

«Квантовая электроника», 5, № 2 (1978)

УДК 621.375.82

Н. Е. Каск, В. В. Радченко, Г. М. Федоров, Д. Б. Чопорняк

ДИНАМИКА СЖАТИЯ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА ПРИ ТЕПЛОВОЙ НЕСТАЦИОНАРНОЙ САМОФОКУСИРОВКЕ

Инерционность нелинейного отклика среды, как предсказывает теория [1, 2], приводит к возможности квазиволноводного распространения излучения, когда осуществляется плавное уменьшение радиуса самофокусирующегося пучка в нелинейной среде. Физическими механизмами нестационарной самофокусировки в этом случае могут быть керровская самофокусировка ультракоротких импульсов, а также тепловая самофокусировка.

Нестационарная тепловая самофокусировка лазерного излучения в оптическом стекле была исследована в работе [3] методом регистрации положения проплавов относительно

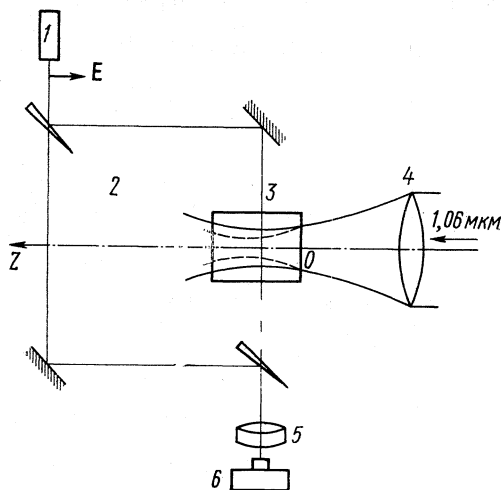


Рис. 1. Схема установки:

1 — аргонный лазер ЛГ-106М (вектор поляризации излучения $E \parallel OZ$); 2 — интерферометр Маха—Цендера; 3 — образец стекла К8; 4 — сферическая линза с $f=24$ см; 5 — объектив с $f=8,5$ см; 6 — кинокамера СКС-1М.

полосы $S(y)$ в изменение показателя преломления $\Delta n(r) = n(r) - n_0$ осесимметричной неоднородности

$$\Delta n(r) = -\frac{\lambda}{\pi} \int_r^{\infty} \frac{dS(y)}{\sqrt{y^2 - r^2}}$$

применялся метод аппроксимации S многочленом m -й степени по l экспериментальным точкам. Обычно бралось $m=8-10$, $l=20-30$. Контрольный счет для известного распределения Δn при данном S (для случая гауссова профиля) показал, что ошибка в центральной зоне составляет $<5\%$.

На рис. 2 приведены профили $\Delta n(r)$ в различные моменты времени воздействия излучения для сечения пучка, расположенного на расстоянии 2,1 см от входной поверхности. (Перетяжка каустики с начальным радиусом на уровне $1/e$ $a_0=5,5 \cdot 10^{-2}$ см находилась в 0,5 см от входной поверхности в объеме стекла; длина фокальной области, определяемая как расстояние, на котором площадь пучка увеличивается в 2 раза, $L=1,1$ см.) Наклон зависимости $I(\omega)$ на рис. 3, который определяет коэффициент поглощения

$$k = \frac{C_p}{(dn/dT)_{\parallel}} \frac{I(W)}{W}$$

приводит к величине $k=1,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, что совпадает со значением k , найденным с помощью спектрофотометра СФ-8. Здесь $(dn/dT)_{\parallel} = (dn/dT)_{\sigma=0} - [\alpha E/(1-\nu)](C_1 + C_2)$ [7], C_1 и C_2 — фотоупругие постоянные.

Как видно из рис. 2, профиль распределения Δn с течением времени непрерывно сужается. Поскольку изменение Δn практически полностью определяется приращением температуры, т. е. носит накопительный, интегральный характер, то для определения радиуса

$$W_{кр} = \frac{\pi C_p a^2 \theta^2}{2kn_0 dn/dT} \quad (1)$$

использовалось гамма-облученное стекло К8 с коэффициентом поглощения $k=1,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, определенным с помощью спектрофотометра СФ-8. В выражении (1) C_p — удельная теплоемкость; a и θ — радиус и расходимость излучения на входе в среду; $dn/dT = 6,7 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$ [6]. Расчет по формуле (1) дает в нашем случае $W_{кр} = 200$ Дж. При пересчете профиля относительного сдвига интерференционной

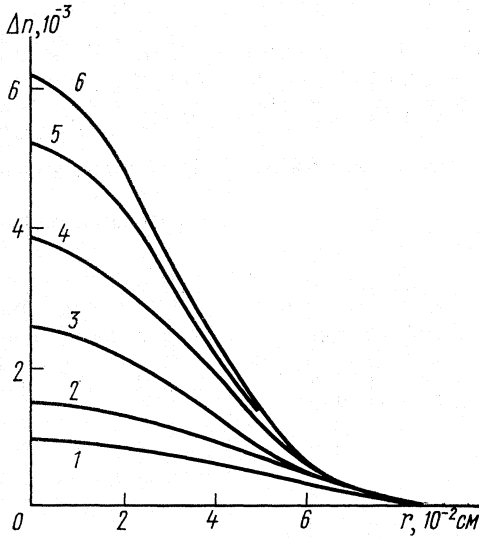


Рис. 2. Профили $\Delta n(r)$ в различные от начала действия импульса генерации моменты времени: $t=4$ (1); 5,3 (2); 6,6 (3); 7,9 (4); 8,8 (5) и 10,9 мс (6).

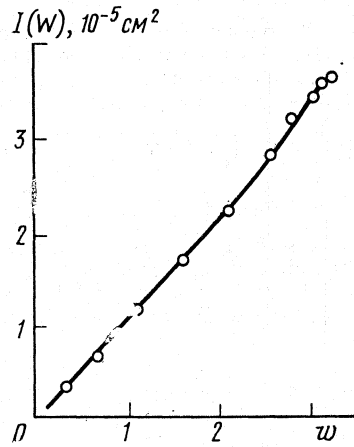


Рис. 3. Зависимость $I(W) = -2\pi \int_0^\infty \Delta n(r) r dr$ от относительной энергии $\omega = W/W_{кр}$.

пучка a в некоторый момент времени (после прохождения данного количества энергии W) из профиля распределения для данного момента времени вычитался профиль Δn в предыдущий момент времени. При этом оказалось, что полученный таким образом профиль пучка для всех моментов времени хорошо описывается гауссовой кривой $\Delta n \sim \exp[-r^2/(a_0^2 \times \dots)]$. Определенные таким способом точки приведены на рис. 4. Теоретические кривые рассчитаны на основе решения уравнения квазиоптики для слабо поглощающей среды [8]:

$$\sigma^2 = \exp\left\{\frac{1}{2}[-\omega \zeta^2 / (1 + \zeta^2) - 1 + \sigma^2]\right\},$$

описывающего нестационарную самофокусировку. Величина σ^2 численно равна отношению сечения пучка при наличии самофокусировки $S_c \sim f^2$ к сечению пучка в линейном случае

$$S_{л} \sim f_{л}^2; \quad \zeta = z/[L(1 - z/R)]; \quad \omega = W/W_{кр}.$$

Как следует из приведенных экспериментальных результатов, в процессе нестационарной тепловой самофокусировки пучок лазерного излучения не расслаивается и самофокусируется как целое, сохраняя гауссово распределение интенсивности. Отметим, что наблюдаемое в эксперименте более быстрое, чем предсказывает теория, сжатие пучка (рис. 4), по-видимому, является причиной сокращения нелинейной фокальной области при положении линейной каустики фокусирующей линзы вблизи входной поверхности [3], поскольку в этом случае увеличение расходимости при сужении пучка может не компенсироваться накапливаемым увеличением показателя преломления.

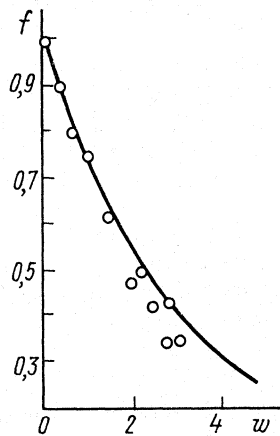


Рис. 4. Экспериментальная (точки) и теоретическая (сплошная линия) зависимости безразмерного радиуса $f = a/a_0$ от ω для сечения пучка, расположенного на расстоянии $z = 2,1$ см от входной поверхности.

1. В. А. Алешкевич, С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, А. М. Хачатрян. «Письма в ЖЭТФ», 13, 55 (1971).
2. В. А. Петрищев, В. И. Таланов. «Квантовая электроника», под ред. Н. Г. Басова, № 6, 35 (1971).
3. Н. Е. Каск, В. В. Радченко, Г. М. Федоров. ЖТФ, 46, 1766 (1976).

4. С. А. Ахманов, Ю. А. Горохов, Д. П. Криндач, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов. *ЖЭТФ*, 57, 16 (1969).
5. В. А. Алешкевич, А. В. Мигулин, А. П. Сухоруков, С. П. Чернов. *«Квантовая электроника»*, под ред. Н. Г. Басова, № 5 (11), 90 (1972).
6. В. В. Радченко, Г. М. Федоров. *«Квантовая электроника»*, 4, 1754 (1977).
7. А. М. Бонч-Бруевич, Н. А. Имас, В. А. Комолов, В. С. Сялядинов, В. Н. Смирнов. *ЖТФ*, 45, 1117 (1975).
8. В. А. Алешкевич, С. А. Ахманов, Б. В. Жданов, А. П. Сухоруков. *«Квантовая электроника»*, 2, 1179 (1975).

Научно-исследовательский институт
ядерной физики МГУ им. М. В. Ломоносова

Поступило в редакцию
17 июня 1977 г.

N. E. Kask, V. V. Radchenko, G. M. Fedorov, D. B. Chorog-
nyak. **Dynamics of the Laser Beam Compression Under Thermal Transient Self-Focusing.**

Results are presented of measurement of a laser beam radius in the K-8 glass by the high-speed interferometry method in the course of transient thermal self-focusing. It is shown that the beam is not broken into zones but self-focuses as a whole. A comparison is made of the results and predictions of the transient self-focusing theory.

«Квантовая электроника», 5, № 2 (1978)

УДК 778.38:535.36

А. Л. Микаэлян, Э. Х. Гуланиян, Е. И. Дмитриева, И. Р. Дорош

ОТРАЖАТЕЛЬНЫЕ ГОЛОГРАММЫ В КРИСТАЛЛАХ $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$

Отражательные голограммы в кристаллах $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$, запись которых мы осуществили, открывают некоторые новые возможности их применений. Исследования процессов записи и восстановления отражательных голограмм дают дополнительные данные для построения физических моделей механизма оптической записи в таких кристаллах.

В экспериментах по записи отражательных голограмм съемка велась в геометрии, показанной на рис. 1 (длины волн 0,63 и 0,44 мкм). Концентрация примесей железа в кри-

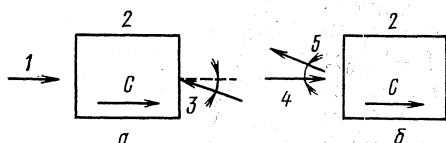


Рис. 1. Схемы записи (а) и считывания (б) голограмм:

1 — опорный луч; 2 — кристалл; 3 — сигнальный луч; 4 — считывающий луч; 5 — восстановленный луч; C — ось C кристалла.

сталлах составляла 0,03 вес.%. Угол между опорным и сигнальным лучем при съемке равнялся примерно 170° . Для кристалла толщиной 5 мм по оси C максимальная дифракционная эффективность голограммы плоских волн на красном свете равна 65% (с учетом отражения на неприсветленных гранях кристалла), а на синем — около 1% (из-за сильного поглощения света). Для достижения максимальной дифракционной эффективности на длине волны 0,63 мкм потребовалась экспозиция 180 Дж/см^2 . Дифракционная эффективность 25% была получена при плотности энергии 12 Дж/см^2 .

Для сравнения в тех же кристаллах были проведены съемки пропускающих голограмм на более низких пространственных частотах. На рис. 2 показана зависимость дифракционной эффективности от плотности энергии излучения при записи на различных пространственных частотах. Можно видеть, что при записи голограмм на разных пространственных частотах максимальная дифракционная эффективность примерно одинакова. Несколько меньшую чувствительность отражательных голограмм по сравнению с пропускающими в наших экспериментах можно объяснить влиянием поглощения материала на эффективный размер этих голограмм. Во всех экспериментах запись проводилась при одной и той же интенсивности, равной $0,25 \text{ Вт/см}^2$.

На рис. 3 приведены экспериментальные зависимости чувствительности отражательных голограмм к углу поворота считывающего луча в кристаллах равной толщины (Т). Пересчет [1] на селективность по длине волны излучения показывает, что для голограммы толщиной 5 мм ширина полосы составляет около 0,3 нм.

Были зарегистрированы также отражательные голограммы бинарных транспарантов размером $10 \times 10 \text{ мм}$ и емкостью $2,5 \cdot 10^8$ бит с дифракционной эффективностью около 9%, диаметр голограммы составлял 2 мм. Качество восстановленных изображений было таким же, как и при съемке пропускающих голограмм в $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ [2]. Получены были голограммы и больших размеров диаметром до 20 мм. На рис. 4 показана фотография фрагмента изображения текста, восстановленного с такой голограммы.

Увеличение плотности записи информации в кристалле возможно методом наложения нескольких голограмм под разными углами [3]. Нам удалось записать более десяти