$$(E_1)_\pm = \exp\frac{1}{2}\left[-k^2w_0^2\cos^{-2}\varphi\,(\beta_1-\sin\varphi\mp Kk^{-1})^2-k^2w_0^2\beta_2^2\right]\times$$

$$\times\int_0^{kl}\exp(-\gamma k^{-1}\eta\,\mathrm{tg}\,\varphi)\exp i\left[(\beta_1-\sin\varphi\mp Kk^{-1})\,\mathrm{tg}\,\varphi+(\beta_3-\cos\varphi)\right]\zeta d\sigma. \qquad (5)$$

Простое интегрирование по $\zeta = kz$ и такие же вычисления, как в [1, 3], дают для относительной интенсивности дифрагированного света $|E_1|^2 = |(E_1)_+|^2 + |(E_1)_-|^2$

$$|(E_1)_\pm|^2 = \exp\left[-k^2w_0^2\cos^{-2}\varphi\,(\beta_1-\sin\varphi\mp Kk^{-1})^2-k^2w_0^2\beta_2^2\right]\times$$

$$\times\frac{1-2\exp(-\gamma l\,\mathrm{tg}\varphi)\cos\left[(\beta_1-\sin\varphi\mp Kk^{-1})\,\mathrm{tg}\,\varphi+(\beta_3-\cos\varphi)\right]kl+\exp(-2\gamma l\,\mathrm{tg}\,\varphi)}{(\gamma k^{-1}\,\mathrm{tg}\,\varphi)^2+\left[(\beta_1-\sin\varphi\mp Kk^{-1})\,\mathrm{tg}\,\varphi+(\beta_3-\cos\varphi)\right]^2}. \qquad (6)$$

Приведем результаты исследования поля $|E_1|^2$ на основании (6), ограничиваясь плоскостью xoz, в которой наблюдаются наиболее интенсивные дифракционные максимумы. При $\varphi=0$, $\gamma=0$ первые множители (6) и (8а) совпадают. Вторые множители совпадают только в точках максимумов. Эти множители определяют влияние объемных эффектов на форму контура линий максимумов. Истинная форма контуров должна аппроксимироваться формулой (8а) точнее, чем формулой (6), так как (8а) получена из точной формулы (6а) на последнем этапе расчета [1], тогда как получение формулы (6) с самого начала основано на приближении малых l.

Влияние объемных эффектов при $\varphi \neq 0$ сводится к следующему. Совпадение максимумов первого и второго множителей (6) определяет условие селективного (брэгговского) отражения [3]. Выполнив на основании (6) при $\gamma=0$ расчеты, подобные приведенным в [3], для угла селективного отражения найдем $\varphi_{B0}=Kk^{-1}/2$, т. е. такое же выражение, как и для обычных пучков [3]. При $\gamma \neq 0$ должен наблюдаться сдвиг угла селективного отражения $\varphi_B = \varphi_{B0} + \delta\varphi_B$. Найдем $\delta\varphi_B$ при условии $\delta\varphi_B \ll \varphi_{B0}$. Подставим φ_B в условие максимума второго множителя формулы (6). Простые расчеты, занимающие, однако, много места и поэтому опущенные, приводят к $\delta\varphi_B = (\gamma k^{-1})^2$. Зависимость $\delta\varphi_B$ от l, K появится, если в $\delta\varphi_B$ сохранить слагаемые с более высокими степенями $\gamma k^{-1} \ll 1$. Оценка относительного сдвига $\delta\varphi_B\varphi_{B0}^{-1}$ для глицерина, имеющего, по данным [4], наибольшее γ, дает $\sim 0.02\%$. При выполнении условия $\gamma\Omega^{-2} = \mathrm{const}$ величина $\delta\varphi_B\varphi_{B0}^{-1} \sim \Omega\omega^{-1}$. Возможно, что при каких-то значениях Ω, ω сдвиг $\delta\varphi_B$ окажется измеримым. Тогда появится возможность определения γ по сдвигу $\delta\varphi_B$.

Литература

[1] А. А. Глинский. Опт. и спектр., *45*, 612, 1978.
[2] И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, 499. «Наука», М., 1971.
[3] С. М. Рытов. Изв. АН СССР, сер. физ., *2*, 222, 1937.
[4] Л. Бергман. Ультразвук, 278. ИЛ, М., 1956.

Поступило в Редакцию 5 января 1979 г.

УДК 548.0 : 535

О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЛИНЕЙНЫХ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НЕКОТОРЫХ КРИСТАЛЛОВ СО СТРУКТУРОЙ СФАЛЕРИТА

Т. Г. Окроашвили

Отсутствие до сих пор удовлетворительной теории, которая могла бы во всех подробностях объяснить природу линейного электрооптического эффекта (ЛЭЭ), выдвигает на первый план задачу экспериментальных исследований. Из целого круга вопросов несомненный интерес в электрооптике представляет изучение температурных эффектов в нецентросимметричных кристаллах. Результаты таких исследований позволили бы выявить характер зависимости электрооптических свойств от температуры и оценить величины самих температурных коэффициентов.

Объектом исследований были выбраны простейшие двухатомные кристаллы со структурой сфалерита. Выбор вполне естественный, так как установление закономерностей на экспериментальной основе заставляет нас иметь дело с такими соединениями, структурный мотив которых допускает изоморфные замещения. Это соображение является общепризнанным, ибо позволяет с бо́льшой степенью надежности выявить влияние отдельных факторов.

Измерения температурных зависимостей электрооптических коэффициентов были выполнены динамическим методом [1]. Объектом изучения служили монокристаллы GaAs, CdTe, ZnS, ZnSe и CuI. Образцы для измерений приготавливались в виде ориентированных прямоугольных пластинок размером $5\times5\times1$ мм^3. Ориентация образцов осуществлялась по плоскостям спайности с дальнейшей доводкой на рентгеногониометре. Точность ориентации была не хуже 30′. Измерения были выполнены в циркулярно-поляризованном излучении He-Ne лазера ($\lambda=633$ нм). Исследуемые образцы монтировались в специально разработанном сапфировом кристаллодержателе, размещенным в объеме азотного криостата. Температура образцов контролировалась термодиодами 2Д-901, приклеенными к боковым поверхностям препаратов. Изменение температуры осуществлялось по линейному закону со скоростью 0.5 град/мин. Материалом электродов служила галлий-индиевая паста. Электрическое поле частотой 1 кГц и амплитудой 1 кВ прикладывалось в направлении $\langle 110 \rangle$; свет распространялся вдоль $\langle \bar{1}10 \rangle$. Для устранения систематических ошибок, обусловленных возможным образованием пространственного заряда в объеме образцов, измерения проводились в геометрии, при которой луч света в образце распространялся в прикатодной области, т. е. там, где производная поля по координате была максимальна. В такой геометрии исследуемые величины коэффициентов не зависели от интенсивности света и были линейны при изменении величины поля.

Температурные измерения ЛЭЭ в области температур от 100 до 300 К показали, что вдали от полос поглощения температурная зависимость электрооптических коэффициентов в пределах ошибки эксперимента практически во всех обследованных соединениях хорошо описывается линейной функцией вида

$$\delta n_{321}(T) = n^3 r_{321}(T) = \delta n_{321}(1 + \alpha T).$$

Величины коэффициентов представлены в таблице.

Тип кристалла	δn_{321} ($T = 100$ К)	$\frac{1}{\delta n_{321}} \frac{\partial n_{321}}{\partial T}$	$\frac{1}{E_g} \frac{\partial E_g}{\partial T}$	$\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T}$ [2]
	10^{-8} СГС	10^{-3} град$^{-1}$		
CuI	54	3.4	0.08	—
ZnS	77	0.91	0.11	0.043
ZnSe	98	1.5	—	0.051
CdTe *	139	$\leqslant 0.3$	0.22	0.061
CaAs *	76	4.2	0.24	0.058

* Измерения выполнены на длине волны 632.8 и 1000 нм (CdTe, CaAs).

Из полученных результатов видно, что значения температурных коэффициентов лежат в пределах 10^{-3} град$^{-1}$. Исключение составляют результаты измерений $\delta n_{321}(T)$ для теллурида кадмия, в котором температурные изменения α не наблюдаются. Для сопоставления порядка величины температурных коэффициентов в этой таблице указаны коэффициенты описывающие также температурные зависимости показателя преломления (n) [2] и ширины запрещенной зоны E_g.[1] Хотя характер зависимостей один и тот же, температурные коэффициенты превосходят более чем на порядок аналогичные параметры, полученные для описания температурных изменений n и E_g. Этот факт позволяет сделать заключение о том, что природа температурных зависимостей ЛЭЭ имеет принципиально иной характер, чем та, которая определяет изменение n и E_g. Для понимания физической природы специфики температурных эффектов в электрооптике необходимы дальнейшие исследования в более широком интервале температур.

Автор приносит глубокую благодарность Ю. В. Шалдину и Д. А. Белогурову за помощь в проведении экспериментальных исследований и полезные обсуждения результатов.

Литература

[1] Ю. В. Шалдин, Ю. В. Писаревский, Ю. С. Мельников. Ж. прикл. спектр., *3*, 463, 1965.
[2] Yet ful Tsay, B. Bendow, S. Mitra. Phys. Rev., *8*, 2688, 1973.
[3] Ю. В. Шалдин, Д. А. Белогуров. Квант. электрон., *3*, 1660, 1976.

Поступило в Редакцию 15 января 1979 г.

УДК 621.373 : 535

УСЛОВИЯ САМОВОЗБУЖДЕНИЯ БЕГУЩИХ СТРАТ В ГАЗОВОМ ЛАЗЕРЕ

Я. А. Фофанов

Положительный столб (ПС) газового разряда используется как среда с инверсной населенностью в газовых лазерах. Для обеспечения необходимых в ряде приложений параметров лазерного излучения требуется минимальный уровень флуктуаций в ПС [1]. В настоящее время недостаточно полно изучены условия возникновения одного из самых характерных видов колебаний в ПС — бегущих страт (БС).

Наблюдения продольного распределения переменной составляющей интенсивности спонтанного излучения с боковой поверхности капилляра активного элемента позволяют заключить, что при наличии БС в стационарном режиме возмущения в ПС можно представить в виде суммы волновой (БС) и синфазной компонент [2, 3]

$$\tilde{J}(z, t) = J_{0т} \exp(j\omega t) + J_{0b}(z) \exp[j(\omega t + kz)], \tag{1}$$

где $J_{0т}$ — амплитуда синфазной компоненты, $J_{0b}(z)$ — распределение амплитуды БС.

Из результатов работы [3] следует, что распределение амплитуды БС в активных элементах He—Ne лазеров с хорошей точностью описывается соотношением, полученным в работе [4],

$$J_{0b}(z) = \frac{A_0 \exp(\alpha z)}{\left\{1 - \left(\frac{A_0}{A_s}\right)^2 [1 - \exp(2\alpha z)]\right\}^{1/2}}, \tag{2}$$

где A_0 — амплитуда БС в начале капилляра, A_s — амплитуда насыщения БС, α — показатель усиления.

[1] Результаты оценок получены методом, описанным в работе [3].