

Нелинейное распространение мощного фокусируемого фемтосекундного лазерного импульса в воздухе при атмосферном и пониженном давлении

Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов, А.А.Ионин, С.И.Кудряшов, Л.В.Селезнев,
Д.В.Синицын, Е.С.Сунчугашева

Рассмотрен режим распространения фокусируемых фемтосекундных лазерных импульсов гигаваттной мощности в воздухе при нормальном и пониженном давлении в случае проявления керровской самофокусировки и фотоионизации в среде. Проведены экспериментальные и численные исследования влияния плотности газовой среды на размерные и мощностные параметры излучения, а также на плотность электронов в плазменной колонке в зоне нелинейного фокуса светового пучка. Установлено, что в разреженном воздухе вследствие снижения скорости плазмообразования под действием излучения ослабляется блокирующее действие плазмы на рост интенсивности пучка при его жесткой фокусировке. Это позволяет в области фокальной перетяжки достичь более высокой плотности мощности ультракороткого лазерного излучения по сравнению со случаем его самофокусировки при атмосферном давлении.

Ключевые слова: фемтосекундный лазерный импульс, филамент, плазма.

1. Введение

В оптике повышение интенсивности излучения в заданном объеме среды традиционно обеспечивается фокусировкой светового пучка соответствующими оптическими системами. Фокусировка ультракоротких импульсов лазерного излучения с пиковой мощностью в десятки и сотни гигаватт открывает перспективы достижения экстремальных значений интенсивности, близких по порядку величины к внутриатомному значению ($\sim 10^{15}$ Вт/см²) [1]. Однако при этом зачастую возникает серьезное препятствие в виде оптической нелинейности среды распространения излучения. Высокие пиковая мощность и интенсивность фемтосекундных импульсов могут привести к нарушению линейного режима фокусировки излучения еще до мишени [2]. Распространение такого излучения сопровождается самовоздействием – излучение испытывает сильнейшую пространственно-временную самомодуляцию, проявляющуюся во временной компрессии импульса и в последующем распаде пучка в поперечном направлении на области с высокой интенсивностью, так называемую филаментацию пучка (см., напр., обзорную статью [3] и литературу в ней).

Если говорить о воздухе атмосферного давления, то главенствующим физическим механизмом, противодействующим фокусировке пучка и росту его интенсивности, является плазмообразование [4]. Фотоионизация молекул приводит к нелинейным энергетическим потерям в канале излучения и останавливает дальнейший рост его интенсивности, инициированный начальной фокусировкой

пучка и самофокусировкой под действием эффекта Керра. Образующаяся на переднем фронте лазерного импульса плазма (плотность свободных электронов $10^{22}–10^{24}$ м⁻³) дефокусирует его оставшуюся часть. Внутри светового импульса формируются локализованные в пространстве (и во времени) области с высокой интенсивностью – филаменты, сохраняющие свой размер практически постоянным на дистанции, сравнимой с дифракционной длиной исходного пучка. Так, для импульсов коллимированного излучения титан-сапфирового лазера с центральной длиной волны около 800 нм средняя длина филаментов составляет порядка ста микрометров, а пиковая интенсивность в них достигает 40–70 ТВт/см².

Очевидно, что снизить негативное воздействие фотоионизации среды на распространение фокусируемого лазерного пучка можно, повысив порог «лучевой прочности» среды, например заменив весь воздух в области взаимодействия на газ с более высоким потенциалом ионизации (в частности аргон [5] или неон). Однако это не всегда возможно или оправданно с технической и/или финансовой точки зрения. Существует еще один способ решения данной проблемы путем частичного устранения самой причины ионизации, т.е. создание разрежения в зоне фокусировки пучка. При пониженном давлении воздуха уменьшается число молекул в единице объема среды, а следовательно, снижается и плотность центров ионизации [6]. Соответственно блокировка излучения плазмой может наступить позже, а интенсивность излучения может быть выше, чем при нормальном давлении.

Особенности филаментации мощного ультракороткого лазерного коллимированного излучения в газах различного давления рассматривались в [7, 8], где представлены экспериментальные данные и количественные оценки влияния плотности газовой среды (воздух, аргон) на пространственно-временные и мощностные параметры лазерного излучения в зоне филаментации. В частности было показано, что понижение давления газа практически не сказывается на пиковой интенсивности излучения в филаменте. В то же время в недавно опубликованных

Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов. Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Россия, 634021 Томск, пл. Акад. Зуева, 1;
e-mail: ygeints@iao.ru

А.А.Ионин, С.И.Кудряшов, Л.В.Селезнев, Д.В.Синицын, Е.С.Сунчугашева. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 1 декабря 2011 г.

исследованиях [9–13] определенно указано на существование ряда особенностей самофокусировки предварительно сфокусированного в воздухе атмосферного давления фемтосекундного лазерного импульса. Оказалось, что поперечный размер филаментов и их длина (но не интенсивность) зависят от остроты фокусировки излучения [13]. Как поведут себя данные параметры при снижении давления в среде, осталось невыясненным.

В настоящей работе на основе лабораторных экспериментов и численного моделирования распространения фокусируемых фемтосекундных импульсов критической и субкритической мощности в воздухе различного давления установлена взаимосвязь между силой фокусировки и параметрами излучения в области его нелинейного фокуса. Показано, что снижение давления воздуха в зоне фокусировки может привести к увеличению максимально достижимой интенсивности лазерного импульса более чем на порядок.

2. Теоретическая модель распространения ультракороткого излучения

Математическое моделирование распространения ультракороткого лазерного излучения проведено на основе нелинейного уравнения Шредингера (НУШ). Это уравнение, как показывают многочисленные исследования (см., напр., обзоры [3, 14]), достоверно описывает все значимые линейные и нелинейные процессы, происходящие с импульсом излучения в среде, по крайней мере при длительностях импульса не менее нескольких оптических периодов.

Ниже рассматривается распространение преимущественно фокусируемого излучения с небольшим (порядка миллиметров) диаметром пучка и начальной длительностью импульса порядка ста фемтосекунд, что характерно для большинства известных лабораторных экспериментов по самофокусировке. Это приводит к протяженности оптической трассы излучения не более нескольких метров, поэтому эффектом дисперсии групповой скорости лазерного импульса в воздухе в дальнейших расчетах мы пренебрежем. По этой же причине в используемой модели процесса мы не будем учитывать поправки на пространственно-временную фокусировку и самообострение временного фронта импульса.

При данных предположениях соответствующее уравнение в бегущей системе координат, связанной с движущимся импульсом, имеет следующий вид:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2n_0k_0}\nabla_{\perp}^2\right)U = ik_0\left(n_2I - n_4I^2 - \frac{N_e}{2N_{\text{кр}}n_0}\right)U - \left[\frac{\sigma_c N_e}{2} + \frac{\Psi_1(I)}{2I}\Delta E_i(N_0 - N_e)\right]U. \quad (1)$$

Изменение концентрации свободных электронов N_e в канале пучка (плотность плазмы) под действием излучения дается уравнением

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = \Psi_1(I)(N_0 - N_e) + \frac{\sigma_c}{n_0\Delta E_i}I - v_r N_e^2, \quad (2)$$

которое учитывает многофотонный, туннельный и каскадный (impact) механизмы ионизации среды, а также убыль свободных электронов в результате их рекомбинации с

ионами. Здесь $U(\mathbf{r}_{\perp}, z, t)$ – медленно меняющаяся комплексная амплитуда электрического поля светового импульса; ∇_{\perp}^2 – поперечный лапласиан; n_0 – линейный коэффициент преломления среды; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число; $I = cn_0 \times |U|^2/8\pi$ – интенсивность; n_2, n_4 – коэффициенты при кубической (керровской) и следующей по порядку (насыщающаяся нелинейность) нелинейных добавках к коэффициенту преломления среды $n = n_0 + n_2I - n_4I^2$; $N_{\text{кр}} = 1/(\sigma_c \tau_c c)$ – критическая плотность электронов плазмы; Ψ_1 – скорость (вероятность) фотоионизации среды; N_0 – плотность нейтральных атомов; $\sigma_c, \Delta E_i, \tau_c$ – сечение каскадной ионизации, потенциал ионизации молекулы и характерное время столкновения свободных электронов с тяжелыми частицами соответственно; v_r – скорость рекомбинации электронов; c – скорость света в вакууме.

Отметим, что в уравнении (1), в соответствии с исследованиями [15], опущена инерционная составляющая эффекта Керра, связанная с вращательной компонентой кубической поляризуемости молекул газа, и добавлено слагаемое, отвечающее за насыщение керровской нелинейности при высокой интенсивности.

При численных расчетах исходное излучение задавалось в виде сфокусированного гауссова по пространственным и временным координатам пучка,

$$U(\mathbf{r}_{\perp}, z = 0, t) = U_0 \exp\left[-\frac{|\mathbf{r}_{\perp}|^2}{(2R_0)^2} - \frac{t^2}{(2t_p)^2}\right] \times \exp\left[-ik_0 n_0 |\mathbf{r}_{\perp}|^2 \frac{NA}{R_0}\right],$$

с варьируемым начальным параметром фокусировки (числовая апертура) $NA = R_0/f$ и пиковой мощностью в импульсе излучения $P_0 = (U_0 R_0)^2 cn_0/8 = I_0 \pi R_0^2$, где f, R_0, t_p – радиус кривизны фазового фронта, радиус пучка и длительность импульса по уровню $1/e$ максимума интенсивности соответственно. Для определенности эти величины считались фиксированными: $R_0 = 1$ мм, $t_p = 100$ фс. Значения остальных параметров в (1), (2) для длины волны излучения $\lambda_0 = 800$ нм и нормального давления $p \equiv p_0 = 1$ бар воздуха (80% $N_2 + 20\%$ O_2) были следующими: $n_2 = 3.2 \times 10^{-19}$ см²/Вт, $n_4 = 2.5 \times 10^{-33}$ см⁴/Вт², $\tau_c = 350$ фс, $\sigma_c = 5.52 \times 10^{-24}$ м², $v_r = 1.1 \times 10^{-12}$ м³/с, $\Delta E_i = 12.1$ эВ (O_2), $\Delta E_i = 15.6$ эВ (N_2), $N_0 = N_{O_2} + N_{N_2}$ при $N_{O_2} = 5 \times 10^{24}$ м⁻³, $N_{N_2} = 2.1 \times 10^{25}$ м⁻³. Критическая мощность самофокусировки излучения $P_{\text{кр}} = \lambda_0/(n_0 k_0 n_2)$ при этом равна 3.2 ГВт. Расчет скорости фотоионизации атомов среды Ψ_1 проводился по модели ППТ [16], причем уравнение (2) решалось отдельно для кислорода и азота, а полная концентрация свободных электронов вычислялась как сумма концентраций, полученных для каждой из газовых компонент.

Проведем предварительный качественный анализ влияния возможных последствий изменения давления на характеристики лазерного пучка в зоне филаментации и на плотности возникающей плазмы. Источником изменения констант нелинейного взаимодействия оптического излучения и среды при варьировании внешнего давления p является плотность нейтральных молекул воздуха: $N_0(p)/N_0(p_0) = p/p_0$. Очевидно, что в первом приближении (без учета влияния давления на сечения взаимодействия и спектральные ширины молекулярных линий газов [17]) можно принять простую модель [7] прямой пропорциональности между давлением и всеми нелинейными добавками к коэффициенту преломления, $(n_2, n_4) \sim p/p_0$, и об-

ратную пропорциональность для времени свободного пробега электрона, $\tau_c \sim p_0/p$. Следовательно, с падением давления увеличивается и критическая мощность самофокусировки, $P_{cr} \sim p_0/p$, а сечение каскадной ионизации атомов σ_c соответственно уменьшается: $\sigma_c = \omega_0^2 \tau_c / c N_{ecr} (\omega_0^2 \tau_c^2 + 1) \sim p/p_0$ (при условии, что $\omega_0 \tau_c \gg 1$).

Воспользуемся простыми оценками основных параметров филаментов, формирующихся при самофокусировке ультракороткого лазерного пучка, которые следуют непосредственно из анализа уравнений (1), (2) [18]. Возникновение филаментов обеспечивается физическими механизмами, препятствующими коллапсу пучка и стабилизирующими его интенсивность, а именно плазмообразованием и насыщению кубической нелинейности. Соответствующее этому условие мгновенного локального баланса нелинейных «сил» фокусировки и дефокусировки световой волны дается следующим равенством:

$$n_2 I_f = n_4 I_f^2 + \frac{N_{ef}}{2N_{ecr} n_0}, \quad (3)$$

где I_f – характерная интенсивность оптического поля в филаменте, а $N_{ef} = N_c(I_f)$ – некоторая характерная для плазменной колонки плотность электронов. Это выражение физически можно трактовать как условие нулевого приращения фазы оптической волны в заданной точке пространства в заданный момент времени за счет действия выбранных нелинейных механизмов самомодуляции излучения.

Приближенно оценить параметр N_{ef} в окрестности филамента можно, обратившись к уравнению (2), в котором фотоионизация молекул среды для упрощения выкладок рассматривается в рамках механизма многофотонного поглощения (МФП), т.е. полагается, что $\Psi_f(I) = \sigma^{(K)} I^K$, где $\sigma^{(K)}$ – сечение МФП, а K – целое число квантов энергии излучения, необходимых для ионизации одного электрона нейтрального атома ($K = 8$ для O_2 и $K = 11$ для N_2).

Пренебрегая рекомбинацией свободных электронов, получаем, что при действии на газовую среду прямоугольного (по времени) лазерного импульса с интенсивностью I_f и длительностью t_p в единице объема среды образуется $N_{ef} = N_0 v_c^{-1} \sigma^{(K)} I_f^{K-1} [\exp(v_c I_f t_p) - 1]$ отрицательно заряженных частиц, где $v_c = \sigma_c / (n_0 \Delta E_i)$ – скоростной коэффициент каскадной ионизации и считается, что $N_c \ll N_0$. Поскольку, как правило, для газов и фемтосекундных импульсов показатель экспоненты в данном выражении можно считать много меньшим единицы, мы приходим к очевидному соотношению

$$N_{ef} \approx N_0(p) t_p \sigma^{(K)} I_f^K, \quad (4)$$

из которого очевидна зависимость параметров от давления в среде. Подставляя теперь (4) в (3), пренебрегая слагаемым с n_4 (пока $I_f < n_2/n_4$) и разрешая относительно I_f , получаем оценку средней интенсивности светового поля в филаменте:

$$I_f = \left[\frac{2n_2(p)n_0 N_{ecr}}{N_0(p) t_p \sigma^{(K)}} \right]^{1/(K-1)}. \quad (5)$$

Из условия примерного равенства средней мощности в филаменте $P_f = \pi I_f R_f^2$ критической мощности самофокусировки P_{cr} [19] следует, что характерный радиус филамента

$$R_f = k_0^{-1} \sqrt{\frac{2}{n_0 n_2(p) I_f}}. \quad (6)$$

Таким образом, если при нормальном давлении в среде лазерный импульс испытывает керровскую самофокусировку с последующей стабилизацией интенсивности в филаменте на уровне I_f за счет плазмообразования вблизи точки фокусировки, то филаментация излучения в разреженном газе, как следует из (4)–(6), имеет место при той же характерной интенсивности, но меньшей плотности электронов. Сам размер филамента при этом должен увеличиться вследствие роста критической мощности самофокусировки. Подчеркнем, что эти рассуждения относятся к коллимированному излучению.

Совершенно очевидно, что поскольку $P_{cr} \sim p_0/p$, возможны ситуации, когда световой импульс, имея в нормальных условиях сверхкритическую мощность $P_0 > P_{cr}$ и, следовательно, испытывая самофокусировку, при понижении давления становится докритическим ($P_0 < P_{cr}$) и не самофокусируется, т.к. мощности импульса уже может быть недостаточно для преодоления естественной дифракционной расходимости пучка за счет эффекта Керра. Как будет показано ниже, описанная ситуация может кардинально измениться, если световой пучок изначально был сфокусирован. В этом случае даже для докритического импульса, распространяющегося в разреженном воздухе, становятся возможными и рост интенсивности излучения, и плазмообразование, и возникновение филамента. Более того, как видно из (2), при разрежении среды снижается суммарная скорость ионизации газа (как многофотонная, так и каскадная), а значит, и мгновенная концентрация свободных электронов, генерируемых лазерным импульсом. Блокирующее действие плазмы ослабляется, в результате чего световой пучок может достичь более высокой интенсивности излучения в фокусе, чем при нормальном давлении.

3. Обсуждение результатов численного моделирования

Для более детального исследования воздействия изменения давления воздуха на характеристики филамента и плазменной колонки, формирующихся при самофокусировке пучка лазерных ультракоротких импульсов, была проведена серия численных расчетов системы уравнений (1), (2). Кривые на рис.1 демонстрируют изменение максимально достижимой интенсивности лазерного импульса I_{max} , а также плотности свободных электронов плазмы $N_{e,max}$ в зоне нелинейного фокуса в зависимости от остроты фокусировки пучка, задаваемой числовой апертурой NA, при различных давлениях воздуха. Отдельно рассмотрены случаи распространения импульса с докритической и критической для самофокусировки пиковой мощностью (при нормальном давлении), что при выбранных параметрах излучения соответствовало полной энергии в импульсе $E_0 = 56$ мкДж (рис.1,а,в) и 560 мкДж (рис.1,б,г). На этих и всех последующих рисунках точки отвечают данным численного расчета, а сплошные кривые построены для наглядности методом сплайн-аппроксимации.

Из представленных зависимостей видно, что при субкритической мощности импульса повышение остроты фокусировки сопровождается ростом максимальной интенсивности излучения в фокальной области. Причем до $NA \sim 2 \times 10^{-3}$ (в дальнейшем будем считать данное зна-

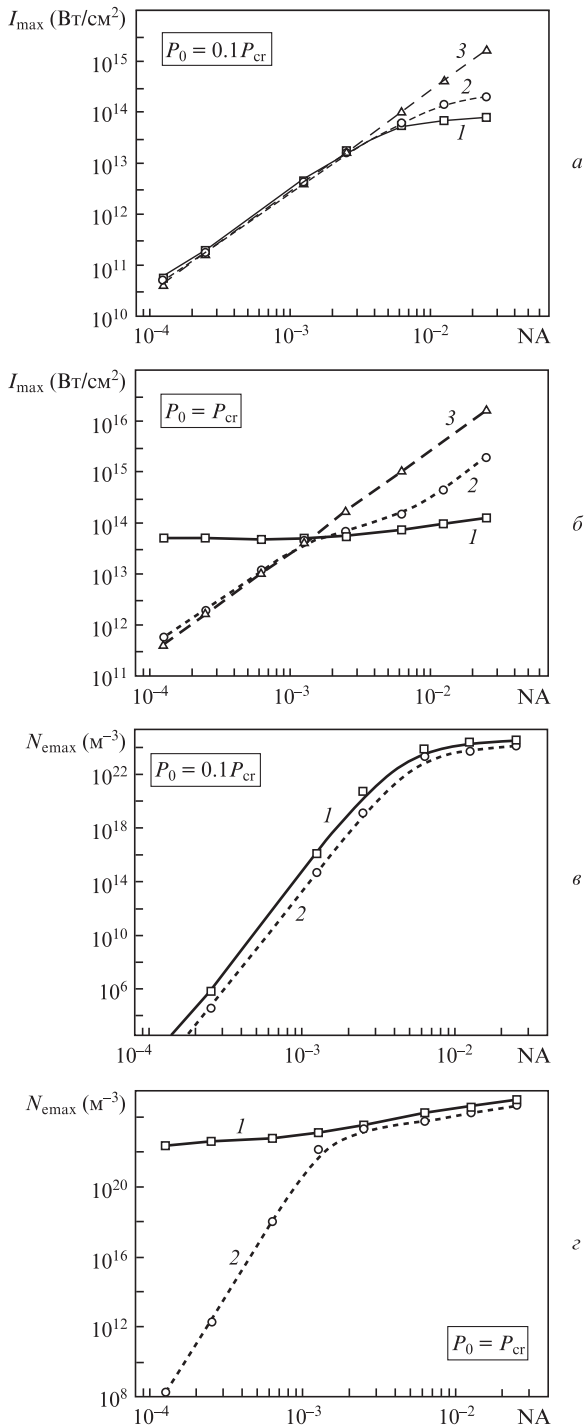


Рис.1. Зависимости максимально достижимой интенсивности I_{\max} (а, б) и плотности свободных электронов плазмы $N_{e\max}$ (в, г) от параметра фокусировки NA фемтосекундного лазерного излучения при давлениях воздуха $p = 1$ (1), 0.1 (2) и 0 бар (3) и докритической начальной мощности импульса $P_0 = 0.1 P_{cr}$ (а, в) и $P_0 = P_{cr}$ (б, г) (при нормальном давлении).

чение условной границей режимов мягкой и жесткой фокусировки пучка) это увеличение соответствует линейному режиму фокусируемого распространения, когда $I_{\max} \propto NA^{-2}$ (кривая 3 на рис. 1, а, б, соответствующая распространению в вакууме), а затем рост интенсивности замедляется вследствие плазмообразования в фокусе. Исключение составляет режим самофокусировки пучка с $P_0 = P_{cr}$ при нормальном давлении (рис.1, б, кривая 1), когда про-

исходит формирование светового филамента, интенсивность излучения в котором при изменении параметра фокусировки слабо варьируется вблизи уровня $I_{\max} \approx 50$ ТВт/см².

Понижение давления воздуха в целом одинаково действует на I_{\max} как при докритическом уровне мощности импульса, так при ее критическом значении: максимально достижимый уровень интенсивности в нелинейном фокусе пучка увеличивается. Это проявляется в диапазоне значений параметра NA, соответствующих достаточно жесткой фокусировке пучка ($NA > 10^{-3}$), и связано с изменением (снижением) скорости плазмообразования при снижении давления газа. При этом блокирующее действие плазмы на рост интенсивности фокусируемого пучка уменьшается, что позволяет пучку сжиматься, а его интенсивности беспрепятственно достигать более высоких значений в фокальной перетяжке.

В этом основное отличие режима самовоздействия острогофокусированного излучения от самофокусировки коллимированного (или слабосфокусированного) пучка, происходящей, главным образом, под действием только одного эффекта Керра. В последнем случае, как было показано выше (см. выражение (5)), предельный уровень пиковой интенсивности в зоне протяженного нелинейного фокуса (филамента) обеспечивается не фокусировкой пучка, а балансом керровской и плазменной нелинейностей и не зависит от давления среды [20]. Формирование такого светового филамента с квазипостоянной пиковой интенсивностью хорошо прослеживается на рис.1, б (кривая 1) при низких значениях NA.

Важно отметить, что снижение давления газа наиболее существенно сказывается на росте максимально достижимой интенсивности лазерного импульса критической мощности, приводя к увеличению I_{\max} более чем на порядок. Для импульса с $P_0 = 0.1 P_{cr}$ (рис.1, а) такой рост значительно менее выражен и составляет около двух раз.

В то же время зависимость пиковой плотности свободных электронов в зоне филамента от давления газа обратная: $N_{e\max}$ снижается при разрежении среды. Для обеих рассмотренных ситуаций (рис.1, в и г) отношение максимально достижимых концентраций плазмы при различных давлениях таково: $N_{e\max}(p_1)/N_{e\max}(p_2) \propto p_1/p_2$ (ср. с (4)) для любого значения NA, исключая область отсутствия филамента при $NA < 10^{-3}$ и $E_0 = 560$ мкДж. В соответствии с этим при низком давлении уменьшаются и потери энергии импульса излучения в фокальной перетяжке (рис.2).

Экстремум в зависимости $E(NA)$, наблюдающийся при $P_0 = P_{cr}$ и нормальном давлении (рис.2, б), связан со сменой режимов филаментации фокусируемого пучка. Правая ветвь данной зависимости (по отношению к своему максимуму, т. е. при $NA > 2 \times 10^{-3}$) соответствует ситуации, когда пучок сжимается к фокусу под действием, главным образом, только линейной дифракции, что обусловлено начальной кривизной фазового фронта излучения. Керровская самофокусировка здесь проявляется только в области фокальной перетяжки, приводя к ее удлинению (в сравнении с линейным размером) [11, 12]. Рост энергопотерь импульса при этом обусловлен повышением плотности газа свободных электронов при развивающейся лавинной ионизации молекул среды.

При мягкой фокусировке пучка ($NA < 2 \times 10^{-3}$) действие кубической нелинейности среды начинает проявляться значительно раньше линейной фокальной перетяжки пучка. Это приводит к формированию филамента на

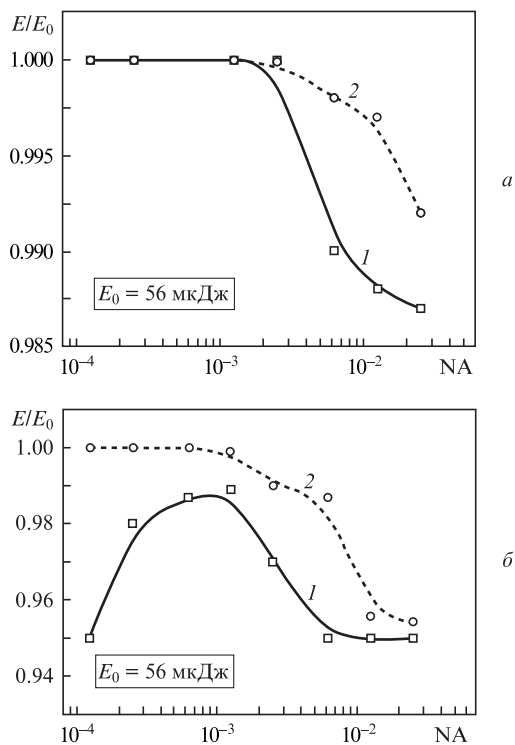


Рис.2. Зависимости нормированной энергии E/E_0 в лазерном импульсе после прохождения им фокальной перетяжки от параметра фокусировки NA при давлениях воздуха $p = 1$ (1) и 0.1 бар (2) и начальных энергиях $E_0 = 56$ (а) и 560 мкДж (б).

оси хотя и с высокой пиковой интенсивностью, но со значительно меньшими, чем в предыдущем случае, плотностями плазмы. Вместе с тем протяженность плазменной колонки при этом достаточно велика для того, чтобы обеспечить значительные энергопотери излучения в области ее существования.

Влияние давления газа на поперечный размер формирующегося филамента и протяженность плазменной колонки иллюстрирует рис.3, где показаны зависимости относительного (нормированного) радиуса филамента R_f/R_{foc} и эффективной длины плазменной области L_{pl}/L_{foc} от параметра фокусировки пучка. Переменные нормированы на радиус $R_{foc} = R_0 \gamma_D [\gamma_D^2 + NA^2]^{-1/2}$ и эффективную протяженность $L_{foc} \propto 2k_0 R_{foc}^2$ фокальной перетяжки гауссова пучка в вакууме, где $\gamma_D = (k_0 R_0)^{-1}$ – естественная (дифракционная) угловая расходимость. При численном моделировании параметры R_f и L_{pl} рассчитывались исходя из соответствующих зависимостей интенсивности излучения и плотности свободных электронов. За длину плазменной колонки принимался интервал эволюционной переменной, внутри которого выполнено условие $N_{e,max} \geq 10^{21} \text{ м}^{-3}$, а в качестве радиуса филамента выбирался минимальный радиус (по уровню $1/e$) на всей протяженности фокальной перетяжки пучка.

Как видно из рис.3, снижение давления газа на порядок приводит в случае острого фокусированного излучения к уменьшению протяженности плазменной колонки вплоть до полного ее исчезновения при малых NA . Существенно, что происходит также некоторое (хотя и незначительное) утолщение филамента, как это предсказывается выражением (6).

В целом при любом давлении воздуха радиус пучка в области филаментации демонстрирует немонотонную за-

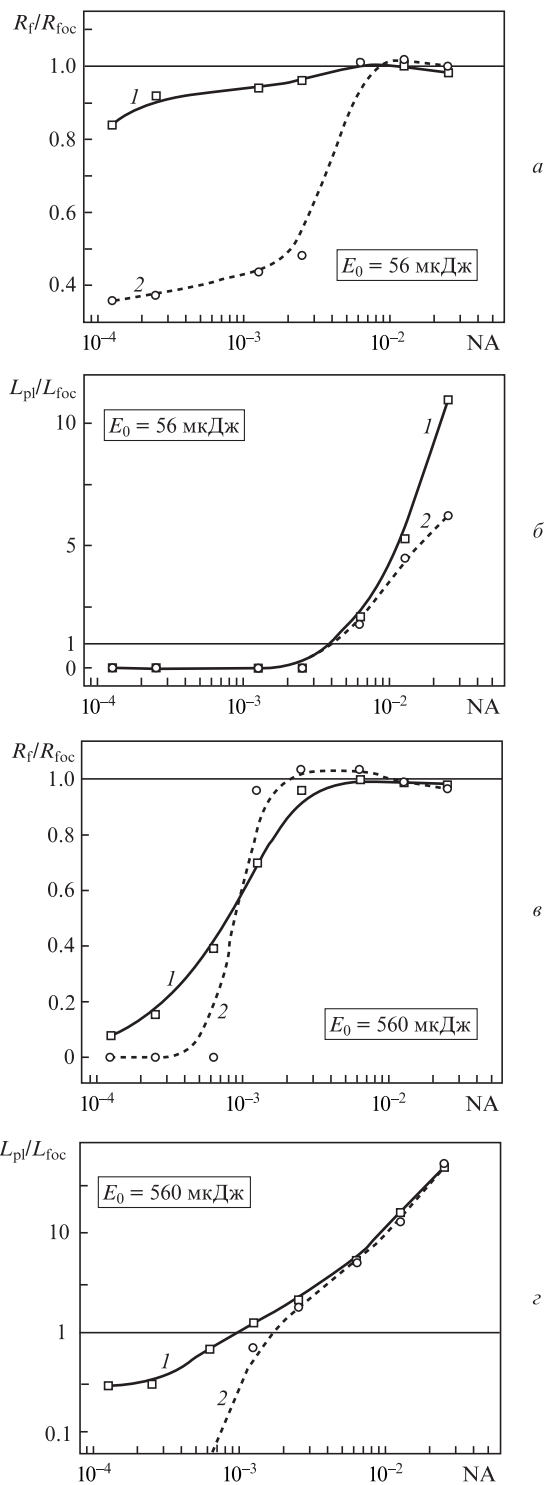


Рис.3. Зависимости относительного радиуса пучка в нелинейном фокусе (а, в) и эффективной протяженности плазменной колонки (б, з) от параметра фокусировки NA при давлениях воздуха $p = 1$ (1), 0.1 бар (2) и начальной энергии импульса $E_0 = 56$ (а, б) и 560 мкДж (в, з).

висимость от степени фокусировки пучка. Для слабосфокусированного излучения поперечный размер филамента R_f меньше радиуса линейной перетяжки пучка и при повышении остроты фокусировки имеет тенденцию к увеличению. При умеренной фокусировке ($NA \approx (2-5) \times 10^{-3}$) поперечное сечение филамента перекрывает практически всю площадь линейной перетяжки. Это говорит о сохра-

нении неизменным гауссова поперечного профиля плотности энергии светового импульса в области фокуса и, следовательно, о незначительном влиянии самообострения импульса за счет керровской самофокусировки в процессе развития филамента [12]. При дальнейшем повышении остроты фокусировки пучка ($NA > 5 \times 10^{-3}$) радиус филамента следует за размером фокальной перетяжки, что соответствует насыщению зависимостей, представленных на рис.3,а и в, вблизи единичного уровня.

Однако, хотя в данной области значений параметра фокусировки справедливо примерное равенство $R_f \approx R_{foc}$, вполне правомерно считать, что и в этом случае происходит филаментация излучения. Действительно, даже при острой фокусировке пучка протяженность нелинейного фокуса, где реализуются наибольшие интенсивности световой волны, более чем на порядок превышает линейные размеры фокальной перетяжки (рис.3,б,з). Это отвечает известному факту «прорастания» филамента из точки геометрического фокуса пучка навстречу направлению распространения излучения [21], поскольку началом филамента является нелинейный фокус импульса, который формируется раньше, чем его геометрический фокус. Это обстоятельство, а также высокая степень ионизации среды позволяют говорить о том, что и в случае острого фокусированного излучения прослеживается формирование филамента в окрестности геометрического фокуса пучка.

4. Экспериментальные исследования

Эксперименты по изучению параметров зоны фокуса ультракоротких лазерных импульсов в условиях жесткой фокусировки в воздухе при различных давлениях проводились на фемтосекундной титан-сапфировой лазерной системе (Avesta), которая генерирует лазерные импульсы с длительностью 100 фс (FWHM) и частотой 10 Гц на длине волны 744 нм. В экспериментах использовались лазерные импульсы с пиковой мощностью P_0 , не превышающей нескольких критических мощностей самофокусировки P_{cr} , и энергией E_0 , не превышающей 1.9 мДж. Радиус пучка на выходе из лазерной системы составлял 4 мм (по уровню $1/e$). Принципиальная схема эксперимента изображена на рис.4.

На выходе из лазерной системы 1 был установлен дифракционный ослабитель 2 (ИАЭ СО РАН), который позволял изменять энергию лазерного импульса в диапазоне 5 мкДж – 1.9 мДж. После прохождения дифракционного ослабителя малая часть излучения ($\sim 5\%$) с помощью делителя пучка 3 направлялась на калориметр 4 (Ophir), который измерял энергию в импульсе. После прохождения делителя пучка импульс фокусировался линзой 5. В экспериментах применялись линзы с фокусными расстояниями $f = 80, 130, 180$ и 380 мм, а также сферическое зер-

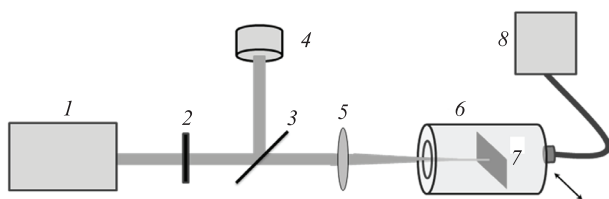


Рис.4. Оптическая схема эксперимента: 1 – лазерная система; 2 – дифракционный ослабитель; 3 – делитель пучка; 4 – калориметр; 5 – линза; 6 – перемещаемая вакуумная камера; 7 – термочувствительная бумага; 8 – вакуумный насос.

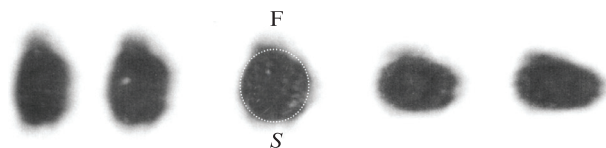


Рис.5. Серия ожогов на термочувствительной бумаге (F – ожог, соответствующий фокусу линзы, S – площадь пятна ожога).

кало $cf = 1100$ мм, что давало численные апертуры $NA \approx 0.05, 0.03, 0.02, 0.01$ и 0.004 соответственно.

В области фокуса на моторизованной подвижке располагалась вакуумная камера 6 с термочувствительной бумагой 7, перемещаемые под углом к оптической оси. В результате такого перемещения на бумаге образовывалась серия ожогов (рис.5). Лазерный пучок был слегка эллиптически, что позволяло по повороту осей эллипса довольно точно определять положение фокуса. Площадь пятна ожога S измерялась с помощью оптического микроскопа Levenhook BioView 630 по заданному уровню контраста почернения бумаги, который соответствовал некоторой (постоянной) пороговой плотности лазерной энергии w_{th} . Затем массив полученных данных $S(P_0, NA, p)$ использовался уже для вычисления эффективной пиковой интенсивности излучения \bar{I}_f в фокальной перетяжке пучка.

Мы исходили из предположения о гауссовом распределении плотности энергии в фокальном пятне лазерного пучка:

$$w_{th} = w_{peak}(P_0, z = f) \exp\left[-\frac{S}{S_0(P_0, z = f)}\right], \quad (7)$$

где w_{peak} и S_0 – неизвестные параметры распределения. Такое предположение правомерно при небольшом превышении мощности импульса над критической мощностью самофокусировки и достаточно жесткой начальной фокусировке пучка [11]. Пиковую плотность энергии импульса w_{peak} выразим через его начальную мощность, предполагая также сохранение неизменным временного профиля импульса и отсутствие потерь энергии при распространении до фокуса:

$$w_{peak} = \frac{1}{S_0} \int_0^\infty P(t, z = f) dt \approx \frac{bP_0}{S_0} = b\bar{I}_f, \quad (8)$$

где b – интеграл от временной формы импульса (в общем случае негауссовой). Отсюда следует, что для расчета эффективной интенсивности \bar{I}_f необходимо знать характерную площадь пучка S_0 в точке фокуса.

В случае линейной фокусировки пучка площадь S_0 при $z = f$ выражается через параметр числовой апертуры $S_{0L} = \pi(k_0 NA)^{-2}$, и тогда

$$\bar{I}_f \equiv I_{fL} = \frac{P_0(k_0 NA)^2}{\pi}.$$

Поддержанная керровской самофокусировкой многофотонная ионизация среды и возникновение плазмы приводят к появлению зависимости S_0 от мощности лазерного импульса:

$$S_0(P_0) = S_{0L} + P_0 \partial_P S_0 = S_{0L} + \partial_{\ln P} S_0, \quad (9)$$

где $\partial_x \equiv \partial/\partial x$. Из результатов предыдущего анализа понятно, что $S_0 \geq S_{0L}$, т.е. эффективная площадь фокального пятна в условиях плазмообразования в среде может толь-

ко увеличиться по сравнению с размером перетяжки в вакууме. Следовательно, в рамках сделанных предположений интенсивность импульса в фокусе должна быть меньше I_{fL} .

Используя (7)–(9), находим связь между изменением площади ожога бумаги и параметром S_0 :

$$\partial_{\ln P} S = S_{0L} + \partial_{\ln P} S_0 \ln \left(\frac{b P_0}{w_{th} S_{0L}} \right).$$

Таким образом, зная S_{0L} и вычисляя из экспериментальных кривых угол наклона зависимости площади ожога S от логарифма мощности импульса излучения $\ln P_0$, определяем нелинейное приращение площади пучка $\partial_{\ln P} S_0$ и, наконец, эффективную интенсивность \bar{I}_f . Все последующие оценки проведены нами для гауссова временного профиля импульса, что дало $b = \sqrt{\pi} t_p$. При этом пороговая интенсивность ожога фотобумаги $I_{th} = w_{th}/b$, определенная при минимальной энергии в лазерном импульсе (5 мкДж), оказалась равной ~ 2 ГВт/см².

Зависимости эффективной фокальной интенсивности от лазерной мощности при атмосферном давлении для различных числовых апертур представлены на рис.6.а. Видно, что все кривые являются квазилинейными примерно до мощности в импульсе $P_0 \approx 2$ ГВт. Затем, как правило, темп роста интенсивности снижается, что можно приписать образованию плотной лазерной плазмы под действием высокоинтенсивного лазерного излучения и самодифракции импульса на формирующейся плазменной колонке. С увеличением числовой апертуры происходит повышение пиковой интенсивности, которая при мощности, близкой к $P_0 = 3P_{cr}$, для $NA = 0.004$ достигает

значений $\bar{I}_f \sim 10^{13}$ Вт/см², а при более жесткой фокусировке ($NA = 0.05$) может доходить до 1.3×10^{14} Вт/см².

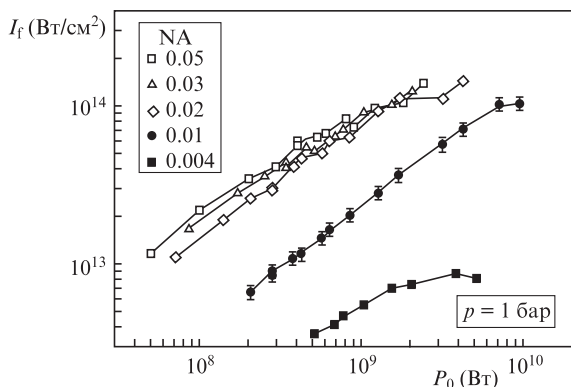
Зависимости эффективной пиковой интенсивности от лазерной мощности при давлении, равном 10% от атмосферного давления, для различных числовых апертур изображены на рис.6.б. С ростом параметра фокусировки NA интенсивность, так же как и при $p = 1$ бар, увеличивалась, слабо меняясь с превышением значения $NA = 0.02$. Зависимости на данном рисунке отличаются от аналогичных зависимостей при атмосферном давлении заметным увеличением интенсивности в условиях жесткой фокусировки пучка и мощности в импульсе, превышающей критическую мощность самофокусировки P_{cr} (в нормальных условиях). Максимальное достигаемое значение интенсивности \bar{I}_f при пониженном давлении $p = 0.1$ бар составляет $\sim 2.4 \times 10^{14}$ Вт/см² для $NA = 0.05$, что хорошо согласуется с результатами численных экспериментов для величины I_{max} (см. рис.1,а,б).

5. Заключение

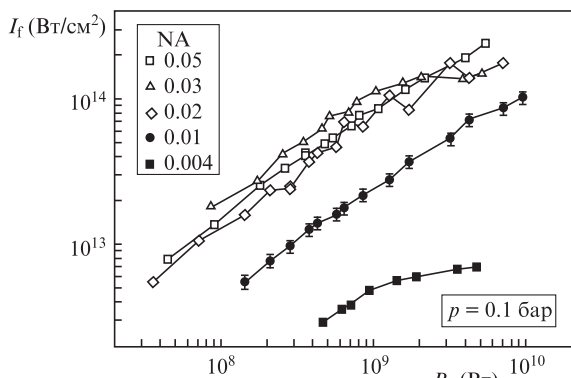
Таким образом, в работе теоретически и экспериментально исследованы закономерности керровской самофокусировки и филаментации фемтосекундного лазерного излучения, распространяющегося в воздухе нормального и пониженного давления при различной начальной пространственной фокусировке пучка. Анализ результатов численного моделирования и опытных данных показал, что при фиксированной мощности в лазерном импульсе уменьшение давления газа изменяет условия самофокусировки излучения, что в ряде случаев приводит к прекращению филаментации. Однако повышение остроты начальной фокусировки пучка (увеличение числовой апертуры) может вновь привести к образованию филамента, поперечный размер которого становится близким к радиусу линейной фокальной перетяжки пучка, а протяженность превышает ее на порядок величины. В разреженном воздухе скорость роста концентрации свободных электронов в среде под действием излучения снижается, что уменьшает блокирующее действие плазмы на рост интенсивности пучка при его жесткой фокусировке и позволяет достигать более высоких значений интенсивности в области фокальной перетяжки. Десятикратное снижение давления воздуха в зоне фокусировки может привести к увеличению более чем на порядок максимальной достижимой интенсивности лазерного импульса критической мощности (до ~ 240 ТВт/см²) по сравнению с интенсивностью при самофокусировке коллимированного пучка в нормальных условиях.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 09-05-00738-а, 11-02-12061, 10-02-01477, 11-02-01100) и МНТЦ (грант № 4073).

1. Букин В.В., Воробьев Н.С., Гарнов С.В., Конов В.И., Лозовой В.И., Малютин А.А., Щелев М.Я., Яцковский И.С. *Квантовая электроника*, **36**, 638 (2006).
2. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. *Оптика атмосферы и океана*, **21**, 793 (2008).
3. Кандидов В.П., Шлёнов С.А., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **39**, 205 (2009).
4. Polynkin P., Kolesik M., Wright E.M., Moloney J.V. arXiv:1010.2303v1 [physics.optics] (2011).
5. Liu W., Bernhardt J., Theberge F., Chin S.L., Châteauneuf M., Dubois J.J. *Appl. Phys.*, **102**, 033111 (2007).



а



б

Рис.6. Зависимости эффективной пиковой интенсивности лазерного импульса в фокальной перетяжке от начальной мощности при различных числовых апертурах и давлениях воздуха $p = 1$ (а) и 0.1 бар (б).

6. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Шленов С.А. *Квантовая электроника*, **21**, 971 (1994).
7. Couairon A., Franco M., Mechain G., Olivier N., Prade B., Mysyrowicz A. *Opt. Commun.*, **256**, 265 (2006).
8. 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).
9. Theberge F., Liu W., Simard P., Becker A., Chin S.L. *Phys. Rev. E*, **74**, 036406 (2006).
10. Ионин А.А., Кудряшов С.И., Макаров С.В., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В. *Письма в ЖЭТФ*, **90**, 467 (2009).
11. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Ионин А.А., Кудряшов С.И., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Сунчугашева Е.С. *ЖЭТФ*, **138**, 822 (2010).
12. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. *Оптика атмосферы и океана*, **23**, 274 (2010).
13. 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. *Laser Phys.*, **19**, 1776 (2009).
14. Berge L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.-P. *Rep. Progr. Phys.*, **70**, 1633 (2007).
15. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н. *Оптика атмосферы и океана*, **22**, 119 (2009).
16. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. *ЖТЭФ*, **50**, 1393 (1966).
17. Игнатъев А.Б., Морозов В.В. *Оптика атмосферы и океана*, **14**, 413 (2001).
18. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. *Квантовая электроника*, **40**, 121 (2010).
19. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G. *Opt. Lett.*, **20**, 75 (1995).
20. Bernhardt J., Liu W., Chin S.L., Sauerbrey R. *Appl. Phys. B*, **91**, 48 (2008).
21. Багаев С.Н., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Пестряков Е.В., Степанов А.Н., Трунов В.И. *Оптика атмосферы и океана*, **20**, 413 (2007).