

НЕЛИНЕЙНАЯ РАСФОКУСИРОВКА СФОКУСИРОВАННОГО ЛУЧА: ТОНКИЙ ЛУЧ ИЗ ФОКУСА

Г. А. Асхарьян, М. А. Мухамаджанов

Описаны эксперименты по фокусировке лазерного луча в слабо поглощающую нелинейную расфокусирующую среду: обнаружен узкий луч, выходящий из зоны фокуса. Исследована динамика его образования во времени. Показана ошибочность трактовки аналогичных экспериментов со световой искрой как результата самофокусировки света в плазме искры. Даны простые объяснения этих эффектов, как результат расфокусировки света в плазме искры.

В большинстве сред тепловая нелинейная рефракция вызывает расфокусировку луча. В данной работе исследуется возможность использования нелинейной расфокусировки для создания тонких направленных лучей из фокуса луча в слое среды.

Экспериментальная установка дана на рис. 1. Луч лазера (1) фокусировался линзой (5) с фокусным расстоянием $F = 10$ см в слое (6) нелинейной среды (вода, спирт, плексиглаз) и для различных мощностей и положений фокуса регистрировалось распределение интенсивности проходящего света визуальным или фотографическим способом на экране или прямо на фотопленке (7, 8) или исследовалось с помощью ФЭУ (9), регистрирующего свет, проходящий через малое отверстие в экране (7).

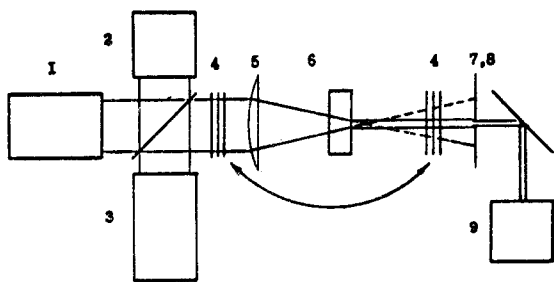


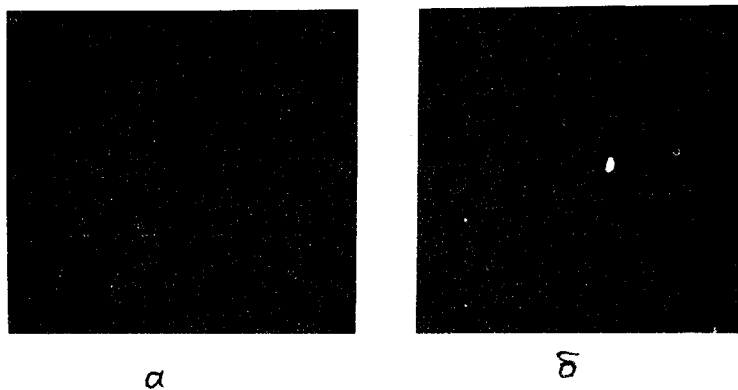
Рис. 1. Схема установки: 1 – лазер на YAG-Nd или на неодимовом стекле, 2 – фотодиод для регистрации падающей мощности и запуска осциллографа, 3 – вспомогательный

He – Ne-лазер, 4 – калиброванные нейтральные фильтры; стрелка показывает их перестановку, 5 – линза, 6 – кюветы с нелинейной средой, 7 – экран с отверстием, 8 – фотопленка или экран, 9 – ФЭУ-62

Использовался неодимовый одномодовый немодулированный лазер с энергией 1 Дж в миллисекундном импульсе, а также лазер на YAG-Nd в режиме одиночных и частых миллисекундных импульсов. Излучение этих лазеров заметно поглощалось в воде и спирте (коэффициенты поглощения $\kappa \approx 0,1 \text{ см}^{-1}$) и вызывало сильные тепловые нелинейные эффекты. В некоторых случаях для визуализации невидимого луча неодимового лазера к нему примешивалось зеленое излучение его второй гармоники или непрерывное излучение He – Ne-лазера (3), позволяющего исследовать процесс и при больших длительностях, включая последствие.

Для сравнения одни и те же фильтры (4), ослаблявшие интенсивность в 300 раз, переставлялись. В позиции до нелинейной среды фильтры устраняли нелинейную рефракцию, после среды — оставляли нелинейную рефракцию, но уменьшали регистрируемую мощность до такой же.

Было сразу обнаружено, что нелинейная рефракция вызывает сильное увеличение концентрации излучения на оси даже на расстоянии 50 см от точки фокуса. Было обнаружено яркое пятно большой интенсивности на оси, в котором интенсивность света во много раз превосходила интенсивность света в отсутствие нелинейной рефракции.



a

b

Рис. 2. Фотография луча на пленке: *a* — фильтры (4) до нелинейной среды, экспозиция не выявила пятно ввиду малой интенсивности, *b* — фильтры (4) после нелинейной среды. Снимок за один импульс

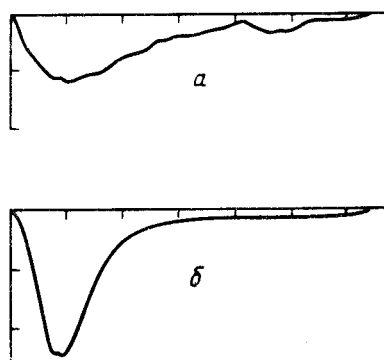


Рис. 3. Осциллограмма излучения, прошедшего через отверстие в экране: *a* — фильтры до кюветы. Чувствительность 0,1 В/дел, *b* — фильтры после кюветы. Чувствительность 0,5 В/дел. Развертка 200 мксек/дел

На рис. 2 показана фотография луча, падающего прямо на фотопленку: *a* — без нелинейной рефракции (фильтры — до нелинейной среды) *b* — с нелинейной рефракцией. Видно образование узкого луча с размерами десятых долей мм (фотография дана с увеличением $\times 6$). В этом случае фокус линзы был на расстоянии 1 см (вне линейной среды).

На рис. 3 даны осциллограммы сигналов с ФЭУ, регистрирующего прохождение света через отверстие диаметром 300 мкм в экране (7). Рис. 3, *a* — без нелинейной рефракции, 3, *b* — с нелинейной рефракцией (в этом случае усиление осциллографа было уменьшено в 5 раз). Было наблюдеено увеличение интенсивности в 12 раз, что показывало сильную концентрацию света на

расстоянии. Видно, что нарастание интенсивности происходит в начале импульса, а потом интенсивность спадает, что связано со слишком большой рефракцией. Эти измерения были проведены при регистрации основного излучения (использовались пленки и регистраторы, чувствительные к свету с длиной волны 1 мкм).

При исследовании процесса с подкраской He-Ne лазером было обнаружено длительное последствие обжата луча, что связано с большой инерционностью тепловой отрицательной линзы. Время поджата луча доходило до долей сек.

Были оценены условия появления наблюдаемых процессов. При задании угла фокусировки $\theta_0 = a_0 / F$ условие "выполаживания" луча $\theta_0^2 \approx \Delta n$, где изменение показателя преломления $\Delta n = n'_T \Delta T \approx n'_\rho \rho'_T \int_0^t P dt / \pi a^2 \rho C = n'_\rho a \kappa Q(t) / \pi a^2 C = A_1(t) / a^2$, где a — коэффициент теплового расширения, κ — коэффициент поглощения света, C — удельная теплоемкость среды, ρ — ее плотность, $P(t)$ — полная мощность луча. Радиус фронта выполаживания $a(t) = \sqrt{A(t)} / \theta_0$. Подставляя энергию импульса $Q(t) \approx \int_0^t P dt \sim 0,1 + 1$ Дж получим радиус выполаживания $a \approx 10^{-2} + 3 \cdot 10^{-2}$ см, для создания $\Delta n \sim \theta_0^2 \sim 10^{-4}$ в согласии с данными эксперимента.

Более подробную оценку можно получить из безабберационного уравнения поведения луча в среде с малым поглощением $a''_{zz} = A(t) / a^3$, где с учетом дифракции $A(t) = A_1(t) + \lambda^2 / \pi$. Умножая на a''_z и интегрируя получим $(a'_z)^2 = A(1/a_0^2 - 1/a^2) + \theta_0^2$. $(a'_z(0) = -\text{tg } \theta_0 \approx -\theta_0)$. Отсюда сразу получим (полагая $a'_z = 0$) минимальный размер $a^2_{min} = A a_0^2 / (A + \theta_0^2 a_0^2)$. Интегрируя еще раз получим $\sqrt{a_0^2 - a^2_{min}(t)} - \sqrt{a^2 - a^2_{min}} = z \sqrt{A} / a_{min}$; для $z < z_m$ (и "+" перед корнем для $z > z_m$), где z_m — координата минимального сечения (совпадающего с фронтом

выполаживания) $z_m = \frac{a_{min}}{\sqrt{A}} \sqrt{a_0^2 - a^2_{min}} = \frac{a_0}{\theta_0} \frac{\theta_0^2 a_0^2}{A + \theta_0^2 a_0^2}$, т.е. фронт

выполаживания движется навстречу излучению по конусу фокусировки, причем максимальное значение a_{min} определяется длительностью импульса. При задании слоя среды толщиной $z = l$ получим $a(l)$ и $a'_z(l)$ у выходной границы, которые определяют распространение луча вне среды. Например, при малых $a'_z \gg -\theta_D \sim \lambda/a$ длина расширения луча порядка длины Френеля $L_F \approx \pi a^2 / \lambda$, т.е. может быть достаточно большой (при $a \sim 0,1$ см, $L_F \approx 3$ м).

Такое накапливающееся выполаживание сфокусированного луча может облегчить его захват в волноводный режим самофокусировки [4].

Отметим, что наблюдаемые нами явления связаны целиком с расфокусировкой, так как длительности импульсов (и даже пиков) были гораздо больше характерных звуковых времен, что исключало влияние звуковых нестационарных процессов [8]. Наблюдаемый процесс имел нарастающий, накапливающийся характер, свойственный тепловой расфокусировке.

Эти опыты позволяют правильно понять работы [1 – 3] по так называемому "наблюдению самофокусировки" при световом пробое в газе в фокусе луча лазера. Наблюдаемые тонкие лучи из фокуса были ошибочно интерпретированы там, как результат самофокусировки света в плазме пробоя. Гораздо более простое и обоснованное объяснение состоит в том, что плазма возникающего пробоя является расфокусирующей линзой, причем она создает $\Delta n \approx -\omega_0^2/2\omega^2 = -N/2N_{кр}$. Для неодимового луча $N_{кр} \approx 10^{21}$ см⁻³ и для создания $\Delta n \approx 10^{-3} \pm 10^{-4}$ достаточна плотность $N \approx 10^{17} + 10^{18}$ см⁻³, легко достижимая в начальной стадии пробоя (когда и были наблюдаемы узкие лучи).

Пользуемся случаем исправить неправильные ссылки в статье [2, 3]: самофокусировка в плазме впервые была рассмотрена в [4], а не в [5], а самофокусировка при появлении возбужденных атомов и молекул была впервые рассмотрена в [6], а не в [7].

Отметим, что аналогичные эффекты выполаживания сфокусированного излучения при образовании предпробойной и пробойной плазмы должны наблюдаться и для СВЧ лучей, причем для наблюдения этого эффекта достаточно появления плазмы с невысокой концентрацией $N \sim N_{кр}\theta^2 \ll N_{кр} \approx 10^{13}/\lambda^2$.

Из приведенного выражения для a_m^2 можно прямо оценить расширение площади фокуса $s_f = s_{f0} \{1 + n_p' \alpha \kappa Q(t)/C \lambda^2\}$ в слабопоглощающей среде. Малое значение $\lambda^2 \sim 3 \cdot 10^{-9}$ см² приводит к тому, что даже при $\kappa \approx 10^{-4}$ см⁻¹, $\alpha \approx 10^{-4}$ град⁻¹ и $Q/C \sim 1$ г·град получим $s_f \gg s_{f0}$. Поэтому без учета этого уменьшения плотности потока в фокусе нельзя делать корректные оценки порогов нелинейных эффектов (разрушения, пробоя, рассеяний). Нелинейное усиление поглощения может усилить этот эффект (можно обобщить эти оценки в случае нелинейного поглощения).

Отметим желательность абберационных расчетов для учета возможных более сложных перераспределений интенсивности по сечению луча, не учитываемых безабберационным описанием.

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

Поступила в редакцию
27 ноября 1980 г.

Литература

- [1] A.J.Alcock, V.V.Korobkin. Phys. Rev. Lett., 21, 1433, 1968.
- [2] J.S.Bakos, I.B.Földes, Zsuzsa Sörlei. Phys. Lett., A, 75A, 208, 1980.
- [3] J.S.Bakos, I.B.Földes. Zsuzsa Sörlei. Preprint Centr. Inst. for Phys, KFKI-1980-30, Budapest.
- [4] Г.А.Аскарьян. ЖЭТФ, 42, 1567, 1962; УФН, 111, 249, 1973.
- [5] M.S.Sodha et al. Progress in Optics, v.XIII, Ed. E. Wolf, Amsterdam, 1976.
- [6] Г.А.Аскарьян. Письма в ЖЭТФ, 4, 400, 1966.
- [7] Ф.В.Бункин, И.К.Красюк, В.М.Марченко, П.П.Пашинин, А.М.Прохоров. ЖЭТФ, 60, 1326, 1971.
- [8] Ю.П.Райзер. ЖЭТФ, 52, 470, 1967.