

07

© 1990 г.

## ДИНАМИКА НЕСТАЦИОНАРНОГО САМООБРАЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА В ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ

Т. В. Галстян, А. В. Сухов

Рассмотрена в приближении неистоающей накачки временная эволюция сигнала обратного рассеяния в петлевой схеме, реализуемой на ориентационной нелинейности нематика. Экспериментально реализовано нестационарное само-ОВФ импульса свободной генерации рубинового лазера в петлевой схеме в нематике 5СВ.

Самообращение волнового фронта оптического излучения в различных схемах с петлей обратной связи исследовано достаточно подробно как теоретически [1-4], так и экспериментально [2, 5, 6] для случая времен импульса, существенно превышающих время релаксации записываемых решеток возмущения диэлектрической проницаемости.

Целью настоящей работы является исследование динамики обратного рассеяния в таких схемах в нестационарном режиме, т. е. начальной стадии про-

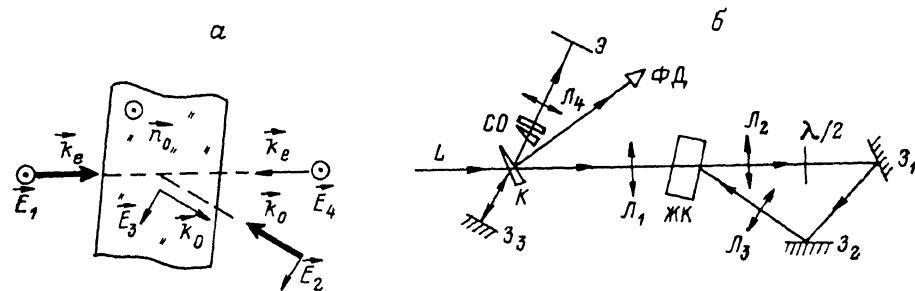


Рис. 1. Геометрия взаимодействия волн (а) и схема эксперимента (б).

$L$  — пучок лазера,  $K$  — клин,  $Z_{1,2,3}$  — зеркала,  $\lambda/2$  — полуволновая пластинка,  $L_{1-4}$  — линзы,  $\Phi Д$  — фотодиод,  $ЖК$  — ячейка с жидким кристаллом 5СВ,  $СО$  — ступенчатый ослабитель,  $\mathcal{E}$  — фотокамера.

цесса при временах, меньших или соизмеримых со временем релаксации соответствующих решеток. При этом мы ограничимся одномерным вариантом теории, справедливым для достаточно тонких нелинейных сред, когда область перекрытия пучков накачки захватывает всю толщину образца, что вполне соответствует нашей экспериментальной ситуации (толщина слоя жидкого кристалла порядка 100 мкм). Обсуждаемая геометрия взаимодействия, представленная на рис. 1, а, достаточно традиционна. Излучение накачки (волна  $E_1$ ) при помощи внешнего тракта с амплитудным коэффициентом пропускания  $\xi$  вторично направляется в область взаимодействия (волна  $E_2$ ). Волны  $E_3$  и  $E_4$ , распространяющиеся навстречу  $E_2$  и  $E_1$  соответственно, усиливаются за счет рассеяния волн накачки на решетке с волновым вектором  $q$ , в записи которой участвуют пары волн  $E_1, E_3$  и  $E_2, E_4$ . Мы здесь не учитываем решетки, записываемые почти встречными парами волн ( $E_1, E_4$  и т. п.), имея в виду использование в нашем эксперименте ориентационной нелинейности нематиков [7], величина которой для короткопериодических решеток крайне мала [8]. Допустимые сдвиги частоты  $\Omega$  волн  $E_{3,4}$  относительно волн накачки для данного

механизма нелинейности достаточно малы (не более десятков килогерц), что обусловлено большой ориентационной вязкостью нематиков  $\eta \sim 1$  П. Поэтому для реальных длин внешнего оптического тракта  $\leq 1$  м можно пренебречь невязанностью этого тракта, обусловленной вышеуказанным сдвигом. Действительно, разность набегов фазы волн  $E_1$  и  $E_3$  при обходе тракта не будет превышать  $\Delta\varphi \approx 2 \cdot 10^{-4}$  рад, что не влияет существенно на характеристики эффекта (см., например, [3]). Специфика ориентационного механизма нелинейности заключается также в том, что рассеяние на решетке сопровождается сменой типа поляризации [8], поэтому для удовлетворения условиям синхронизма необходимо использовать волны  $E_{1,2}$  различных поляризационных типов (в эксперименте  $E_1$  —  $e$ -волна,  $E_2$  —  $o$ -волна) (рис. 1, а). С учетом перечисленных замечаний система уравнений, описывающая взаимодействие волн в среде, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} C &= -i\theta A, \\ \frac{\partial}{\partial z} D &= i\theta B, \\ \frac{\partial}{\partial t} \theta + \frac{\theta}{\tau_1} &= \chi(CA^* + DB^*), \\ D(0, t) &= \xi C(0, t), \\ C(L, t) &= \alpha A(L, t), \\ \theta(z, 0) &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $A = n_{\parallel}^{1/2} E_1$ ,  $B = n_{\perp}^{1/2} E_2$ ,  $C = n_{\perp}^{1/2} E_3$ ,  $D = n_{\parallel}^{1/2} E_4$ , где  $n_{\parallel, \perp}$  — главные значения показателя преломления нематика;  $E_i$  — комплексные медленные амплитуды;  $\theta$  — нормированная амплитуда решетки диэлектрической проницаемости;  $\chi = \varepsilon_z^2 / (16\eta n_{\parallel} n_{\perp} \lambda)$  — константа нелинейности;  $1/\tau_1 = (1/\tau_0) + i\Omega$ , где  $\tau_0 = \eta / (k_{22} \cdot q^2)$  — время релаксации решетки,  $k_{22}$  — константа Франка. Мы ограничиваемся приближением неистоающей накачки, которое, безусловно, справедливо для начальной стадии процесса, а также позволяет определить пороги абсолютной неустойчивости в стационарном пределе. Граничные условия соответствуют наличию слабой затравки для волны  $E_3$  на входе в образец и связи волн  $E_3$  и  $E_4$  через внешний тракт. Следует также отметить, что реально используемое излучение свободной генерации рубинового лазера (пиковый режим) имеет длину когерентности, заведомо меньшую длины внешнего тракта, однако геометрия взаимодействия обеспечивает попарную когерентность волн  $E_{1,3}$  и  $E_{2,4}$ , что является достаточным для справедливости системы (1). После

замены переменных  $y = \int_0^t |A|^2 dt'$ ,  $D(z, t) = S \cdot A(t)$ ,  $C(z, t) = u \xi^{-1} A(t)$  система

(1) приобретает следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} u &= -i\xi\theta, \\ \frac{\partial}{\partial z} S &= i\xi\theta, \\ \frac{\partial}{\partial y} \theta + \frac{\theta}{\tau(t)} &= \chi(\xi^{-1}u + \xi^*S), \\ u(L, y) &= \xi a \equiv a', \\ u(0, y) &= S(0, y), \\ \theta(z, 0) &= 0, \\ \tau(t) &= \tau_1 |A(t)|^2. \end{aligned} \quad (2)$$

В существенно нестационарном режиме, когда вторым членом в третьем уравнении системы (2) можно пренебречь, система решается без дополнительных предположений. В случае же произвольных времен мы сделаем дополнительное предположение  $|A(t)|^2 \equiv \text{const}$ . Проведем решение операционным методом. Система уравнений для лаплас-образов  $u$  и  $S$  по  $y$  имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{u}}{dz} &= -ib(\tilde{u} + R \cdot \tilde{S}), \quad \tilde{u}(0) = \tilde{S}(0), \\ \frac{d\tilde{S}}{dz} &= ib(\tilde{u} + R \cdot \tilde{S}), \quad \tilde{u}(L) = \frac{a'}{p}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $R = |\xi|^2$  — коэффициент пропускания внешнего тракта по интенсивности,  $b = b(p) = \kappa / (p + 1/\tau)$ . Решение системы (3) дает следующий результат для лаплас-образа сигнала обратного рассеяния  $\tilde{S}$ :

$$\tilde{S}(z) = -\frac{a'}{p} \frac{\exp\left(-\frac{i\kappa(1-R)}{p+1/\tau} z\right) - \frac{2}{1+R}}{\exp\left(-\frac{i\kappa(1-R)}{p+1/\tau} L\right) - \frac{2R}{1+R}}. \quad (4)$$

Отсюда, в частности, может быть сразу найдено стационарное решение по формуле  $\lim_{t \rightarrow \infty} S(z, t) = \lim_{p \rightarrow 0} p\tilde{S}(z, p)$ . Оно имеет следующий вид:

$$S(z) = -a' \frac{\exp(-i\kappa(1-R)\tau z) - \frac{2}{1+R}}{\exp(-i\kappa(1-R)\tau L) - \frac{2R}{1+R}}. \quad (5)$$

Пороговым условием для абсолютной неустойчивости в стационарном режиме является равенство нулю знаменателя (5). В силу вещественности константы  $\kappa$  оно удовлетворяется для ненулевых сдвигов частоты рассеянных волн  $\Omega_*$ . Пороговые значения интенсивности волны накачки имеют вид

$$\begin{aligned} \Omega_* &= \frac{1}{2\pi n\tau_0} \ln \frac{1+R}{2R}, \quad n \neq 0, \\ |A|_n^2 &= \frac{1}{\kappa L\tau_0} \frac{4\pi n^2 + \ln^2 \frac{1+R}{2R}}{2\pi n(1-R)}. \end{aligned} \quad (6)$$

Если оценить минимальное значение порога абсолютной неустойчивости, дифференцируя (6) по  $n$  как по непрерывной переменной, то получаем

$$\kappa L\tau_0 |A_{\min}|^2 = I_{\text{cr}} \approx \frac{2}{1-R} \ln \frac{1+R}{2R}, \quad \Omega_{\text{opt}} \approx \frac{1}{\tau_0} \approx \Omega_{\text{ВР}}. \quad (7)$$

При значении  $R \approx 1$  из (7) мы получаем  $I_{\text{cr}} \approx 1$ , что соответствует достижению порога абсолютной неустойчивости при интенсивностях, соответствующих единичному инкременту стационарного вынужденного рассеяния (ВР) в той же среде для моды с частотным сдвигом, соответствующим максимуму линии усиления соответствующего ВР, этот результат вполне согласуется с предыдущими работами (см., например, [4]). Вернемся, однако, к случаю произвольных времен. Оригинал выражения (4), взятого в точке  $z=L$  (нас интересует сигнал обратного рассеяния на выходе из нелинейной среды), имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} S(L, y) &= -a' F(y) \exp(-y/\tau) - \frac{a'}{\tau} \int_0^y F(y') \exp(-y'/\tau) dy', \\ F(y) &= 1 - 2 \frac{1-R}{1+R} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{2R}{1+R}\right)^n I_0(2\sqrt{\text{inx}Ly(1-R)}). \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь  $I_0$  — функция Бесселя мнимого аргумента. В существенно нестационарном пределе ( $t \ll \tau_0$ ), формальным образом устремляя  $\tau \rightarrow \infty$  из (8), мы получаем интересующее нас выражение для интенсивности сигнала обратного рассеяния в этом случае, который соответствует нашей экспериментальной ситуации

$$A(v) = |S(L, v)|^2 = |E_4/E_1|^2 = \\ = a^2 R \left| 1 - 2 \frac{1-R}{1+R} \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{2R}{1+R} \right)^n I_0(2 \sqrt{in(1-R)v}) \right|^2, \\ v = \kappa L \int_0^t |A|^2 dt'. \quad (9)$$

Результаты численного расчета этой функции для различных  $R$  представлены на рис. 2, б ( $R_1 > R_2 > R_3$ ).

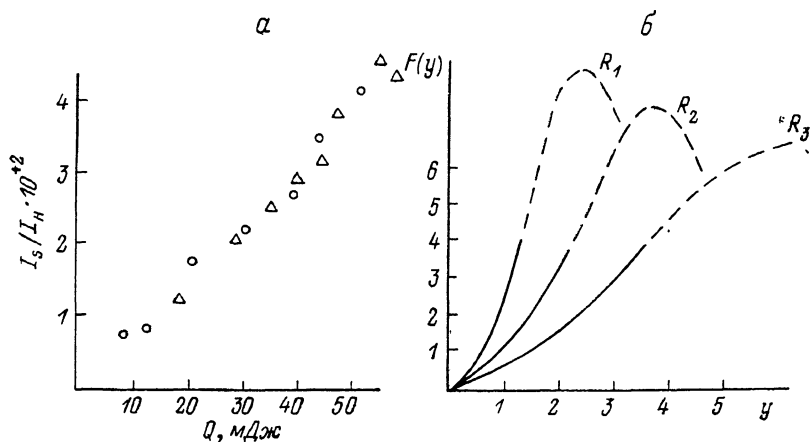


Рис. 2.

Экспериментальное исследование сигнала обратного рассеяния в нестационарном режиме проводилось в планарном образце нематика 5СВ в поле излучения одномодового по поперечному индексу рубинового лазера в режиме свободной генерации. Схема опыта представлена на рис. 1, б. Линейно поляризованная волна накачки, энергия которой варьировалась с помощью призмы Глана и пластинки  $\lambda/2$ , вводилась в планарную ячейку как  $e$ -волна под малым углом к нормали пластинкам. При этом использовалась телескопическая система, состоящая из линз  $L_1$  и  $L_2$ . В дальнейшем с помощью  $\lambda/2$  пластинки производился поворот на  $90^\circ$  плоскости поляризации излучения для достижения условия синхронизма (рис. 1). После поворота системой зеркал  $Z_1$  и  $Z_2$  пучок фокусировался с помощью линзы  $L_3$  в ячейку как  $o$ -волна под углом к начальной волне  $\vartheta_0 \approx 167-168^\circ$  (в воздухе). В ходе эксперимента регистрировались следующие параметры волны накачки: полная энергия импульса, временной ход интенсивности и экспозиции импульса.

Сигнал нелинейного обратного рассеяния  $e$ -типа наблюдался уже при энергиях  $\sim 10$  мДж. С помощью клина  $K$  производились пространственное разделение сигнала от накачки и дальнейшее исследование динамики его развития и спектральных характеристик (с помощью ступенчатого ослабителя  $CO$  и зеркала  $Z_3$ ). Комбинированные съемки угловых спектров как накачки, так и сигнала производились в фокусе длиннофокусной линзы  $L_4$ .

В ходе энергетических и временных измерений выяснены следующие закономерности: при длительности импульса накачки 0.8 мс процесс нестационарен и зависит только от экспозиции  $Q \sim \int_0^t |E_{\text{н}}(t')|^2 dt'$ . На рис. 2, а пред-

ставлена зависимость коэффициента нелинейного отражения  $R^{NL} = I_r/I_n$  от экспозиции  $Q$ , разные формы точек соответствуют двум импульсам накачки с разными энергиями. Крутизна этой зависимости существенно зависит от коэффициента обратной связи. Максимально достигнутый коэффициент нелинейного отражения  $R_{\text{шак}}^{NL} = I_{\text{сигн}}^{\text{шак}}/I_{\text{шак}}^{\text{шак}} \sim 8.5\%$  и характерное для нестационарных процессов временное сжатие сигнала  $\tau_{\text{шак}}/\tau_{\text{сигн}} \sim 3-4$  (рис. 3, е). Корректные количественные сравнения результатов эксперимента и теории затруднены по ряду причин: большая трудность точного измерения распределений полей взаимодействующих волн в области взаимодействия, уровня перекрытия и, следовательно, точного значения коэффициента обратной связи, истощения волн накачки при больших  $Q$  за счет рассеяния на большие углы [8]. Однако, сравнение результатов расчета на ЭВМ (рис. 2, б) с экспериментальными кривыми

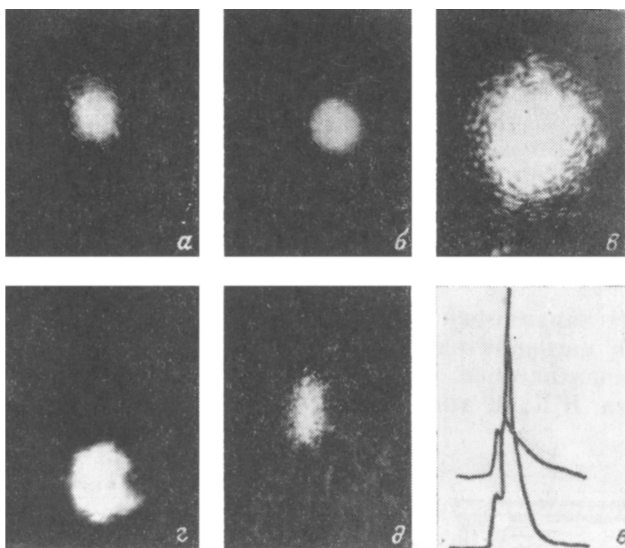


Рис. 3. Угловые спектры неискаженной накачки (а), сигнала при неискаженной накачке (б), спекл-неоднородной накачки (с), сигнала при спекл-неоднородной накачке (г), сигнала при спекл-неоднородной накачке и при  $d_2 > d_1$  ( $d_i$  — диаметры пучков;  $i=1, 2$  в области взаимодействия) (д) и временной ход интенсивности накачки (верхний луч) и сигнала (нижний луч) (е).

(рис. 2, а) показывает хорошее качественное согласие. Следует отметить, что приближение неистощающейся накачки ограничивает область рассмотрения этих графиков (рис. 2, б), как по оси  $y$ , так и по  $F(y)$ . Возвращаясь к угловым спектрам волн отметим, что, несмотря на большой уровень шумов в схеме с ЖК, качество обращения в случае неискаженной накачки (с расходимостью  $\sim 10^{-3}$  рад) достаточно высокое. На рис. 3, а, б представлены угловые спектры накачки и сигнала соответственно. В случае спеклованных волн (рис. 3, в), угловой спектр которых уширен примерно до  $10^{-2}$  рад с помощью фазовой пластинки, удалось достичь коррекции волнового фронта сигнала, угловой спектр которого превышает угловой спектр неискаженной волны в  $\sim 1.7-2$  раза (рис. 3, г). На рис. 3, д показан угловой спектр сигнала в случае спеклованных волн и при  $d_2 > d_1$  (где  $d_i$  — диаметры пучков накачки в области перекрытия). Скорее всего, невысокое качество коррекции в случае спекл-неоднородной накачки обусловлено тем, что толщина использованного образца соизмеримо или даже меньше френелевской длины поля.

Таким образом, в настоящей работе исследована традиционная «петлевая» схема с использованием ориентационной нелинейности НЖК. Выяснена качественная картина динамики развития нелинейного сигнала, а также его угловые, временные и поляризационные характеристики.

Авторы благодарят Г. Г. Мелконяна за помощь в проведении расчетов, а также А. В. Мамаева и В. В. Шкунова за полезные обсуждения.

### Список литературы

- [1] *Бельдюгин И. М., Зельдович Б. Я., Золотарев М. В., Шкунов В. В.* // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. Вып. 12. С. 2394—2421.
- [2] *Gronin-Golomb M., Fisher B., White J. O., Yariv A.* // IEEE J. Quant. Electr. 1984. Vol. 20. N 1. P. 12—30.
- [3] *Зозуля А. А., Силин В. П., Тихончук В. Т.* // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. Вып. 3. С. 788—800.
- [4] *Жанузаков М. Г., Зозуля А. А., Тихончук В. Т.* // Препринт ФИАН. № 275. М., 1987.
- [5] *Заскалько О. П., Зозуля А. А., Паниаоти Н. Н., Тихончук В. Т.* // КСФ. 1986: № 8. С. 43—45.
- [6] *Бетин А. А., Шуков Е. А., Митропольский О. В., Русов Н. Ю.* // Обращение волнового фронта лазерного излучения в нелинейных средах / Под ред. А. С. Рубанова. Минск, 1987. С. 5.
- [7] *Tabiryan N. V., Sukhov A. V., Zeldovich B. Ya.* // M. S. & L. S. 1986. Vol. 136. N 1. P. 1—139.
- [8] *Галстян Т. В., Зельдович Б. Я., Немкова Е. А., Сухов А. В.* // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. Вып. 5. С. 1737—1749.

Институт проблем механики АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
23 мая 1989 г.  
В окончательной редакции  
16 апреля 1990 г.