

## О РЕЛЯТИВИСТСКО-СТРИКЦИОННОМ САМОКАНАЛИРОВАНИИ МОЩНЫХ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ХОЛОДНОЙ ДОКРИТИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

А. Б. Борисов, А. В. Боровский, В. В. Коробкин,  
Ч. К. Роудс\*, О. Б. Ширяев\*\*

*Обнаружено явление самоканалирования релятивистских субпикосекундных лазерных импульсов в холодной докритической плазме. Установлено, что асимптотические (при больших длинах распространения) поперечные распределения амплитуд лазерных импульсов являются низшими собственными модами рассматриваемой задачи, локализованными в присоединенной области.*

В результате создания лазеров, генерирующих излучение интенсивностью порядка  $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> /1/, стала актуальной проблема теоретического исследования особенностей распространения сверхмощных ультракоротких лазерных импульсов в плазме. На фронте фокусируемого в газ субпикосекундного лазерного импульса, при интенсивностях порядка  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>, происходит быстрая нелинейная ионизация атомов, приводящая к образованию плазменного шнура, внутри которого распространяется центральная часть импульса. Наибольшее влияние на характер распространения излучения оказывают следующие явления /2 — 5/: 1) нелинейная зависимость показателя преломления плазмы от интенсивности излучения, обусловленная увеличением массы электронов, осциллирующих со скоростями, близкими к скорости света, в поле мощной световой волны; 2) изменение показателя преломления плазмы в результате вытеснения электронов ponderomotorной силой из области сильного поля; 3) дифракция излучения на конечной апертуре лазерного импульса; 4) рефракция излучения на поперечно неоднородных профилях электронной компоненты плазмы, возникающих как вследствие неоднородности нелинейной ионизации, так и в результате воздействия на плазму ponderomotorной силы.

Предположим, что невозмущенная плазма локально квазинейтральна и плотность ее электронной компоненты задана формулой  $N_e^{(0)} = N_{e0} f(r)$ . Ввиду малости длительности импульсов ( $\tau < 1$  пс) будем считать, что ионная компонента плазмы остается неподвижной. Пренебрежем поглощением излучения вследствие столкновений частиц плазмы, которое мало для релятивистских интенсивностей /6/. Рассмотрим также ситуацию, когда длительность лазерного

\* Университет штата Иллинойс, Чикаго, США.

\*\* Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова.

импульса существенно превосходит период электронных плазменных колебаний. Согласно /7/, в этом случае не происходит эффективной диссипации энергии лазерного импульса вследствие генерации плазменных волн. Кроме того, ограничим рассмотрение длинами распространения, много меньшими, чем характерная длина ионизационной диссипации. В перечисленных условиях распространение циркулярно поляризованного квазимонохроматического импульса описывается следующим уравнением для комплексной амплитуды  $E(r, z, t)$  напряженности электрического поля /2 — 5/:

$$\left( \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \right) E + \frac{i}{2k_0} \Delta_{\perp} E + \frac{ik_0}{2\epsilon_{RL}} \delta\epsilon_R E = 0. \quad (1)$$

Здесь  $\Delta_{\perp}$  — радиальная часть лапласиана;  $v_g = c\epsilon_{RL}^{1/2}$  — групповая скорость распространения света, вычисленная в линейном приближении;  $\epsilon_{RL}$  — действительная часть диэлектрической проницаемости плазмы для монохроматической волны частоты  $\omega_0$  в линейном приближении. Нелинейность  $\delta\epsilon_R(r, |E|^2)$  определяется соотношениями:

$$\delta\epsilon_R = \epsilon_R - \epsilon_{RL}, \quad \epsilon_R = 1 - \omega_p^2/\omega_0^2, \quad \epsilon_{RL} = 1 - \omega_{p0}^2/\omega_0^2, \quad \omega_{p0}^2 = 4\pi e^2 N_{e0}/m_{e0},$$

$$\omega_p^2 = 4\pi e^2 N_c(I)/m_c(I), \quad I = (c/4\pi) |E|^2, \quad m_c(I) = m_{e0} (1 + I/I_r)^{1/2}.$$

Входящее в приведенные выше соотношения распределение электронной компоненты плазмы, справедливое при условии медленности изменения амплитуды квазимонохроматической волны, определяется следующим образом /2, 3, 9/:

$$N_c(I) = N_{e0} \max\{0, f(r) + (c^2/\omega_{p0}^2) \Delta_{\perp} (1 + I/I_r)^{1/2}\},$$

где  $I_r = m_{e0}^2 \omega_0^2 c^3 / 4\pi e^2$  — параметр, называемый релятивистской интенсивностью /6/. Логическое выражение  $\max\{0, \dots\}$  в последней формуле обеспечивает неотрицательность электронной плотности. Полное вытеснение электронов из некоторой пространственной области, следуя /2/, будем называть электронной кавитацией.

В уравнении (1) заменим переменную  $t$  на  $q = t - z/v_g$ ; после этого переменная  $q$  фигурирует в задаче только в качестве параметра.

При  $f(r) \equiv 1$  уравнение (1) имеет важное семейство частных решений, которые будем называть собственными модами этого уравнения. Преобразования в (1)  $E(r, z) = (m_{e0} \omega_0 c/e) U(\rho, \zeta)$ ,  $r =$

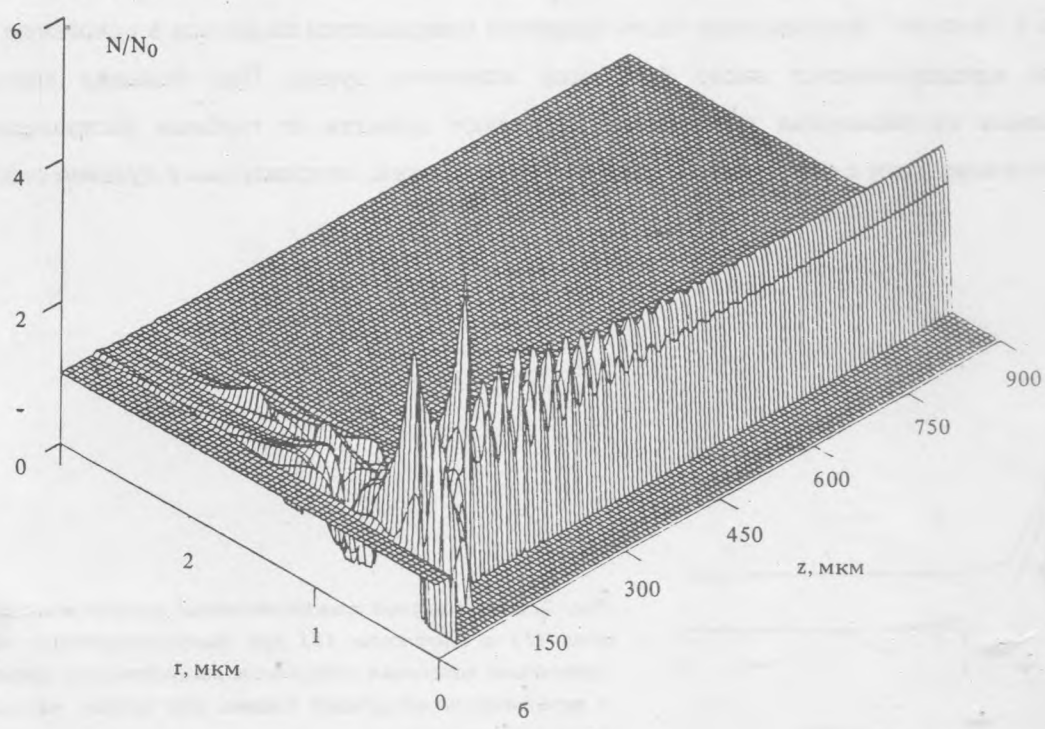
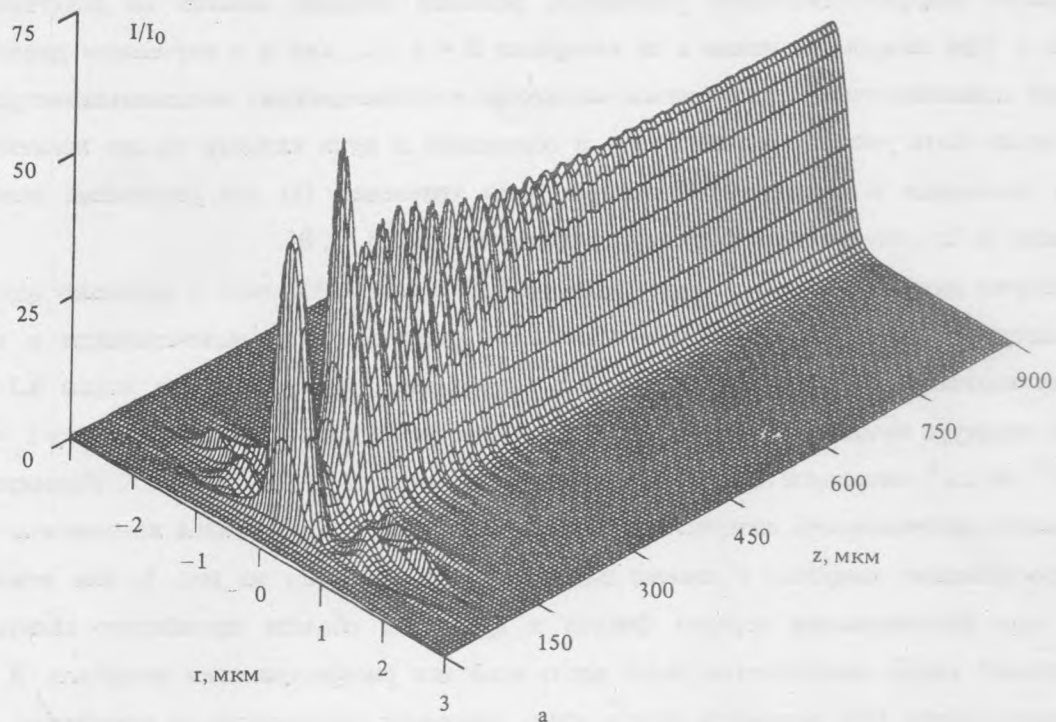


Рис. 1. Распределение нормированной интенсивности (а) и нормированной электронной плотности (б) при самоканализовании импульса с гауссовским начальным поперечным распределением интенсивности в первоначально однородной плазме при релятивистско-стрикционной самофокусировке.

$(c/\omega_{p0})\rho$ ,  $z = (2c^2k_0^2/\omega_{p0}^2)\zeta$ ,  $U(\rho, \zeta) = V_{s,n}(\rho)\exp[i(s-1)\zeta]$  приводят к краевой задаче для обыкновенного дифференциального уравнения, решения которой зависят от действительного параметра  $s$ . При каждом значении  $s$  из интервала  $0 < s < 1$ , как и в изученном ранее случае кубической нелинейности, имеется счетное множество осесимметричных локализованных решений, которое может быть упорядочено по числу  $n$  обращений в нуль каждого из его элементов при конечных значениях  $\rho$ . Нулевые собственные моды уравнения (1) для различных значений  $s$  представлены в /2/, его высшие собственные моды приведены в /5, 8/.

Рассмотрим динамику релятивистско-стрикционной самофокусировки в начально однородной плазме лазерного пучка с гауссовским начальным распределением интенсивности и плоским начальным волновым фронтом при следующих значениях параметров: длина волны 0,248 мкм, начальная апертура пучка  $r_0 = 3$  мкм, пиковое значение интенсивности на входе в среду  $I_0 = (2/3)I_r = 2,98 \cdot 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>, начальное значение плотности электронов  $N_{e0} = 7,5 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>. Нормированные распределения интенсивности лазерного излучения и плотности электронной компоненты плазмы при распространении импульса с такими параметрами изображены на рис. 1. Как показывают расчеты, при формировании первого фокуса в приосевой области происходит кавитация, и кавитационный канал простирается далее вдоль всей оси распространения импульса. В первый фокус захватывается 45% мощности пучка, часть мощности рассеивается на периферии, а часть переходит в "кольцо". Впоследствии часть мощности возвращается из кольца в приосевую область, в которой концентрируется около 46% всей мощности пучка. При больших значениях  $z$  распределения интенсивности и плотности перестают зависеть от глубины распространения и практически совпадают с соответствующими распределениями, описываемыми нулевой собственной

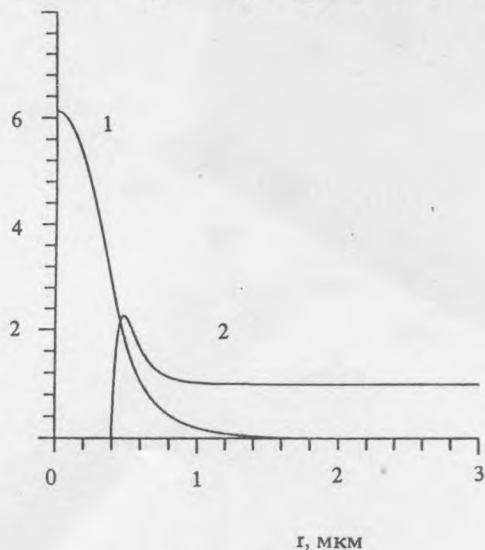


Рис. 2. Стационарные асимптотические распределения амплитуды поля (1) и плотности (2) при самоканализировании импульса с гауссовским начальным поперечным распределением интенсивности в первоначально однородной плазме. Обе кривые нормированы на начальные значения.

модой (при  $s \cong 0,554$ , в рассматриваемом случае, см. рис. 2). Это явление мы называем самоканалированием лазерного излучения в плазме.

В проведенных нами вычислительных экспериментах наблюдалось также самоканалирование лазерных импульсов с платообразными распределениями интенсивности и плоским фазовым фронтом и самоканалирование сфокусированных и расфокусированных лазерных импульсов в начально однородной плазме. Расчеты показали, что самоканалирование осуществимо и в плазменных шнурах конечной апертуры.

Возникает вопрос о достаточных условиях самоканалирования квазимонохроматического излучения в плазме. Как показывают расчеты, самоканалирование импульсов, имеющих при входе в начально однородную плазму плоский фазовый фронт, происходит если их мощность превосходит критическую мощность релятивистско-стрикционной самофокусировки

$$P_{cr} = (m_{e0}^2 c^5 / e^2) (\omega_0 / \omega_{p0})^2 \int_0^\infty g_0^2(\rho) \rho d\rho \cong 1,6198 \cdot 10^{10} (\omega_0 / \omega_{p0})^2 \text{ Вт},$$

где  $g_0(\rho)$  — таунсовская мода /10/. Для самоканалирования лазерных импульсов с произвольным фазовым фронтом в начально однородной плазме достаточно, чтобы гамильтониан соответствующей чисто релятивистской задачи /3, 9/ был отрицателен на начальном поперечном распределении амплитуды лазерного импульса.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Boyer K. et al. Appl. Optics, (submitted).
2. Gou — Zheng Sun et al. Phys. Fluids, **30**, 526 (1987).
3. Borisov A. B. et al. Phys. Rev. Lett., **65**, 1753 (1990).
4. Borisov A. B. et al. IEEE J. Quant. Electron., (submitted).
5. Borisov A. B. et al. Phys. Rev. A, (submitted).
6. Хора Г. Физика лазерной плазмы, М., Энергоатомиздат, 1984.
7. Буланов С. В. и др. Физика плазмы, **16**, 935 (1990).
8. Борисов А. Б. и др. Труды ИОФАН, **4**, (1991), в печати.
9. Борисов А. Б. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., **55**, 1245 (1991).
10. Chiao R. Y. et al. Phys. Rev. Lett., **13**, 479 (1964).

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 24 июня 1991 г.

После переработки 5 сентября 1991 г.