

4. Заключение

Проведенное математическое моделирование химической кинетики и плазмохимических процессов в системе, содержащей CO, O₂, H₂O, и расчеты позволяют сделать следующие выводы.

1. Использование неравновесной плазмы ($T_e=1$ эВ, $n_e/n_0 \sim 10^{-6}$) направляет реакции по нужному каналу окисления окиси углерода CO.

2. Незначительное содержание свободных радикалов OH ($p_{OH} < 1,5$ мм рт. ст.), полученных за счет диссоциации H₂O в плазмохимической системе CO—O₂—H₂O, приводит к увеличению конверсии CO в CO₂ до 60—70% даже при недостатке кислорода O₂ (O₂ — 10%, CO — 35—40%) и уменьшению времени протекания процесса окисления на 1,5—2 порядка.

3. Рассчитанное время протекания процесса окисления CO в системе имеет значение нескольких десятков миллисекунд.

ЛИТЕРАТУРА

1. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. М., 1968.
2. Русанов В. Д., Фридман А. А. Физика химически активной плазмы. М., 1984.
3. Легасов В. А., Белоусов И. Г., Животов В. К. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ат.-водор. энергетика. 1981, вып. 1(8). С. 3.
4. Животов В. К., Русанов В. Д., Фридман А. А. Диагностика неравновесной химически активной плазмы. М., 1985.
5. Левицкий А. А., Мачерет С. О., Фридман А. А. // Химические реакции в неравновесной плазме. М., 1983. С. 5.

Поступила в редакцию
28.09.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА, АСТРОНОМИЯ, 1995. Т. 36, № 3

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.373.8

САМОФОКУСИРОВКА ИМПУЛЬСНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ

А. В. Андреев, Р. В. Хачатуров

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Исследовано распространение рентгеновского излучения в плазме. Показана возможность самофокусировки рентгеновского импульса за счет действия пондеромоторных сил на электронную компоненту плазмы. Проведена оптимизация параметров плазмы и рентгеновского импульса. Показана возможность самофокусировки при реально достижимых интенсивностях импульса и значениях параметров плазмы.

1. Введение

Появление рентгеновских лазеров [1], а также источников рентгеновских пико- и субпикосекундных импульсов, генерируемых лазерной плазмой [2], дает основание для исследования особенностей взаимодействия импульсного рентгеновского излучения с веществом. Большой практический интерес представляет исследование возможностей нелинейного взаимодействия, приводящего к дальнейшему сокращению длительности рентгеновского импульса. Поскольку поляризуемость плаз-

мы отрицательна, когда несущая частота импульса выше плазменной, то действие пондеромоторных сил, вытесняющих электроны из области высокой интенсивности импульса, будет приводить к его самофокусировке [3]. В настоящей работе на основе численных экспериментов определены оптимальные условия для наблюдения эффекта. Показана возможность получения эффекта при реально достижимых интенсивностях импульсов и значениях параметров плазмы.

2. Основные уравнения

Пусть на границу плазмы ($z=0$), находящейся в области $z>0$, падает импульс рентгеновского излучения следующего вида:

$$\mathcal{A}(x, z, t) = A(x, z, t), e^{i(\kappa z - \omega t)},$$

где $A(x, z, t)$ — медленно меняющаяся амплитуда импульса, ω — несущая частота импульса, $\kappa = \omega/c$ — волновой вектор.

Считая, что медленно меняющаяся амплитуда $A(x, z, t)$ удовлетворяет условиям

$$|\partial A/\partial z| \ll \kappa |A|, \quad |\partial A/\partial t| \ll \omega |A|,$$

получаем для нее следующее уравнение:

$$\frac{\partial A}{\partial t} + c \frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{c^2}{2\omega} \left[\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \kappa^2 (\epsilon - 1) A \right] = 0, \quad (1)$$

где диэлектрическая проницаемость ϵ определяется выражением

$$\epsilon = 1 - \frac{4\pi e^2}{m\omega(\omega - i\gamma)} N(x, z, t);$$

здесь $N(x, z, t)$ — плотность электронов, e и m — заряд и масса электрона, γ — эффективная частота соударений.

Для простоты изложения здесь и далее мы полагаем, что постоянная диэлектрическая проницаемость, связанная с ионной компонентой плазмы, равна единице. Поэтому c — это скорость света в плазме, а не в вакууме, так же как и κ — волновой вектор волны в плазме. Считая, что продольный пространственный размер импульса $L_p = c\tau_p$, где τ_p — длительность импульса, много больше поперечного размера: $L_p \gg d$, будем описывать движение электронов плазмы в одномерном квазигидродинамическом приближении. При малых длительностях рентгеновского импульса движением ионов плазмы можно пренебречь. В этом случае уравнения движения плазмы имеют вид

$$m \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} \right) = - \frac{2kT}{N} \frac{\partial N}{\partial x} - eE - \frac{e^2}{4mc^2} \frac{\partial |A|^2}{\partial x},$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (Nv) = 0; \quad \frac{\partial E}{\partial x} = - \frac{4\pi e}{\epsilon_0} (N - N_0), \quad (2)$$

где N_0 — равновесное значение плотности электронов, а ϵ_0 — низкочастотная диэлектрическая проницаемость.

При выводе (2) мы полагали, что электронная температура не меняется, а давление P совпадает с давлением идеального газа электронов:

$$P = 2kTN.$$

Последний член в правой части первого уравнения (2) есть пондеромоторная сила:

$$F = -\partial U/\partial x,$$

где пондеромоторный потенциал $U(x, z, t)$ определяется выражением

$$U(x, z, t) = \frac{|e|^2}{4mc^2} |A(x, z, t)|^2.$$

Система уравнений (1), (2) представляет собой замкнутую систему уравнений в частных производных гиперболического типа для четырех переменных: $A(x, z, t)$, $v(x, z, t)$, $N(x, z, t)$ и $E(x, z, t)$.

Введем следующую нормировку координат и неизвестных функций: $t' = t/\tau_p$, $z' = z/(c\tau_p)$, $x' = x/d$, где τ_p — длительность падающего импульса, а d — его поперечный размер; $v' = v/v_0$, $N' = N/N_0$, $E' = E/E_0$, $A' = A/A_0$,

$$v_0 = \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad N_0 = N(x, z, 0), \quad E_0 = \frac{4\pi e N_0 d}{\epsilon_0}, \quad A_0 = \sqrt{\frac{4\pi c I_0}{\omega^2}}.$$

В этом случае система уравнений (1), (2) примет вид (штрихи у безразмерных переменных здесь и далее мы будем опускать):

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial A}{\partial z} - i\delta \left[\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - vNA \right] &= 0, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + \alpha v \frac{\partial v}{\partial x} &= -\alpha \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial x} - \beta E - \gamma \frac{\partial |A|^2}{\partial x}, \\ \frac{\partial N}{\partial t} &= -\alpha \left(v \frac{\partial N}{\partial x} + N \frac{\partial v}{\partial x} \right), \\ \frac{\partial E}{\partial x} &= 1 - N, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{v_0 \tau_p}{d}, \quad \beta = \frac{4\pi e^2 N_0 d \tau_p}{m v_0 \epsilon_0}, \quad \gamma = \frac{\pi e^2 \tau_p I_0}{m^2 \omega^2 c v_0 d}, \\ \delta &= \frac{\tau_p c^2}{2\omega d^2}, \quad v = \frac{\omega_p^2 d^2}{c^2}, \quad \omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 N_0}{m}. \end{aligned} \quad (4)$$

а I_0 — пиковая интенсивность входного импульса.

Систему уравнений (3) дополним следующими начальными условиями:

$$A(x, z, 0) = 0, \quad v(x, z, 0) = 0, \quad E(x, z, 0) = 0, \quad N(x, z, 0) = 1$$

и граничными:

$$A(x, 0, t) = \frac{1}{\operatorname{ch} x} e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2}},$$

$$\frac{\partial A}{\partial x}(x, z, t)|_{x \rightarrow \pm\infty} = 0, \quad \frac{\partial N}{\partial x}(x, z, t)|_{x \rightarrow \pm\infty} = 0,$$

$$E(x, z, t)|_{x \rightarrow \pm\infty} = 0, \quad v(x, z, t)|_{x \rightarrow \pm\infty} = 0.$$

3. Пространственно-временная динамика распространения импульса

Определим влияние безразмерных параметров системы (4) на динамику распространения импульса в плазме.

Параметр $\alpha = v_0 \sigma \tau_p / d$ определяет отношение длины, пробегаемой электроном за время длительности импульса, $l_e = v_0 \sigma \tau_p$, к поперечному

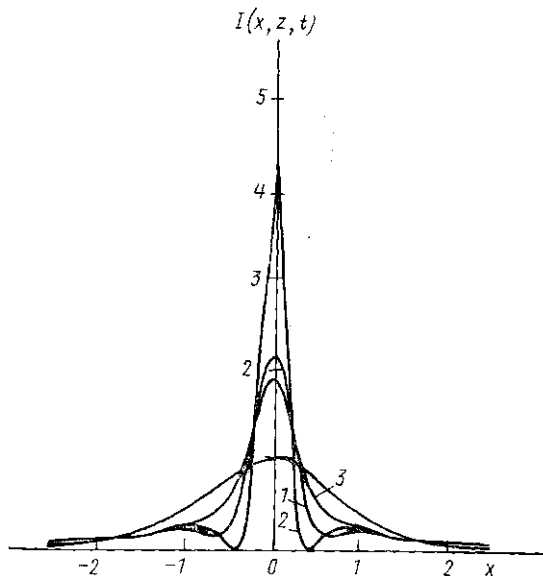


Рис. 1. Динамика поперечного профиля пучка: $\alpha = 0,2$ (1); 1 (2) и 2 (3). Кривая без номера — профиль входного пучка

размеру рентгеновского пучка d . На рис. 1 показан поперечный профиль пучка на входе (кривая без номера) и на выходе плазменного слоя длиной $z=2$ при различных значениях параметра α и фиксированных значениях остальных параметров. Мы видим, что оптимальная фокусировка пучка достигается при $\alpha \approx 1$. Это объясняется тем, что при $\alpha \approx 1$ профиль плотности электронов практически совпадает с профилем пучка (рис. 2), что приводит к оптимальным условиям его фокусировки. При $\alpha > 1$ и при $\alpha < 1$ градиент электронной плотности в пределах области пучка уменьшается, что снижает эффективность фокусировки.

Параметр β может быть представлен в виде

$$\beta = \frac{(\omega_p \tau_p)^2}{\alpha} = \omega_p \tau_p \omega_p \frac{d}{v_0}.$$

Этот параметр определяет влияние кулоновских сил на динамику электронной компоненты плазмы. Он может быть представлен как произведение числа ленгмюровских колебаний за время длительности импульса $n_1 = \omega_p \tau_p$ на число ленгмюровских колебаний за время пробега электрона через пучок $n_2 = \omega_p d / v_0$. Итак, $\beta = n_1 n_2$. Если $n_1 > 1$, то это означает, что электрон изменяет направление скорости под влиянием кулоновских сил до окончания импульса рентгеновского излучения. Условие $n_2 > 1$ означает, что электроны изменяют направление скорости, не успев пройти пучок в поперечном направлении. В обоих указанных случаях будут проявляться осцилляции в распределении электронной плотности. Эти осцилляции могут быть сглажены или усилены влиянием пондеромоторных сил, определяемых параметром γ . Рисунок 3 иллюстрирует влияние параметров β и γ на характер пространственной динамики плазмы и профиля распространяющегося импульса.

Видно, что если при $\beta = 1$ осцилляции электронной плотности возникают при больших значениях γ лишь на краю пучка, то при $\beta > 10$ они занимают весь объем пучка, что отражается на его поперечном профиле.

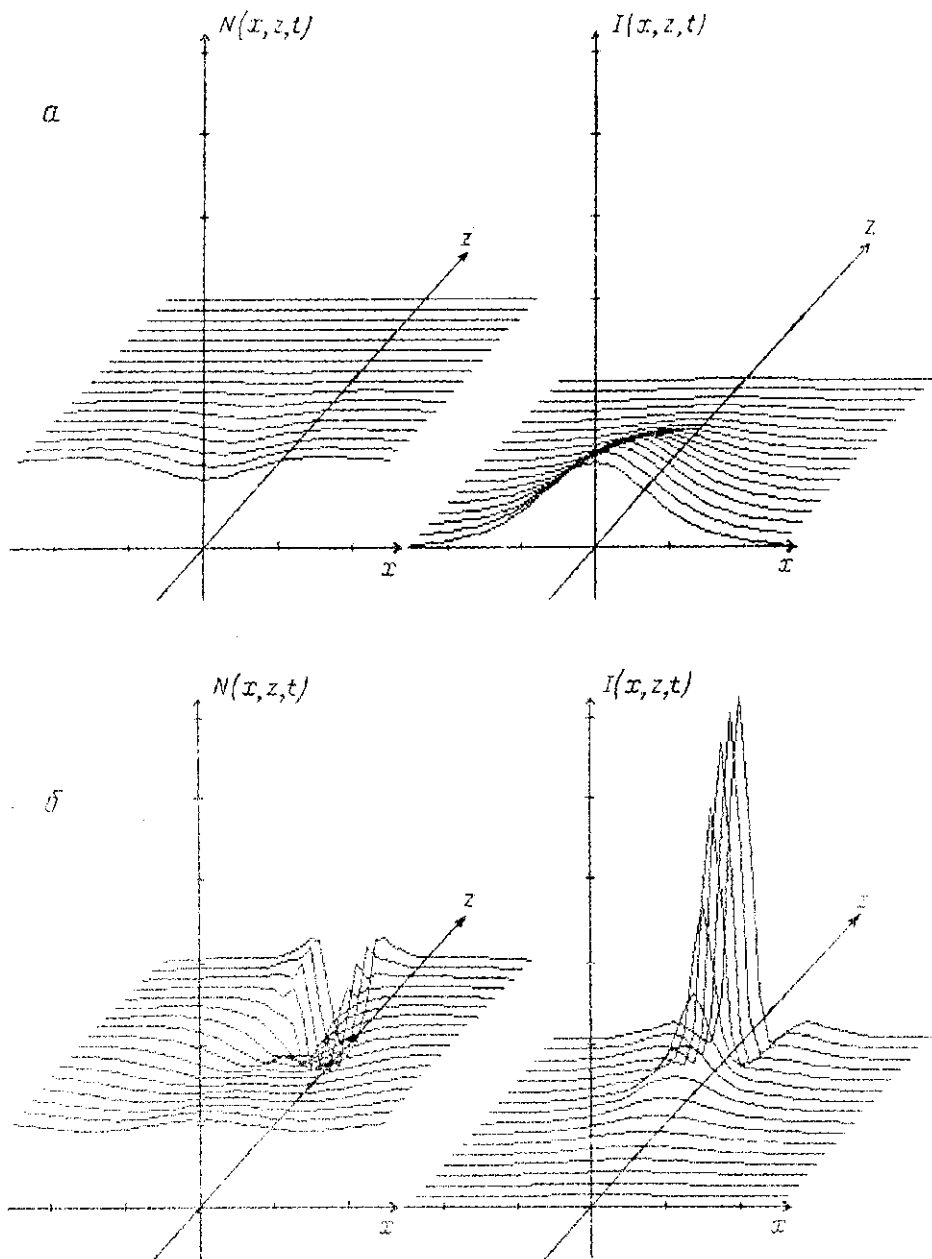


Рис. 2. Пространственные распределения концентрации электронов плазмы $N(x, z, t)$ и интенсивности рентгеновского импульса $I(x, z, t)$ при максимальной интенсивности импульса на входе (а, $t=t_0$) и на выходе из плазмы (б, $t=t_0+2,1$), для $\alpha=1$; $\beta=1$; $\gamma=0,5$; $\delta=0,1$; $\nu=50$

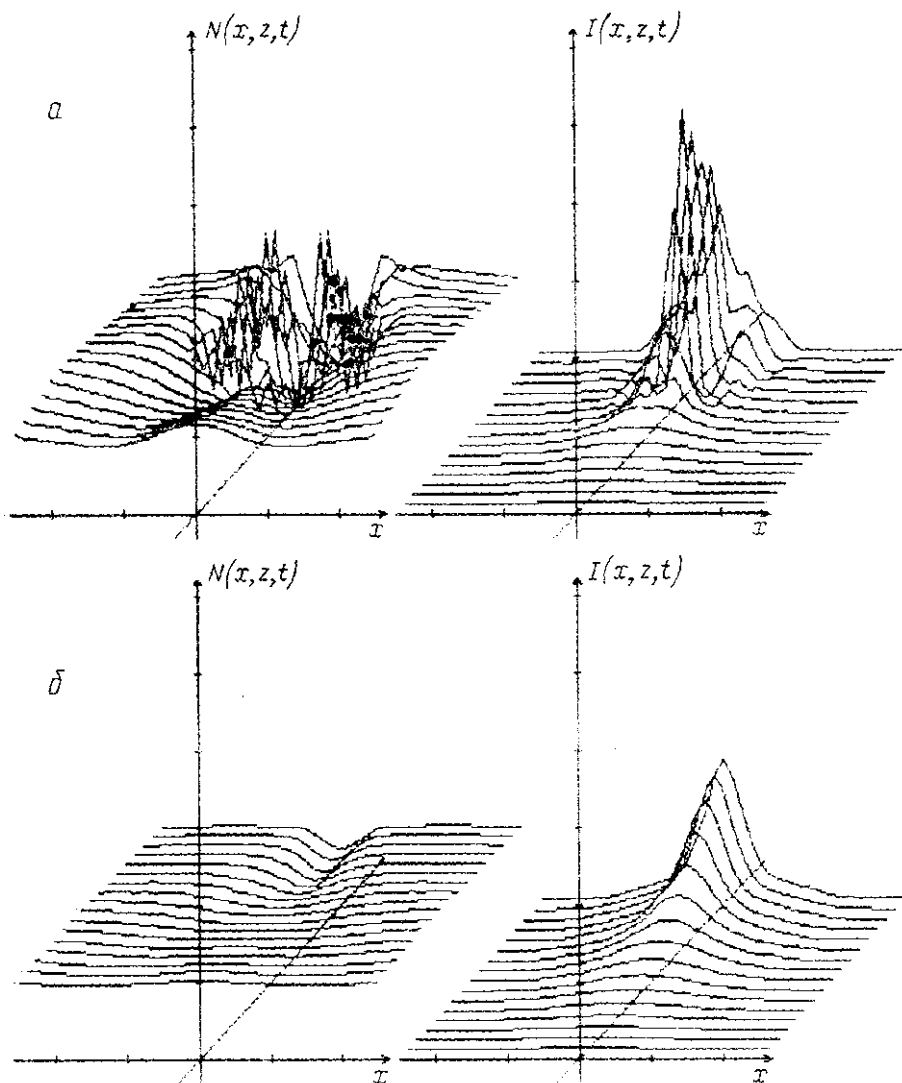
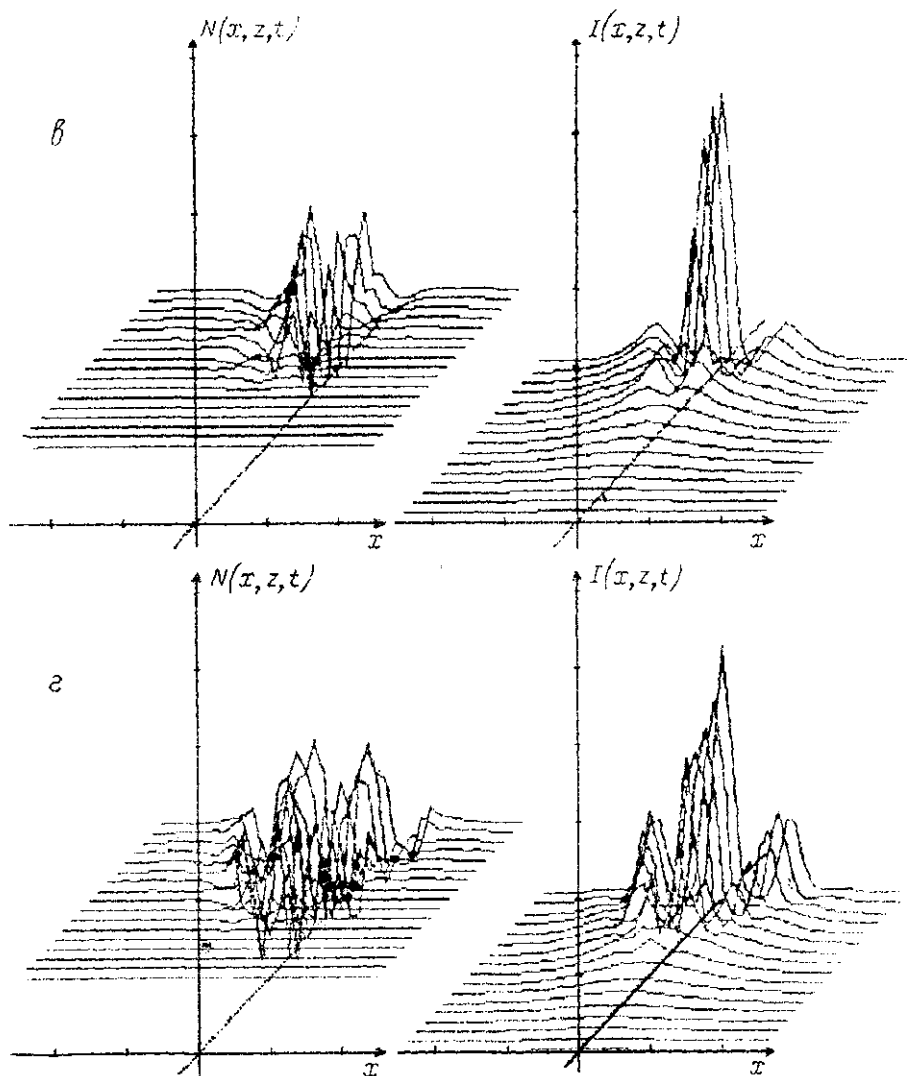


Рис. 3. Пространственные распределения концентрации электронов плазмы различных значениях параметров β и γ : $\beta=1$, $\gamma=1$ (а); $\beta=1$, $\gamma=0,25$

Параметр δ может быть представлен в виде

$$\delta = \frac{c\tau_p}{2\pi d^2} = \frac{\lambda L_p}{4\pi d^2} = \frac{1}{4\pi F},$$

где F — число Френеля для импульса с продольным размером L_p и поперечным d . Параметр δ определяет дифракционное расплывание пучка. На рис. 4 представлена зависимость максимума интенсивности импульса по мере его распространения в глубь плазмы. Видно, что быстрый рост интенсивности на начальном этапе переходит затем в режим насыщения. Увеличение δ на порядок приводит к пропорциональному уменьшению длины фокусировки (см. рис. 4, а и б), т. е. расстояния, на котором наступает насыщение сжатия импульса.



мы $N(x, z, t)$ и интенсивности рентгеновского импульса $I(x, z, t)$ при (б); $\beta=20$, $\gamma=1$ (в); $\beta=40$; $\gamma=2$ (з)

Параметр ν определяет отношение поперечного размера пучка к дебаевскому радиусу экранирования:

$$\nu = \left(\frac{\omega_p d}{c} \right)^2$$

и потому зависит главным образом от величины изменения электронной плотности в области рентгеновского пучка. Поскольку оптимальные значения всех остальных параметров были уже определены, удобно выразить его через другие параметры:

$$\nu = \frac{1}{2\omega\tau_p} \frac{\alpha\beta}{\delta}$$

Рисунок 5 иллюстрирует изменение поперечного профиля пучка при оптимальном выборе параметров задачи. Мы видим, что пиковая ин-

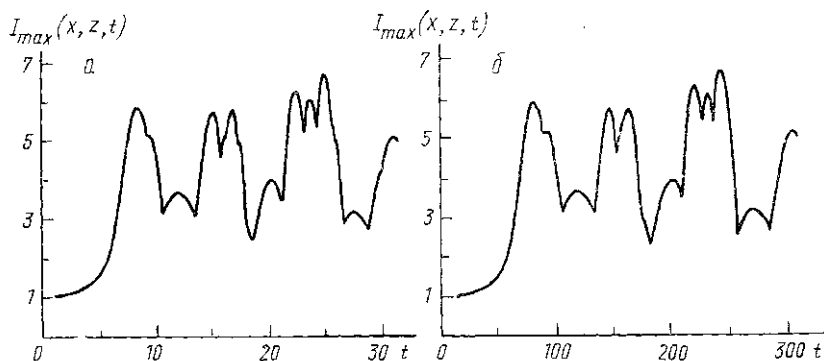


Рис. 4. Динамика максимальной интенсивности рентгеновского импульса в процессе его движения в плазме: для $\delta=0,01$ (а) и $0,001$ (б)

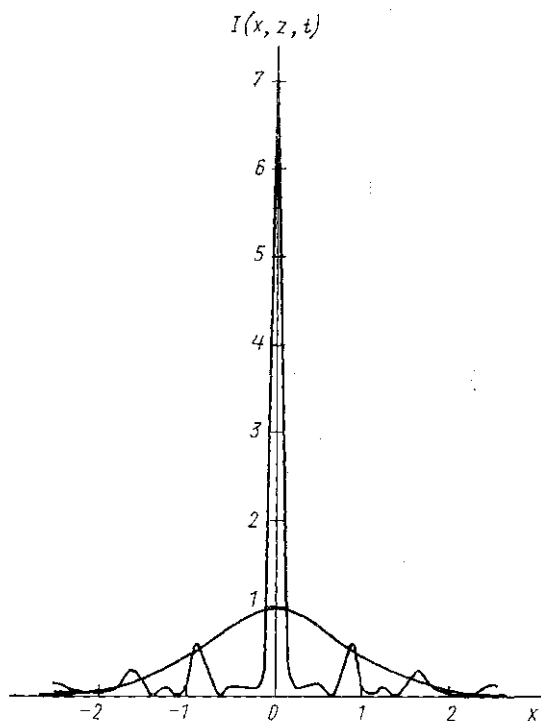


Рис. 5. Поперечный профиль пучка на входе и на выходе из плазмы при оптимальном выборе параметров задачи (пологая кривая — интенсивность на входе): $\alpha=1$; $\beta=10$; $\gamma=3$; $\delta=0,02$; $\nu=100$; $t=12$

4. Заключение

Наиболее жесткими являются условия, налагаемые на интенсивность и энергию рентгеновских импульсов. Как видно из выражения для параметра γ , они могут быть смягчены переходом в более длинноволновую область рентгеновского спектра или увеличением длительно-

тенсивность может быть увеличена на порядок величины по сравнению с падающим на плазму рентгеновским импульсом.

Приведем некоторые численные оценки параметров задачи. Пусть на плазму падает импульс рентгеновского излучения с длиной волны $\lambda=100 \text{ \AA}$ и длительностью $\tau_p=10^{-11}$ с. При температуре плазмы $T \approx 10^3 \text{ К}$ для v_0 имеем $v_0 \approx 10^7 \text{ см/с}$. Таким образом, из условия $\alpha \approx 1$ получаем $d=10^{-4} \text{ см}$. Из условия $\beta \approx 1 \div 10$ получаем для электронной плотности плазмы $N_0=3 \cdot 10^{14} \div 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При этом $\nu=1 \div 10$.

Параметр γ для указанных выше численных значений параметров определяет величину интенсивности падающего на плазму импульса: $I_0=2 \cdot 10^{16} \text{ Вт/см}^2$, а энергия импульса $E=I_0 \tau_p d^2=2 \cdot 10^{-3} \text{ Дж}$.

Параметр δ определяет длину фокусировки: $z_0 \approx L_p \delta^{-1}$. При $\delta=0,1$ получаем $z_0=3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$.

сти импульса. Увеличение λ в три раза на порядок снижает требуемую интенсивность импульса. Одновременное увеличение на порядок длительности импульса τ_p и его поперечного размера d приведет к возрастанию β и ν на два порядка, что не является критическим, но, с другой стороны, позволит еще на порядок величины уменьшить интенсивность рентгеновского импульса. Последующее при этом уменьшение параметра δ приведет к увеличению на порядок длины фокусировки z_0 . Однако численные значения длины фокусировки будут при этом составлять несколько миллиметров, что вполне достижимо в современных условиях.

Таким образом, проведенные расчеты показывают эффективность использования самофокусировки импульсного рентгеновского излучения в плазме для повышения его интенсивности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Elton R. C. X-Ray Lasers. N. Y., 1990.
2. Ахманов С. А. Современные проблемы лазерной физики. М., 1991. Т. 4. С. 5.
3. Шен И. Р. Принципы нелинейной оптики. М., 1985.

Поступила в редакцию
13.07.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1995. Т. 36, № 3

УДК. 548.0:532.783

РЕФРАКЦИЯ ГОМЕОТРОПНО ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПЛЕНОК ГРЕБНЕОБРАЗНОГО ЖК-ПОЛИМЕРА

Т. М. Глушкова, С. А. Иванов, Д. Ф. Киселев, М. М. Фирсова, А. П. Штыркова,
С. Г. Костромин, В. П. Шябаев

(кафедра общей физики)

Разработан комплекс методик для определения показателей преломления тонких полимерных пленок с гомеотропной ориентацией директора. Определены главные показатели преломления и их дисперсия для чистого гребнеобразного полимера и полимера с примесью азокрасителя. Показано, что примесь азокрасителя (до значений концентрации 0,2) практически не влияет на значения главных показателей преломления полимера, их дисперсию и значения длин волн фундаментальных полос поглощения, которые для обыкновенного и необыкновенного лучей оказались равными 232 и 287 нм соответственно.

Значительные успехи в области синтеза гребнеобразных жидкокристаллических (ЖК) полимеров, изучение их структуры и физических свойств [1, 2] позволяют предвидеть широкие перспективы их использования в качестве материалов для пассивных и управляемых оптических элементов интегральной оптики в системах записи, хранения и обработки оптической информации, включая системы поляризационной голографии [3—6].

Как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения особый интерес представляет возможность реализации поляризационно-фазовой записи оптической информации, при которой поляризованный лазерный луч вызывает в образце полимера наведенное двойное лучепреломление (ДЛП), возникающее за счет цис-транс-изомеризации фрагментов азокрасителя, включенных в состав полимера [5—9].