

Письма в ЖЭТФ, том 16, вып. 4, стр. 211. – 215

20 августа 1972 г.

**УСТРАНЕНИЕ САМОСХЛОПЫВАНИЯ МОЩНОГО ЛУЧА
В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ С ПОМОЩЬЮ РАСТРА –
МНОЖЕСТВЕННОЕ ВОЛНОВОДНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭНЕРГИЙ.
ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ**

Г. А. Аскаръян, Х. А. Диялов, М. Мухамаджанов

При исследовании самофокусировки [1 – 4] выяснилось , что само-
схлопывание [5] и разбиение [3, 6, 7] мощных лучей в нелинейных сре-
дах может препятствовать распространению излучения с мощностью,

значительно превосходящей пороговую. В данной работе показано, что можно устранить схлопывание такого луча, наложив на него мелкошабный растр (сетку) и осуществив множественный волноводный режим распространения энергии¹⁾. Обнаружена эффективная возможность управления самофокусировкой изменением расстояния от растра или отверстия до входа в нелинейную среду. Фактически поставлена и исследована задача о распространении дифракционного изображения решетки в нелинейной среде.

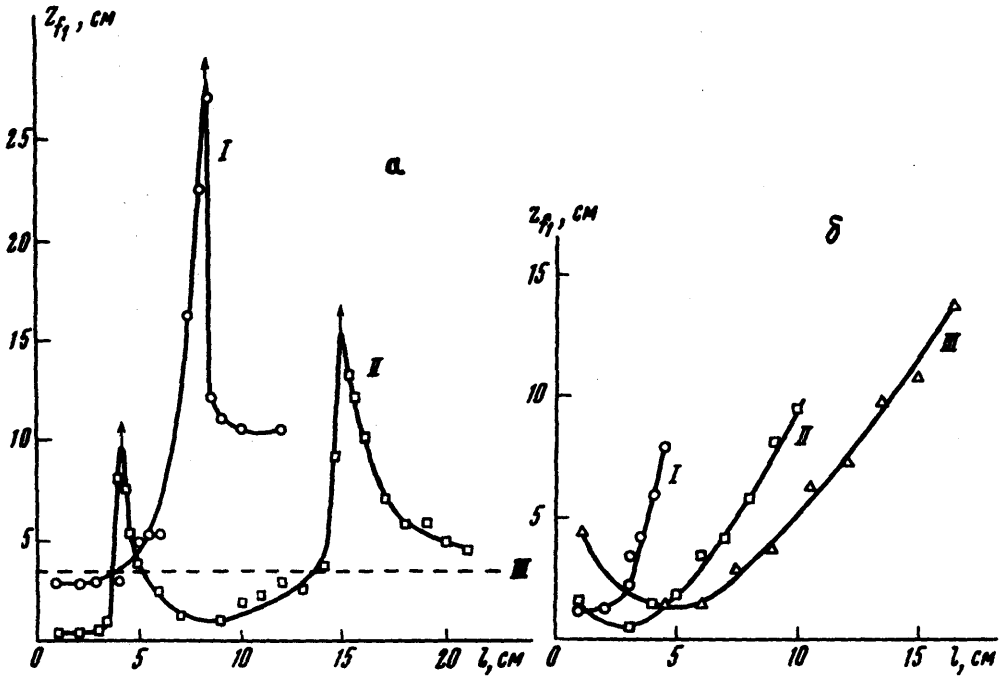


Рис. 1. Удаление положения точки схлопывания луча вглубь нелинейной среды для разных расстояний от сетки (а) или отверстия (б) до торца кюветы. Z_f — расстояние от торца до точки схлопывания луча внутри жидкости. l — расстояние от сетки или отверстия до торца кюветы. а — дана зависимость $Z_f(l)$ для сеток с размерами ячеек I — $3 \cdot 10^{-2}$ см, II — $2 \cdot 10^{-2}$ см, III — положение точки схлопывания без растра. На б — дана зависимость $Z_f(l)$ для отверстий с диаметром I — $3 \cdot 10^{-2}$ см, II — $4 \cdot 10^{-2}$ см, III — $5 \cdot 10^{-2}$ см. Все при плотностях потока $2,5 \cdot 10^6$ вт/см

1) Отметим, что рассеяние луча сеткой для предотвращения схлопывания имеет преимущества перед увеличением расходимости луча рассеивающей линзой, которая из-за малого градиента углового раздвижения подлучей (на угол $\Delta\theta \sim \Delta r / F$, где F — фокусное расстояние, Δr — размер области луча, способной схлопнуться) не может устранить схлопывание при мощностях луча, гораздо больших пороговых ($P \gg P_{\text{пор}}$ т.е. $\Delta r \ll r$).

Эксперимент проводился на аксиально-модовом неодимовом лазере с модулированной добротностью с мощностью до 10 Мвт (селектор и диафрагма в резонаторе обеспечивали плавность распределения излучения и гладкость формы импульса даже при призмённом модуляторе). Луч лазера проходил через кювету с нитробензолом. Мощность луча в сотни раз превосходила пороговую $P_{\text{пор}} \approx 100 \text{ квт}$. Минимальное положение фокуса самофокусировки фиксировалось по искрам [8, 9], возникающим в жидкости в моменты максимальной концентрации энерговыделения — когда мощность луча $P(t)$ достигает максимума и фокус останавливается, т.е. пока $\dot{P}(t) = 0$. Одновременно фиксировалась максимальная мощность импульса на экране осциллографа. Диаметр луча составлял 2 мм использовались сетки с размером отверстий $1,5 \pm 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ и прозрачностью $50 \pm 60\%$ или диафрагмы с такими же диаметрами отверстий. При наложении сетки на луч искры распределялись почти по всему сечению луча. Было обнаружено, что расстояние от торца кюветы до искры Z_f сильно зависит от расстояния ℓ от сетки или диафрагмы до торца кюветы. На рис. 1 дана зависимость $Z_f(\ell)$ при неизменной мощности падающего луча. При отодвигании кюветы с нелинейной жидкостью точки схлопывания луча удалялись от входного торца кюветы вглубь среды и могли быть выведены вне среды. Сильное удаление точек схлопывания наблюдалось при $\ell_{\text{кр нл}} \approx 4,5 \text{ см}$ для сетки с ячейкой $d \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$. Такое расстояние соизмеримо с так называемой френелевской длиной $L = d^2/\lambda$, при котором начинают заметно расширяться лучи или перекрываться соседние лучи. Вблизи этого расстояния $\ell_{\text{кр}}$ наиболее расплывчата тень от сетки на входном торце кюветы. Интересно отметить, что картина становится четкой не только при меньших расстояниях $\ell < \ell_{\text{кр}}$ (что естественно), но и при больших расстояниях. На рис. 2 даны фото теневого изображения сетки с $d = 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, сфотографированного с матированного экрана, помещаемого на интересующих нас расстояниях до сетки: а) $\ell = 6 \text{ см}$, б) $\ell = \ell_{\text{кр}} = 5 \text{ см}$ ($\ell_{\text{кр нл}} \approx 4,5 \text{ см}$ немного отличается от $\ell_{\text{кр}}$ из-за влияния продольного градиента контрастности на самофокусировки). Видно резкое размытие изображения вблизи $\ell_{\text{кр}}$ и восстановление контраста при $\ell = \ell_{\text{кр}} \pm 1 \text{ см}$. Удаление точки схлопывания вглубь нелинейной среды прослеживалось до $Z_f \approx 26 \text{ см}$, в то время как без сетки точка схлопывания находилась на расстоянии $Z_f \approx 3 \text{ см}$, за входным торцом¹⁾.

Удаление точки схлопывания при $\ell > \ell_{\text{кр}}$ можно объяснить увеличением угла расходимости и радиуса элементарных лучей на входе в нелинейную среду. Действительно, по безабберационной оценке для каждого подлуча

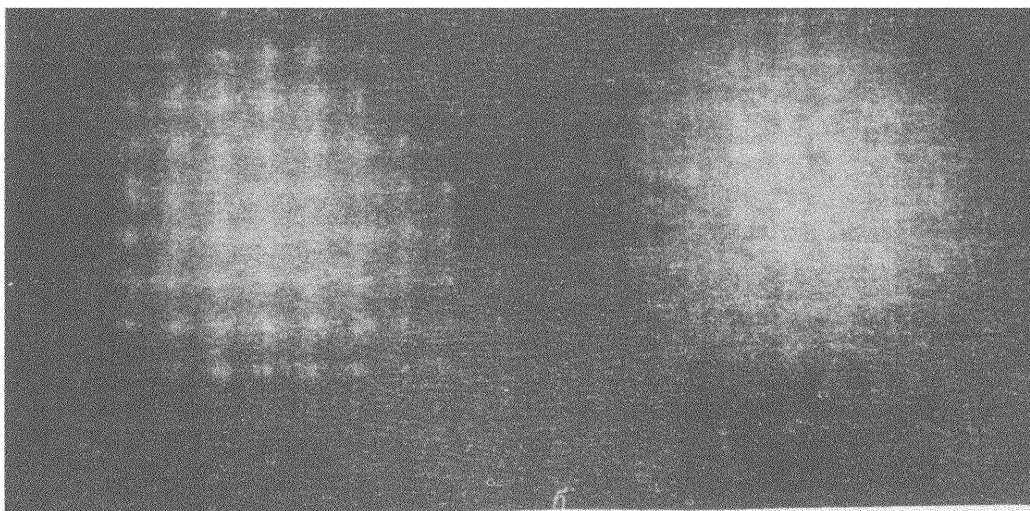
$$Z_f \approx \sigma_s \left\{ -\theta_{0s} + \sqrt{n_2 E_{0s}^2 - \chi^2 / \sigma_s^2} \right\}^{-1} \approx \sigma_s^2 \left\{ -\theta_{0s} \sigma_s + \sqrt{\frac{n_2}{c} \sqrt{P_1 - P_{\text{порог}}}} \right\}^{-1},$$

1) Отметим, что наблюдать большой сдвиг искр подбором мощности лазера оказалось очень трудным, в то время как управление фокусом подбором ℓ , оказалось гораздо проще и удобнее.

где величины радиусов поллучей σ и углов θ на поверхности среды отмечены индексом s , т. е. при $P_s = \text{const}$ (до смыкания поллучей)

$$Z_f \sim \sigma_s^2 / (-\theta_{os} \sigma_s + \kappa),$$

где $\sigma_s(\ell)$ и $\theta_{os}(\ell)$ определяются дифракционным уширением, причем $\sigma_s(\ell_{кр}) \theta_{so}(\ell_{кр}) \approx \kappa$.



а

б

Рис. 2. Распределение интенсивности на экране на расстоянии от дифракционной решетки с $d = 2 \cdot 10^{-2}$ см в воздухе (без нелинейной среды): а - $\ell = 6$ см, б - $\ell = 5$ см. Видно, что вблизи $\ell_{кр}$ резко ослабевает, а при $\ell = \ell_{кр} \pm 1$ см восстанавливается контраст изображения (это повторяется при $\ell = 16$ см)

При $\ell = \ell_{кр}$, формируется дифракционное изображение, уменьшающее σ_s увеличивающее плотность излучения и уменьшающее θ_s из-за наличия многих ячеек сетки (в фраунгоферовом пределе $\theta_s = \theta_{s1} / N_1$, где N_1 число ячеек на единицу длины сетки и предельная мощность в максимуме $P \sim P_1 N$ где $N \sim N_1^2$ - полное число ячеек сетки). Отметим, что для самофокусировки важна не только начальная контрастность изображения (дающая поперечные градиенты интенсивности), но и продольная резкость изменения контрастности (дающая углы расходимости).

Изменение плотности потока в исследованной нами френелевской зоне дифракционной решетки при $l \gg l_{кр}$ определяется контрастностью функции интенсивности, определяемой множителем $\cos(\pi \ell \lambda / d^2)$, где d - период решетки. Например, для синусоидальной решетки

$$I = \left| \int e^{ik\sqrt{\ell^2 + (Y-y)^2}} \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi y}{d}\right)\right) dy \right|^2 \sim 1 + 2\cos\left(\frac{2\pi Y}{d}\right) \cos\left(\frac{\pi \ell \lambda}{d^2}\right) + \cos^2\left(\frac{2\pi Y}{d}\right)$$

Например, при $\cos(\pi \ell \lambda / d^2) = 0$; $I \sim 1 + \cos^2\left(\frac{2\pi Y}{d}\right) \epsilon I + 2$ при $\cos(\pi \ell \lambda / d^2) = 1$; $I \sim \left\{1 + \cos\left(\frac{2\pi Y}{d}\right)\right\}^2 \epsilon I + 4$, где ℓ – расстояние до дифракционной решетки, Y – поперечная координата наблюдения, y – координата вдоль решетки. Видно, что контрастность резко уменьшается при $\ell_{кр} = (2m + 1) d^2 / 2\lambda$, т. е. $\ell_{кр}(m = 0) = d^2 / 2\lambda$; $\ell_{кр}(m = 1) = 3d^2 / 2\lambda = 3\ell_{кр}(m = 0)$, что и наблюдалось на эксперименте как на неодимовом лазере ($\ell_{кр1} = 5$ см, $\ell_{кр2} = 16$ см) так и на газовом гелий-неоновом лазере ($\ell_{кр1} = 8,5$ см), $\ell_{кр2} = 25,5$ см для сетки с $d \sim 2 \cdot 10^{-2}$ см.

Наиболее удобным для рассеяния растром является луч с близким к прямоугольному радиальным распределением интенсивности, но и для любого радиального распределения плотности интенсивности излучения $I(r)$, можно подобрать такой растр с зависящими от радиуса площадями ячейки $s(r)$, что в каждую ячейку попадала мощность, близкая к пороговой $s(r) \sim I(r) / P_{порог}$. При этом поперечный градиент сублуча значительно ослабляется дифракцией, что уменьшает его изгиб и рассеяние. Результаты работы значительно расширяют возможности использования и проявления волноводной самофокусировки.

В заключение авторы выражают благодарность академику Л. В. Скобелцину за поддержку работы.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
19 июня 1972 г.

Литература

- [1] Г. А. Аскарьян. ЖЭТФ, 42, 1567, 1962.
- [2] В. И. Таланов. Изв. высш. уч. зав., сер. Радиофизика, 7, 564, 1964.
- [3] R. Y. Chiao, E. Garmire, C. H. Townes. Phys. Rev. Lett., 13, 479, 1964.
- [4] С. А. Ахманов, А. М. Сухоруков, Р. В. Хохлов. УФН, 93, 19, 1967 (обзор).
- [5] P. L. Kelley. Phys. Rev. Lett., 15, 1005, 1965.
- [6] В. М. Беспалов, В. И. Таланов. Письма в ЖЭТФ, 3, 471, 1966.
- [7] А. Л. Дышко, В. Н. Луговой, А. М. Прохоров. Письма в ЖЭТФ, 6, 655, 1967.
- [8] T. Bergqvist, B. Kleman, P. Wahren. Arkiv for Fysik, B.34, 81, 1967.
- [9] В. В. Коробкин, Р. В. Серов. Письма в ЖЭТФ, 6, 642, 1967.