

УДК 533.9

Усиление коротких лазерных импульсов в плазме сверхразмерного диэлектрического капилляра

И. Е. Додин, Г. М. Фрайман

Институт прикладной физики Российской академии наук, г. Н. Новгород, Россия

Показано, что короткие лазерные импульсы могут существенно усиливаться в процессе обратного рамановского рассеяния в плазме сверхразмерного диэлектрического капилляра, компенсирующего дифракционное расплывание импульсов и позволяющего поддерживать высокую эффективность усиления на трассах, превышающих дифракционную длину. Предложены параметры эксперимента по усилению лазерных импульсов в плазме капилляра.

Интенсивность выходного лазерного излучения в традиционных усилителях ограничена величиной в несколько гигаватт ($\text{ГВт} = 10^9 \text{ Вт}$) на 1 см^2 . При превышении данного предела в результате нелинейной модификации показателя преломления, а также пробоя активной среды форма импульсов существенно искажается, а эффективность процесса усиления снижается [1]. Использование техники усиления chirпованных импульсов увеличивает выходную интенсивность с помощью продольного сжатия лазерных импульсов уже после окончания процесса усиления [2]. Обычно сжатие производится посредством дорогостоящих высокотехнологичных дифракционных решеток, легко разрушающихся под воздействием мощных электромагнитных импульсов с интенсивностями, превышающими несколько десятков тераватт ($\text{ТВт} = 10^{12} \text{ Вт}$) на 1 см^2 [1].

Дальнейшее увеличение предельной интенсивности усиливаемых импульсов может быть достигнуто путем замены твердотельной или газообразной активной среды разреженной плазмой — средой, в которой проблема самодействия излучения проявляется при гораздо более высоких уровнях мощности лазерных пучков [3]. Как показано в работах [1, 3], существенное усиление коротких лазерных импульсов может достигаться в процессе обратного рамановского рассеяния в плазме. В результате нелинейного взаимодействия затравочного импульса со встречной волной накачки происходит генерация низкочастотной (и, значит, малоэнергичной) плазменной волны, на которой волна накачки перерассеивается во встречную волну, т. е. усиливает затравочный импульс. Усиливаемый импульс поглощает практически всю энергию встречной волны накачки. Следовательно, на достаточно длинной трассе взаимодействия может быть достигнуто многократное увеличение энергии импульса при его взаимодействии даже с относительно слабой накачкой.

Увеличение трассы эффективного взаимодействия между волной накачки и усиливаемым импульсом в значительной мере определяется проблемой компенсации дифракционного расплывания лазерных пучков. С этой точки зрения, наиболее перспективной электродинамической системой для достижения значительного коэффициента усиления в процессе рамановского рассеяния представляется сверхразмерный диэлектрический капилляр ($R \gg \lambda$, где R — радиус капилляра, λ — длина волны лазерного излучения).

Капилляр представляет собой полую трубку с диэлектрическими стенками, позволяющую каналировать излучение накачки и усиливаемого импульса с незначительными потерями на излучение [4, 5]. Поскольку амплитуда электромагнитного поля на стенках сверхразмерного капилляра существенно ниже амплитуды поля на его оси, капилляр позволяет каналировать надпробойные (для диэлектрика, из которого изготовлены стенки капилляра) мощности лазерного излучения.

Процесс рамановского усиления лазерных импульсов в плазме традиционно исследовался в рамках одномерной модели [1, 3, 6]. Однако при экспериментальной реализации усилителя поперечная неоднородность импульсов может оказаться существенной. Данная работа посвящена аналитическому и численному изучению влияния сверхразмерного капилляра на процесс рамановского взаимодействия трехмерных лазерных импульсов.

В приближении параксиального распространения импульсов вдоль оси z уравнения для поля волны накачки, усиливаемого импульса и плазменной волны могут быть представлены в следующем виде [7, 8]:

$$\begin{aligned} \partial_t \mathbf{a} + c \partial_z \mathbf{a} - \frac{ic^2}{2\omega_a} \nabla_{\perp}^2 \mathbf{a} &= \omega_p \mathbf{b} f; \\ \partial_t \mathbf{b} - c \partial_z \mathbf{b} - \frac{ic^2}{2\omega_b} \nabla_{\perp}^2 \mathbf{b} &= -\omega_p \mathbf{b} f^*; \\ \partial_t f + i\delta\omega f &= -\frac{\omega}{2} \mathbf{b}^+ \cdot \mathbf{a}. \end{aligned} \tag{1}$$

Векторы \mathbf{a} и \mathbf{b} представляют медленные амплитуды электрических полей

$$\begin{aligned} E_a &= \frac{m_e c \omega_a}{e} \{ i \mathbf{a} \exp(ik_a z - i\omega_a t) + \text{к.с} \}; \\ E_b &= \frac{m_e c \omega_b}{e} \{ i \mathbf{b} \exp(ik_b z - i\omega_b t) + \text{к.с} \} \end{aligned}$$

накачки и усиливаемого импульса, соответственно, а f — есть нормированный потенциал электрического поля плазменной волны

$$E_f = k_f^{(0)} \frac{m_e c \omega_p}{e} \left\{ f \exp(i k_f z - i \omega_f t) + \text{к.с.} \right\},$$

где $k_f^{(0)} = k_f / k_f$; $k_f = z^{(0)}(k_a - k_b)$; $\omega_f = \omega_a - \omega_b = \omega_p - \delta\omega$.

Здесь $\omega_p = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$ — плазменная частота;

n_e — электронная концентрация;

e и m_e — заряд и масса электрона, соответственно;

$\delta\omega$ — частотная расстройка трехволнового синхронизма.

Плазма предполагается разреженной ($\omega_p \ll \omega_a \approx \omega_b \equiv \omega$) и холодной ($k_f \lambda_D \ll 1$, где λ_D — дебаевский радиус).

Мы пренебрегаем дисперсией электромагнитных волн, считая $k_{a,b} \approx \omega_{a,b}/c$, а также дисперсией плазменной волны, полагая $\partial_{k_f} \omega_f \approx 0$.

Удобно представить уравнения (1) в безразмерном виде

$$\begin{aligned} \partial_\tau \mathbf{a} + \partial_z \mathbf{a} - (1 + \sigma) \nabla_\perp^2 \mathbf{a} &= \mathbf{b} f; \\ \partial_\tau \mathbf{b} - \partial_z \mathbf{b} - i \nabla_\perp^2 \mathbf{b} &= -\mathbf{a} f; \\ \partial_\tau f + i \delta \omega f &= -\mathbf{b}^+ \mathbf{a}, \end{aligned} \quad (2)$$

где время τ измеряется в единицах $t_0 = \sqrt{2 / \omega \omega_p}$, продольная координата z — в единицах $c t_0$, поперечная координата ρ — в единицах $c(2\omega_p \omega^3)^{-1/4}$, частотная расстройка $\delta\omega$ — в единицах t_0^{-1} ; $\sigma = (\omega_a - \omega_b)/\omega_b \sim \omega_p/\omega \ll 1$.

При нулевой частотной расстройке уравнения (2) инвариантны к замене переменных $\mathbf{a} \rightarrow C\mathbf{a}$, $\mathbf{b} \rightarrow C\mathbf{b}$, $f \rightarrow Cf$, $\tau \rightarrow \tau/C$, $z \rightarrow z/C$, $\rho \rightarrow \rho/\sqrt{C}$.

Таким образом, явное значение амплитуды накачки $a_0 = a(z \rightarrow -\infty)$ не является существенным: решения задач об эволюции волновых полей при двух различных значениях a_0 могут быть получены друг из друга путем перемасштабирования. (В нелинейном режиме зависимость от амплитуды затравочного импульса b_0 является слабой [1, 3]).

Процесс усиления затравочного импульса начинается с линейной стадии, когда импульс достаточно мал ($\int_{-\infty}^{+\infty} b dz \ll 1$ [1, 3]), чтобы не исказить волну накачки. Таким образом, на линейной стадии усиления амплитуда волны накачки может считаться постоянной ($\mathbf{a} \approx \mathbf{a}_0$), и уравнение для амплитуды усиливаемого импульса может быть записано в виде

$$\partial_\tau (\partial_\tau - \partial_z - \nabla_\perp^2) \mathbf{b} = \mathbf{A} \mathbf{b},$$

где $\mathbf{A} = \mathbf{a}_0 \mathbf{a}_0^+$ — линейный оператор ($\mathbf{A} \mathbf{b} \equiv \mathbf{a}_0 (\mathbf{a}_0^+ \mathbf{b})$). Принимая, что квазиоптический ($R \gg \lambda$) диэлектрический капилляр позволяет каналировать приосевые лазерные пучки практически без потерь мощности на интересующих нас расстояниях порядка нескольких сантиметров [4, 5], приближенно представим усиливаемый импульс в виде набора незатухающих собственных мод капилляра

$$\mathbf{b} = \sum_m b_m(z, \tau) \psi_m(\rho) \exp(i\chi_m^2 z); \nabla_{\perp}^2 \psi_m + \chi_m^2 \psi_m = 0,$$

где χ_m — поперечное волновое число соответствующей моды ψ_m (явный вид функций ψ_m приводится в работах [4, 5, 9]).

Используя свойство взаимной ортогональности мод $\langle \psi_n | \psi_m \rangle = \delta_{nm}$, имеем уравнения для амплитуд b_m

$$\partial_{\tau} = (\partial_{\tau} - \partial_z) b_m = \sum_n A_{mn} b_n \exp(i(\chi_n^2 - \chi_m^2)z), \quad (3)$$

где $A_{mn} = \langle \psi_m | A | \psi_n \rangle$ — матричные элементы оператора A .

Поскольку каналлируемая стенками капилляра накачка принципиально неоднородна в поперечном направлении, то матрица A не является диагональной, и, таким образом, различные моды капилляра оказываются зависимыми уже на линейной стадии усиления. Только в том случае, если характерная длина экспоненциального усиления импульса [1, 3] $z_A = c/\gamma$, $\gamma = a_0 \sqrt{\omega \omega_p} / 2$, существенно превосходит дифракционную (релеевскую) длину $z_R = k(R/\pi)^2$, наличие осциллирующего экспоненциального фактора выделяет единственный резонансный член в правой части уравнения (3) и обеспечивает слабое взаимодействие парциальных мод ψ_m .

Таким образом, независимое линейное усиление различных мод оказывается возможным лишь в слабой накачке $a_0 \ll a_{crit}$, $a_{crit} = \sqrt{2/\omega \omega_p} (c\pi/R)^2 / \omega$.

При этом инкременты экспоненциального усиления различных мод являются близкими по величине ($\gamma_m \sim a \sqrt{\omega \omega_p}$ [9]), и поэтому на линейной стадии усиления не происходит заметного изменения модового состава усиливаемого импульса. Стоит также обратить внимание на то, что модовый состав накачки слабо влияет на величину коэффициентов связи A_{mn} , что свидетельствует о слабом влиянии поперечной структуры накачки на эффективность усиления затравочного импульса (подробнее об этом см. в работе [9]).

На линейной стадии взаимодействия экспоненциальный рост амплитуды импульса сопровождается увеличением его длины. В то время как передний фронт импульса движется со скоростью света c , максимум импульса движется со скоростью $c/2$ [1, 3]. При переходе к нелинейному режиму взаимодействия, в ходе которого происходит основное усиление, удлинение импульса сменяется его нелинейной компрессией из-за преимущественного поглощения энергии накачки передним фронтом усиливаемого импульса [1, 3]. На нелинейной стадии взаимодействия усиление импульса остается эффективным лишь до тех пор, пока длина импульса не уменьшается до величины порядка длины волны электромагнитного излучения. После этого взаимодействие между лазерными импульсами и плазменной волной перестает быть резонансным, и усиление прекращается.

Различные режимы нелинейного усиления подробно рассмотрены в работе [9]. Ниже мы остановимся лишь на режиме сильной накачки, представляющем собой наибольший интерес для экспериментальной реализации рамановского усилителя. При $a_0 \gg a_{crit}$ затравочный импульс претерпевает значительное усиление и становится многомодовым (вне зависимости от своей начальной структуры) еще до того, как скажется влияние стенок капилляра. При условии, что нелинейная стадия усиления начинается до входа импульса в дифракционную зону ($z < z_R$), формируется подковообразная структура усиливаемого импульса (рис. 1) при условии сильной накачки

($a_0 \gg a_{crit}$, $a_{crit} = \sqrt{2/\omega\omega_p} (c\pi/R)^2/\omega$): планарный капилляр; $R = 10\pi/\sqrt{|a_0|}$; $a_0(\rho) = a_0 \sin(\pi\rho/R)$; $b_0(z, \rho) = 0,1a_0 \sin(\pi\rho/R) \exp(-z^2/0,5)$; $\gamma t \equiv |a_0|\tau = 20$. (Для наглядности в данной работе результаты численных расчетов приводятся для планарного капилляра. Учет особенностей цилиндрического капилляра не приводит к качественно иным результатам.) Причина формирования такой структуры состоит в том, что на каждом геометрооптическом (квазипродольном) луче, заданном поперечной координатой ρ , формируется одномерное решение [1, 3], определяемое величиной полей $a_0(\rho)$ и $b_0(\rho)$. Поскольку характерный продольный пространственный масштаб одномерного решения обратно пропорционален амплитуде усиленного импульса [1, 3] и $b(\rho \rightarrow 0) \rightarrow 0$, то "крылья" импульса вытягиваются вдоль оси капилляра, т. е. формируется подковообразная структура.

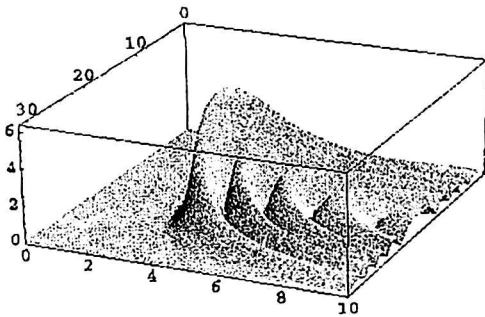


Рис. 1. Подковообразная структура усиленного импульса $|b(z, \rho)|$

Данная структура импульса является устойчивой по отношению к широкому классу возмущений затравочного импульса и накачки [10] на трассах, меньших дифракционной длины z_R . Однако при $z > z_R$, когда дифракционные эффекты становятся существенными, подковообразная структура импульса разрушается (рис. 2). Поскольку передний фронт импульса (примерно до первого максимума $|b(z)|$) все время находится в линейном режиме усиления, регулярная структура переднего фронта сохраняется. Рост амплитуды поля первого максимума импульса на оси капилляра хорошо описывается в рамках одномерной модели (рис. 3), несмотря на то что структура импульса за передним фронтом (в дифракционной форме) остается существенно неоднородной. Как видно из рис. 4, передний пик несет значительную долю полной энергии импульса (около 50 %, как и в одномерной задаче [1, 3]).

Таким образом, можно утверждать, что эффективность усиления в капилляре примерно соответствует эффективности усиления одномерных импульсов в вакууме.

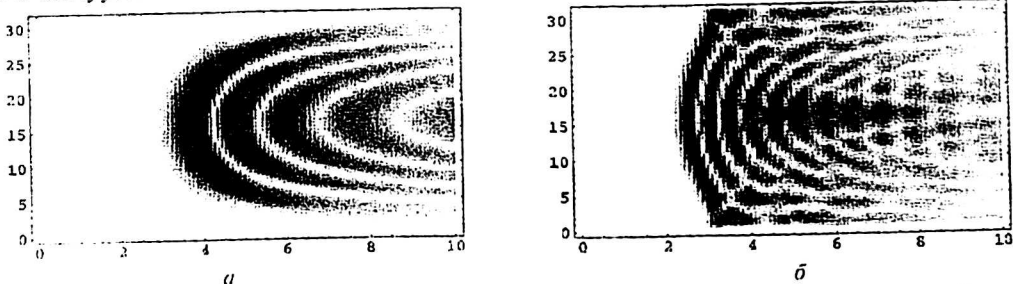


Рис. 2. Разрушение подковообразной структуры усиливаемого импульса при выходе в дифракционную зону (те же условия, что и для рис. 1):

$a - \gamma t = 20$; $b - \gamma t = 90$. Более темные области соответствуют большей амплитуде $|b(z, \rho)|$

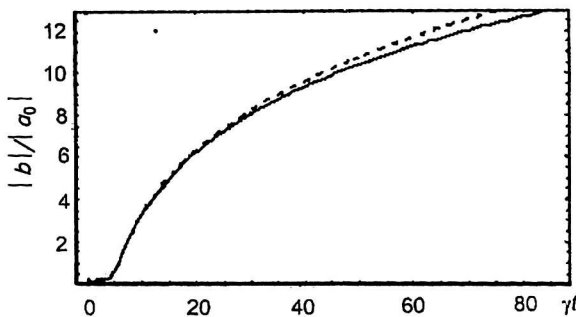


Рис. 3. Максимальная амплитуда усиленного импульса $|b(z, \rho)|_{\max} / |a_0|$ (амплитуда первого максимума) в режиме сильной накачки ($a_0 \gg a_{crit}$):
 — функция времени $\gamma t \equiv |a_0| \tau$;
 - - - - - в рамках одномерной модели для $b_0(z) \equiv b_0(z, R/2)$ (те же параметры, что и для рис. 1, 2)

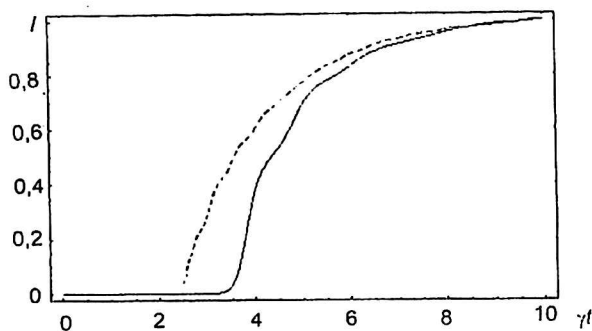


Рис. 4. Нормированное интегральное распределение энергии усиленного импульса по продольной координате, усредненное по поперечному сечению капилляра (те же параметры, что и для рис. 1—3):
 — $\gamma t \equiv a_0 \tau = 20$; и - - - - - $\gamma t = 90$. Первый излом кривой примерно соответствует границе между первым и вторым пиками на оси капилляра

Предлагается эксперимент по усилению коротких лазерных импульсов при обратном рамановском рассеянии в сверхразмерном капилляре (рис. 5.) Импульс преионизации, волна накачки и затравочный импульс могут быть произведены одним и тем же лазером с частотой выходного излучения ω_a . При нелинейном взаимодействии с волной накачки из широкого спектра короткого затравочного импульса длительностью $\tau_{pulse} \leq \omega_p^{-1}$ в сильно разреженной плазме ($\omega_p/\omega \ll 1$) усиливается резонансная гармоника частотой $\omega_b = \omega_a - \omega_p$.

Таким образом, устраняется необходимость поддержания определенной концентрации плазмы для обеспечения резонансного взаимодействия волны накачки с усиливаемым импульсом. Вместе с тем исследование рамановской неустойчивости волны накачки по отношению к усилению шумовых колебаний, проведенное в работах [6, 9], доказывает необходимость медленного изменения частотной расстройки $\delta\omega(t)$ для поддержания эффективного усиления полезного сигнала. Изменение частотной расстройки во времени может быть обеспечено градиентом плазменной концентрации $\partial_z \omega_p$ вдоль трассы усиления, а также изменением частоты накачки во времени $\partial_t \omega_a$. Условие ограничения роста амплитуды шумовых колебаний при одновременном под-

держании эффективного усиления полезного сигнала может быть представлено в виде [9]

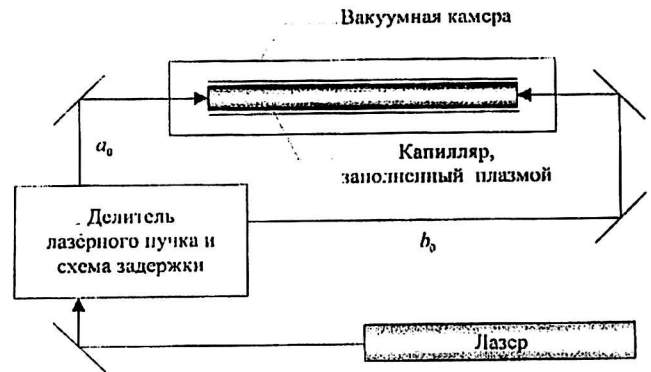
$$\frac{\pi}{20} \ll |q| \ll \min \left\{ 1, \frac{\pi}{\ln(1/\epsilon_0)} \right\},$$

$$q = \frac{c}{\gamma^2} \frac{\partial \delta \omega}{\partial z} \approx \frac{10^{14}}{L_\delta [\text{см}] \lambda [\mu\text{м}] P [\text{Вт/см}^2]}; \quad \frac{1}{L_\delta} = \frac{1}{\omega_p} \frac{\partial \omega_p}{\partial z} + \frac{1}{2\omega_p c} \frac{\partial \omega_a}{\partial t},$$

где $\epsilon_0 = \int b_0(z') dz' \ll 1$ — безразмерная “площадь” затравочного импульса;

L_δ — характерный пространственный масштаб изменения частотной расстройки вдоль трассы усиления.

Рис. 5. Схема предлагаемого эксперимента по усилению лазерных импульсов в процессе обратного рамановского рассеяния



Коэффициент преломления диэлектрических стенок капилляра равен 1,5; характерные пространственные масштабы экспоненциального затухания вычислены для двух наиболее добротных (низших) собственных мод капилляра.

Параметры предлагаемого эксперимента по усилению лазерных импульсов в процессе обратного рамановского рассеяния внутри сверхразмерного диэлектрического капилляра следующие:

длина волны λ , мкм	— 1
электронная концентрация n_e , см ⁻³	— 10 ¹⁷
ω/ω_p	— 100
радиус капилляра R	— 50 λ
дифракционная длина z_R , см	— 0,5
длины экспоненциального затухания	— 60/40
трасса усиления, см	— 5
длительность импульса накачки, пс	— 150
a_0	— 0,01
a_{crit}	— 5·10 ⁻⁵
нормированный градиент частотной расстройки q	— 0,3
изменение частоты накачки $\Delta\omega_a/\omega_a$ на трассе усиления	— 0,1
интенсивность волны накачки, Вт/см ²	— 3·10 ¹⁴
мощность волны накачки, Вт	— 10 ¹⁰
длина экспоненциального усиления z_A , мм	— 0,17
длительность затравочного импульса, фс	— 50
длина затравочного импульса, λ	— 15
интенсивность затравочного импульса, Вт/см ²	— 10 ¹³
коэффициент усиления по амплитуде, b_{max}/a_0	— 50
интенсивность усиленного импульса, Вт/см ²	— 10 ¹⁸
мощность усиленного импульса, Вт	— 3·10 ¹³

Указанному коэффициенту усиления ($b_{max}/a_0 \approx 50$), достижимому на трассе взаимодействия длиной 5 см, соответствует укорочение импульса до размера нескольких электромагнитных длин волн. На большей трассе взаимодействия условие резонансного взаимодействия нарушается, и процесс

усиления прекращается. Критическая мощность для самофокусировки усиленного импульса $P_{sf} = 17(\omega/\omega_p)^2$ ГВт [3] составляет $2 \cdot 10^{14}$ Вт, т. е. в условиях предлагаемого эксперимента эффект самофокусировки существенно не сказывается.

Заключение

Использование диэлектрического капилляра для каналирования лазерного излучения в рамановском усилителе позволяет компенсировать дифракционное расплывание импульсов и поддерживать высокую эффективность усиления на трассах, превышающих дифракционную длину. Несмотря на то что наличие стенок капилляра может существенно исказить форму усиливаемого импульса, оно не влияет на эффективность усиления его переднего пика, несущего около половины полной энергии импульса.

Необходимо отметить, что возможные неустойчивости волны накачки (помимо рамановской неустойчивости [6, 9]) и нелинейность плазменных осцилляций, которые могут оказаться существенными при высоких интенсивностях выходного излучения, остаются за рамками данной работы и требуют дальнейшего исследования.

Авторы выражают благодарность А. А. Балакину за помощь при выполнении численных расчетов, а также А. Н. Степанову и В. А. Миронову — за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 01-02-17388.

Литература

1. Malkin V. M., Shvets G., Fisch N. J. // Phys. Plasmas. 2000. V. 7. № 5. P. 2232.
2. Morou G., Barty C., Perry M. // Phys. Today. 1998. V. 51. P. 22.
3. Malkin V. M., Shvets G., Fisch N. J. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. № 22. P. 4448.
4. Marcatili E., Schmelzter R. // Long Dist. Opt. Comm. 1964. V. 43. P. 1783.
5. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. 2 изд. — М.: Радио и связь. 1988.
6. Malkin V. M., Shvets G., Fisch N. J. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. № 6. P. 1208.
7. Лутвак А. Г. // ЖЭТФ. 1969. № 57. С. 629.
8. Krueer W. L. The physics of laser-plasma interactions. — Addison-Wesley Publ., 1988.
9. Dodin I. Y., Fraiman G. M., Malkin V. M., Fisch N. J. Raman-backscattering short laser pulses amplification in capillary plasmas // Sov. Phys. JETP. Submitted, 2001.
10. Fraiman G. M., Yampolsky N. A., Malkin V. M., Fisch N. J. Robustness of Laser Phase Fronts in Backward Raman Amplifiers // Phys. Plasmas. Submitted, 2001.

Short laser pulses amplification in oversized dielectric capillary plasmas

I. E. Dodin, G. M. Fraiman

Institute of Applied Physics, Russian Academy of Science, Nizhnii Novgorod, Russia

Short laser pulses can be significantly amplified by Raman backscattering in a plasma within an oversized dielectric capillary. The capillary allows compensating diffraction spreading of the pulses and maintaining high amplification efficiency on traces larger than the diffraction length. Parameters of an experiment for laser pulses amplification in a capillary plasma are proposed.