

стот ω_0 и рассчитанные величины сил осцилляторов f для первых разрешенных переходов в РЗ-ионах. На рисунке приведены теоретическая и экспериментальная зависимости «парамагнитной» постоянной Верде РЗ-гранатов от порядкового номера редкоземельного элемента.³ Обращает на себя внимание неплохое качественное согласие расчетных и опытных данных, хотя наблюдаются некоторые отклонения для ряда ионов, например, Eu^{3+} , Ho^{3+} и т. д. Подобные отклонения могут быть объяснены достаточно приближенным характером рассмотрения, но в целом результаты данной работы убедительно свидетельствуют о целесообразности использования приближения среднего кристаллического поля при интерпретации данных магнитооптических исследований в РЗ-гранатах.

В заключение отметим, что указанная попытка определения зависимости постоянной Верде РЗ-соединений от порядкового номера РЗ-элемента не является единственной. Например, в [12] приведены результаты теоретического исследования подобной зависимости в фосфатных стеклах, допированных РЗ-ионами, но, как отмечают авторы, они носят чисто иллюстративный характер.

Литература

- [1] Buckingham A. D., Stephens P. J. — Annual. Rev. Phys. Chem., 1966, v. 17, p. 399; Валиев У. В., Звездин А. К., Криничик Г. С., Левитин Р. З., Мукимов К. М., Попов А. И. — ЖЭТФ, 1983, т. 85, в. 1 (7), с. 311.
- [2] Валиев У. В., Криничик Г. С., Левитин Р. З., Соколов Б. Ю., Турганов М. М. — Опт. и спектр., 1985, т. 58, в. 6, с. 1375.
- [3] Звездин А. К., Кошцук С. В., Криничик Г. С., Левитин Р. З., Лысков В. А., Попов А. И. — Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 37, в. 7, с. 331.
- [4] Еремин М. В. — Опт. и спектр., 1969, т. 26, в. 4, с. 578.
- [5] Старостин Н. В. — В кн.: Спектроскопия кристаллов. М., 1975, с. 12.
- [6] Judd B. R. — Phys. Rev., 1963, v. 127, N 2, p. 750.
- [7] Валиев У. В., Бировец Т. В., Левитин Р. З., Мукимов К. М., Соколов Б. Ю., Турганов М. М. — Опт. и спектр., 1984, т. 57, в. 4, с. 757.
- [8] Багдасаров Х. С., Коломийцев А. И., Мейльман М. Л. — Опт. и спектр., 1984, т. 57, в. 2, с. 239.
- [9] Багдасаров Х. С., Володина И. С., Коломийцев А. И., Мейльман М. Л., Смагин А. Г. — Квант. электрон., 1982, т. 9, в. 6, с. 1158.
- [10] Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. М., 1977, с. 319.
- [11] Валиев У. В., Попов А. И. — ФТТ, 1985, т. 27, в. 9, с. 2729.
- [12] Дружинин В. В., Таценко О. М. — Опт. и спектр., 1977, т. 42, в. 4, с. 147.
- [13] Sander L., Kittel C. — J. Appl. Phys., 1967, v. 38, N 3, p. 1476.

Поступило в Редакцию 27 января 1986 г.

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА В НЕОДНОРОДНО ДЕФОРМИРОВАННЫХ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

*Ветров С. Я., Втюрин А. Н., Жаркова Г. М., Мамаев В. П.,
Михалева М. А., Хачатурян В. М., Шабанов В. Ф.*

Холестерические жидкие кристаллы (ХЖК) находят широкое применение в качестве цветовых индикаторов различных полей — температурных, электрических, магнитных, деформационных и т. д. Это связано с наличием в однородно ориентированной холестерической пленке периодической структуры, период которой одного порядка величины с длинами волн видимого света, и сильно зависит от этих полей, что приводит к хорошо видимой дифракции света на ХЖК и сильной чувствительности дифракционной картины к изменениям внешних

³ При вычислении постоянной Верде РЗ-граната EuGaG были использованы результаты [11], и коэффициент C в формуле (4) равен $C = K/(L_0 + 1)$. Вклад магнитодипольных переходов в ионе Eu^{3+} в ЭФ учитывался согласно [12].

воздействий. Оптические свойства однородных холестерических пленок достаточно подробно изучены экспериментально и теоретически [1]. Однако в реальном индикаторе ХЖК может оказаться существенно неоднородным. Возможными причинами этого могут быть неоднородные внешние воздействия, возникающие как при изготовлении, так и в процессе работы индикатора.

В [2] впервые в холестерическом термоиндикаторе наблюдалось появление двух областей селективного отражения света. Индикаторы [2] были изготовлены путем капсулирования смеси эфиров холестерина и производных пиримидина в полиморфных матрицах. Ориентация ХЖК в капсуле такого индикатора возникает за счет сильного приповерхностного взаимодействия матрицы и молекул жидкого кристалла. Это взаимодействие быстро спадает с толщиной пленки, что приводит к худшей ориентации глубоко лежащих слоев ЖК и неоднородному распределению концентрации примеси по толщине. Поскольку обнаруженный в этих пленках эффект возникновения новой области селективного отражения открывает перспективу расширения диапазона работы индикатора, то рассмотрение оптических свойств подобных неоднородно деформированных пленок ХЖК представляет несомненный практический интерес.

Диэлектрическая проницаемость однородного ХЖК имеет вид [1]

$$\epsilon(z) = \begin{pmatrix} \bar{\epsilon}(1 + \delta \cos \tau z) & \bar{\epsilon} \delta \sin \tau z & 0 \\ \bar{\epsilon} \delta \sin \tau z & \bar{\epsilon}(1 - \delta \cos \tau z) & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\perp} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где шаг холестерической спирали $p = 4\pi/\tau$,

$$\left. \begin{aligned} \bar{\epsilon} &= (\epsilon_{\parallel} + \epsilon_{\perp})/2, \\ \delta &= (\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp})/(\epsilon_{\parallel} + \epsilon_{\perp}), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

z — ось спирали.

Сечение рассеяния в телесный угол $d\Omega$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\omega^2}{4\pi c^2} \right)^2 \left| \int e^{i\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r}} e_i \exp(i(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i) \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r} \right|^2, \quad (3)$$

где $\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s$ — волновые векторы, e_i, e_s — амплитуды падающей и рассеянной волн соответственно.

Будем предполагать, что деформация холестерина вызывает изменение $\epsilon_{\parallel}, \epsilon_{\perp}$.

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_{\parallel}(z) &= \epsilon_{\parallel} + \Delta\epsilon_{\parallel} \sin 4\pi z/\gamma L, \\ \epsilon_{\perp}(z) &= \epsilon_{\perp} + \Delta\epsilon_{\perp} \sin 4\pi z/\gamma L, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где L — толщина пленки, $L \gg p$, $\gamma \gg 1$, $\Delta\epsilon \ll \epsilon$. Подставляя (4) в (1) и затем (3), после интегрирования по объему пленки получим интенсивность рассеяния света в направлении \mathbf{k}_s . Она имеет четыре максимума, определяемые условием

$$\tau\beta = \pm(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i); \quad \beta = 1, a, 1 - a, 1 + a, \quad (5)$$

где $a = p/\gamma L$, $\tau = \tau s$, s — единичный вектор, параллельный оси спирали. Выражение (5) легко приводится к виду

$$\beta\lambda/p = \sin \theta/2, \quad (6)$$

где θ — угол рассеяния, λ — длина волны света. Обычно ХЖК-индикаторы используются в геометрии $\theta = \pi$, в этом случае максимумы рассеяния наблюдаются при

$$\lambda = p, \quad (7a)$$

$$\lambda = p/(1 - a), \quad (7b)$$

$$\lambda = p/(1 + a), \quad (7в)$$

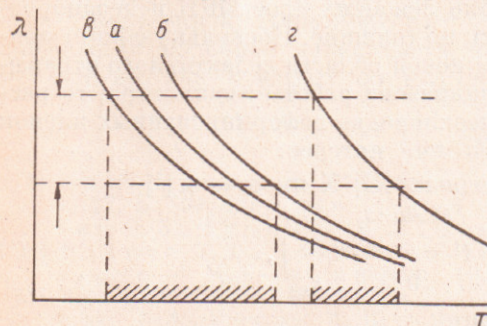
$$\lambda = p/a. \quad (7г)$$

Причем, с учетом (4) $a < 1$.

Таким образом, в окрестности дифракционного максимума однородного ХЖК $\lambda = p$ появляются еще два (7б), (7в) и возникает новый максимум при существенно более длинных волнах (7г). Нагревание неоднородно деформированного температурного индикатора приведет к тому, что его окраска будет изменяться от красной до синей 4 раза. При $a \ll 1$ первые 3 максимума окраски могут визуально не разрешаться. В этом случае будет наблюдаться более широкая температурная область действия индикатора (соответствующая перекрывающимся областям выполнения условий (7а)—(7в)) и при более высоких температурах — вторая, более узкая (см. рисунок).

Дополнительные исследования пленок, содержащих смесь эфиров холестерина и ряда жирных кислот с пиримидинами, включающими два *o*-оксифенильных радикала в капсулах из поливинилацетата, показали, что, как правило,

интенсивность пиков отражения более высокотемпературной области слабее,



Качественный вид температурных зависимостей областей селективного отражения.

Стрелками указан видимый диапазон; а—г — кривые, соответствующие равенствам (7а)—(7г); заштрихованы температурные диапазоны работы индикатора в видимой области.

а ее температурная ширина меньше, чем у низкотемпературной. Это легко объясняется тем, что низкотемпературная область работы индикатора соответствует близлежащим максимумам отражения (7а)—(7в), а высокотемпературная — (7г). Многократный перегрев пленки приводит к повышению температуры селективного отражения, сильный перегрев (на 100–150 К) — к исчезновению высокотемпературной области. Действительно, подобное воздействие способствует созданию более однородной структуры ХЖК. Этому соответствует рост параметра a , что, согласно (7), и должно привести к подобным эффектам.

Таким образом, полученные данные объясняют наблюдаемые экспериментально факты возникновения дополнительных областей селективного отражения в ХЖК и указывают на возможность создания на их основе термодинамических индикаторов с новыми эксплуатационными характеристиками.

Литература

- [1] Беляков В. А., Сонин А. С. Оптика холестерических жидких кристаллов. М., 1982.
- [2] Жаркова Г. М., Мамаев В. П., Фокин Е. П., Хачатурян В. М., Щадрин А. И. — Изв. СО АН СССР. Сер. хим. наук, 1984, т. 3, № 8, с. 3.

Поступило в Редакцию 1 апреля 1986 г.

ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРА НА F_2^+ -ЦЕНТРАХ В КРИСТАЛЛЕ LiF

Григорьев В. А., Иванов Н. А., Иншаков Д. В., Мартынович Е. Ф.,
Хулугуров В. М.

В последнее время внимание исследователей привлекают лазеры на центрах окраски в щелочно-галогидных кристаллах. Особенно универсальными в этом отношении оказались кристаллы фтористого лития, поскольку значительная