

Вклейка к ст. С. А. Ахманова и др. (стр. 509)

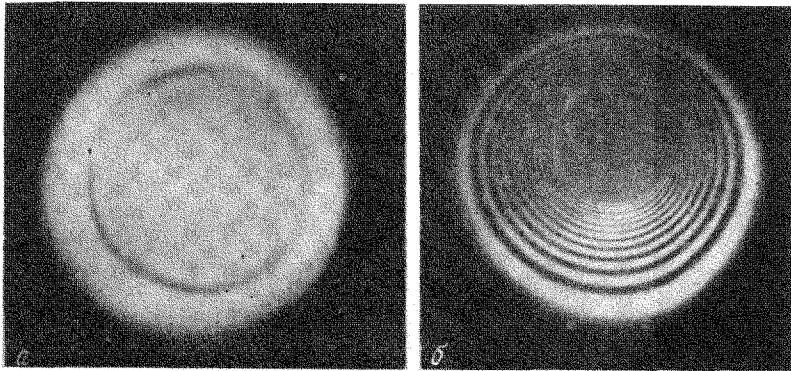


Рис. 3. Картина абберационных колец, возникающих в сечении пучка аргонового лазера после прохождения 10 см кюветы с раствором фуксина в спирте ($\delta = 0,18 \text{ см}^{-1}$). Мощность на входе в кювету 6 мвт — *a* и 60 мвт — *б*

НЕЛИНЕЙНАЯ ДЕФОКУСИРОВКА ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

С.А.Ахманов, Д.П.Криндач, А.П.Сухоручков, Р.В.Хохлов

1. В настоящем письме сообщаются результаты экспериментального и теоретического исследования явления нелинейной дефокусировки (основное внимание уделялось стационарному режиму) пучков лазеров непрерывного действия в жидкостях. Рассматриваемое явление связано с зависимостью показателя преломления от напряженности светового поля вида $n = n_0 + n_2 |E|^2$. Малоинерционные механизмы нелинейности с $n_2 > 0$ приводят к самофокусировке мощных коротких импульсов [1,2]. Для лазеров непрерывного действия существенны инерционные механизмы и, в первую очередь, нагрев среды. Для него обычно $n_2 < 0$, и в результате возникает дефокусировка луча; некоторые данные об этом эффекте изложены в [6], где он изучался внутри лазера на He-Ne и заметке [7], где сообщается лишь о регистрации эффекта.

Ниже излагаются результаты опытов с аргоновым лазером, позволивших выявить основные зависимости эффекта дефокусировки от параметров пучка и свойств жидкости.

2. Серия экспериментов, в которых регистрировалось изменение расходимости лазерного пучка, была выполнена на аргоновом лазере с дисперсионным резонатором на длине волны 4880 Å. Начальная расходимость пучка лазера составляла $\theta_0 = 2,5'$, радиус пучка на выходном зеркале $\alpha_0 = 0,06$ см, наибольшая мощность $P_{\max} \approx 0,15$ вт. Цилиндрическая кювета с плоскопараллельными окнами наполнялась исследуемой жидкостью (водой, ацетоном или спиртом) и помещалась на пути лазерного пучка. Длина различных кювет ℓ варьировалась от 10 до 84 см, а их радиус R — от 1,5 до 2,5 см. Путем добавки небольшого количества растворимого поглотителя изменялась величина поглощения в жидкостях в достаточно больших пределах от $\delta^{-1} \approx 10$ см до $\delta^{-1} \approx 10^3$ см.

Результаты экспериментов, выполненных при различных величинах P_0 , ℓ , δ , a/R , показали, что закономерности дефокусировки одинаковы для исследуемых жидкостей. Они иллюстрируются графиками, рис.1 и 2, полученными для воды в стационарном режиме дефокусировки. Видно, что тепловая дефокусировка $\Delta\theta$ линейно растет с мощностью P_0 . Величина $\Delta\theta$ при большом поглощении ($\delta\ell \rightarrow \infty$) стремится к $\Delta\theta_{\text{пред}}$. На прак-

тике значение последней удобнее определять из линейных графиков зависимости дефокусировки от доли энергии, поглощенной в жидкости $\Delta\theta = f(\exp(-\delta l))$. Путем перемещения кюветы на различные расстояния от лазера была установлена обратнопропорциональная зависимость нелинейной дефокусировки $\Delta\theta$ от радиуса пучка на входе в кювету. Резуль-

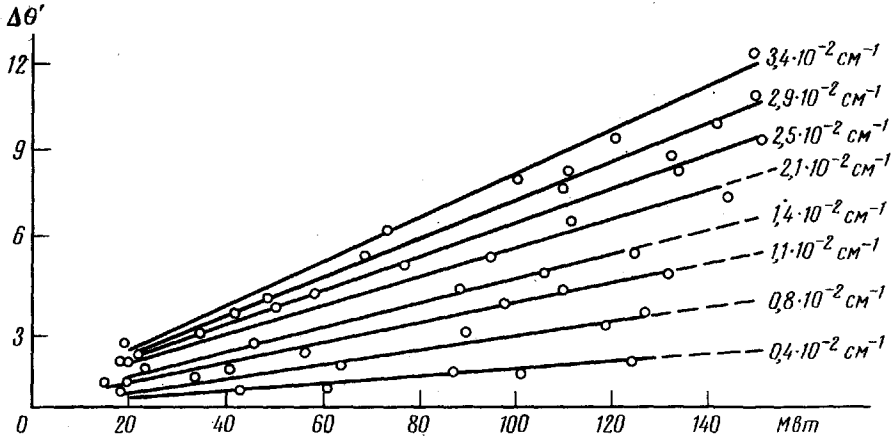


Рис. 1. Экспериментальный график зависимости увеличения расходимости пучка аргонового лазера после прохождения кюветы с водой от мощности на входе в кювету. Отношение $R/a = 30$. Параметром кривых является коэффициент поглощения по мощности δ . Параметры кюветы: $l = 44 \text{ см}$, $\phi = 48 \text{ мм}$, $V = 820 \text{ см}^3$

таты экспериментов сведены в таблицу. Здесь же приведены и расчетные данные.

3. Теория тепловой дефокусировки светового пучка базируется на совместном решении уравнений теплопроводности и волнового уравнения.

Решение нестационарного уравнения теплопроводности при нагреве среды гауссовским пучком $A \exp(-r^2/a^2)$ показывает, что поперечный градиент температуры имеет вид:

$$\frac{\partial T'}{\partial r} = \frac{P \delta}{2\pi n_0 \kappa r} [\exp(-2r^2/a^2) - \exp(-2r^2/a^2(1 + tr^{-1}))], \quad (1)$$

где κ — коэффициент теплопроводности среды, $t = a^2 \rho c_p / \delta \kappa$ — характерное время установления стационарного градиента температуры, ρc_p — удельная теплоемкость единицы объема. Отметим, что процесс установления средней температуры в кювете более продолжителен и определяется влиянием стенок кюветы.

Появление градиента температуры приводит к оптической неоднородности среды ($n = n_0 + \partial n / \partial T T'$) и, как следствие этого, к нелинейной рефракции лучей. Из формулы (1) следует, что нелинейная дефокусиров-

ка гауссовского пучка, вообще говоря, сопровождается аберрациями (добавка к показателю преломления неквадратична по r). При достаточно малых мощностях и, следовательно, малых градиентах температуры, в первом приближении дефокусировку можно считать безабберационной; при этом гауссовский пучок сохраняет свою форму. Используя методику, развитую нами для расчета самофокусировки [3], можно написать в стационарном* случае ($t \gg \tau$) и в приближении геометрической оптики уравнение

$$\frac{\partial^2 f}{\partial z^2} = \frac{\frac{\partial n}{\partial T} P_0 \delta \exp(-\delta z)}{\pi n_0^2 a_0^2 \kappa f} \quad (2)$$

для безразмерной ширины пучка f ; величина $\theta = n_0 a_0 f'$ характеризует расходимость пучка в данном сечении z . Считая, что в области эффек-

Т а б л и ц а

Жидкость	$\frac{\partial n}{\partial T}$, град ⁻¹	κ , $\frac{вт}{см \cdot град}$	P_0 , вт	a , см	Предельная дефокусировка	
					$\Delta \theta$ эксп., пред., мин	$\Delta \theta$ теор., пред., мин
Вода	$0,8 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-3}$	0,10	0,09	10,0±0,7	12,0
			0,15	0,09	14,8±0,7	18,2
			0,15	0,16	9,0±0,7	10,3
Ацетон	$5 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	0,10	0,07	28 ± 1,5	34,5
			0,15	0,07	41 ± 1,5	51,5
Спирт	$4 \cdot 10^{-4}$	$1,7 \cdot 10^{-3}$	0,10	0,07	20,5±1,5	26
			0,15	0,07	30,5±1,5	37,5

тивной нелинейной дефокусировки интенсивность изменяется в основном за счет поглощения, путем интегрирования (2) получаем для расходимости пучка на длине ℓ :

$$\theta = \theta_0 + \frac{\frac{\partial n}{\partial T} P_0}{\pi n_0 a_0 \kappa} [1 - \exp(-\delta \ell)] \quad (3)$$

Из (3) следует, что при $\delta \ell \rightarrow \infty$ формируется предельная нелинейная расходимость

$$\Delta \theta_{\text{пред.}} = \frac{\frac{\partial n}{\partial T} P_0}{\pi n_0 a_0 \kappa} \quad (4)$$

Теоретические графики (3) и значения $\Delta\theta_{\text{пред.}}$ (4) представлены на рис. 1, 2 и в таблице. Наблюдается хорошее количественное совпадение с экспериментом.

При больших мощностях величина температурного градиента растет и у "тепловой" линзы начинают проявляться нелинейные aberrации, которые сначала наблюдаются в дальнем поле, а затем и в самой кювете.

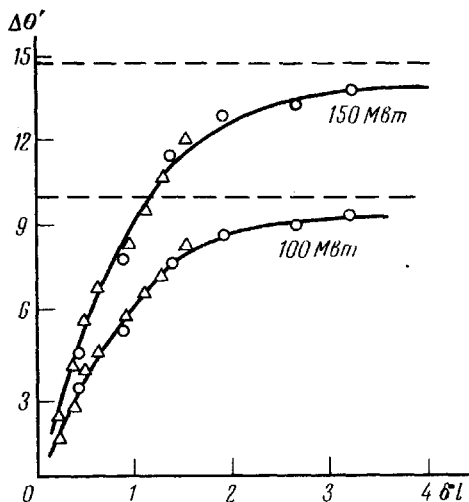


Рис. 2. Графики зависимости увеличения расходимости пучка аргонового лазера после прохождения кюветы с водой в функции приведенной длины оптического пути δl . Параметром кривых является мощность пучка на входе в кювету. Пунктиром отмечены предельные дефокусировки, соответствующие данным мощностям. Значки \odot соответствуют кювете длиной $l = 84$ см; \triangle - $l = 44$ см

Дело в том, что при удалении от оси пучка наклон лучей ($\theta \sim \partial T / \partial r$) сначала увеличивается (как в сферической волне), но затем при $r \gg a$ уменьшается. Это приводит к пересечению лучей и их интерференции. Наиболее четкая картина интерференции наблюдается между лучами, имеющими примерно одинаковую интенсивность, т.е. в области максимального угла отклонения (вблизи края пучка). В результате в поперечном сечении пучка с увеличением P_0 появляется сначала одно светлое кольцо, а затем целый ряд менее отчетливых колец (о расчете нелинейных aberrаций при самофокусировке см. [3]). Картина нелинейных aberrаций отчетливо наблюдалась экспериментально при заданном уровне мощности тем легче, чем больше величина $\Delta\theta_{\text{пред.}}$ (рис. 3 см. вклейку). Следует подчеркнуть вместе с тем, что даже при наличии aberrаций экспериментально определенные расходимости пучка хорошо ложатся на прямые рис. 1.

4. Эффект нелинейной дефокусировки может сменяться, очевидно, эффектом самофокусировки в средах с $\partial n / \partial T > 0$ [4]. Хотя в пучках газовых лазеров трудно создать условия схлопывания пучка, эффекты некоторой нелинейной компенсации первоначальной расходимости возможны. Нам удалось наблюдать уменьшение расходимости лазера на величину $\Delta\theta_{\text{пред.}}$ (см. (4)) в оптических стеклах. Интересным является вопрос о дефокусировке сложных пучков; его теоретическое рассмотре-

ние можно провести методом возмущений. При этом оказывается, что так же как и для самофокусировки [8] существует наиболее быстро дефокусирующийся поперечный масштаб возмущения.

Физический факультет
Московского
Государственного университета

Поступило в редакцию
4 мая 1967 г.

Литература

- [1] Г.А.Аскарьян. ЖЭТФ, 42, 1568, 1962.
- [2] R.Chiao, E.Garmire, C.Townes. Phys.Rev. Lett., 13, 479, 1964.
- [3] С.А.Ахманов, А.П.Сухоруков, Р.В.Хохлов. ЖЭТФ, 50, 1537, 1966.
- [4] А.Г.Литвак. Письма ЖЭТФ, 4, 341, 1966.
- [5] Ю.Н.Райзер. ЖЭТФ, 52, 470, 1967.
- [6] J.Gordon, R.Leite, R.Moore, S.Porto, J.Whinnery. J.Appl.Phys., 36, 3, 1965.
- [7] K.Rieckhoff. Appl. Phys. Lett. 9, 87, 1966.
- [8] В.И.Беспалов, В.И.Таланов. Письма ЖЭТФ, 3, 471, 1966.

* О нестационарной дефокусировке см. [5].