

НАБЛЮДЕНИЕ ВЫНУЖДЕННОГО ОРИЕНТАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА ВПЕРЕД В ПЛАНАРНОМ НЕМАТИКЕ

Б.Я.Зельдович, С.К.Мерзликин, Н.Ф.Пилипецкий, А.В.Сухов

Экспериментально реализовано вынужденное ориентационное рассеяние (ВР) света вперед в планарном образце нематика 5СВ в поле импульса свободной генерации рубинового лазера. ВР имеет существенно нестационарный характер. Проведенные измерения временного хода сигнала ВР и его углового спектра подтверждают теоретические предсказания. Значение стационарного коэффициента усиления весьма велико и достигает $5 \cdot 10^3$ см/МВт.

Вынужденное рассеяние света вперед, обусловленное возбуждением в нематике бегущей волны ориентации директора, было предсказано теоретически в работах ^{1, 2}. Суть предсказания состоит в следующем. Пусть в планарном образце нематика распространяется нормально к его невозмущенному директору \mathbf{n} мощная волна накачки \mathbf{E}_L необыкновенного поляризационного типа и слабая сдвинутая по частоте в стоксову область волна \mathbf{E}_S обыкновенного поляризационного типа, коллинеарная волне \mathbf{E}_L . Взаимодействие этих двух волн с индуцированным ими дипольным моментом среды приводит, в силу анизотропии диэлектрической проницаемости нематика, к возбуждению в ней бегущей волны переориентации директора $\delta\mathbf{n}$, амплитуда которой пропорциональна $E_L^* E_S$, волновой вектор \mathbf{q} равен разности волновых векторов $|\mathbf{k}_S - \mathbf{k}_L| = 2\pi \Delta n / \lambda$, где $\Delta n = n_{\parallel} - n_{\perp}$ – анизотропия показателя преломления жидкого кристалла, λ – длина волны света в вакууме (малой разностью длин волн E_L и E_S , обусловленной их частотным сдвигом, пренебрегаем). Такая волна

переориентации, в свою очередь, приводит к записи в среде бегущей решетки тензора диэлектрической проницаемости. Рассеяние волны накачки E_L на этой решетке приводит в стационарном случае, т. е. при установившейся амплитуде $\delta n(\mathbf{r})$, к экспоненциальному пространственному усилению волны E_S , т. е. к вынужденному рассеянию (ВР) E_L в E_S , $|E_S|^2 \sim \exp(GLP_L)$, где G – стационарный коэффициент усиления, L – длина взаимодействия, равная толщине ячейки, $P_L = c n_{\parallel} |E_L|^2 / 8\pi$ – плотность мощности накачки. Стационарный коэффициент усиления, частотный сдвиг ВР и его время установления τ равны (см. ¹):

$$G = \frac{10^{13} \lambda (n_{\parallel} + n_{\perp})^2}{8\pi n_{\parallel} n_{\perp} K_{22} c} \left(\frac{\text{см}}{\text{МВт}} \right); \quad \Omega = \frac{K_{22} q^2}{\eta}; \quad \tau \approx \Omega^{-1} \quad (1)$$

Здесь K_{22} – константа Франка, c – скорость света, η – ориентационная вязкость нематика. В случае возбуждения ВР лазерным импульсом, длительность которого $\tau_{\text{л}} \ll \tau$, процесс ВР имеет существенно нестационарный характер и временная эволюция интенсивности стокова сигнала описывается выражением (см., например, ³)

$$|E_S|^2 = \alpha |E_L|^2 \exp \left\{ 2\sqrt{2} \left(G \tau^{-1} L \int_0^t P_L dt' \right)^{1/2} \right\}. \quad (2)$$

Множитель $\alpha |E_L|^2$ перед экспонентой появляется вследствие того, что ВР развивается от шумовой затравки, являющейся фурье-компонентой спонтанного рассеяния накачки на термических флуктуациях директора с подходящим пространственным и временным периодом, которая в дальнейшем испытывает вышеописанное экспоненциальное усиление.

Настоящая работа посвящена результатам первого экспериментального наблюдения ориентационного ВР вперед в планарном образце нематика 5СВ толщиной 70 мкм. ВР возбуждалось импульсом свободной генерации рубинового лазера длительностью ~ 800 мкс. Оценка времени установления ВР из (1) дает $\tau \approx 5$ мс, так что ВР имеет существенно-нестационарный характер.

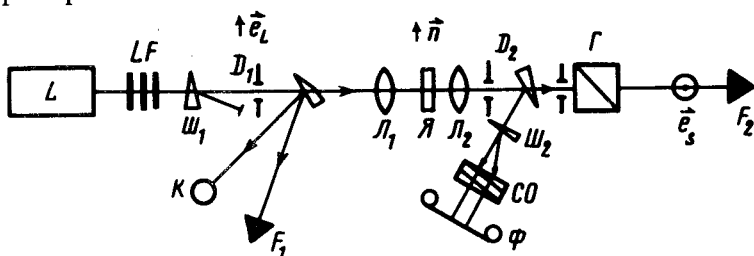


Рис. 1

Экспериментальная схема наблюдения ВР приведена на рис. 1. Излучение рубинового лазера L , энергия которого варьировалась фильтрами LF в пределах $\sim 30 \div 300$ мДж, проходило через клин из исландского шпата Ш_1 , выделявший из него поляризационную компоненту e_L , соответствовавшую e – типу поляризации для жидкого кристалла (ЖК), и диффрагму D_1 . Далее излучение фокусировалось линзой L_1 ($f = 5$ см) в ячейку $Я$ с ЖК. Линза L_2 составляла вместе с L_1 и $Я$ телескопическую систему. Большая часть прошедшего излучения направлялась на призму Глана $Г$, выделявшую из него поляризационную компоненту e_S , соответствовавшую сигналу ВР, которая и регистрировалась фотоэлементом F_2 . Часть прошедшего через $Я$ излучения, отражаясь от стеклянного клина, проходило через клин из исландского шпата Ш_2 , разделявший излучение на компоненты E_L и E_S и фотографировалось на пленку с использованием двухзеркального ступенчатого ослабителя CO . Это позволяло определять угловые расходимости E_L и E_S как отношение размера пятна на пленке к фокусному расстоянию L_2 . Для контроля энергии и формы лазерного импульса использовался стандартный калориметр K (ИМО-2) и фотоэлемент F_1 . С последнего снимался как сигнал $|E_L(t)|^2$, так и текущее значение $\int_0^t P_L dt'$ (с помощью интегрирующей цепочки).

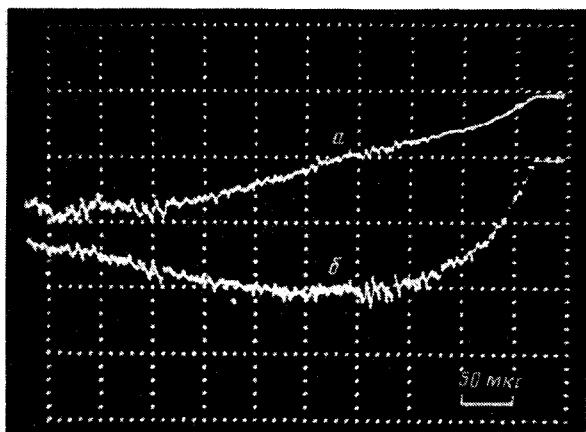


Рис. 2

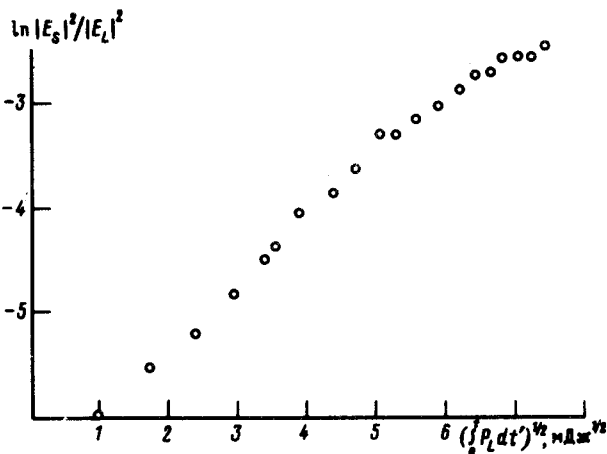


Рис. 3

Следует отметить, что в эксперименте использовался как одномодовый по поперечному индексу, так и многомодовый режим генерации лазера. Все энергетические измерения проводились в многомодовом режиме, так как в одномодовом режиме импульс имеет пиковую микросекундную структуру и точные количественные измерения крайне затруднены. Во многомодовом же режиме путем выбора соответствующей геометрии резонатора мы получили импульс с почти гладкой временной огибающей. Характерные осциллограммы импульсов накачки и ВР (*a* и *б* соответственно) в этом режиме приведены на рис. 2. Результаты измерений временного хода сигнала ВР приведены на рис. 3 в виде зависимости $\ln |E_S|^2 / |E_L|^2$ от текущего значения $(\int_0^t P_L dt')^{1/2}$. Очевидная линейность этой зависимости указывает на хорошее функциональное соответствие результатов формуле (2). Для количественного сравнения коэффициента пропорциональности указанной зависимости с теоретическим был измерен поперечный размер пучка в кристалле $a = \text{FWHM} \approx 90 \text{ мкм}$. Получено, что экспериментальное значение коэффициента пропорциональности в 1,2 раза меньше теоретического, рассчитанного из выражения $2\sqrt{2}(G\tau^{-1} \frac{L}{a^2})^{1/2}$, что свидетельствует также о хорошем соответствии теории и эксперимента в пределах точности последнего. Экспериментально измеренный уровень спонтанных шумов α составлял $\alpha \approx 5 \cdot 10^{-3}$. Теоретическая оценка этой величины по известным формулам для сечения спонтанного рассеяния в нематиках (см. ⁴) с учетом угловой апертуры системы регистрации $\theta_p \approx 1,5 \times 10^{-1}$ рад дает (в одноконстантном приближении)

$$\alpha = \frac{\pi \Delta n^2 (n_{\parallel} + n_{\perp})^2 k_B T L}{8 \lambda^2 K} \int_0^{\theta_p / \Delta n} \frac{d\xi}{1 + \xi} \approx 0,19 \theta_p^2 \approx 4,2 \cdot 10^{-3}. \quad (3)$$

Здесь k_B — константа Больцмана, T^0 — абсолютная температура (~ 300 К). Из (3) также видно хорошее совпадение теоретических результатов с экспериментальными.

Обратимся теперь к измерениям углового спектра сигналов ВР и накачки. Следует отметить, что продольный и поперечный размеры области взаимодействия в нашем эксперименте соизмеримы, так что геометрически допустимо не только коллинеарное ВР, но и ВР на довольно значительные углы (порядка 0,5 рад). В ранее исследованном⁵ случае ВР в гомеотропной ячейке, неколлинеарное ВР дискриминировалось механизмом нелинейности за счет резкого возрастания волнового вектора решетки q при отклонении от точной коллинеарности рассеяния. В нашем случае величина $|q|$ порядка $2 \cdot 10^4$ см⁻¹, т. е. весьма велика уже для коллинеарного рассеяния, поэтому механизм нелинейности дискриминирует ВР лишь при углах $\gtrsim 0,2$ рад. Тем самым есть все основания полагать, что угловой спектр ВР существенно превышает угловую расходимость накачки. Для экспериментальной проверки этого использовалось одномодовое излучение с расходимостью (после L_1) FWHM $\approx 5 \cdot 10^{-2}$ рад. При этом экспериментально ширина углового спектра сигнала ВР превышала угловую апертуру системы регистрации ($\approx 0,2$ рад) и угловой спектр имел ярко выраженную спекл-структуру, не воспроизводящуюся в различных реализациях, что и следовало ожидать при нестационарном ВР (время импульса существенно меньше характерного времени сбоя фазы спонтанных флуктуаций).

Таким образом, в настоящей работе экспериментально зарегистрировано нестационарное ВР при крайне малом значении длины взаимодействия $L = 70$ мкм и весьма умеренной плотности энергии в излучении накачки, $\int P_L dt \approx 100 \div 300$ Дж/см². Оцененная из экспериментальных данных величина стационарного коэффициента усиления также весьма велика, $G \approx 5 \cdot 10^3$ см/МВт при ориентационной вязкости $\eta \approx 1$ пуаз и $n_e^2 - n_0^2 = 0,65$.

Авторы выражают благодарность Л.А.Бересневу, Е.И.Кацу и Н.В.Табирияну за полезные обсуждения.

Литература

1. Зельдович Б.Я., Табириян Н.В. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 510.
2. Tabiryuan N.V., Zel'dovich B.Ya. Mol. Cryst. & Liquid Cryst., 1981, 62, 237.
3. Старунов В.С., Фабелинский И.Л. УФН, 1969, 98, 441.
4. де Жен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977.
5. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Мерзликин С.К., Сухов А.В., Табириян Н.В. ДАН СССР, 1983, 273, 1116.