

ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ПРИ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ В РАССЛАИВАЮЩЕМСЯ РАСТВОРЕ

С.А.Визнюк, П.П.Пашинин, А. М. Прохоров, С.Ф.Растопов,
А.Т.Суходольский

Представлены результаты первых экспериментов по обращению волнового фронта при вырожденном четырехволновом взаимодействии непрерывного лазерного излучения в расслаивающемся растворе. Показано, что растворы с нижней критической точкой расслоения могут служить основой для создания принципиально новых регистрирующих сред с эффективным параметром нелинейности $dn/dI \gtrsim 10^{-3} \text{ см}^2/\text{Вт}$.

Среди механизмов четырехволнового взаимодействия, применяемых для обращения волнового фронта с использованием непрерывных лазеров фигурируют, в основном, тепловая нелинейность в органических жидкостях^{1, 2} и нелинейность обусловленная зависимостью оптических свойств жидких кристаллов от интенсивности падающего излучения³. Проводились, также, исследования по обращению волнового фронта с непрерывной накачкой в тонких слоях твердых растворов красителей⁴. Основным механизмом нелинейного взаимодействия в этом случае служит насыщение поглощения.

Ранее, на основе эффекта сепарации компонент расслаивающегося раствора в неоднородном температурном поле при лазерно-индуцированном фазовом переходе⁵, была осуществлена запись дифракционных решеток в растворе бутилцеллозольва (БЦ) в воде, имеющем нижнюю критическую точку расслоения⁶. Представляет интерес использовать эффект модуляции показателя преломления бинарного раствора при сепарации его компонент в качестве принципиально нового механизма оптической нелинейности для обращения волнового фронта и динамической записи информации.

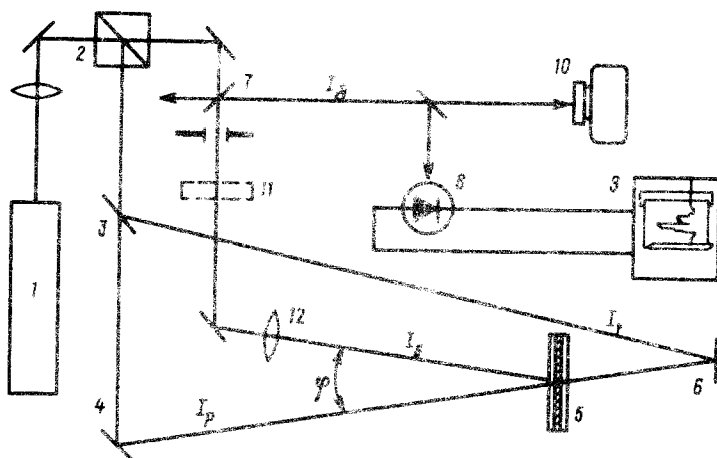


Рис. 1. Блок-схема установки

В данной работе впервые осуществлено обращение волнового фронта пучка непрерывного лазера в расслаивающемся растворе. Достигнута временная стабильность записываемой в среде фазовой динамической структуры $\sim 1 \text{ ч}$. Проведено сравнение параметров нелинейности dn/dI рассматриваемого расслаивающегося раствора с параметрами нелинейности основных нелинейных сред, использовавшихся до сих пор.

Блок-схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Эксперимент проводился с использованием излучения непрерывного аргонового лазера ЛГН-404 (1) с длиной волны 0,5145 мкм. Исходный пучок делился светоделительным кубиком (2) на два пучка одинаковой интенсивности. Прошедший зеркало (3) пучок накачки I_p направлялся зеркалом (4) на слой расслаивающегося раствора (5), находившийся между двумя стеклянными подложками толщиной 2,7 мм. Отраженный зеркалом (3) пучок направлялся зеркалом (6) навстречу I_p , образуя считывающий пучок I_r . Прошедший через кубик (2) пучок направлялся на слой расслаивающегося раствора (5) под углом $\varphi = 9,1 \cdot 10^{-3}$ рад к пучку I_p , образуя записывающий пучок I_s . Зеркало (7), отражающее 64% излучения, служило для вывода обращенного пучка I_d , суммарная мощность которого контролировалась фотодиодом (8) и фиксировалась на самописце (9). Распределение интенсивности в обращенном пучке снималось фотоаппаратом (10), установленным, для устранения рассеянного фона, на расстоянии 2 м от зеркала (7).

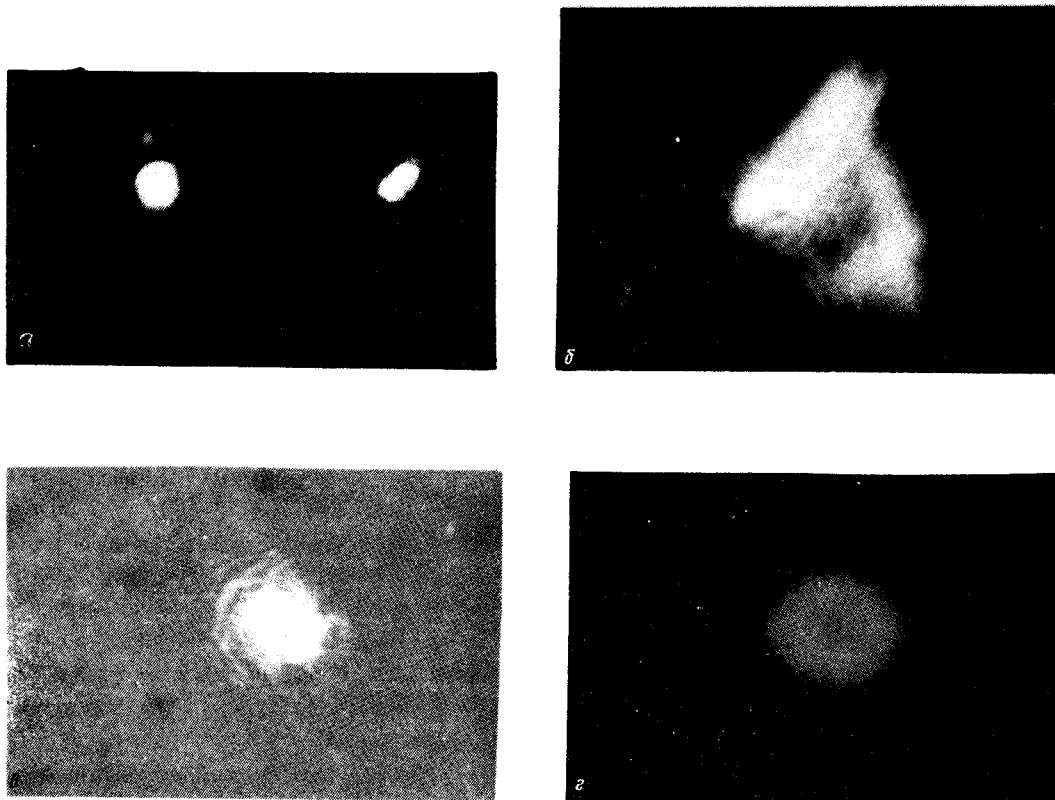


Рис. 2. а – Пучок накачки и записывающий пучок (после искажения) в области взаимодействия; б – распределение интенсивности в записывающем пучке при его отражении в месте расслаивающегося раствора обычным плоским зеркалом и повторном прохождении через искажитель; в – восстановленный пучок; г – восстановленный пучок в случае, когда записывающий пучок не искажался

Мощность I_p , I_s и I_r была, соответственно 60 мВт, 60 мВт и 120 мВт. Диаметр пучка накачки I_p в области взаимодействия $\approx 1,6$ мм (рис. 2а). Интенсивности I_p , записывающего I_s и считывающего I_r излучения составляли в области взаимодействия соответственно 3 Вт/см², 3 Вт/см² и 6 Вт/см². Отсюда амплитуда модуляции интенсивности в интерференционной картине от пучков I_p и I_s : $I_g = 2\sqrt{I_p I_s} = 6$ Вт/см². Период интерференционной картины при неискаженном записывающем пучке составлял 56 мкм.

В качестве расслаивающегося раствора использовался раствор БЦ в воде с объемным отношением компонентов соответственно 2 : 3. В раствор вводился краситель родамин Ж. Начальное поглощение раствора $\alpha = 3200 \pm 150 \text{ см}^{-1}$. Под действием излучения, в результате фоторазложения красителя, поглощение уменьшается в среднем до $\alpha = 2660 \text{ см}^{-1}$. Толщина слоя раствора между подложками выбиралась $h = 16 \pm 2 \text{ мкм}$.

С целью демонстрации обращения волнового фронта записывающего пучка в него вводился искажающий фазовый транспарант (11) (искривленная стеклянная пластинка). Расходящийся после искажения записывающий пучок фокусировался линзой (12) таким образом, чтобы перетяжка после фокусировки находилась между линзой и областью взаимодействия.

На рис. 2 представлены снимки записывающего пучка при его отражении в плоскости слоя обычным и обращаемым зеркалом (расслаивающимся раствором). На рис. 2а показан снимок распределения интенсивности пучков I_p и I_s , разведенных на некоторое расстояние в плоскости слоя (5). Остальные снимки производились фотоаппаратом, установленным как показано на рис. 1. Все снимки выполнены в одном масштабе.

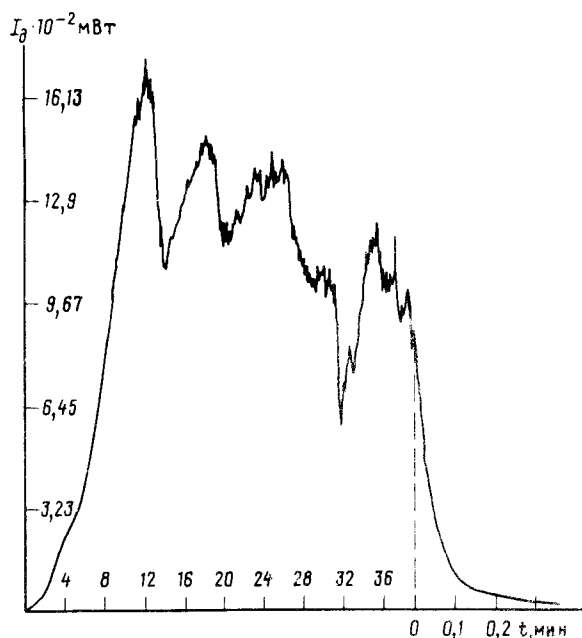


Рис. 3. Временная зависимость мощности обращенного пучка с момента включения лазера. В обозначенный момент времени выключен записывающий пучок. Одновременно увеличена скорость протяжки бумаги самописцем с 2,5 мм/мин до 100 мм/мин

Представленные на рис. 2 результаты свидетельствуют о том, что в результате отражения при четырехволновом взаимодействии в расслаивающемся растворе и восстановлении при обратном прохождении через искажитель происходит компенсация крупномасштабных неоднородностей (расходимости) исходного записывающего пучка. Искажения восстановленного пучка связаны с конечным пространственным разрешением гетерогенной пространственной структуры, возникающей в области взаимодействия пучков. Сняв зависимость эффективности дифракции от периода записываемой в данном растворе решетки, можно оценить минимальный разрешаемый размер как $\approx 10 \text{ мкм}$ (минимальный период записываемой интерференционной картины).

На рис. 3 представлена временная зависимость мощности обращенного пучка с момента включения лазера. Видно, что наведенная в среде структура характеризуется относительной стабильностью (не распадается в течении по крайней мере 30 мин при непрерывном действии излучения). Колебания интенсивности обращенного пучка обуславливаются, очевидно, нестабильностью лазера накачки и механическими вибрациями установки. Максималь-

ное значение мощности обращенного пучка, полученное в эксперименте при указанных параметрах установки составило 0,26 мВт.

Оценим параметр нелинейности dn/dI расслаивающегося раствора и нелинейных сред, использовавшихся в ^{1, 3, 4}. В линейном приближении по $\frac{d\epsilon}{dI} I$ и при выполнении условия:

$$|\nabla I| |\mathbf{k}| \ll \frac{\epsilon}{c^2} \omega^2 I,$$

для амплитуды дифрагированной волны нетрудно получить уравнение ⁷

$$\frac{\partial A_d}{\partial z} = -i \frac{\omega}{c} \frac{dn}{dI} A_r I_g e^{\alpha(z-h)},$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость, \mathbf{k} — волновой вектор считывающей волны $\mathbf{E}_r = A_r \exp(i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r}) + \text{к. с.}$ (ϵ , \mathbf{k} — комплексные, при наличии поглощения), c — скорость света, ω — частота, n — показатель преломления, z — координата в направлении распространения дифрагированной волны. Отсюда для интенсивности дифрагированной волны следует уравнение:

$$I_d = \left[\frac{\omega}{\alpha c} (1 - e^{-\alpha h}) \frac{dn}{dI} I_g \right]^2 I_r e^{-\alpha h}. \quad (1)$$

Из (1) для эффективного параметра нелинейности имеем выражение:

$$\frac{dn}{dI} = \frac{\alpha \lambda}{2\pi I_g} \frac{e^{\alpha h/2}}{1 - e^{-\alpha h}} \sqrt{\frac{I_d}{I_r}}, \quad (2)$$

где λ — длина волны излучения накачки. Следует заметить, что выражение (2) для эффективного параметра нелинейности в случае, когда отклик среды не является локальной функцией интенсивности имеет смысл лишь оценочной формулы.

Оценка параметра нелинейности dn/dI нелинейных сред, использовавшихся ранее ^{1, 3, 4} (для указанных в работах параметров в (2)), приводит к $7,3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{Вт}$ (для жидкого кристалла ³), $6 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{Вт}$ (для поглощающей жидкости ¹) и $2,4 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{Вт}$ (для твердого раствора красителя ⁴). В нашем случае из (2) следует $dn/dI \approx 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{Вт}$, т. е. учитывая, что показатели преломления БЦ и воды после разделения смеси различаются не более чем в третьем знаке (порядка 1.38 и 1.35) ⁵, можно сделать вывод, что уже при $I_g \sim 30 \text{ Вт}/\text{см}^2$ следует ожидать насыщения I_d (независимости от I_g и периода записываемой решетки). Замеим, что полученные выше значения dn/dI значительно превышают оценки, приведенные в ⁸.

Представленные эксперименты показывают, что бинарные растворы с нижней критической точкой расслоения могут служить основой для создания принципиально новых регистрирующих сред с эффективным параметром нелинейности $dn/dI \gtrsim 10^{-3} \text{ см}^2/\text{Вт}$. Используемые мощности накачки, при этом, на порядок меньше тех, что применялись для обращения волнового фронта в других системах ($\sim 10 \text{ Вт}/\text{см}^2$ по сравнению с $\sim 100 \text{ Вт}/\text{см}^2$ в ^{1, 3}). Ограниченность степени восстановления при обращении в расслаивающемся растворе обуславливается в первую очередь теми же причинами, что и при любом обращении, использующем тепловое воздействие излучения на среду, поскольку амплитуда наведенной тепловой решетки убывает как Λ^2 при уменьшении характерного периода интерференционной картины Λ ³ (точное решение тепловой задачи проведено в ⁷). Кроме того, разрешение расслаивающе-

гося раствора как регистрирующей среды, очевидно, ограничивается еще и характерным размером частиц дисперсной фазы, пространственное распределение которых формирует изображение.

Литература

1. Бетин А.А. и др. КЭ, 1985, 12, 1890.
2. *Vespalov V.I. et al.* IEEE J. of Quantum Electronics, 1989, 25, 360.
3. *Richard L. et al.* Opt. Comm., 1986, 57, 365.
4. *Ravindra G. Kumar et al.* Opt. Comm., 1989, to be published.
5. *Визнюк С.А. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1987, 45, 559.
6. *Визнюк С.А., Суходольский А.Т.* Крат. сообщ. по физ. 1988, №10, 14.
7. *Визнюк С.А. и др.* ЖТФ, в печати.
8. *Бергер Н.К. и др.* Крат. сообщ. по физ. 1988, № 10, 11.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
17 ноября 1989 г.