P \approx 6.4$ (a), 15 (b), 33 (c) и 68 (d,e) ГВт. Тонкими стрелками показаны отдельные или кратные филаменты (f, nf), области дефокусировки (df), а символ H обозначает голову области филаментации; толстая стрелка на рисунке (a) показывает направление распространения УКИ для (a)–(e). (f) Зависимость длины области филаментации L_{max} от P в координатах $\lg L_{max} - \lg P$ и ее линейная аппроксимация с угловым наклоном K_L

ного филамента при увеличении 10× разрешался слабый (наблюдаемый не в фокусе) филамент-спутник основного канала с близким диаметром (рис.2а, 3а). В результате средняя мощность в пересчете на единственный филамент составляла около 3 ГВт. При дальнейшем увеличении P в диапазоне 15–70 ГВт картина развития филаментации была довольно общей – из области точечной искры вдоль оси x вырастал один филамент, который по мере развития навстречу лазерному излучению окружался пучком филаментов [6], более коротких на периферии лазерного луча (рис.2b–e), причем общее число филаментов в пучке возрастало с ростом P в качественном согласии с существующими моделями множественной филаментации [1–3]. При оптимальной фокусировке микроскопа на отдельных филаментах в воздухе удалось определить их минимальный диаметр $D \leq 5-6$ мкм (рис.2, 3), значительно меньший минимальных зна-

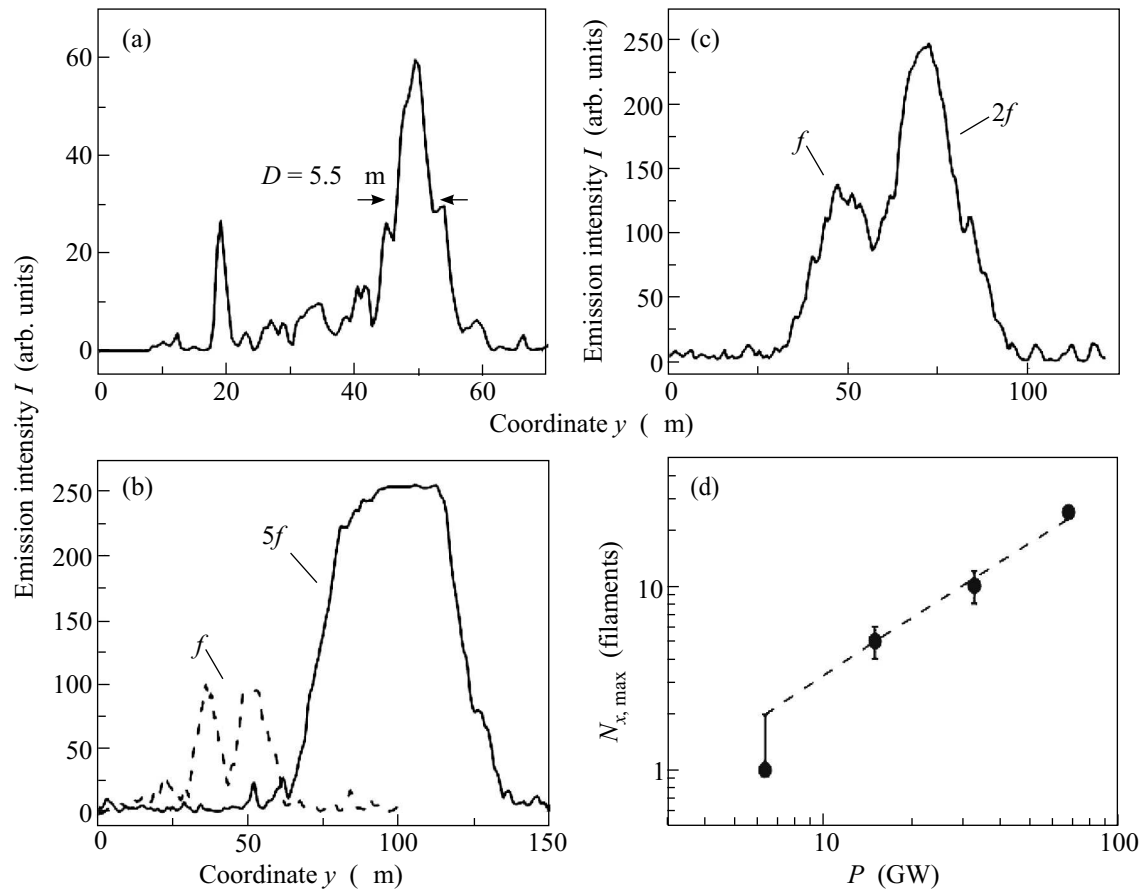


Рис. 3. Поперечные профили интенсивности свечения $I(y)$ областей филаментации, приведенных на рис. 2, при $P = 6.4$ (a) и 15 (b), (c) ГВт. Показаны отдельные филаменты в фокусе (a), слегка не в фокусе (b), а также плохоразрешенные (c) или неразрешенные филаменты (b), (c). (d) Экспериментальная (темные точки) и теоретическая (прямая штриховая линия $N_{\infty, \max} = \text{Int}\{P/P_{\text{crit}}\}$) зависимости числа филаментов $N_{\infty, \max}$ от P

чений $D \geq 20$ мкм, приведенных для воздуха в литературе [3], что, по нашему мнению и мнению авторов [8], отчасти связано с более жесткой фокусировкой УКИ в настоящей работе, а отчасти – с недостаточным пространственным разрешением, достигнутым при визуализации филаментов в газах в предшествующих экспериментальных исследованиях (смотри, например, обзор [3]). Далее вдоль оси x число филаментов снижалось с появлением темной области дефокусировки, трансформируясь за данной областью – вследствие рефокусировки УКИ – в пучок нескольких филаментов и далее в единичный осевой филамент [6] (рис. 2e). Максимальная длина всей области филаментации сублинейно возрастала с увеличением мощности УКИ как $L_{\max} \propto P^{0.7}$ (рис. 2f) в качественном согласии с формулой Марбургера [1, 3, 9, 10], справедливой для $P \leq 10^2 P_{\text{crit}}$. Заметим, что ранее для твердых диэлектриков и похожих условий эксперимента отмечалось близкое соотношение $L_{\max} \propto E_{\text{inc}}^{1/2}$ [10, 11].

Наблюдение пучков филаментов в дальней зоне, где расстояние от использованных микро-объективов (рабочие расстояния ≈ 7.5 (4 \times) и 20 (10 \times) мм) до пучка филаментов было значительно больше самого диаметра такого пучка (~ 0.1 мм), позволило оценить число филаментов N в разных зонах вдоль оси их пучка, используя для калибровки “интегральную” (интегрированную по поперечным осям y и z) интенсивность свечения одиночного филамента $I_{\Sigma 1}$ в заданный телесный угол (рис. 3a). Возможность такой калибровки обоснована предыдущими экспериментальными наблюдениями фиксированного характера свойств филаментов вдоль последних [12] (что действительно подтверждается нашими исследованиями (рис. 2a, 3a, c)), а также как функции энергии УКИ [13], основанными на измерениях на заданном расстоянии в дальней зоне интенсивности свечения филаментов. Профили интенсивности свечения пучков филаментов $I(y)$ при разных P (рис. 2b-e, 3a-c) по-

казывают наличие областей с величиной интеграла $I_{\Sigma \text{nf}}$ под кривой $I(y)$, кратной интенсивности свечения на заданном расстоянии в дальней зоне единичного филамента $I_{\Sigma 1}$, ввиду наложения нескольких филаментов вдоль оси z (рис.2с, 3с) или вдоль обеих осей y, z (рис.2б, 3б). В результате, полное число филаментов в каждом сечении пучка ($N_{\infty}(x)$) или на отдельных участках сечения ($N(x)$) можно оценить из простых соотношений $N_{\infty}(x) = I_{\Sigma \infty}/I_{\Sigma 1}$ и $N(x) = I_{\Sigma}/I_{\Sigma 1}$, что дает возможность построения с помощью данного метода – с учетом допущения о радиальной симметрии пучка филаментов – полного пространственного распределения филаментов $N(x, y, z)$ в области филаментации, что невозможно в случае поперечной профилометрии в дальнем поле [6]. В данной статье мы ограничились оценкой максимального числа филаментов $N_{\infty, \text{max}}$ в сечении пучка в центральной, наиболее яркой зоне области филаментации и в согласии с существующими теоретическими представлениями [1–3] обнаружили, что это число линейно увеличивается с ростом P примерно как целая часть соотношения P/P_{crit} (рис.3д).

Заметим, однако, что, несмотря на фиксированный характер величины $I_{\Sigma 1}$ вдоль филаментов (рис.2), последняя монотонно растет с увеличением P (примерно как $\propto P^{2/3}$) (рис.4), так что для опре-

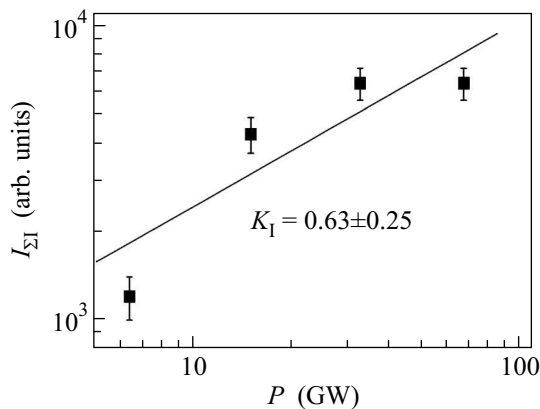


Рис.4. Зависимость калибровочной интенсивности $I_{\Sigma 1}$ от P в координатах $\lg I_{\Sigma 1} - \lg P$ и ее линейная аппроксимация с угловым наклоном K_I

деления числа филаментов для каждого значения P было необходимо отыскать в области филаментации (обычно на ее периферии или переднем/заднем краях) отдельный филамент и использовать в качестве калибровочного параметра его соответствующую величину $I_{\Sigma 1}$. Рост $I_{\Sigma 1}(P)$ явно противоречит выводам работ [5, 12, 13], сделанным в рамках модели “самоканалирования” [14], о неизменности интенсивности лазерного излучения (intensity clamping), а также плот-

ности плазмы и диаметра филаментов, для различных значений энергии УКИ. Напротив, зависимость $I_{\Sigma 1}(P)$ на рис.4 указывает на возможность неоднократной рефокусировки излучения вдоль филамента, предполагаемой моделью “движущихся фокусов” [15], с тем, что параметры – период, диаметр – рефокусировки могут существенно меняться как функции энергии (мощности) УКИ [16], что не всегда заметно (удается разрешить по пространству) в филаментационных плазменных каналах на поздних стадиях электронной релаксации (в частности, в процессе рекомбинации). Отметим также, что позднее авторы [5, 13] указали на сильную зависимость диаметра филаментов и плотности плазмы в них от условий фокусировки [8], что фактически также означает непостоянство локальной интенсивности лазерного излучения в филаментах.

В работе были проведены калориметрические измерения интегральной по спектру и углу энергии прошедшего через лазерную искру излучения $E_{\text{trans}}(E_{\text{inc}})$ (рис.5), исходя из величин которой рас-

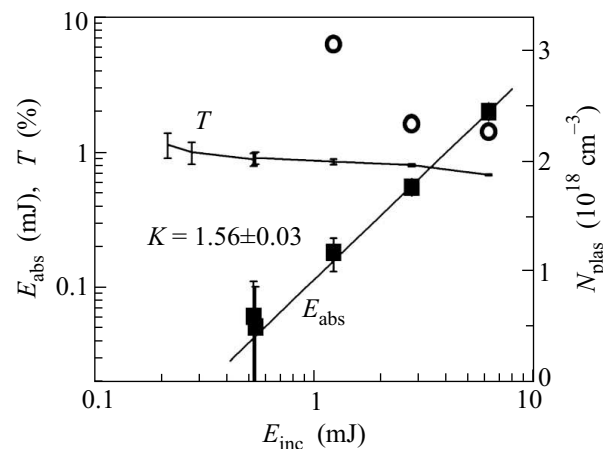


Рис.5. Зависимости интегрального по спектру и углу пропускания T и поглощенной энергии E_{abs} для области филаментации от энергии падающего излучения E_{inc} (левая ось). Расчетная зависимость средней плотности плазмы в филаментах N_{plas} от E_{inc} (светлые кружки, правая ось)

считали поглощенную в искре энергию $E_{\text{abs}} \approx E_{\text{inc}} - E_{\text{trans}}$ и пропускание искры T . Зависимость $E_{\text{abs}}(E_{\text{inc}})$ на рис.5 носит нелинейный характер ($E_{\text{abs}} \propto E_{\text{inc}}^{1.6}$), который хорошо согласуется – в силу $E_{\text{abs}} \propto N_{\infty, \text{max}} L_{\text{max}} D^2$ при фиксированном D [1, 3, 5, 12] – с линейным увеличением $N_{\infty, \text{max}}(E_{\text{inc}} \propto P)$ на рис.3д и сублинейным увеличением $L_{\text{max}} \propto E_{\text{inc}}^{0.7}$ на рис.2ф. В результате суперлинейная зависимость $E_{\text{abs}}(E_{\text{inc}})$ указывает на ожидаемое, согласно представлениям работ [5, 12, 13], однородное и фиксиро-

рованное вложение энергии в филаментах в течение УКИ, но, по-видимому, только в среднем по объему филаментов, поскольку входные параметры $N_{\infty, \max}$ и L_{\max} носят макроскопический характер, не учитывая в явном виде эффекта локального возрастания поглощения и сопутствующих параметров (интенсивности излучения, плотности плазмы) в зонах рефокусировки вдоль филаментов.

С учетом соответствующих значений $N_{\infty, \max}$, L_{\max} , D и потенциала ионизации молекул азота и кислорода в воздухе $\Sigma \approx 12-15$ эВ [17] были оценены средние по объему филамента значения плотности плазмы $N_{\text{plas}} \approx E_{\text{abs}} / [(\pi/8)N_{\infty, \max}L_{\max}D^2\Sigma] \approx (2.6 \pm 0.4) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (рис.5), которые количественно согласуются с имеющимися данными для ИК УКИ, относительно жестко сфокусированных в воздухе – $N_{\text{plas}} \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ с использованием несколько более слабой линзы с фокусным расстоянием 10 см [8]. В зонах рефокусировки величина N_{plas} может, по-видимому, приближаться к плотности молекул в воздухе ($3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$), давая оптически контрастные плазменные каналы филаментов с отрицательной вариацией показателя преломления $\delta n \approx N_{\text{plas}}/2N_{\text{crit}}(744 \text{ нм}) \sim 10^{-2}$, где $N_{\text{crit}}(744 \text{ нм}) \approx 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ – критическая плотность плазмы на длине волны 744 нм. Контрастный характер плазмы филаментов подтверждается данными поперечной профилометрии излучения, прошедшего через область филаментации, показывающими по мере роста P качественные пространственные трансформации исходного электромагнитного излучения (рис.6). В частности, уже при субкритических значениях $P = 1-2$ ГВт в дальней зоне наблюдалась трансформация поперечного профиля падающего лазерного излучения из гауссова распределения (рис.6а) в кольцеобразное (рис.6б), связанная, по-видимому, с его рассеянием (рефракцией) на плазме воздушной искры [4, 18]. При формировании единичного или множественных филаментов рефракция УКИ в форме колец конической эмиссии сохранялась (рис.6с), однако в последнем случае профиль прошедшего излучения формировался в результате интерференции разнесенных по пространству соответствующих источников полихроматической конической эмиссии (рис.6д).

4. Таким образом, в настоящей работе с помощью взаимодополняющих оптических методов визуализации, профилометрии и калориметрии исследован эффект множественной филаментации в воздухе сфокусированных УКИ со сверхкритическими пиковыми мощностями и получена исчерпывающая информация о его наиболее существенных характеристиках – числе и размерах филаментов, их взаимном распо-

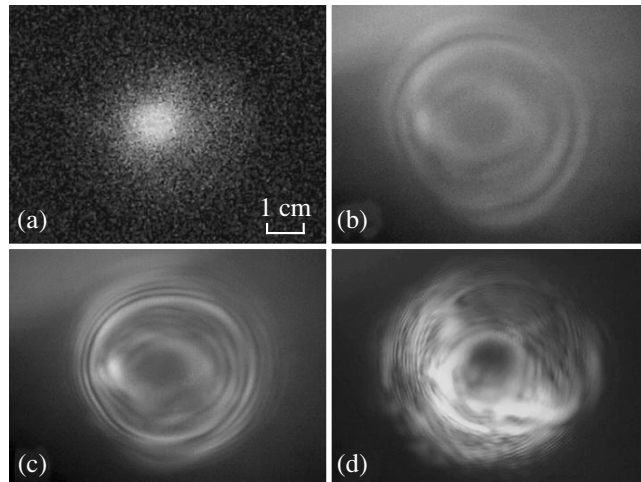


Рис.6. Поперечные профили прошедшего излучения, полученные съемкой на экране в дальней зоне (45 см от области филаментации), для значений $P = 1$ (а), 2 (б), 6.4 (с) и 68 ГВт (д)

ложению в области нелинейного фокуса, плотности плазмы в филаментационных каналах, а также некоторые свидетельства рефокусировки лазерного излучения при его филаментации в данных условиях.

1. A. Couairon and A. Mysyrowicz, Phys. Reports **441**, 47 (2007).
2. L. Berge, S. Skupin, R. Nuter et al., Rep. Prog. Phys. **70**, 1633 (2007).
3. В. П. Кандидов, С. А. Шленов, О. Г. Косарева, Квантовая электрон. **39**, 205 (2009).
4. F. Theberge, N. Aközbek, W. Liu et al., Opt. Comm. **245**, 399 (2005).
5. W. Liu, S. Petit, A. Becker et al., Opt. Commun. **202**, 189 (2002).
6. S. A. Hosseini, Q. Luo, B. Ferland et al., Phys. Rev. A **70**, 033802 (2004); О. Г. Косарева, Н. А. Панов, В. П. Кандидов, Оптика атмосферы и океана **18**, 223 (2005).
7. В. Д. Зворыкин, А. А. Ионин, С. И. Кудряшов и др., Письма в ЖЭТФ **88**, 10 (2008).
8. F. Theberge, W. Liu, P. Tr. Simard et al., Phys. Rev. E **74**, 036406 (2006).
9. J. H. Marburger, Prog. Quant. Electr. **4**, 35 (1975).
10. A. Couairon, L. Sudrie, M. Franco et al., Phys. Rev. B **71**, 125435 (2005).
11. V. Mizeikis, S. Juodkazis, T. Balciunas et al., Appl. Surf. Sci. (2009, в печати), doi:10.1016/j.apsusc.2009.04.057; V. Mizeikis, S. Juodkazis, T. Balciunas et al., J. Appl. Phys. **105**, 123106 (2009).
12. A. Braun, G. Korn, X. Liu et al., Opt. Lett. **20**, 73 (1995).

13. A. Becker, N. Aközбек, K. Vijayalakshmi et al., *Appl. Phys. B* **73**, 287 (2001).
14. Г. А. Аскарьян, *ЖЭТФ* **42**, 1567 (1962); R. Y. Chiao, E. Garmire, and C. H. Townes, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 479 (1964); В. И. Таланов, *Письма в ЖЭТФ* **2**, 218 (1965).
15. В. Н. Луговой, А. М. Прохоров, *Письма в ЖЭТФ* **7**, 153 (1968); Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, New York, Wiley, 1984.
16. S. Kanehira, J. Si, J. Qiu et al., *Nanoletters* **5**, 1591 (2005).
17. И. С. Григорьев, Е. З. Мейлихов (ред.), *Физические величины*, М.: Энергоатомиздат, 1991, гл.19.
18. С. М. Климентов, Т. В. Кононенко, П. А. Пивоваров и др., *Квантовая электроника* **32**, 433 (2002).