

## СТАЦИОНАРНОЕ ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ НА РЕШЕТОЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ В ПЛАНАРНОМ НЕМАТИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ

*И.В.Гусев, Б.Я.Зельдович, В.А.Кривошеков, В.Н.Садовский*

*Челябинский Государственный технический университет,  
454080, Челябинск*

Поступила в редакцию 17 декабря 1991 г.

Получено вынужденное рассеяние вперед с воспроизведением волнового фронта света на решеточной нелинейности в планарном образце нематического жидкого кристалла 5НБ для излучения с  $\lambda = 0,63$  мкм мощностью  $\sim 0,03$  Вт. Благодаря малому периоду решетки 3 мкм вынужденное рассеяние имело сдвиг частоты 24 Гц и устанавливалось за время  $\sim 0,06$  с.

Сильная кубическая нелинейность, как правило, имеющая место в нематических жидких кристаллах (НЖК), позволяет переориентировать его молекулы с помощью поляризованного лазерного излучения. Характер этой переориентации может быть двух типов: квазиоднородным, то есть ориентационная деформация директора имеет характерный масштаб неоднородности порядка толщины образца, или решеточным - здесь масштаб деформации определяется пространственной неоднородностью интерференционной картины светового поля.

В настоящей работе исследуется второй случай. Пусть в планарном образце НЖК попутно распространяются одновременно нормально к директору две когерентные друг к другу световые волны обоих поляризационных типов, то есть  $o$ -волна и  $e$ -волна. Тогда состояние поляризации суммарного поля  $\vec{E}$  в НЖК будет испытывать периодические по пространству изменения, схематично изображенные на рис. 1а:

$$\vec{E} = \vec{e}_x E_o \exp(ik_e z) + \vec{e}_y E_e \exp(ik_o z). \quad (1)$$

В этой ситуации распределение директора  $\vec{n}$  будет представлено в виде:

$$\vec{n}(z, t) \approx \vec{e}_x + \theta(z, t)\vec{e}_y, \quad (2)$$

где  $\theta$  - угол между директором и осью  $\vec{e}_y$ . В такой реализации тензор диэлектрической проницаемости НЖК приобретает недиагональную, периодическую по  $z$  добавку, которая приводит к перерассеянию  $o$ - и  $e$ -волн друг в друга.

На этом механизме можно осуществить усиление за счет энергии волны одного поляризационного типа волны другой поляризации. Возможно также подобное усиление от уровня спонтанных шумов, т.е. режим вынужденного рассеяния.

Уравнение для директора НЖК в линеаризованном приближении имеет вид

$$\eta \frac{\partial \theta}{\partial t} + K_{22} \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = \frac{\epsilon_a}{16\pi} (E_o^* E_e e^{i q z - i \Omega t} + E_e^* E_o e^{-i q z + i \Omega t}), \quad (3)$$

где  $|\vec{q}| = (\omega/c)(n_e - n_o)$  - волновой вектор записываемый в среде решетки деформации директора,  $\epsilon_a = n_e^2 - n_o^2$  - анизотропия диэлектрической проницаемости НЖК на оптической частоте  $\omega$ ,  $\Omega = \omega_o - \omega_e$  - величина сдвига частоты,  $K_{22}$  - постоянная Франка,  $\eta$  - ориентационная вязкость.

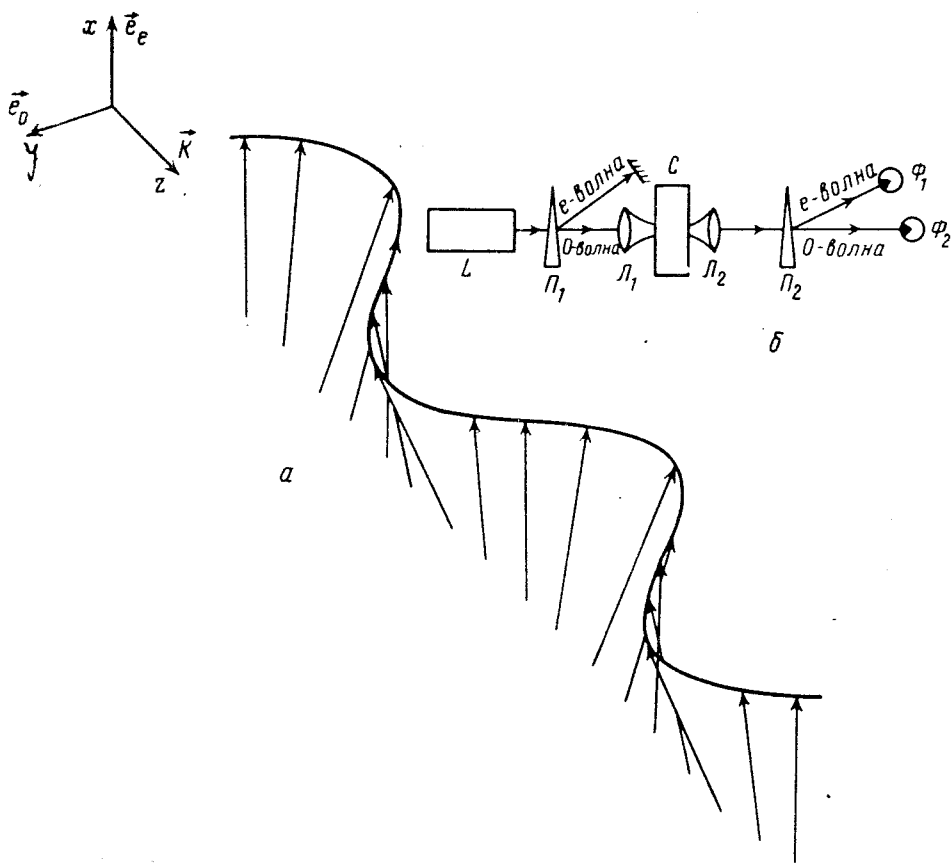


Рис. 1. *а* - Характерная картина периодических возмущений директора в планарном НЖК, создаваемая интерференцией *о*- и *е*-волн. *б* - Схема экспериментальной установки: *L* - He-Ne-лазер; *П*<sub>1</sub>, *П*<sub>2</sub> - поляризационные клинья; *Л*<sub>1</sub>, *Л*<sub>2</sub> - вводящая и выводящая линзы; *С* - ячейка с НЖК; *Ф*<sub>1</sub>, *Ф*<sub>2</sub> - фотодиоды регистрации

В установившемся режиме

$$\theta(z, t) = \frac{\epsilon_a}{16\pi K_{22}q^2} \left( \frac{E_0^* E_e e^{iqz - i\Omega t}}{1 + i\Omega/\Gamma} + k.c. \right), \quad (4)$$

где  $\Gamma = K_{22}q^2/\eta$  - ширина контура линии усиления. Так что укороченное уравнение для сигнала *е*-поляризации принимает вид <sup>1</sup>:

$$\frac{dE_e}{dz} = \left( \frac{g}{2} + i\delta k \right) E; \quad g + 2i\delta k = G|E|^2 \cdot 2 \frac{\Omega + i\Gamma}{\Omega^2 + \Gamma^2}. \quad (5)$$

Здесь коэффициент усиления - *g* (см<sup>-1</sup>, по интенсивности), *G* - константа усиления в точке  $\Omega = \Gamma$ ,  $\delta k$  - поправка к волновому вектору сигнала, описывающая взаимофокусировку. Если плотность мощности  $|E|^2$  измерять в Вт/см<sup>2</sup>, то *G* имеет размерность см/Вт.

До сих пор было реализовано только нестационарное вынужденное рассеяние на данной нелинейности в приведенной выше геометрии <sup>2</sup>. Стационарное вынужденное рассеяние удалось реализовать лишь в геометрии малых углов между директором НЖК и волновым вектором накачки (гомеотропная ори-

ентация директора НЖК), что определяло сравнительно большой период деформации директора <sup>3</sup>.

В данной работе представлена экспериментальная реализация стационарного вынужденного рассеяния на решеточной нелинейности в НЖК на деформационных структурах с рекордно малым периодом (геометрия с планарной ориентацией директора НЖК).

Схема эксперимента представлена на рис.16. В качестве источника использовалось линейно-поляризованное излучение He - Ne-лазера ЛГН-215 ( $\lambda = 0,63$  мкм) мощностью 0,05 Вт, которое фокусировалось безаберрационной линзой с фокусным расстоянием  $f = 2$  см в планарную ячейку толщиной 1 мм НЖК 5ЦБ нормально к ее поверхности. Излучение лазера в данной геометрии являлось волной  $o$ -типа для НЖК. Наряду с обычным линейным рассеянием обыкновенной волны в необыкновенную на тепловых флуктуациях директора ( $\sim 15 \div 20\%$  падающей мощности) наблюдалось нелинейное вынужденное рассеяние также из  $o$ -волны в  $e$ -волну с явно выраженным пороговым характером. Пороговое значение мощности падающего на кювету излучения составило  $P_{\text{порог}} \geq 5$  мВт (диаметр фокальной перетяжки лазерного пучка в НЖК-кювете  $FWe^{-2} M \sim 10$  мкм, расчетная длина перетяжки  $\Delta z(\text{FWHM}) \sim 500$  мкм). Наблюдалось вынужденное рассеяние с воспроизведением волнового фронта излучения накачки. Максимальный нелинейный коэффициент перекачки  $R$  из  $o$ - в  $e$ -волну достигал  $\sim 50\%$  (ограничивался возможностями лазера и начинающимся насыщением).

Частотный сдвиг между опорной и рассеянной волнами измерялся как косвенным, так и прямым методами.

В первом методе на выходе из ячейки с НЖК помещался поляризатор под углом  $45^\circ$  к поляризации рассеянной волны, что позволяло наблюдать бегущую интерференционную картину. С помощью осциллографа регистрировались характерные биения, обусловленные наличием разности частот смешиваемых сигналов. Период биений однозначно зависел от сдвига частоты  $\Omega$  между опорной и рассеянной волнами. Помимо измерения сдвига частоты  $\Omega$  по осциллограммам биений, с помощью ЭВМ рассчитывались также фурье-образы и корреляционные функции этих осциллограмм. Анализ биений, их фурье-образа и корреляционной функции позволил заключить, что частотный сдвиг в данной ситуации  $\Omega/2\pi \approx 25$  Гц.

Во втором методе (см. рис.2а) прописывался контур линии слабого сигнала, усиленного в поле накачки. С помощью генератора пилообразного напряжения и зеркала на пьезокерамике сдвигалась частота усиливаемого сигнала в диапазоне от 0 до 60 Гц как в стоксовую, так и в антистоксовую области спектра. Зависимость интенсивности рассеянного света от сдвига частоты сигнала представлена на рис. 2б.

Максимальное усиление рассеянной волны происходило на частоте, сдвинутой относительно опорной лазерной в стоксовую область спектра на  $24 \pm 5$  Гц. Теоретическая оценка величины сдвига частоты сигнала имеет вид  $\Omega = \Gamma = K_{22}q^2/\eta = 2\pi(27 \text{ Гц})$  для кристалла 5ЦБ при температуре  $20^\circ\text{C}$ . Здесь взяты значения  $K_{22} = 5 \cdot 10^{-7}$  дин,  $\eta \approx 1,2\text{П}$ ,  $q \approx 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$  (период записываемой решетки  $\Lambda = 2\pi/q \approx 3$  мкм). Как видно, результаты обоих методов дают хорошее соответствие с теорией.

Усиление интенсивности сигнала на проход дается множителем  $\exp(\int g_{\text{эфф}} dz)$ . С учетом усреднения по поперечному сечению гауссовских пучков сигнала и накачки после интегрирования по всей длине каустики, целиком погруженной в среду, получим

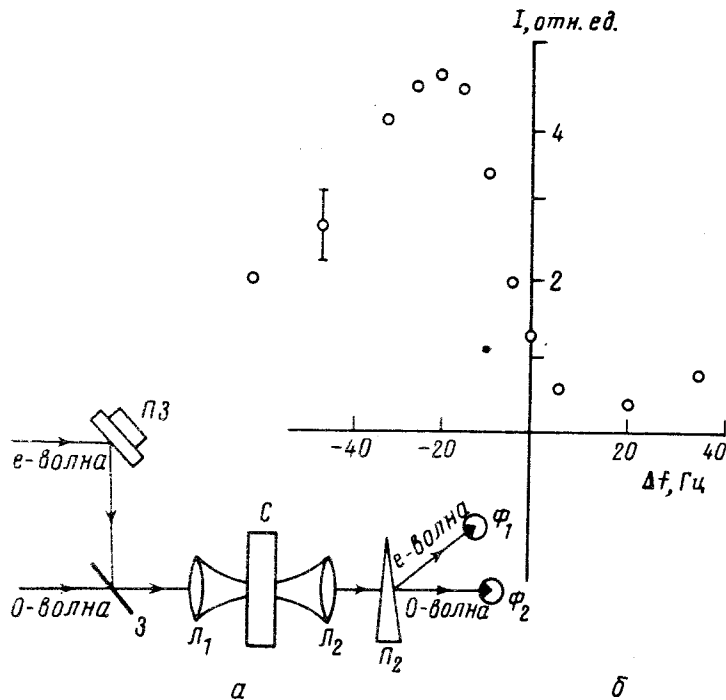


Рис. 2. *а* - Экспериментальная схема для прописывания контура линии усиления слабого сигнала: ПЗ - пьезозеркало; З - полупрозрачное зеркало. *б* - Зависимость интенсивности рассеянного света от сдвига частоты слабого сигнала

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g_{\text{эфф}} dz = \frac{8\pi^2}{\lambda_0 c} G P_0, \quad (6)$$

где  $P_0$  - мощность падающей накачки,  $c$  и  $\lambda_0$  - скорость и длина волны света в вакууме.

Теоретическая оценка дает величину усиления при подобном вырожденном рассеянии  $\sim e^{20}$ . Анализ экспериментальных результатов дает величину усиления  $\sim e^1 \div e^3$ . Такое различие возможно из-за того, что теория не учитывает экстинкцию *о*-волны в столь толстой среде (для ШЦБ коэффициент экстинкции для *о*-волны  $\sim 8 \text{ см}^{-1}$ ). Возможно, здесь имеют место и какие-то другие причины, уменьшающие усиление в НЖК.

Следует также отметить, что измеренное в эксперименте время установления процесса вынужденного рассеяния оказалось много больше ожидавшегося. Оно составляло  $\sim 6 \cdot 10^{-2}$  с, тогда как по теории должно было быть  $\tau \sim \Gamma^{-1} \approx 6 \cdot 10^{-3}$  с. Причина этого нам пока также не ясна. Возможно, дальнейшие эксперименты в этой области позволят дать ответы на поставленные вопросы.

В случае, когда на ту же кювету с НЖК наряду с *о*-волной подавалась *е*-волна примерно той же мощности, на выходе из кюветы в дальней зоне наблюдались кольцевые образования как в *о*-, так и в *е*-поляризациях (рис. 3), что соответствует взаимофокусировке этих волн на решеточной нелинейности.

Таким образом, в настоящей работе экспериментально зарегистрировано стационарное вынужденное рассеяние света в нематике на решетках с очень



Рис. 3. Взаимофокусировка  $\sigma$ - и  $\epsilon$ -волн на решеточной нелинейности

коротким периодом,  $\Lambda \approx 3$  мкм, а также взаимофокусировка  $\sigma$ - и  $\epsilon$ -волн за счет той же нелинейности.

1. Б.Я.Зельдович, Н.В.Табириш, Письма в ЖЭТФ 36 510, (1979).
2. Б.Я.Зельдович, С.К.Мерзликин, Н.Ф.Пилипецкий, А.В.Сухов, Письма в ЖЭТФ 41, 418 (1985).
3. Б.Я.Зельдович, С.К.Мерзликин, Н.Ф.Пилипецкий, ДАН СССР 273, 116; (1983).