

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

На правах рукописи  
УДК [535:530.182]:532.783

Золотько Александр Степанович

**Оптическая ориентация жидких кристаллов**

Специальность 01.04.05 – Оптика

Диссертация на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Москва 2015

## ОГЛАВЛЕНИЕ

	ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА I.	СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ПЕРЕХОД ФРЕДЕРИКСА В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ.....	21
1.1.	Основные свойства оптической ориентации прозрачных нематических жидких кристаллов.....	21
1.2.	Самофокусировка светового пучка в НЖК .....	33
1.3.	Влияние пространственной ограниченности светового пучка на динамику светоиндуцированного перехода Фредерикса.....	45
1.4.	Автоколебания директора НЖК в поле обыкновенной световой волны.....	62
1.5.	Взаимодействие НЖК со светом циркулярной поляризации.....	67
	Заключение по главе I.....	74
ГЛАВА II.	САМОВОЗДЕЙСТВИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ.....	76
2.1.	Поляризация абберационной картины самофокусировки.....	76
2.2.	Форма абберационной картины.....	84
2.3.	Взаимодействие светового пучка с НЖК в присутствии электрического постоянного поля.....	95
2.4.	Расчет абберационной картины в НЖК в присутствии постоянного электрического поля.....	104
	Заключение по главе II.....	116
ГЛАВА III.	ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОЙ И СМЕКТИЧЕСКОЙ ФАЗАХ И В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ.....	118
3.1.	Взаимодействие светового пучка с холестерическими жидкими кристаллами.....	118
3.2.	Светоиндуцированные структуры в смектической фазе и в области фазового перехода смектик–нематик.....	129
3.3.	Структуры поля директора в области фазового перехода нематик–	

	изотропная жидкость.....	136
	Заключение по главе III.....	144
ГЛАВА IV.	СВЕТОИНДУЦИРОВАННАЯ ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ ДИРЕКТОРА В ПОГЛОЩАЮЩИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ	145
4.1.	Светоиндуцированная переориентация директора в нематических жидких кристаллах с примесью азосоединений.....	152
4.2.	Светоиндуцированная переориентация директора в нематических жидких кристаллах с примесью высокомолекулярных соединений	158
4.3.	Ориентационный переход первого рода и собственная оптическая бистабильность НЖК.....	163
4.4.	О механизме светоиндуцированной переориентации директора поглощающих нематических жидких кристаллов .....	169
4.5.	Ориентационные переходы первого рода в НЖК в пространственно ограниченном световом пучке и низкочастотном электрическом поле.....	175
4.6.	Запоминаемая переориентация директора в жидких кристаллах ....	182
	Заключение по главе IV.....	191
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	193
	ЛИТЕРАТУРА.....	196

## ВВЕДЕНИЕ

Жидкокристаллические фазы занимают промежуточное положение между обычной изотропной жидкостью, не обладающей дальним порядком в пространственном расположении молекул и их преимущественной ориентацией, и кристаллическими фазами, характеризующимися дальним трехмерным трансляционным порядком [1–8].

Жидкие кристаллы (ЖК) в настоящее время широко применяются в устройствах отображения оптической информации и электрооптических модуляторах света [9, 10], используются для визуализации температурных полей [11], медицинской диагностики [10], управления световыми полями с помощью фотоннокристаллических структур [12] и т.д. Они рассматриваются как перспективные материалы для лазеров с распределенной обратной связью [13] и терагерцовой техники [14]. ЖК структуры часто встречаются в биологических тканях [15–17].

Жидкокристаллические фазы подразделяются на нематические, холестерические и смектические.

Простейшая жидкокристаллическая фаза – нематическая (рис. В1а) – образована удлиненными органическими молекулами, локально выстраивающимися преимущественно в одном направлении, характеризуемом полем единичного вектора (директора)  $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ . Деформация поля директора нематического жидкого кристалла (НЖК) приводит к действию упругих сил, стремящихся восстановить его однородность. Степень ориентационной упорядоченности описывается скалярным параметром порядка  $S$ , изменяющимся от нуля (в предельном случае изотропной жидкости) до единицы (в предельном случае идеальной ориентации всех молекул вдоль директора).

Так как НЖК представляет собой одноосную среду, его оптические свойства аналогичны таковым обычного одноосного кристалла (оптическая ось параллельна директору  $\mathbf{n}$ ). Продольная и поперечная компоненты тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{\parallel}$  и  $\epsilon_{\perp}$  зависят от параметра порядка  $S$ ; величина оптической анизотропии НЖК  $\sqrt{\epsilon_{\parallel}} - \sqrt{\epsilon_{\perp}}$  велика и достигает  $\sim 0.2$ .

Холестерические жидкие кристаллы (ХЖК, рис. В1б) состоят из хиральных молекул или содержат примеси таких молекул. Поэтому равновесное поле директора ХЖК не является пространственно однородным, а представляет собой геликоидальную (спиральную) структуру – при перемещении вдоль оси спирали директор  $\mathbf{n}$  поворачивается, оставаясь перпендикулярным этой оси; расстояние  $p$ ,

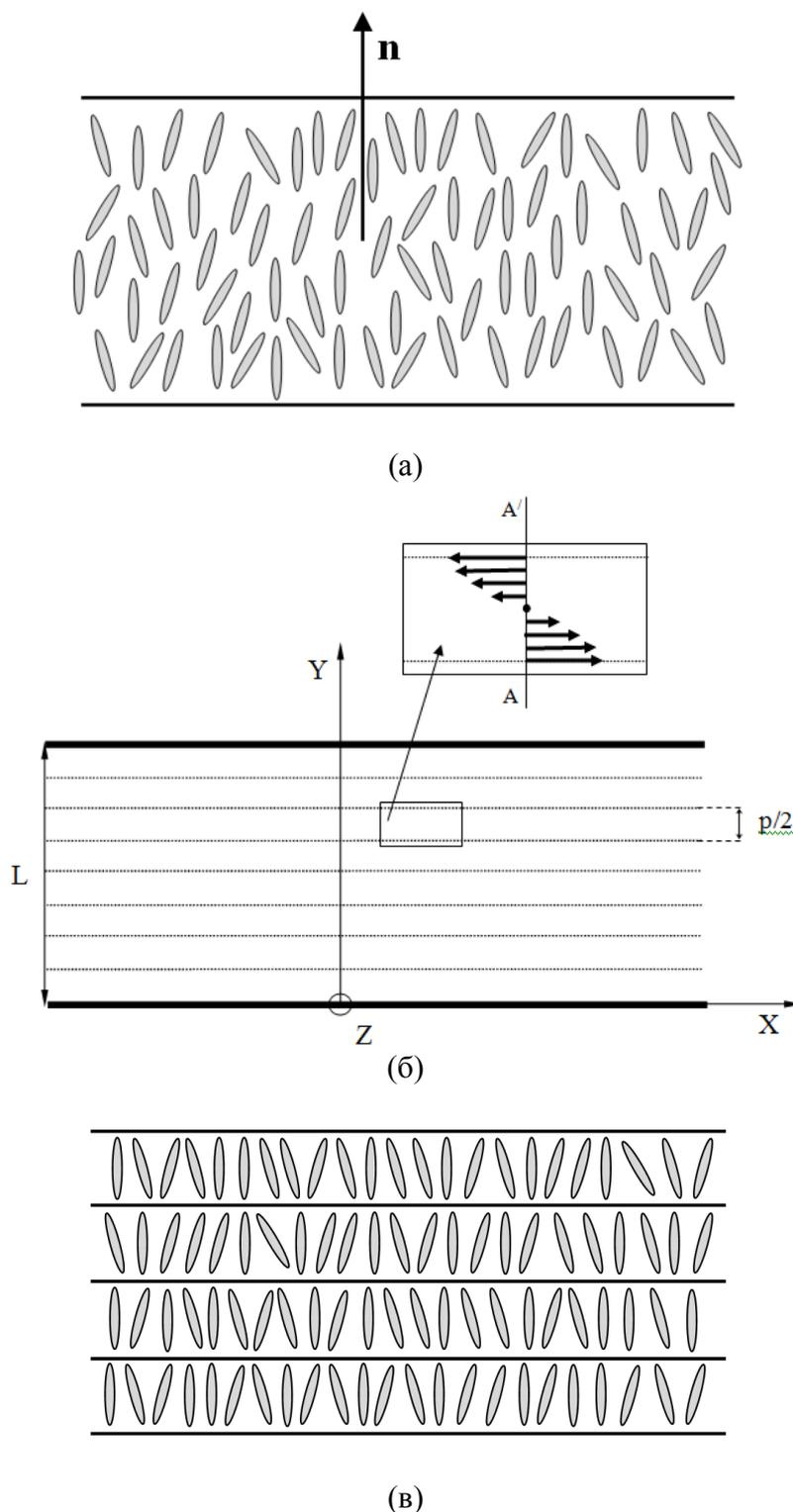


Рис. В1. (а) Расположение и ориентации молекул в нематической фазе,  $\mathbf{n}$  – директор нематического жидкого кристалла; (б) Схематическое изображение поля директора в холестерическом жидком кристалле:  $L$  – толщина кристалла,  $p$  – шаг спирали холестерика. Ось  $Y$  и отрезок  $AA'$  (на вставке) параллельны оси холестерической спирали. На стенках кристалла директор  $\mathbf{n}$  параллелен оси  $X$ , пространственная зависимость компонент директора описывается выражениями:  $n_x = \cos(2\pi y / p)$ ,  $n_y = 0$ ,  $n_z = \sin(2\pi y / p)$ ; (в) Изображение расположения и ориентации молекул в смектической фазе

на котором директор поворачивается на  $360^\circ$ , называется шагом спирали. Так как ХЖК является одномерной периодической структурой (фотонным кристаллом с периодом  $p/2$ ), то для него характерен эффект брэгговской дифракции [18–20].

Смектическая  $A$  фаза состоит из молекулярных слоев (рис. В1в). В каждом слое смектического жидкого кристалла (СЖК) молекулы преимущественно ориентированы вдоль нормали к слою; центры молекул внутри слоя не имеют дальнего порядка. С оптической точки зрения смектики  $A$ , как и нематики, являются одноосными кристаллами. Строение многочисленных более сложных жидкокристаллических фаз описано в [2, 7].

Жидкие кристаллы относятся к так называемой “мягкой материи” (soft matter) [8, 21], для которой характерна чрезвычайно высокая восприимчивость к разнообразным внешним воздействиям. Именно эта восприимчивость, в сочетании с большой анизотропией, обеспечивает уникальность и разнообразие свойств жидких кристаллов и возможность их применений. Например, нагрев ХЖК вызывает изменение шага холестерической спирали, что позволяет изготавливать простые термометры на основе изменения максимума брэгговского отражения.

Наиболее интересными с практической точки зрения, являются эффекты взаимодействия ЖК с внешними полями.

Впервые влияние магнитного поля на нематическую фазу ЖК было отмечено еще одним из первооткрывателей жидких кристаллов О. Леманом [22]. История первых исследований взаимодействия магнитных и электрических полей с жидкокристаллическими фазами изложена в [23].

В изучении взаимодействия ЖК с низкочастотными полями важная роль принадлежит российскому и советскому ученому В.К. Фредериксу. К началу его исследований было “известно из многочисленных наблюдений, что магнитное поле меняет ориентацию оптической оси жидкой пластинки” ([24], с. 184). При этом “влияние магнитного поля на ориентацию анизотропного жидкого слоя изучалось очень много качественно и весьма мало количественно” ([24], с. 186).

В работах В.К. Фредерикса и сотрудников [24, 25] было количественно исследовано взаимодействие НЖК с магнитным полем при контролируемых граничных условиях. Жидкокристаллическое вещество помещалось между плоским и часовым стеклами (рис. В2), что позволяло исследовать влияние толщины слоя  $L$  на переориентацию директора. Магнитное поле  $\mathbf{H}$  было параллельно или перпендикулярно невозмущенному директору  $\mathbf{n}_0$ .

При наблюдении гомеотропно ориентированного образца (рис. В2а) в скрещенных поляризаторах в отсутствие магнитного поля образец был затемнен. В магнитном поле,

перпендикулярном плоскости слоя ( $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}_0$ ), никаких изменений не происходило. Если же поле было параллельно слою ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}_0$ ), то на периферии образца появлялись интерференционные кольца. (рис. В3). С увеличением поля область деформации сдвигалась к центру. Полученные результаты свидетельствуют о повороте директора в просветлявшейся (деформированной) части образца. Эта переориентация (переход Фредерикса) является пороговой, причем пороговое поле оказалось обратно пропорциональным толщине слоя  $H_{\text{пор}} \sim 1/L$ . Аналогичные результаты были получены для планарно ориентированных (рис. В2б) образцов. В качестве причины ориентирующего действия магнитного поля определённо указана анизотропия магнитной проницаемости (для НЖК эта анизотропия является положительной,  $\Delta\mu > 0$ , что и обеспечивает поворот директора параллельно магнитному полю).

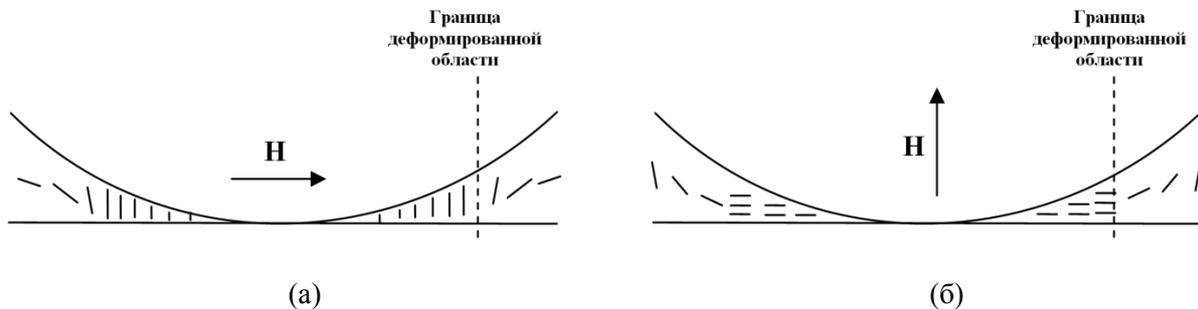
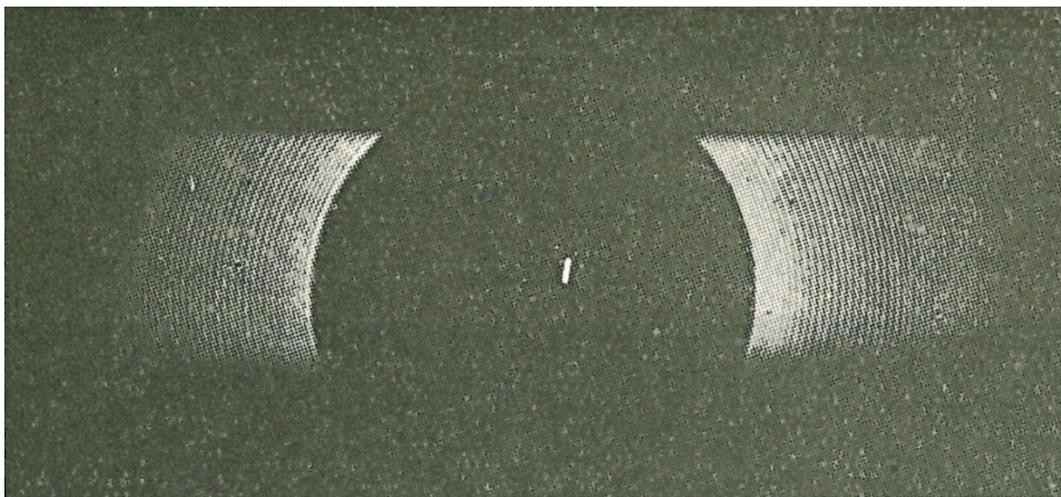


Рис. В2. Характер переориентации директора (а) гомеотропного образца НЖК (невозмущенный директор  $\mathbf{n}_0$  перпендикулярен плоскости жидкокристаллического слоя) и (б) планарного образца НЖК (директор  $\mathbf{n}_0$  параллелен плоскости жидкокристаллического слоя) согласно работе [24].

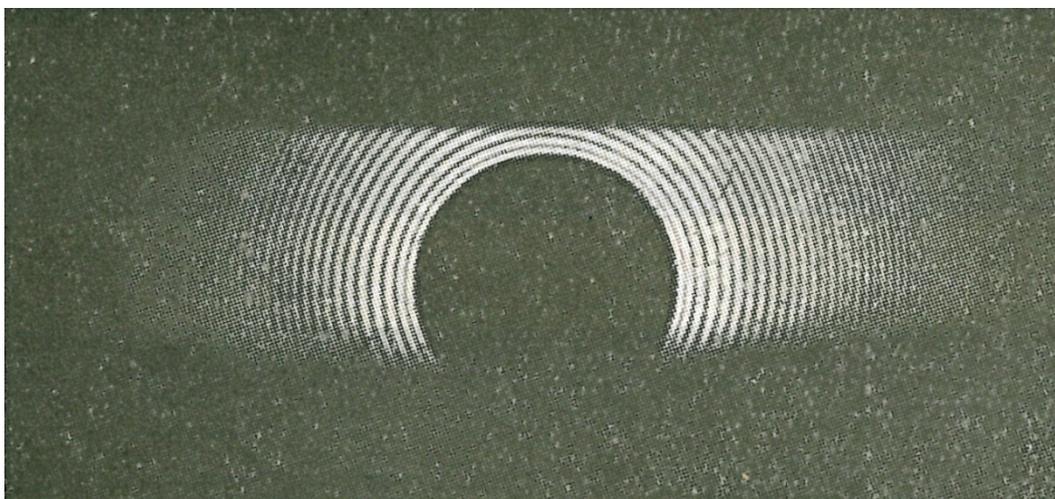
В [24] также была впервые зарегистрирована переориентация директора холестерика, индуцированная магнитным полем. В случае смектика действие поля не проявлялось. Однако если температура повышалась до изотропной фазы, то при охлаждении в магнитном поле 18000 Гаусс возникла гомеотропная (параллельная  $\mathbf{H}$ ) ориентация.

Первое упоминание об ориентации НЖК в электрическом поле содержится, по-видимому, в работе Ж. Фриделя, опубликованной в 1922 году [23]. В [26] было показано, что нематики с положительной и отрицательной диэлектрической анизотропией ориентируются, соответственно, параллельно и перпендикулярно электрическому полю.

В работах В.К. Фредерикса и В.Н. Цветкова было установлено, что пороговое поле переориентации директора в электрическом поле  $E_{\text{пор}}$  подчиняется тому же закону  $E_{\text{пор}} \sim 1/L$ , что и в магнитном [27]. При достаточно низких частотах поля ( $\leq 10^5$  Гц) впервые наблюдалась электрогидродинамическая неустойчивость [28].



(a)



(б)

Рис. В3. Фотографии [24] гомеотропно ориентированного образца пара-аутоксизензалазина в магнитном поле  $H =$  (а) 2000 и (б) 8300 Гс.

К первой половине 70-х годов прошлого века картина ориентационного взаимодействия низкочастотных полей с ЖК [1–5, 29, 30] была полностью выяснена. Были детально экспериментально исследованы и, с помощью континуальной теории, теоретически описаны стационарные деформации поля директора и динамика их развития при различных геометриях взаимодействия внешних полей и директора НЖК. В частности, были исследованы режимы поведения директора при переходе Фредерикса в гомеотропно ориентированном НЖК под действием вращающегося магнитного поля; было показано, что в быстро вращающемся поле порог перехода возрастает в  $\sqrt{2}$  раз [30]. Была также подробно исследована электрогидродинамическая неустойчивость (неустойчивость поля директора, связанная с анизотропией электропроводности) [1,3,5].

Переходы Фредерикса рассматривались (начиная с работы [31]) как ориентационные

фазовые переходы второго рода; при этом параметром порядка был угол поворота директора, а аналогом температуры – квадрат воздействующего поля. Единственным исключением здесь является переход Фредерикса в электрическом поле, параллельном плоскости жидкокристаллического слоя, который при определенных условиях может быть переходом первого рода [32, 33]. Интересно заметить, что такая геометрия взаимодействия электрического поля и НЖК рассматривалась уже после обнаружения и исследования перехода Фредерикса в световом поле и была, по-видимому, ими инициирована.

Переориентация директора НЖК в низкочастотном электрическом поле, обусловленная анизотропией диэлектрической проницаемости, лежит в основе работы большинства современных жидкокристаллических дисплеев и электрооптических модуляторов.

Сильное влияние низкочастотных полей проявляется также в холестерической и смектической фазх. Так, воздействие низкочастотных полей, перпендикулярных к оси холестерической спирали, приводит к ее раскрутке. В ХЖК и СЖК под действием электрического поля, параллельного оси холестерической спирали (или нормали к смектическим слоям), возникают периодические структуры (неустойчивость Хельффриха) [1, 2].

Хотя оптические методы исследования использовались с самого начала изучения ЖК (см., например [22]), первые исследования взаимодействия света с ЖК были опубликованы только в 70-х годах 20-го века. Первым нелинейно-оптическим эффектом, исследованным в ЖК, является, по-видимому, генерация третьей гармоники в холестерическом жидком кристалле [34]. Пространственно–периодическая структура этой жидкокристаллической фазы позволила впервые реализовать выполнение условия фазового синхронизма за счет вектора обратной решетки. В [35] наблюдалось светоиндуцированное изменение шага спирали холестерика, состоящего из фотоконформационно активных азомолекул. Такое изменение приводило к сдвигу полосы брэгговского отражения. В смектической фазе наблюдался эффект Кана [36] – разрушение однородной оптически прозрачной структуры смектического слоя после его лазерного нагрева до изотропной фазы и последующего охлаждения. Этот эффект исследовался в образцах с искусственно увеличенным поглощением.

Для планарно ориентированного ЖК в нематической фазе наблюдались эффекты тепловых абберационных самофокусировки и самодефокусировки (в зависимости от поляризации падающего света) [37]. В [38] наблюдалась переориентация директора, связанная со светоиндуцированным изменением ориентирующих свойств поверхности. Изменение оси легкого ориентирования происходило из-за цис-транс фотоизомеризации азомолекул, заранее внедренных в поверхностный слой.

Значительный интерес привлекли работы по ориентационному взаимодействию импульсного излучения с изотропной фазой ЖК вблизи перехода в нематическую фазу [39–41].

Было обнаружено, что при приближении температуры к точке фазового перехода керровская нелинейность и время ее релаксации резко возрастают. Используя эту нелинейность, были впервые получены количественные экспериментальные результаты по нестационарной самофокусировке световых пучков.

Подробный анализ ранних работ по взаимодействию света с жидкокристаллическими фазами содержится в обзоре [42]. Мы далее сосредоточимся на эффектах воздействия света на ориентацию жидкокристаллических фаз.

Такие эффекты сначала рассматривались в ряде теоретических работ. В [43] исследовалось воздействие циркулярно поляризованного света на холестерическую спираль; было установлено, что шаг спирали под воздействием света должен увеличиваться. В [44] показано, что световое поле двух встречных циркулярно поляризованных волн может наводить в НЖК спиральную структуру поля директора. В [45] анализировалось взаимодействие директора планарно ориентированного НЖК с суперпозицией нормально падающих необыкновенной и обыкновенной волн. Были рассчитаны деформация поля директора и изменение светового поля. В [46] рассматривалось взаимодействие с гомеотропно и планарно ориентированными НЖК двух почти параллельных световых пучков. При этом предполагалось, что к НЖК приложено магнитное поле, величина которого превышала порог перехода Фредерикса. Было установлено, в частности, что при падении слабого и сильного световых пучков, благодаря эффекту самодифракции, должно наблюдаться двукратное усиление слабого светового пучка при весьма малой плотности мощности сильного светового пучка (накачки)  $\sim 0.1 \text{ Вт/см}^2$  при наклонном падении пучков и  $\sim 1 \text{ Вт/см}^2$  при нормальном падении. В [47] был предсказан эффект вынужденного рассеяния света в НЖК, обусловленный переориентацией директора (впоследствии этот эффект экспериментально наблюдался в световом импульсе рубинового лазера [48]).

Первые экспериментальные работы, в которых была зарегистрирована светоиндуцированная переориентация директора НЖК, опубликованы только в 1980 году. Это обстоятельство представляется достаточно удивительным, учитывая, что непрерывные газовые лазеры появились почти двадцать лет ранее.

В [49] наблюдался эффект безабберационной ориентационной самофокусировки светового пучка гелий-неонового лазера ( $\sim 50 \text{ Вт/см}^2$ ) в планарно ориентированном образце толщиной 60 мкм. В теоретической части работы [49] (а также в [50]) была рассчитана ориентационная оптическая нелинейность в поле наклонно падающей на планарный НЖК необыкновенной волны, что соответствовало геометрии эксперимента. Измеренная величина эффективной константы нелинейности  $\varepsilon_2$  (определяемой соотношением  $\delta\varepsilon = 0.5\varepsilon_2|E|^2$ , где  $\delta\varepsilon$  – светоиндуцированное изменение диэлектрической проницаемости,  $E$  – световое поле)

составила  $\varepsilon_2 = 0.14 \text{ см}^2/\text{эрг}$ , что на девять порядков превышает нелинейность сероуглерода. Отметим, что если определить константу нелинейности  $n_2$  соотношением

$$\Delta n = n_2 I$$

(где  $I$  – плотность мощности световой волны), то в условиях эксперимента [49]  $n_2 = 10^{-4} \text{ см}^2/\text{Вт}$ . При этом само светоиндуцированное изменение показателя преломления составляло  $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ .

В нашей работе [51\*] (здесь и далее работы, в которых опубликованы основные результаты диссертации, отмечены звездочкой), было исследовано взаимодействие света с гомеотропно ориентированным НЖК ОЦБФ (октил цианобифенил) при различных геометриях взаимодействия световой волны и директора НЖК (а именно, при различных углах ее падения и различной поляризации). В качестве источника излучения использовался аргоновый лазер.

В [51\*] впервые наблюдался светоиндуцированный переход Фредерикса (СПФ) – пороговая переориентация директора НЖК  $\mathbf{n}$  при взаимно перпендикулярном начальном расположении  $\mathbf{n}$  и светового поля  $\mathbf{E}$ . При нормальном падении на НЖК линейно поляризованного светового пучка с надпороговой мощностью, как и в случае перехода Фредерикса в низкочастотных полях, происходило монотонное увеличение угла поворота директора (вплоть до достижения стационарного состояния). При этом зависимость  $E_{\text{пор}} \sim 1/L$  не выполнялась.

При наклонном падении обыкновенной волны возникали колебательные режимы эволюции директора НЖК и светового поля, т.е. проявлялся принципиально новый эффект, не имеющий аналога в случае низкочастотных полей.

Светоиндуцированное изменение показателя преломления в эксперименте [51\*] достигало  $\sim 0.15$ , что соответствует практически полному повороту директора параллельно световому полю.

Эксперимент [51\*] показал, что СПФ сопровождается абберационной самофокусировкой светового пучка – в дальней зоне, помимо уширения светового пучка, в его поперечном сечении возникает система концентрических (абберационных) колец (число колец достигало значения  $N \sim 40$ ). При этом, в отличие от абберационного самовоздействия света в изотропных жидкостях [52], кольцевая картина вытянута в направлении, перпендикулярном плоскости поляризации падающего света, а поляризация картины сильно трансформируется.

После работы [51\*] стало ясно, что оптическая ориентация директора НЖК, наряду с общими чертами с переориентацией директора НЖК в низкочастотных полях (порог при взаимно перпендикулярной ориентации светового поля  $\mathbf{E}$  и невозмущенного директора  $\mathbf{n}_0$ ), имеет и принципиальные отличия (например, колебания директора). Эти отличия, очевидно,

связаны с проявлением волновых свойств света, возникающим из-за малости длины световой волны ( $\lambda \sim 0.5$  мкм) по сравнению с толщиной ЖК слоя ( $L \sim 10\text{--}100$  мкм). При распространении световых волн в ЖК, являющемся сильно анизотропной и (при деформации директора) неоднородной средой, должна сильно изменяться поляризация света, что, естественно, должно модифицировать оптическую ориентацию.

Отметим, что первые экспериментальные работы [49, 51\*], в которых наблюдалась светоиндуцированная переориентация директора, а также работа [53], в которой наблюдалась самодифракция, предсказанная в [46], стимулировали интенсивное развитие нелинейной оптики жидких кристаллов.

**Общей целью** диссертационной работы стало выяснение специфических свойств оптической ориентации жидких кристаллов и связанных с ней трансформаций световых пучков.

Достижение этой цели предполагало решение следующих **задач**:

1. Установление закономерностей ориентационного воздействия света на прозрачные НЖК.
2. Выяснение характерных черт трансформации световых пучков в жидких кристаллах.
3. Изучение комбинированного воздействия света и низкочастотного электрического поля на НЖК.
4. Поиск эффектов оптической ориентации в поглощающих жидких кристаллах.
5. Поиск возможностей реализации бистабильности НЖК и ориентационных переходов первого рода в присутствии светового поля.

Первые две задачи непосредственно следует из изложенного выше. При комбинированном воздействии на НЖК светового и низкочастотного электрического полей следовало ожидать усиления восприимчивости НЖК к каждому из полей. Следовало также ожидать влияния поглощения света на ориентационные эффекты. Такое влияние может проявляться как через нагрев жидких кристаллов и изменение их фазового состояния, так и через влияние возбужденных состояний молекул на структуру ЖК.

Отдельно следует выделить вопрос о бистабильности НЖК и ориентационных переходах первого рода в присутствии светового поля. Проявление эффектов такого типа следовало ожидать, в связи с сильным, как было отмечено выше, влиянием ЖК на световое поле. Помимо общефизического интереса, бистабильности и переходы первого рода могут быть востребованы в приложениях.

Сформулированные выше задачи стали основой для плана исследований, результаты которых положены в основу диссертации. Естественно, все эти задачи тесно взаимосвязаны и их постановка в определенной степени конкретизировалась в ходе выполнения работы,

В диссертации представлены результаты исследований взаимодействия света с жидкими кристаллами, выполненные автором в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН с 1980 по 2012 год.

В **первой главе** диссертации представлены основные результаты исследования ориентационных нелинейнооптических эффектов в непоглощающих НЖК, обусловленных анизотропией их диэлектрической проницаемости.

Изложены результаты первых экспериментальных исследований СПФ [51\*, 54\*–56\*], показавших, в частности, принципиальное отличие светоиндуцированной переориентации директора НЖК от ориентационных эффектов в низкочастотных полях.

Рассчитан порог СПФ в световом пучке [57\*]; показано, что экспериментально наблюдавшееся отклонение от закона  $E_{\text{пор}} \sim 1/L$  обусловлено упругими силами, связанными с поперечной (по отношению к оси светового пучка) деформацией поля директора. Рассчитано надпороговое поле директора при СПФ и с его помощью определены основные параметры абберрационной самофокусировки.

Установлены особенности переориентации и релаксации поля директора в световом пучке [58\*, 59\*]. Показано, что ограниченность светового пучка приводит к нелинейной зависимости скоростей переориентации и релаксации от мощности светового пучка.

Экспериментально [60\*] и теоретически [60\*–62\*] исследованы колебания директора НЖК в световом поле обыкновенной поляризации. Развита теория эффекта, основанная на учете влияния деформации поля директора на световое поле.

Исследован СПФ под действием циркулярно поляризованного светового пучка [63\*, 64\*]. Развита теория, объясняющая трансформацию СПФ второго рода в линейно поляризованном свете в ориентационный переход первого рода в циркулярно поляризованном поле, обнаруженную в [65].

**Вторая глава** посвящена исследованию эффектов самовоздействия световых пучков в НЖК. Исследуются явления, связанные с чисто оптической ориентацией НЖК, а также эффекты, возникающие при комбинированном воздействии на НЖК светового пучка и постоянного электрического поля.

Экспериментально и теоретически изучен новый эффект нелинейной оптической активности, связанный с нелинейной рефракцией лучей светового пучка и влиянием поворота директора НЖК на энергообмен необыкновенной и обыкновенной волн [58\*, 66\*–68\*].

Исследована форма абберационной картины в прошедшем через НЖК световом пучке при СПФ [69\*], а также при отражении светового пучка от НЖК [69\*–71\*]. Установлено, что абберационная картина в прошедшем световом пучке вытянута в направлении, перпендикулярном плоскости поляризации. Показано, что вытянутость абберационной картины при СПФ обусловлена различием упругих постоянных Франка НЖК. Картина в отраженном световом пучке имеет асимметричную форму, что связано с двукратным прохождением света через деформированный НЖК,

Представлен краткий обзор предшествующих работ по фоторефрактивному эффекту [72–74] в НЖК.

Экспериментально исследовано самовоздействие света в чистой (нелегированной) нематической матрице ЖКМ-1277 и в этой матрице с примесью красителей [75\*–78\*] в присутствии постоянного поля. Установлено, что абберационная картина светового пучка в дальней зоне принципиально отличается от системы концентрических колец и зависит от геометрии эксперимента, полярности и величины внешнего поля, мощности и длины волны светового пучка.

Развита простая модель самовоздействия светового пучка в НЖК, основанная на снятии экранировки постоянного поля световым пучком [78\*].

В **третьей главе** представлены результаты исследования взаимодействия света с холестерической и смектической фазами, а также с жидкими кристаллами в области фазовых переходов смектик–нематик и нематик–изотропная фаза.

Исследованы впервые наблюдавшихся двумерные светоиндуцированные периодические структуры в толстых (толщина кристалла значительно больше шага спирали) образцах планарно ориентированных фотоконформационно активного и фотоконформационно стабильного примесных холестериков [79<sup>x</sup>-81<sup>x</sup>], а также особенности диффракции света на таких решетках.

Показано, что решетки образуются из-за изменения шага холестерической спирали при фотоконформационных переходах молекул ХЖК или нагреве.

Экспериментально исследовано взаимодействие светового пучка с НЖК ОЦБФ в смектической фазе и в области перехода смектик–нематик [82\*–86\*].

Установлено, что световая волна не приводит к переориентации директора смектической фазы, связанной с анизотропией диэлектрической проницаемости. Воздействие света на жидкий кристалл ОЦБФ в смектической фазе обусловлено нагревом до нематической и изотропной фаз.

Исследовано взаимодействие светового пучка с НЖК вблизи фазового перехода нематик–изотропная жидкость [87\*, 88\*]. Показано, что из-за нагрева НЖК световым пучком

происходит переход в изотропную фазу и формированию аксиально-симметричных анизотропных структур за счет переориентации директора на границе раздела фаз.

**Четвертая глава** диссертации посвящена исследованию процессов оптической ориентации, в которых принципиальную роль играет поглощение света.

Приведен краткий обзор работ о светоиндуцированной переориентации директора НЖК с примесью красителей [89–90].

Представлены результаты исследования [91\*–93\*] взаимодействия света с НЖК с примесью азосоединений, т.е. веществ содержащих азомостик  $N=N$ .

Установлено, что направление светоиндуцированной переориентации директора в НЖК с примесью азокрасителей зависит от геометрии взаимодействия светового поля и директора НЖК. Это означает возникновение дополнительной обратной связи между поворотом директора и вращающим моментом. Как показали спектральные исследования [94, 95], инициированные экспериментом [91\*], наблюдавшийся эффект связан с изменением конформационного состава молекул красителей под действием света.

Исследована оптическая ориентация в НЖК с добавками высокомолекулярных соединений – гребнеобразного полимера и дендримера пятой генерации [96\*–99\*]. Эти соединения содержали азохромофоры в виде боковых фрагментов гребнеобразного полимера и терминальных фрагментов дендримера. Проведено сравнение с оптической ориентацией в НЖК с примесью низкомолекулярных азокрасителей, аналогичных по структуре этим фрагментам.

Установлено, что фактор усиления  $\eta$  вращающего момента для ЖК систем с полимером и дендримером пятой генерации существенно превышает фактор усиления для ЖК систем с низкомолекулярными красителями. Для ЖК системы с полимером получено наибольшее (по абсолютной величине) значение отношения фактора усиления к поглощению  $\eta_\alpha = \eta / (\alpha_{\parallel} + 2\alpha_{\perp}) = -2.3 \text{ см}^{-1}$ .

Представлены результаты работ [100\*, 101\*], в которых впервые наблюдался и был подробно исследован СПФ первого рода в НЖК под действием линейно поляризованной световой волны. Этот переход был реализован в планарном НЖК, содержащим примеси дендримера второй генерации с конформационно активными терминальными азофрагментами. Было установлено, что СПФ первого рода сопровождается бистабильностью поля директора в широкой области изменения мощности светового пучка  $\Delta P$  (относительная ширина области бистабильности  $\Delta P/P_{\text{пор}} \sim 0.4$ , что на порядок превышает соответствующие значения для СПФ в прозрачных НЖК в присутствии дополнительных низкочастотных полей [102, 103]). Род перехода и ширина области бистабильности могут управляться внешним низкочастотным полем и изменением поляризации света.

Установлено, что воздействие света превращает переход Фредерикса, индуцированный низкочастотным полем, из ориентационного перехода второго рода в переход первого рода.

Развита теория ориентационных переходов первого рода, хорошо согласующаяся с экспериментальными результатами.

Рассмотрен механизм светоиндуцированной переориентации директора поглощающих НЖК, основанный на нецентральности потенциала межмолекулярного взаимодействия [104\*, 96\*].

Экспериментально и теоретически исследованы ориентационные переходы первого рода в НЖК [105\*–107\*] под действием наклонно падающего пространственно ограниченного светового пучка и низкочастотного электрического поля.

Исследована запоминаемая переориентации директора НЖК, обусловленной светоиндуцированным изменением ориентирующих свойств поверхностей гомеотропно ориентированных НЖК [108\*–110\*] и СЖК [111\*].

Основные результаты работы суммированы в Заключении.

### **Новизна работы**

Большинство эффектов взаимодействия света с НЖК, рассмотренных в диссертации, в том числе, светоиндуцированный переход Фредерикса, колебания директора НЖК в световом поле, абберационная самофокусировка светового пучка в прозрачных НЖК, самовоздействие света в НЖК в присутствии постоянного электрического поля, оптическая генерация периодических структур в ХЖК, знакопеременная оптическая нелинейность в НЖК с примесью азокрасителей, оптический ориентационный фазовый переход первого рода в НЖК в линейно поляризованном световом поле, возрастание оптического вращающего момента при переходе от низкомолекулярных к высокомолекулярным поглощающим добавкам были впервые обнаружены в работах автора.

### **Научная и практическая значимость работы**

Исследования, вошедшие в диссертацию, позволили установить полную картину взаимодействия света с прозрачными НЖК в зависимости от направления распространения и поляризации световой волны. Был обнаружен и изучен светоиндуцированный переход Фредерикса – пороговая переориентация директора НЖК при взаимно перпендикулярной ориентации светового поля и директора. Выявлены принципиальные отличия в воздействии на

НЖК световых и низкочастотных полей, наиболее яркими из которых являются колебательные режимы поля директора при СПФ в обыкновенной световой волне, нелинейная зависимость скоростей переориентации и релаксации поля директора от квадрата поля и зависимость порога от ширины светового пучка.

Обнаружены новые эффекты самовоздействия света в НЖК, в том числе, нелинейная оптическая активность при нелинейной рефракции лучей в НЖК и генерация оптической катастрофы “гиперболическая омбилика” в световом пучке, прошедшем НЖК. Показано, что абберационное самовоздействие света является эффективным инструментом для исследования эффектов оптической ориентации в жидких кристаллах и их физических механизмов. В частности, регистрируя параметры абберационной картины (число абберационных колец, расходимость, интенсивность на оси, поляризацию абберационных колец) и их динамику, можно установить величину и знак светоиндуцированного показателя преломления; восстановить динамику трансформации поля директора: установить, какое воздействие света (объемное или поверхностное) вызывает переориентацию директора.

В холестерической фазе жидких кристаллов обнаружена и исследована оптическая генерация двумерных периодических структур поля директора, обусловленная изменением шага холестерической спирали при нагреве ХЖК и при фотоконформационных переходах составляющих его молекул.

В НЖК с примесью красителей обнаружена ориентационная оптическая нелинейность, величина и знак которой зависят от геометрии взаимодействия светового поля и директора НЖК. Зависимость величины нелинейности от угла между световым полем и директором НЖК позволила впервые реализовать СПФ первого рода в линейно поляризованной световой волне. Предложен механизм оптической ориентации нематических жидких кристаллов, связанный с нецентральностью межмолекулярного взаимодействия.

Установлено, что переход от низкомолекулярных поглощающих добавок к высокомолекулярным (при одинаковой концентрации хромофоров) существенно увеличивает оптический вращающий момент, действующий на директор НЖК. Для НЖК с добавкой гребнеобразного полимера получено наибольшее (по абсолютной величине) значение отношения фактора усиления к поглощению  $\eta_\alpha = \eta / (\alpha_{\parallel} + 2\alpha_{\perp}) = -2.3 \text{ см}^{-1}$ .

Наблюдавшиеся эффекты взаимодействия света с жидкими кристаллами могут использоваться для измерения макроскопических параметров НЖК, характеризующих их оптические и вязкоупругие свойства.

Ориентационные нелинейности жидких кристаллов позволяют наблюдать и исследовать нелинейнооптические эффекты в слабых световых полях.

Эффекты ориентационного взаимодействия света с прозрачными и поглощающими НЖК (в том числе, в присутствии постоянного поля), в частности эффекты оптической бистабильности, представляют интерес для создания чисто оптических модуляторов, оптических ограничителей, приборов для усиления световых пучков.

Аксиально симметричные структуры, возникающие при фазовом переходе нематик–изотропная жидкость, могут быть использованы для генерации оптических вихрей.

Выяснение характера и механизмов взаимодействия света с простейшими жидкокристаллическими фазами (нематической и холестерической) образует фундамент для исследования возможности нелинейнооптических эффектов в более сложных мезофазах (например, в полимерных жидкокристаллическими фазах, жидкокристаллических фазах в биологических объектах).

### **Личный вклад автора**

Эксперименты по изучению взаимодействия света с прозрачными НЖК, с холестерическими и смектическими жидкими кристаллами, с НЖК в области температурных фазовых переходов и первые эксперименты по исследованию взаимодействия света с НЖК в присутствии постоянного поля были проведены совместно с В.Ф. Китаевой. Ряд экспериментов по взаимодействию НЖК со светом циркулярной поляризации были выполнены совместно с В.Ю. Федоровичем. Остальные экспериментальные исследования были выполнены под руководством автора или лично автором. Автор внес определяющий вклад в разработку моделей взаимодействия света с НЖК.

### **На защиту выносятся следующие положения.**

1. В нематической фазе жидких кристаллах под действием света происходит фазовый переход, аналогичный переходу Фредерикса в низкочастотных электрических и магнитных полях и отвечающий изменению преимущественного направления молекул (директора). Переход имеет пороговый характер при невозмущенной ориентации директора кристалла, перпендикулярной вектору светового поля. Светоиндуцированный переход качественно отличается от перехода в низкочастотных полях: возникают колебания поля директора в обыкновенной световой волне, скорости переориентации и релаксации директора нелинейно зависят от мощности светового пучка.

2. Ориентационное взаимодействие светового пучка с плотностью мощности  $10^3$  Вт/см<sup>2</sup> с НЖК приводит к его абберационной самофокусировке и нелинейной оптической активности,
3. При прохождении светового пучка через НЖК, находящийся под воздействием статического электрического поля, происходит снятие его экранировки, приводящее к деформации поля директора и самовоздействию светового пучка. При этом трансформация светового пучка принципиально отличается от таковой в отсутствие постоянного поля, расходимость теряет симметрию.
4. В холестерических жидких кристаллах (ХЖК) самовоздействие света при плотности мощности  $\sim 10^3$  Вт/см<sup>2</sup> приводит к развитию дифракционной картине, обусловленной светоиндуцированными двумерными периодическими структурами, возникающими из-за изменения шага холестерической спирали при фото-конформационных внутримолекулярных переходах вещества ХЖК.
5. Установлено, что оптический вращающий момент, индуцируемый в нематической матрице высокомолекулярными соединениями, в несколько раз превышает момент, индуцируемый низкомолекулярными красителями. Добавка 0.5% гребнеобразного полимера повышает коэффициент нелинейности нематической матрицы в 60 раз.
6. При нормальном падении световой волны на НЖК происходит ориентационный фазовый переход первого рода, обладающий широкой областью бистабильности поля директора. Переход наблюдался в НЖК с примесью дендримера. Род оптического перехода может переключаться при изменении поляризации света или добавлении низкочастотного поля. Воздействие света трансформирует переход второго рода, происходящий при изменении низкочастотного поля, в переход первого рода.

**Достоверность и обоснованность результатов**, полученных в диссертации, основана на большом количестве измерений, неоднократно выполненных с разными образцами, и соответствии экспериментальных данных результатам расчетов.

### **Апробация работы и публикации**

Основные результаты диссертации докладывались на VII Вавиловской конференции (Новосибирск, 1982), XI Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике (Ереван, 1982), Международной конференции и школе “Лазеры и применения” (Бухарест, Румыния, 1982), Международном симпозиуме “ Синергетика и кооперативные явления в твердых телах и макромолекулах ” (Таллин, 1982), XIX Всесоюзном съезде по спектроскопии

(Томск, 1983), 4-й международной школе по когерентной оптике (Бехин, Чехословакия, 1983), XIII Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике (Минск, 1988), II Всесоюзном семинаре “Оптика жидких кристаллов” (Красноярск, 1990), 10-й конференции по конденсированным средам (Лиссабон, Португалия, 1990), V Международном семинаре по оптике жидких кристаллов (Шиофок, Венгрия, 1993), VI Международном семинаре по оптике жидких кристаллов (Ле Туке, Франция, 1995), 16-й международной конференции по жидким кристаллам (Кент, США, 1996), VII Международном семинаре по оптике жидких кристаллов (Хеппенхайм, Германия, 1997), XVI Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике (Москва, 1998), Международной конференции по нелинейной спектроскопии рассеяния света (19-е Европейское совещание по КАРС) (Москва, 2000), XVII Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике (Минск, Беларусь, 2001), Международной конференции по квантовой электронике (Москва, 2002), Научной сессии МИФИ (Москва, 2003), 10-й Международной конференции по нелинейной оптике жидких и фоторефрактивных кристаллов (Алушта, Украина, 2004), Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике (Санкт-Петербург, 2005), XI Международном семинаре по оптике жидких кристаллов (Клеарвотер, США, 2005), VI Международной конференции “Лазерная физика и оптические технологии” (Гродно, Беларусь, 2006), Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике (Минск, Беларусь, 2007), XII Международном семинаре по оптике жидких кристаллов (Пуэбла, Мексика, 2007), 22-й международной конференции по жидким кристаллам (Чеджу, Корея, 2008), 2-м Международном совещании по жидким кристаллам для фотоники (Кембридж, Великобритания, 2008), 10-й Европейской конференции по жидким кристаллам (Кольмар, Франция, 2009), XIII Международном семинаре по оптике жидких кристаллов (Эриче, Италия, 2009), 5-й Всероссийской Каргинской конференции “Полимеры-2010 ” (Москва, 2010), Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике (Казань, 2010).

Основные результаты опубликованы в 50 статьях в рецензируемых журналах и других публикациях, индексируемых в базе данных Web of Science:

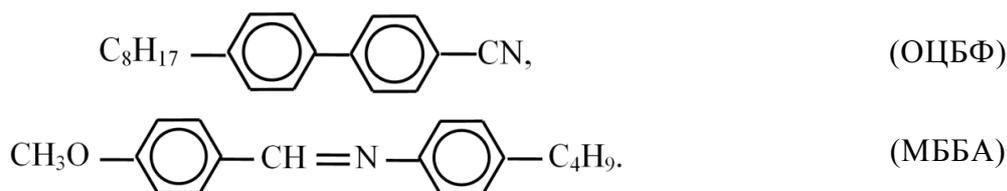
# ГЛАВА I. СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ПЕРЕХОД ФРЕДЕРИКСА В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

## 1.1. Основные свойства оптической ориентации прозрачных нематических жидких кристаллов

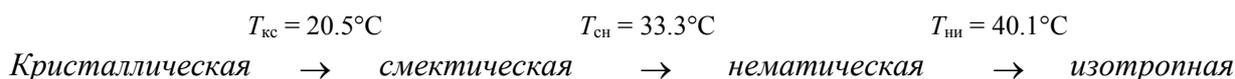
В данном параграфе представлены результаты первых экспериментов по наблюдению и исследованию светоиндуцированной переориентации директора НЖК [51\*, 54\*–56\*].

### 1.1.1. Экспериментальные образцы и схема эксперимента

Структурные формулы исследовавшихся жидкокристаллических материалов ОЦБФ (октил-циано-бифенил) и МББА (4-метоксибензилиден-4'-бутиланилин) имеют вид:



Жидкий кристалл ОЦБФ имеет следующую последовательность фаз [112]:



Оптические и упругие свойства ОЦБФ описаны в [112, 113].

Последовательность фаз жидкого кристалла МББА имеет вид [114]



Показатели преломления МББА, используемые далее в расчетах, были измерены в ЦИФИ ВАН. Упругие постоянные МББА приведены в [114].

Жидкокристаллические ячейки, изготовленные в ЦИФИ ВАН, состояли из двух круглых стеклянных пластинок, разделённых тефлоновой прокладкой (толщиной  $L = 150$  или  $50$  мкм). Гомеотропная ориентация достигалась обработкой пластин раствором ЦТАБ

(цетилтриметиламмониевый бромид) [115]. Жидкокристаллическая ячейка помещалась в медную камеру, температура которой задавалась термостатом U-10 (VEB MLW, ГДР).

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.1. Линейно поляризованный световой пучок (низшая поперечная мода,  $\lambda = 515$  или  $488$  нм) аргонового лазера непрерывного действия отражался от поворотного зеркала З, проходил через двойной ромб Френеля (ДФР) и фокусировался в жидкокристаллическую ячейку линзой Л. В экспериментах с кристаллом ОЦБФ использовался лазер “Спектра-физикс” (США) (фокусное расстояние линзы составляло  $f = 210$  мм), в экспериментах с МББА – лазер ИЛА-120 (Карл Цейсс, ГДР) ( $f = 270$  мм). Двойной ромб Френеля позволял изменять направление линейной поляризации светового пучка; ромб Френеля (РФ) или четвертьволновая пластинка позволяли получать циркулярную поляризацию.

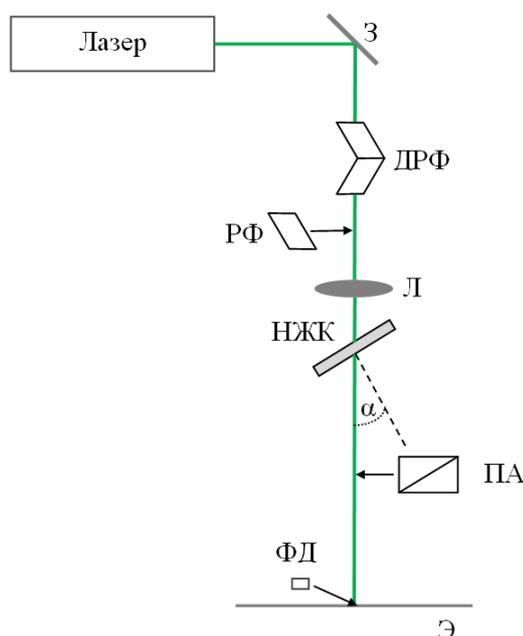


Рис. 1.1. Оптическая схема экспериментальной установки для изучения взаимодействия светового пучка с НЖК: (З) поворотное зеркало, (ДФР) двойной ромб Френеля, (РФ) ромб Френеля, (Л) линза, (НЖК) образец нематического жидкого кристалла, (ПА) поляризатор-анализатор, (ФД) фотодиод, (Э) экран.  $\alpha$  – угол падения света на НЖК

Диаметр сфокусированного светового пучка по порядку величины составлял  $\sim 100$  мкм. Соответствующая плотность мощности световой волны при мощности пучка  $P = 100$  мВт равнялась  $p \sim 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>. Соответствующая величина электрического поля, оцененная по формуле  $E \sim (4\pi p / cn)^{1/2}$  ( $c$  – скорость света,  $n \approx 1.5$  – показатель преломления), равна  $E \sim 1.7$  г·см<sup>1/2</sup>/с<sup>2</sup>  $\sim 5 \cdot 10^2$  В/см.

Жидкокристаллическая ячейка закреплялась на столике и могла поворачиваться вокруг вертикальной оси. Распределение интенсивности в поперечном сечении прошедшего через

НЖК пучка наблюдалось на экране Э. Перед экраном мог помещаться поляризатор-анализатор ПА. Для регистрации интенсивности в центре aberrационной картины мог использоваться фотодиод ФДК-24 (его апертура ограничивалась ирисовой диафрагмой), сигнал с которого регистрировался самописцем.

При наклонном падении светового пучка на гомеотропно ориентированный НЖК тип возбуждаемой в нём волны зависит от поляризации света. При горизонтальной поляризации светового пучка в НЖК возбуждается необыкновенная волна (е-волна, рис. 1.2а); при вертикальной поляризации – обыкновенная волна (о-волна, рис. 1.2б). При нормальном падении света на НЖК (рис. 1.2в) свойства нормальных волн совпадают. В этом случае недеформированное поле директора обладает цилиндрической симметрией относительно волнового вектора света; поэтому характер взаимодействия линейно поляризованного светового поля и НЖК не должен зависеть от направления линейной поляризации.

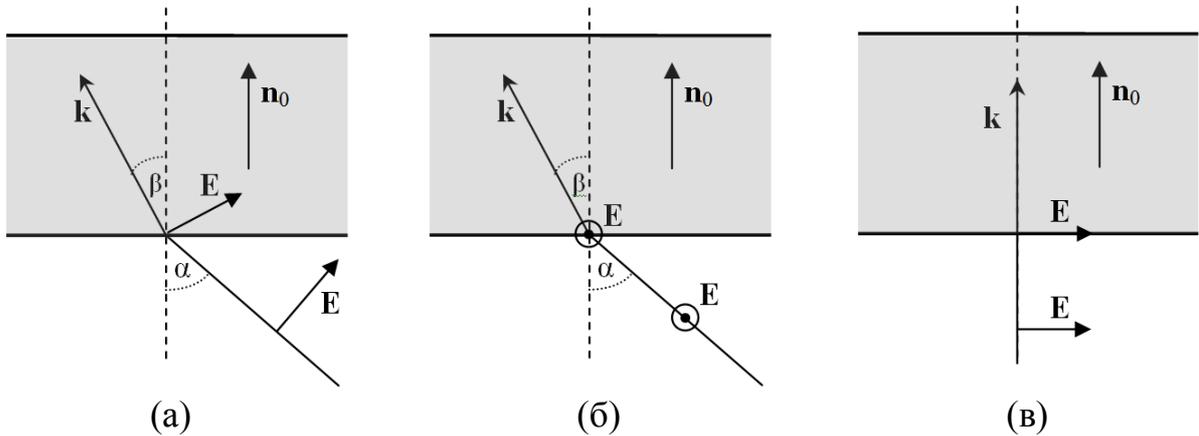


Рис. 1.2. Геометрия взаимодействия светового поля и директора гомеотропного (НЖК): (а) наклонное падение горизонтально поляризованной световой волны, (б) наклонное падение вертикально поляризованной световой волны, (в) нормальное падение горизонтально поляризованной световой волны.  $\mathbf{E}$  – электрическое поле световой волны,  $\mathbf{k}$  – волновой вектор,  $\alpha$  – угол падения,  $\beta$  – угол преломления,  $\mathbf{n}_0$  – невозмущенный директор НЖК.

### 1.1.2. Взаимодействие НЖК с наклонно падающей необыкновенной световой волной

После начала освещения жидкокристаллической ячейки наблюдалось резкое уширение светового пучка и возникновение в его поперечном сечении системы колец, характерных для aberrационного самовоздействия. Через некоторое время установления  $t_{уст}$  расходимость и число aberrационных колец достигали стационарных значений  $\theta(P)$  и  $N(P)$ , зависящих от мощности пучка  $P$ . Зависимости  $\theta(P)$  (для ОЦБФ) и  $N(P)$  (для МББА) представлены на рис. 1.3 (кривые 2–4) и 1.4 (кривая 2). Как видно из рисунков, при больших значениях  $P$  происходит

насыщение расходимости  $\theta$  и числа абберационных колец  $N$ . Обращают на себя внимание большие значения  $\theta$  и  $N$ : расходимость достигает значения  $\theta \sim 25^\circ$ ; число абберационных колец  $N \sim 60$ . Время установления зависит от  $P$  и  $\alpha$  и составляет 2–30 с для ОЦБФ. Фотографии абберационной картины при различных значениях мощности светового пучка  $P$  представлены на рис. 1.5.

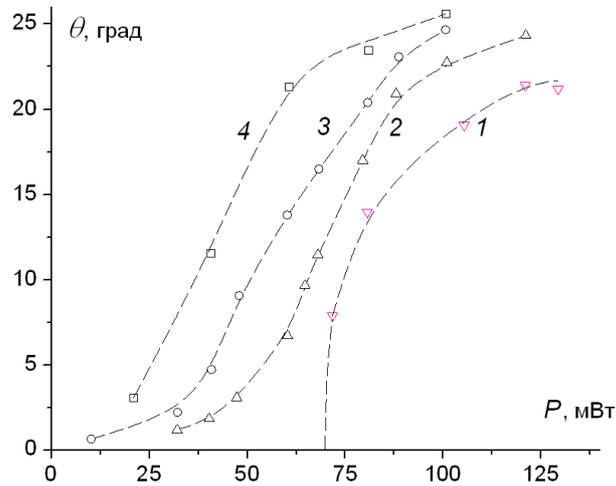


Рис. 1.3. Зависимость угловой расходимости (по горизонтальному диаметру) светового пучка, прошедшего через гомеотропно ориентированный НЖК ОЦБФ ( $L = 150$  мкм,  $T = 37^\circ$ ) от его мощности  $P$  при различных углах падения света  $\alpha = (1) 0^\circ$ , (2)  $10^\circ$ , (3)  $20^\circ$ , (4)  $30^\circ$ .

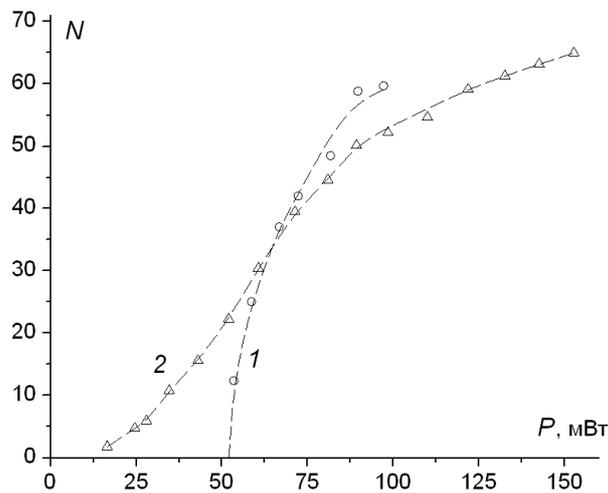


Рис. 1.4. Зависимость числа абберационных колец в поперечном сечении светового пучка, прошедшего через гомеотропно ориентированный НЖК МББА ( $L = 120$  мкм,  $T = 23^\circ$ ), от его мощности  $P$  при различных углах падения  $\alpha = (1) 0^\circ$ , (2)  $30^\circ$ .

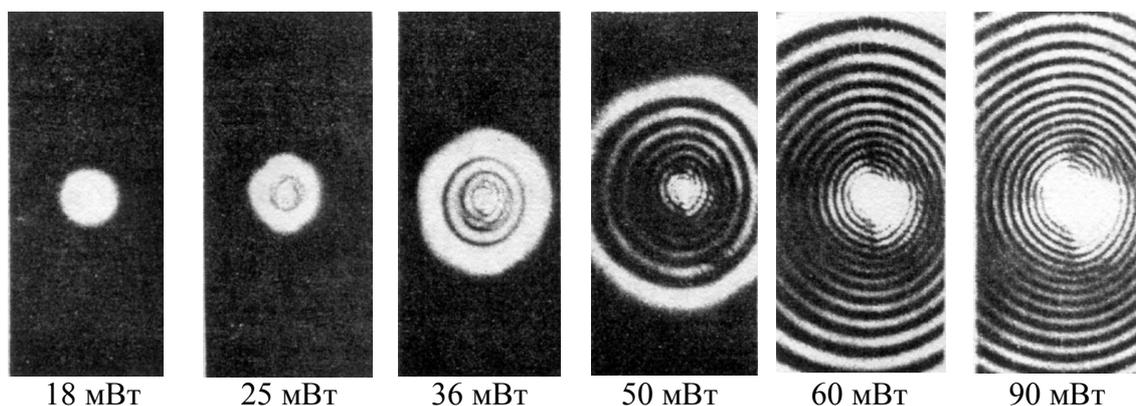


Рис. 1.5. Аберрационная картина в поперечном сечении светового пучка (угол падения  $\alpha = 30^\circ$ ), прошедшего через гомеотропно ориентированный НЖК ОЦБФ ( $L = 150$  мкм,  $T = 37^\circ$ ), при различных значениях его мощности  $P$ .

Если облучение НЖК прекратить на некоторое время  $t_{\text{тем}}$  а потом возобновить, то можно наблюдать уменьшение числа колец или (при бóльших  $t_{\text{тем}}$ ) полное исчезновение аберрационной картины (она восстанавливается после возобновления облучения за время  $t_{\text{уст}}$ ). Характерное время схлопывания (релаксации) картины составляет  $t_p \sim 10$  с.

Наблюдаемое самовоздействие светового пучка свидетельствует о светоиндуцированном изменении показателя преломления НЖК. Это изменение, в принципе, может быть связано с поворотом директора НЖК или нагревом. Однако нагрев НЖК световым пучком и его остывание должны были бы происходить значительно быстрее, чем в нашем эксперименте. Действительно, характерное время установления теплового равновесия равно  $t_{\text{тепл}} \sim L^2/a^2$ , где  $a^2$  – коэффициент температуропроводности [116]. Полагая  $a^2 = 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  (коэффициент температуропроводности для МББА [117] и  $L = 100$  мкм, находим  $t_{\text{тепл}} \sim 0.1$  с. Эта величина на два порядка меньше времён  $t_{\text{уст}}$  и  $t_p$ .

В то же время, динамика самовоздействия соответствует переориентации директора. Действительно, время релаксации директора  $\tau_0$  для жидкокристаллического слоя толщиной  $L$  равно  $\tau_0 = \gamma_1 L^2 / \pi^2 K$ , где  $\gamma_1 = \alpha_3 - \alpha_2$  – коэффициент вращательной вязкости,  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  – коэффициенты вязкости Лесли,  $K$  – упругая постоянная Франка [3]. Полагая для НЖК МББА  $K = K_3 = 9.2 \cdot 10^{-7}$  дин ( $K_3$  – упругая константа для продольного изгиба ([114], с. 94 и 106)),  $\gamma_1 = 1.08 \cdot \text{г} \cdot \text{см}^{-1}/\text{с}$  ([114], с. 134),  $L = 120$  мкм, получаем  $\tau_0 \sim 10$  с, что по порядку величины совпадает с экспериментальным значением. Характерные времена установления стационарного деформированного поля директора (соответствующие времени  $t_{\text{уст}}$  установления аберрационной картины) зависят от величины воздействующего поля, но по порядку величины должны совпадать со временем релаксации, что также соответствует эксперименту.

Поэтому можно заключить, что наблюдаемое самовоздействие светового пучка связано со светоиндуцированным поворотом директора. При этом директор  $\mathbf{n}$  должен поворачиваться к направлению светового поля  $\mathbf{E}$ , увеличивая, тем самым, показатель преломления необыкновенной волны и вызывая самофокусировку светового пучка.

### 1.1.3. Взаимодействие НЖК с нормально падающей линейно поляризованной световой волной

В этом случае абберационная картина возникала только при превышении некоторой пороговой мощности светового пучка  $P_{\text{пор}}$ . При  $P > P_{\text{пор}}$  картина возникала через некоторое время задержки  $t_z$  и развивалась аналогично случаю наклонного падения света. Так, для 150-мкм образца ОЦБФ при  $T = 37^\circ\text{C}$  порог равен  $P_{\text{пор}} = 70$  мВт (рис. 1.3, кривая 1). Вблизи порога времена задержки могут быть очень большими ( $t_z \sim 10$  мин).

Зависимости  $\theta(P)$  и  $N(P)$  для образца МББА при различных температурах приведены на рис. 1.6 и 1.7. Как видно из этих рисунков, насыщение зависимостей  $\theta(P)$  и  $N(P)$  происходит при  $P \sim 2P_{\text{пор}}$ . Из рис. 1.6 и 1.7 следует, что пороговая мощность  $P_{\text{пор}}$  уменьшается с возрастанием температуры ( $P_{\text{пор}} = 48$  и  $37$  мВт для  $T = 24$  и  $35^\circ\text{C}$ ).

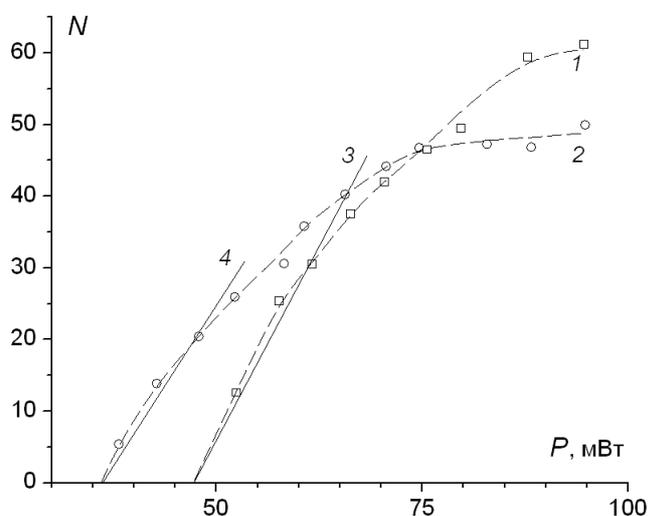


Рис. 1.6. Экспериментальные (1, 2) и теоретические (3, 4) зависимости числа абберационных колец  $N$  в поперечном сечении светового пучка ( $\alpha = 0^\circ$ ), прошедшего через гомеотропно ориентированный НЖК МББА ( $L = 120$  мкм) от его мощности  $P$  при температуре  $T = (1, 3) 24^\circ\text{C}$  и  $(2, 4) 35^\circ\text{C}$ .

Наличие порога поворота директора при нормальном падении света на НЖК соответствует пороговому характеру поворота директора в низкочастотных полях при ортогональной ориентации директора НЖК и поля. Характерно пороговое напряжение

перехода Фредерикса в низкочастотном поле  $U_{\text{пор}} \sim 1$  В. Соответствующее электрическое поле для жидкокристаллического слоя толщиной  $L = 100$  мкм составляет  $E_{\text{пор}} \sim U_{\text{пор}}/L \sim 10^2$  В/см, что по порядку величины совпадает с напряженностью порогового светового поля.

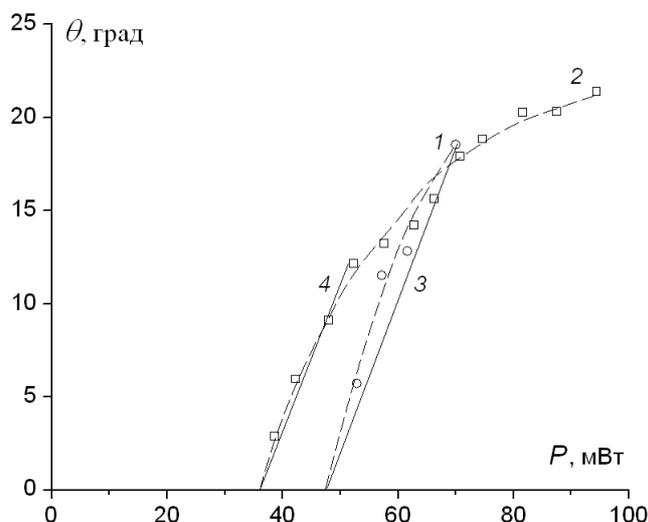


Рис. 1.7. Экспериментальные (1, 2) и теоретические (3, 4) зависимости расходимости светового пучка ( $\alpha = 0^\circ$ ), прошедшего через гомеотропно ориентированный нематический жидкий кристалл МББА ( $L = 120$  мкм) от его мощности  $P$  при температуре  $t = (1, 3) 24^\circ\text{C}$  и  $(2, 4) 35^\circ\text{C}$ .

Порог светоиндуцированной переориентации, как и в случае низкочастотных полей, зависит от толщины НЖК. Для ОЦБФ при уменьшении толщины образца  $L$  от 150 до 50 мкм пороговая мощность увеличивалась примерно в 3 раза. Однако закон  $E_{\text{пор}} \sim 1/L$  при этом не выполняется. Действительно, если бы этот закон выполнялся, то пороги перехода (по мощности пучка  $P \sim E^2$ ) для НЖК с толщинами  $L = 150$  и 50 мкм отличались бы не в три, а в девять раз.

Отметим два свойства абберационной картины, проявляющиеся и при нормальном и при наклонном падении горизонтально поляризованного светового пучка: (1) кольца вытянуты (на 10–40%) в вертикальном направлении; (2) поляризация колец отличается от горизонтальной, это отличие четко проявляется для лучей, отклоненных более, чем на  $5^\circ$ .

#### 1.1.4. Взаимодействие НЖК с обыкновенной световой волной

Взаимодействие света с НЖК является пороговым независимо от угла падения. При нормальном падении ( $\alpha = 0^\circ$ ) это взаимодействие, естественно, вполне аналогично случаю нормально падающего горизонтально поляризованного пучка (единственное отличие заключается в том, что кольца теперь вытянуты в горизонтальном направлении). При  $\alpha > 1^\circ$

абберационная картина нестабильна. Пучок много раз уширяется и схлопывается. Характерный период колебаний абберационной картины  $\sim 1$  мин. При  $\alpha > 10^\circ$  уширение картины не наблюдалось вплоть до мощности  $\sim 200$  мВт.

#### 1.1.5. Взаимодействие НЖК с нормально падающей циркулярно поляризованной световой волной

При взаимодействии НЖК ОЦБФ и МББА с нормально падающей циркулярно поляризованной световой волной также наблюдается пороговый эффект, однако порог в два раза выше, чем для света линейной поляризации. Вблизи порога картина нестабильна. Период пульсаций  $\sim 1-5$  мин. При бóльшей мощности картина становится стабильной.

В центре абберационной картины наблюдается линейно поляризованное яркое пятно; плоскость его поляризации перпендикулярна плоскости поляризации абберационных колец. В процессе пульсаций направления поляризаций колец и пятна изменяются, но остаются взаимно перпендикулярными.

#### 1.1.6. Порог светоиндуцированного перехода Фредерикса

Прежде всего, отметим, что физической причиной отклонения от закона  $E_{\text{пор}} \sim 1/L$  является поперечная неоднородность светового поля. Эта неоднородность, в свою очередь, приводит к неоднородности поля директора, что затрудняет оптическую ориентацию. Для количественного расчёта порога исходим из известного выражения для плотности свободной энергии НЖК во внешнем электрическом поле  $\mathbf{E}$  в одноконстантном приближении

$$F = \frac{K}{2} (\text{div}^2 \mathbf{n} + \text{rot}^2 \mathbf{n}) - \frac{\Delta \varepsilon (\mathbf{nE})^2}{8\pi}, \quad (1.1.1)$$

где  $K$  – упругая постоянная Франка,  $\Delta \varepsilon$  – анизотропия диэлектрической проницаемости. Предположим для простоты, что деформация директора не влияет на световое поле (это, строго говоря, справедливо в приближении малой анизотропии  $\Delta \varepsilon / \varepsilon_{\parallel} \ll 1$ ). Световое поле гауссова пучка представим в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mathbf{e}E(\rho) \exp[i(\mathbf{kr} - \omega t) + \text{к.с.}]}{2}, \quad (1.1.2)$$

где  $\mathbf{e}$  – единичный вектор поляризации света,

$$E(\rho) = E_0 e^{-\frac{\rho^2}{w_0^2}} \quad (1.1.3)$$

- профиль пучка с амплитудой  $E_0$  и перетяжкой  $w_0$ ,  $\rho$  – поперечная координата. Введём систему координат, ось  $Y$  которой перпендикулярна гомеотропному жидкокристаллическому слою, а плоскость  $XY$  совпадает с плоскостью поляризации света (при этом  $e_x = 1, e_y = e_z = 0$ ) (рис. 1.8.). Выражая в этой системе координат компоненты поля директора через угол  $\psi$  поворота в плоскости  $XY$

$$n_x = \sin\psi, \quad n_y = \cos\psi, \quad n_z = 0, \quad (1.1.4)$$

и используя (2), преобразуем (1) к виду

$$F = \frac{K}{2} (\nabla\psi)^2 - \frac{\Delta\epsilon E_0^2 e^{-\frac{2(x^2+z^2)}{w_0^2}} \sin^2\psi}{16\pi}, \quad (1.1.5)$$

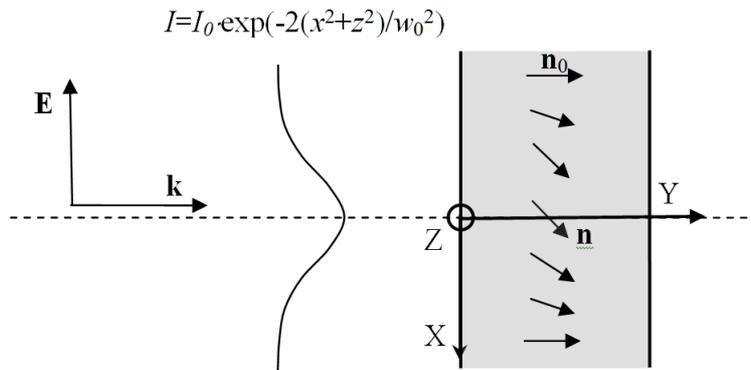


Рис. 1.8. Геометрия порогового взаимодействия светового пучка с гомеотропно ориентированным НЖК (см. пояснения в тексте).

Свободную энергию  $\Phi$  НЖК в световом поле можно записать в виде

$$\Phi = 2\pi \int_0^L dy \int_0^\infty \rho F(\rho, y) d\rho. \quad (1.1.6)$$

Положим, что координатная зависимость угла поворота директора имеет вид

$$\psi(\rho, y) = \psi_m \exp(-\rho^2 / \Delta^2) \sin(\pi y / L), \quad (1.1.7)$$

где  $\psi_m$  максимальный угол поворота директора (при  $y = L/2$ ,  $\rho = 0$ ) и  $\Delta$  - полуширина распределения угла поворота директора (варьируемый параметр). Соотношение (1.1.7) соответствует жестким граничным условиям

$$\psi(\rho, y = 0) = \psi(\rho, y = L). \quad (1.1.8)$$

Подставляя (1.1.7) в (1.1.5) и (1.1.6) находим с точностью до первого неисчезающего (квадратичного) члена по  $\psi_m$

$$\Phi = A_2 \psi_m^2, \quad (1.1.9)$$

где

$$A_2 = \frac{\pi KL}{4} \left( 1 + \frac{1}{h^2} - \frac{\delta}{h^2 + g^2} \right), \quad (1.1.10)$$

$$\delta = \frac{\Delta \varepsilon E_0^2 L^2}{8\pi K \pi^2} \quad (1.1.11)$$

– безразмерный квадрат электрического светового поля,  $h = \frac{\sqrt{2}L}{\pi\Delta}$ ,  $g = \frac{\sqrt{2}L}{\pi w_0}$ . Параметр  $\Delta$ , характеризующий возбуждаемую моду поля директора, определяется соотношением

$$\Delta = w_0 g^{1/2}. \quad (1.1.12)$$

Свободная энергия имеет минимум

$$\Phi_{\min} = \frac{A^2}{g^2} (g^2 - (\sqrt{\delta} - 1)^2), \quad (1.1.13)$$

достигаемый при  $h = g(\sqrt{\delta} - 1)^{-1/2}$ . В невозмущенном состоянии  $\Phi = 0$ . Поэтому для возникновения деформации необходимо выполнение условия  $\Phi_{\min} < 0$ . Отсюда находим пороговое условие

$$\sqrt{\delta} = 1 + g \quad (1.1.14)$$

или

$$E_{0,\text{пор.}} = \sqrt{\frac{8\pi K}{\Delta\varepsilon}} \left( \frac{\pi}{L} + \frac{\sqrt{2}}{w_0} \right). \quad (1.1.15)$$

Соотношение (1.1.15) описывает эффект повышения порога из-за поперечной неоднородности поля директора. Например, при  $L = 150$  мкм и  $w_0 = 50$  мкм  $g = 1.35$  и пороговое поле возрастает в  $1+g = 2.35$  раз.

Пороговую мощность светового пучка  $P_{\text{пор.}}$  можно определить интегрируя величину вектора Пойнтинга по поперечному сечению пучка  $\Sigma$

$$P_{\text{пор.}} = \frac{c\sqrt{\varepsilon_{\perp}}}{8\pi} \iint_{\Sigma} E^2(x, z) dx dz. \quad (1.1.16)$$

Из (1.1.2), (1.1.3) и (1.1.15) находим

$$P_{\text{пор.}} = \frac{\pi c \sqrt{\varepsilon_{\perp}} K}{\Delta\varepsilon} \left( 1 + \frac{1}{g} \right)^2. \quad (1.1.17)$$

Применим полученные соотношения для анализа экспериментальных результатов, полученных с НЖК ОЦБФ. Прежде всего, оценим перетяжку, исходя из того, что порог перехода для толщины НЖК  $L_1 = 50$  мкм в три раза больше, чем для  $L_2 = 150$  мкм. Используя (1.1.17), находим  $w_0 = 39$  мкм. Для этого значения перетяжки пороговая мощность пучка  $P_{\text{пор.}} = 60$  мВт (при оценке использовалось усредненное значение трех констант Франка [113]  $K = 0.8 \cdot 10^{-6}$  дин и значения показателей преломления  $n_{\parallel} = \sqrt{\varepsilon_{\parallel}} = 1.68$  и  $n_{\perp} = \sqrt{\varepsilon_{\perp}} = 1.53$  при  $T = 37^{\circ}\text{C}$ ). Эта величина близка к экспериментальному значению  $P_{\text{пор.}} = 70$  мВт. Различие связано как с ошибками эксперимента (точность измерения отношения порогов в кристаллах разной толщины не превышала 10%, что приводит к ошибке в  $P_{\text{пор.}} \sim 15\%$ ; не учитывалось френелевское отражение), так и с приближенностью теории (применение вариационного метода и приближений слабой анизотропии и равенства упругих постоянных). Тем не менее, полученные соотношения для порога достаточно хорошо описывают эксперимент. Об этом также свидетельствует рис. 1.1.9, на котором представлены экспериментальные результаты для пороговой мощности гауссова пучка [118] и результаты расчета по формуле (1.1.17). Величина

порогового электрического поля, рассчитанная по формуле (1.1.15) составляет  $E_{0, \text{пор}} = 4$  ед. СГС  $= 1.2 \cdot 10^5$  В/м.

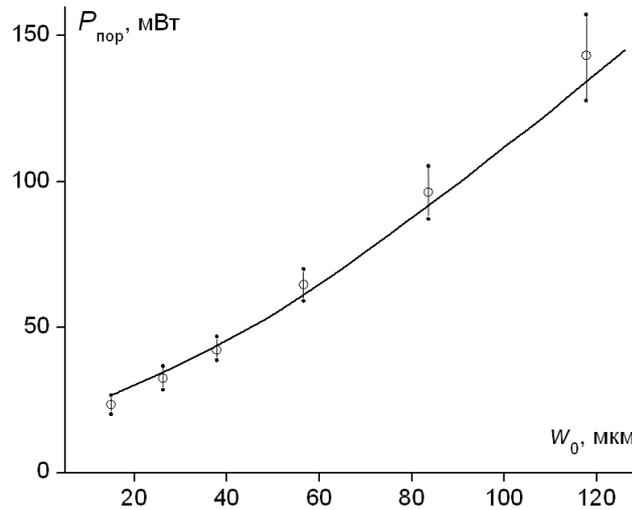


Рис. 1.9. Зависимость порога фотоиндуцированного перехода Фредерикса в гомеотропно ориентированном НЖК ОЦБФ ( $L = 150$  мкм,  $T = 36.5^\circ\text{C}$ ) от величины перетяжки  $w_0$ . Экспериментальные точки получены в [118]; теоретическая зависимость построена по формуле (1.1.17)

Таким образом, в описанных экспериментах наблюдался фотоиндуцированный переход Фредерикса (СПФ). Для него характерны свойства, ранее наблюдавшиеся в низкочастотных полях – пороговый характер переориентации директора при взаимно перпендикулярном расположении светового поля  $\mathbf{E}$  и невозмущенного директора  $\mathbf{n}_0$  ( $\mathbf{E} \perp \mathbf{n}_0$ ), насыщение переориентации при больших полях, увеличение порога с возрастанием толщины жидкокристаллического слоя и его уменьшение с возрастанием температуры.

В то же время, эксперименты показали принципиальные отличия оптической ориентации директора от ориентации низкочастотными полями. Прежде всего, характер переориентации директора зависит не только от взаимной ориентации светового поля  $\mathbf{E}$  и невозмущенного директора  $\mathbf{n}_0$ , но и от направления распространения световой волны (задаваемого волновым вектором  $\mathbf{k}$ ). Наиболее ярким примером такой зависимости является возникновение колебательных режимов в поле обыкновенной волны при возрастании угла падения света на НЖК.

Установлено, что оптическая переориентация директора НЖК световым пучком сопровождается абберационной самофокусировкой. При этом абберационные кольца имеют форму, отличную от круговой, и их поляризация неоднородна по сечению светового пучка.

Проведен аналитический расчет порога СПФ. Результаты расчета согласуются с экспериментом.

Подробные экспериментальные и теоретические исследования светоиндуцированного перехода Фредерикса и сопровождающей его самофокусировки светового пучка изложены в последующих параграфах настоящей главы и первых двух параграфах третьей главы.

Отметим, что вскоре после публикации работы [51\*] появились экспериментальные исследования СПФ, подтвердившие её результаты. Так, СПФ под действием линейно поляризованной волны наблюдался в [119, 120]. При этом переориентация директора регистрировалась как с помощью абберационной самофокусировки [120], так и по изменению поляризации зондирующего пучка [121]. В [121] наблюдался СПФ в поле наклонно падающей световой волны обыкновенной поляризации.

Порог СПФ рассчитывался в работах [122, 113] (работа [122] не входит в диссертацию) для гауссова пучка, в [122, 123] для П-образного пучка и в [123] для ленточного пучка. В [118, 123, 124] также было показано, что учет влияния анизотропии НЖК на поляризацию и амплитуду световой волны приводит к повышению порога по мощности в  $\varepsilon_{\parallel} / \varepsilon_{\perp}$  раз. Точное решение для порога СПФ в гауссовом пучке с учетом различия упругих постоянных НЖК получено в [124].

## 1.2. Самофокусировка светового пучка в НЖК

В данном параграфе рассчитаны основные параметры абберационной самофокусировки (расходимость светового пучка  $\theta$  и число абберационных колец  $N$ ), сопровождающей СПФ в НЖК [57\*, 57\*]. Описаны эксперименты по определению знака самовоздействия световых пучков в НЖК [58\*, 66\*, 93\*].

### 1.2.1. Оценка основных параметров абберационной самофокусировки

Рассмотрим образование кольцевой структуры при самофокусировке светового пучка в НЖК.

Прежде всего отметим, что кольцевая структура в поперечном сечении светового пучка, аналогичная возникающей при СПФ, наблюдалась впервые при дефокусировке светового пучка в жидкостях. Теория образования кольцевой структуры была разработана в [52, 125, 126]. Опираясь на результаты этих работ, изложим качественную картину образования колец при самофокусировке в НЖК.

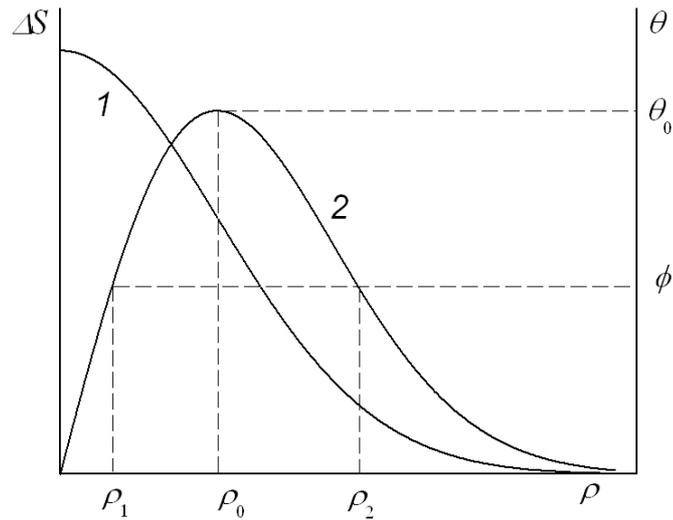


Рис. 1.10. Качественная картина зависимостей (1) нелинейного набега фазы  $\Delta S(\rho)$  и (2) угла отклонения лучей  $\theta(\rho)$  от расстояния до оси колоколообразного светового пучка  $\rho$ .  $\theta_0$  – максимальный угол отклонения (соответствует внешнему абберационному кольцу),  $\rho_1$  и  $\rho_2$  – координаты двух лучей с углом отклонения  $\phi < \theta_0$ .

Гауссов световой пучок вызывает переориентацию директора с колоколообразным профилем угла поворота  $\psi(\rho)$  ( $\rho$  – расстояние от оси пучка) и, соответственно, колоколообразными профилями показателя преломления и нелинейного набега фазы  $\Delta S(\rho) = S(\rho) - S(\infty)$  (рис. 1.10). Набег фазы искажает волновой фронт (первоначально плоский фронт также становится колоколообразным). Угол отклонения луча с координатой  $\rho$  равен

$$\theta = \frac{1}{k} \frac{\partial \Delta S}{\partial \rho}, \quad (1.2.1)$$

где  $k$  – величина волнового вектора. Качественный вид зависимости  $\theta(\rho)$  показан на рис. 1.10. Максимальный угол  $\theta_0$  определяет общую расходимость картины. Для любого угла  $\phi < \theta_0$  существуют два луча, отклоняющихся на этот угол (соответствующих координатам  $\rho_1$  и  $\rho_2$  на рис. 1.10). Интерференция этих лучей и приводит к формированию кольцевой картины.

Общее число колец в абберационной картине  $N$  равно

$$N = \frac{\Delta S_0}{2\pi}, \quad (1.2.2)$$

где  $\Delta S_0 = S(0) - S(\infty)$  - нелинейный набег фазы на оси пучка, равный

$$\Delta S_0 = \frac{2\pi\Delta n_{\text{св}}L}{\lambda \cos \beta}, \quad (1.2.3)$$

где  $\Delta n_{\text{св}}$ - светоиндуцированное изменение показателя преломления НЖК,  $L$  – толщина образца,  $\beta$  – угол преломления. Максимальное возможное изменение показателя преломления НЖК при нормальном падении равно  $\Delta n = \sqrt{\varepsilon_{\parallel}} - \sqrt{\varepsilon_{\perp}}$ . Для образца НЖК ОЦБФ толщиной  $L = 150$  мкм при температуре  $T = 37^\circ\text{C}$  ( $\Delta n = 0.146$ ) для  $\lambda = 515$  нм из (1.2.2) и (1.2.3) получаем  $N = 44$ . Это значение близко к экспериментально наблюдавшемуся максимальному числу абберационных колец  $N = 39$ . Аналогичные оценки для гомеотропно ориентированного образца МББА ( $L = 150$  мкм) при температурах  $T = 24$  и  $35^\circ\text{C}$  дают  $N = 58$  и  $47$ , что близко к экспериментальным значениям  $61$  и  $50$ . Приведённые оценки свидетельствуют о практически полном повороте директора к световому полю.

Для расходимости светового пучка при нормальном падении из (1.2.1)–(1.2.3) получаем оценку (с учетом преломления пучка при выходе из НЖК)

$$\theta_0 \approx \frac{\Delta n L}{w_n}, \quad (1.2.4)$$

где  $w_n$  – характерный размер поперечной неоднородности светоиндуцированного показателя преломления. Полагая в (1.2.4) параметры образца ОЦБФ ( $L = 150$  мкм и  $\Delta n = 0.15$ ) и светового пучка ( $w_0 = 50$  мкм) получаем  $\theta_0 = 26^\circ$ , что близко к экспериментальному значению  $\theta_0 = 22^\circ$ .

Более строгую оценку можно получить, предполагая гауссову зависимость нелинейного набег фазы

$$\Delta S(\rho) = S_0 \exp(-\rho^2 / w_n^2). \quad (1.2.5)$$

Тогда отклонение луча с координатой  $\rho$  равно

$$\theta(\rho) = \theta' \frac{\rho}{w_n} e^{-\frac{\rho^2}{w_n^2}}. \quad (1.2.6)$$

где  $\theta' = \frac{2S_0}{kw_n}$ , а величина  $S_0$  может быть выражена через светоиндуцированный показатель преломления или, с помощью (1.2.2), через число абберационных колец. Максимум функции (1.2.6) достигается при  $\rho = \rho_0 = w_n / \sqrt{2}$  и равен

$$\theta_0 = \frac{\theta'}{\sqrt{2e}}. \quad (1.2.7)$$

Используя (1.2.2), можно записать

$$\theta_0 = \sqrt{\frac{2}{e}} \frac{\lambda N}{w_n}. \quad (1.2.8)$$

Подставляя в (1.2.8) экспериментальные значения  $N = 39$  и  $\theta_0 = 22^\circ$ , находим  $w_n = 45$  мкм. Это значение можно сопоставить с полученной выше оценкой  $w_0 = 39$  мкм, которая соответствует перетяжке  $w_l = w_0 / \sqrt{2} = 28$  мкм в распределении интенсивности светового пучка  $I(\rho) \equiv |E|^2 \sim \exp(-\rho^2 / w_l^2)$ . Неравенство  $w_n > w_l$  отражает нелокальность нелинейнооптического отклика НЖК.

### 1.2.2. Распределение интенсивности в абберационной картине

Распределение интенсивности в дальней зоне дифракции (на экране) можно определить с помощью формулы Кирхгофа

$$E(R, \varphi, y) = \frac{k}{2\pi iy} e^{ik(y + \frac{R^2}{2y})} \int_0^\infty \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\zeta E(\rho, \zeta, L) e^{\frac{ikR\rho}{y} \cos(\zeta - \varphi)}, \quad (1.2.9)$$

где  $\rho, \zeta$  – полярные координаты в выходной плоскости НЖК,  $R = \sqrt{x^2 + z^2}$ ,  $\varphi$  – полярные координаты в плоскости экрана. Подставляя в (1.2.9) выражение для электрического поля на выходе из ЖК (при  $y = L$ )

$$E(\rho, \zeta, L) = E_0 e^{-\frac{\rho^2}{w_0^2} + iS_{1\epsilon}(\rho)} \quad (1.2.10)$$

и домножая на комплексно сопряженное выражение, находим формулу для интенсивности света

$$I = \frac{k^2 E_0^2}{y^2} \left| \int_0^\infty d\rho \rho J_0(k\theta\rho) e^{-\frac{\rho^2}{w_0^2} + iS_{i\epsilon}(\rho)} \right|^2. \quad (1.2.11)$$

Результаты расчета по формуле (1.2.11) для параметров  $S_{i\epsilon} = 78\pi$ ,  $w_0 = 39$  мкм,  $w_n = 45$  мкм представлены на рис. 1.11. Из рис. 2.11 видно, что в согласии с (1.2.2) наблюдается 39 абберационных максимумов.

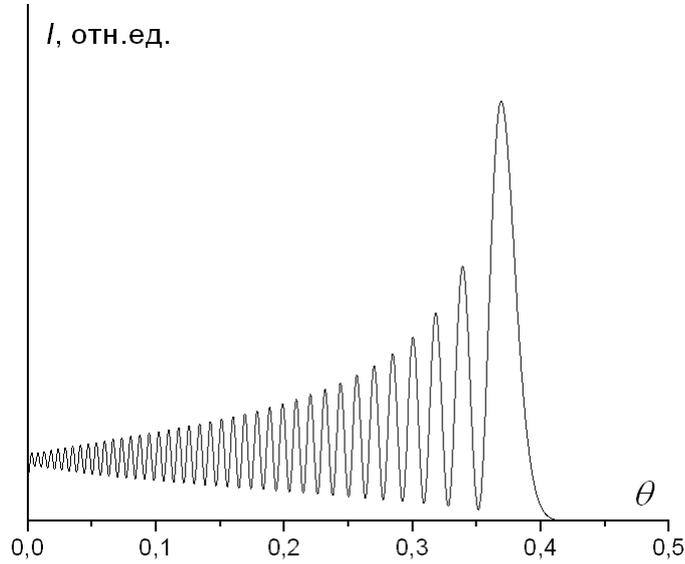


Рис. 1.11. Распределение интенсивности в поперечном сечении светового пучка, рассчитанное по формуле (1.2.11) при  $S_{i\epsilon} = 78\pi$ ,  $w_0 = 39$  мкм,  $w_n = 45$ .

Соотношение (1.2.1) определяет отображение точек выходной плоскости НЖК ХЗ на плоскость угловых координат  $\theta_x, \theta_z$ . Критические точки такого отображения, т.е., точки в которых обращается в нуль якобиан преобразования

$$\frac{D(\theta_x, \theta_z)}{D(x, z)} = 0, \quad (1.2.12)$$

где

$$\theta_x = \frac{1}{k} \frac{\partial \Delta S}{\partial x}, \quad \theta_y = \frac{1}{k} \frac{\partial \Delta S}{\partial z}. \quad (1.2.13)$$

соответствует каустикам в дальней зоне дифракции. В рассматриваемом случае аксиально симметричного пучка формула (1.2.12) эквивалентно соотношениям

$$\frac{\partial^2 \Delta S(\rho)}{\partial^2 \rho} = 0. \quad (1.2.14)$$

или

$$\frac{\partial \theta(\rho)}{\partial \rho} = 0. \quad (1.2.15)$$

Множество критических точек в плоскости XZ есть окружность радиуса  $\rho_0$ , равного корню уравнения (1.2.15) (см. рис. 1.10). Каустика в дальней зоне дифракции (в плоскости угловых координат  $\theta_x \theta_z$ ) соответствует внешнему абберационному кольцу. Как видно из рис. 2.10. 2.5 и 2.11, внешнее кольцо отличается наибольшей интенсивностью.

Согласно теории особенностей гладких отображений [127-130], называемой также теорией катастроф, функция  $\Delta S(x,z)$  в окрестности критических точек может быть приведена к одной из нормальных форм, каждая из которых отвечает определенному типу особенности (“элементарной катастрофе”). В рассматриваемом случае такое разложение имеет вид

$$\Delta S(\rho) = \frac{\partial^2 \Delta S(\rho)}{\partial^2 \rho} \Big|_{\rho=\rho_0} (\rho - \rho_0)^2, \quad (1.2.16)$$

что соответствует катастрофе типа складки.

Отметим, что в линейной оптике кольцевая картина, аналогичная абберационной картине при самовоздействии световых пучков, характерна для сферической абберации [131].

### 1.2.3. Расчет нелинейного набега фазы

Для получения соотношения между числом абберационных колец и углом поворота директора необходимо рассчитать нелинейный набег фазы  $\Delta S$ . Рассмотрим общий случай, когда директор в НЖК изначально повернут (например, внешним низкочастотным полем) (рис. 2.12). Нелинейный набег фазы, очевидно, равен

$$\Delta S = \frac{2\pi}{\lambda \cos \beta} \int_0^L (n_e^{(o)}(y) - n_e^{(n)}(y)) dy, \quad (1.2.17)$$

где  $n_e^{(o)}(y)$  и  $n_e^{(n)}(y)$  показатели преломления на оси и на периферии светового пучка. Эти показатели выражаются через углы  $\Psi^{(o)}$  и  $\Psi^{(n)}$  между световым полем и директором

$$n_e^{(o,n)} = \frac{\sqrt{\varepsilon_{\perp} \varepsilon_{\parallel}}}{\sqrt{\varepsilon_{\perp} \cos^2 \Psi^{(o,n)} + \varepsilon_{\parallel} \sin^2 \Psi^{(o,n)}}}. \quad (1.2.18)$$

Считая отношение  $\Delta \varepsilon / \varepsilon_{\parallel}$  малым параметром, выражение (1.2.18) можно упростить

$$n_e^{(o,n)} = \sqrt{\varepsilon_{\perp}} + \delta n \cos^2 \Psi^{(o,n)}. \quad (1.2.19)$$

(здесь  $\delta n = \frac{\Delta \varepsilon \varepsilon_{\perp}^{1/2}}{2 \varepsilon_{\parallel}}$ ). Полагая, что

$$\Psi^{(o)} = \pi / 2 - \psi_m^{(o)} \sin(\pi y / L) - \beta \quad (1.2.20)$$

и

$$\Psi^{(n)} = \pi / 2 - \psi_m^{(n)} \sin(\pi y / L) - \beta \quad (1.2.21)$$

( $\beta$  – угол преломления света (см. рис.1.12),  $\psi^{(o)}$  и  $\psi^{(n)}$  - углы поворота директора на оси пучка и на его периферии), и используя (1.2.18), (1.2.17), получаем

$$\Delta S = \frac{\pi N_0}{\cos \beta} [J_0(2\psi_m^{(n)}) - J_0(2\psi_m^{(o)})] \cos 2\beta + [E_0(2\psi_m^{(n)}) - E_0(2\psi_m^{(o)})] \sin 2\beta, \quad (1.2.22)$$

где  $N_0 = \frac{\delta n L}{\lambda}$ .

В частном случае нормального падения ( $\beta = 0$ ) и отсутствия низкочастотного поля ( $\psi_m^{(i)} = 0$ ), с помощью (1.2.2) для числа абберационных колец получаем простое выражение

$$N = \frac{N_0}{2} (1 - J_0(2\psi_m^{(o)})). \quad (1.2.23)$$

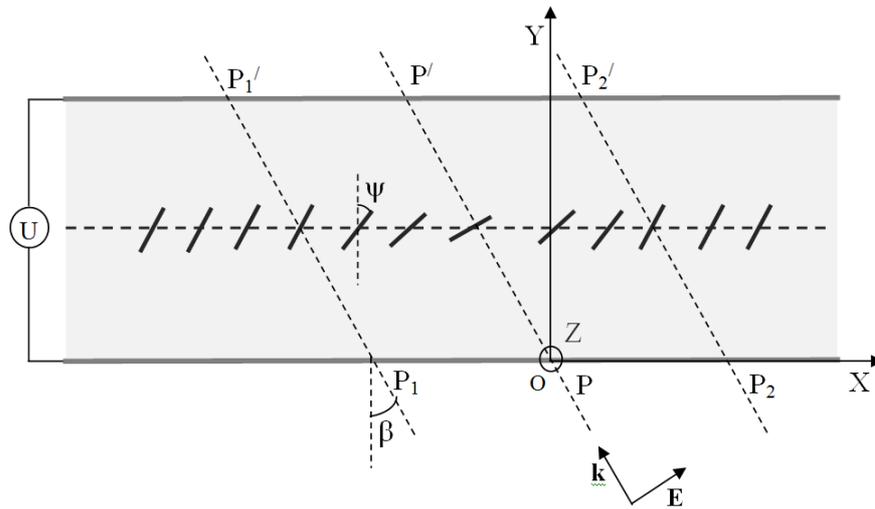


Рис. 1.12. Светоиндуцированная переориентация директора в гомеотропно ориентированном НЖК в присутствии внешнего электрического напряжения  $U$ :  $PP'$  - осевой луч светового пучка;  $P_1P_1'$  и  $P_2P_2'$  - периферийные лучи (условная граница светового пучка);  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{E}$  – волновой вектор и электрическое поле световой волны;  $\beta$  – угол преломления света,  $\psi$  - угол поворота директора.

Для НЖК ОЦБФ (при  $T = 37^\circ\text{C}$   $\epsilon_{\perp} = 2.35$ ,  $\epsilon_{\parallel} = 2.82$  и  $\delta n = 0.127$ ) толщиной  $L = 150$  мкм при полной переориентации директора в центре НЖК (при  $y = L/2$ ) из (1.2.23) получаем  $N = 24$ , что значительно меньше, чем экспериментальное значение  $N = 39$ . Это связано как с применением разложения (1.2.19), так и, в основном, с использованием синусоидальной (по толщине НЖК) зависимости угла поворота директора в соотношениях (1.2.20) и (1.2.21). Поэтому, соотношения 1.2.22 и 1.2.23 применимы вне области насыщения поворота директора НЖК.

При малых углах  $\psi_m$  выражение (1.2.23) упрощается

$$N = \frac{N_0(\psi_m^{(0)})^2}{2}. \quad (1.2.24)$$

#### 1.2.4. Расчет зависимости параметров абберационной картины от мощности светового пучка

Рассчитаем теперь зависимости параметров абберационной самофокусировки (числа абберационных колец и расходимости пучка), следуя [57\*]. Прежде всего, найдем поле директора. Для этого применим вариационный метод, ранее уже использованный для расчета порога. Исходим из выражения для свободной энергии НЖК (1.1.1). С точностью до членов четвертого порядка по  $\psi_m$  можно записать

$$\Phi = A_2 \psi_m^2 + A_4 \psi_m^4, \quad (1.2.25)$$

где коэффициент  $A_2$  дается формулой (1.1.10), а

$$A_4 = \frac{\pi KL}{4} \frac{\delta}{4(2h^2 + g^2)}. \quad (1.2.26)$$

Минимизируя (1.2.25) и используя (1.1.7), находим деформированное поле директора

$$\psi(\rho, y) = \left[ \frac{2[(\sqrt{\delta} - 1)^2 - g^2](\sqrt{\delta} + 1)}{\delta(\sqrt{\delta} - 1)} \right]^{1/2} \exp[-\rho^2 / w_0^2 (\sqrt{\delta} - 1)] \sin(\pi y / L). \quad (1.2.27)$$

При малых превышениях порога ( $\eta = \frac{\sqrt{\delta}}{1+g} - 1 \ll 1$ ,  $\eta \ll g$ ) выражение (1.2.27) упрощается

$$\psi(\rho, y) = 2(G\eta)^{1/2} \exp(-\rho^2 / w_0^2 g) \sin(\pi y / L), \quad (1.2.28)$$

где  $G = (2+g)/(1+g)$  - геометрический фактор.

Учитывая, что  $\eta = \frac{1}{2} \frac{P - P_{\text{пор}}}{P_{\text{пор}}}$ , из (1.2.2), (1.2.24) и (1.2.28) находим зависимость

числа абберрационных колец от мощности светового пучка

$$N(P) = GN_0 \frac{P - P_{\text{пор}}}{P_{\text{пор}}}. \quad (1.2.29)$$

Используя (1.2.2), (1.2.7), (1.2.24) и (1.2.28), получаем аналогичную зависимость для расходимости светового пучка (после выхода из кристалла)

$$\theta(P) = \sqrt{\frac{2g}{e}} \pi \delta n G \frac{P - P_{\text{пор}}}{P_{\text{пор}}}. \quad (1.2.30)$$

Теоретические зависимости (1.2.29) и (1.2.30) для НЖК МББА при температурах  $T = 24$  и  $35^\circ\text{C}$  представлены на рис. 2.6 и 2.7 штриховыми линиями. Величина перетяжки ( $w_0 = 66$

мкм), необходимая для расчета, была определена по формуле (1.1.17), исходя из пороговой мощности  $P_{\text{пор}} = 48$  мВт при  $T = 24^\circ\text{C}$ . Из рисунков видно, что теоретические кривые удовлетворительно описывают эксперимент.

### 1.2.5. Экспериментальное определение знака самовоздействия светового пучка в НЖК

В работах [58\*, 66\*] определение знака самовоздействия светового пучка в гомеотропно ориентированном НЖК ОЦБФ проводилось с помощью регистрации временной зависимости интенсивности в центре aberrационной картины при сдвиге НЖК в расходящийся и сходящийся пучок (рис. 2.13). В первом случае (рис. 2.13а) на начальном этапе развития картины наблюдалось увеличение интенсивности  $I_0$ , во втором случае (рис. 2.13б) происходило монотонное уменьшение  $I_0$ . Такое поведение соответствует самофокусировке.

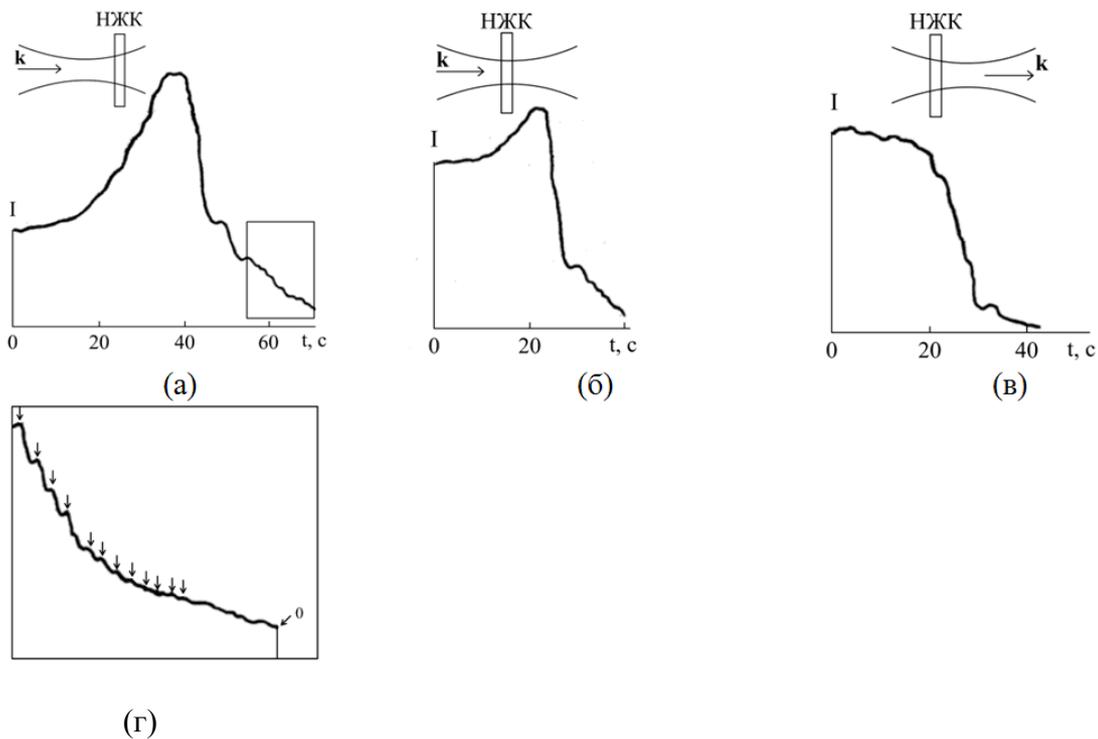


Рис. 1.13. Временная зависимость интенсивности  $I_0(t)$  в центре aberrационной картины для различных положений НЖК: (а) за перетяжкой в расходящемся пучке, (б) вблизи перетяжки, (в) перед перетяжкой в сходящемся пучке. На рис. 1.13г увеличенном масштабе показана часть зависимости  $I_0(t)$ , обведенная рамкой на рис. 1.13а.

На спаде зависимости  $I_0(t)$  (рис. 1.13а и 1.13г) наблюдаются осцилляции. Эти осцилляции сопровождают появление каждого aberrационного кольца при развитии

картины, а также исчезновение колец при ее релаксации в допороговом поле. Появление этих осцилляций можно рассматривать как результат интерференции осевого и периферийного лучей абберационной картины. Осцилляции такого типа наблюдались ранее в жидкости и стекле [125, 126].

Описанный метод определения знака самовоздействия светового пучка пригоден при отсутствии тепловой нелинейности и при малых углах поворота директора. Однако в жидких кристаллах с примесью красителей вклад тепловой нелинейности неизбежно присутствует. Кроме того, в определенных случаях (например, при конкуренции ориентационных эффектов, обусловленных объемным действием света и светоиндуцированным изменением ориентирующих свойств поверхностей ЖК, см. параграф 4.6) представляет интерес исследование смены знака нелинейности при больших углах поворота директора НЖК.

Поэтому в качестве основного метода определения знака самовоздействия светового пучка в настоящей работе использовалась трансформация интенсивности при сдвиге НЖК перпендикулярно световому пучку. Трансформация такого типа наблюдалась ранее при непрерывном перемещении нелинейной среды, в частности, жидкости [125] и НЖК [32, 133]. Поясним этот метод с помощью рис. 2.14 (рассматривается случай самофокусировки). Плоский волновой фронт  $ВФ_0$  светового пучка после прохождения через жидкокристаллический слой, как указано выше, деформируется ( $ВФ_1$ ), так как фазовая скорость для центральных лучей светового пучка уменьшается из-за увеличения показателя преломления. При этом центральный луч светового пучка ОА соответствует “дну” поверхности волнового фронта и не отклоняется, в отличие от остальных лучей, направление которых, характеризуется волновыми векторами, нормальными волновому фронту.

После быстрого сдвига НЖК в поперечном направлении деформированное поле директора сохраняется в течение времени порядка нескольких секунд (из-за достаточно больших времен релаксации поля директора  $\sim 10$  с). При этом волновой фронт также сдвигается относительно распределения интенсивности и центральный луч ОА отклоняется вверх (на рис. 2.14 это отклонение максимально, т.е. соответствует внешнему абберационному кольцу). Таким образом, происходит перераспределение интенсивности в абберационной картине: в рассматриваемом случае самофокусировки подсвечивается верхняя часть картины и ослабляется интенсивность нижней части. В случае самодефокусировки должна подсвечиваться нижняя часть картины. Примеры трансформации абберационной картины при самофокусировке и самодефокусировке приведены в параграфе 4.1.

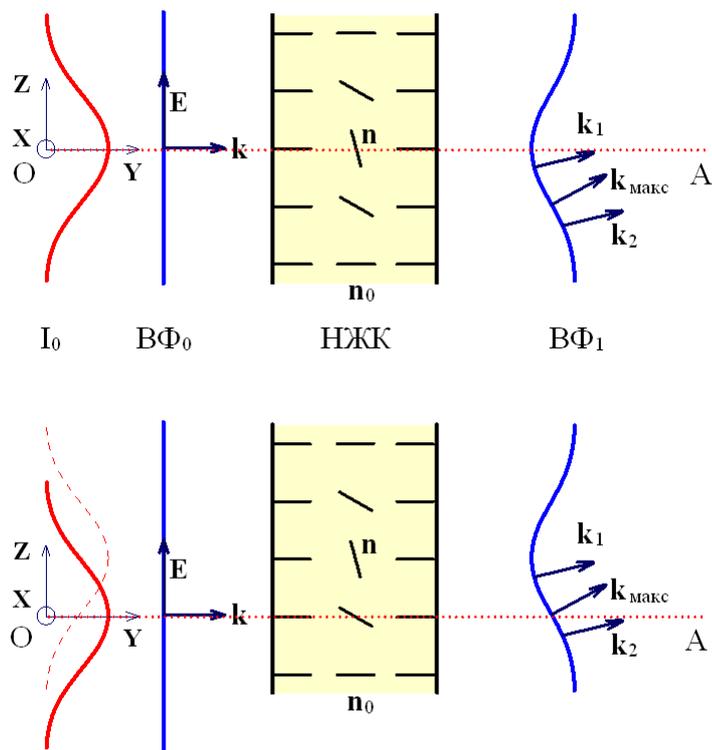


Рис. 1.14. Распределение интенсивности  $I_0$  и волновой фронт до ( $B\Phi_0$ ) и после ( $B\Phi_1$ ) прохождения НЖК. Волновые векторы  $\mathbf{k}_1$ ,  $\mathbf{k}_2$ ,  $\mathbf{k}_{\text{макс}}$  перпендикулярны волновому фронту;  $OA$  – центральный луч светового пучка. Нижний рисунок соответствует сдвигу НЖК вверх.

Таким образом, в данном параграфе рассчитаны поле директора при СПФ и основные параметры абберационной самофокусировки (расходимость светового пучка  $\theta$  и число абберационных колец  $N$ ), сопровождающей СПФ. Результаты расчета параметров абберационной самофокусировки согласуются с экспериментом.

Экспериментально определен знак самовоздействия светового пучка при СПФ. Описан простой метод определения знака самовоздействия световых пучков в НЖК.

Отметим, что абберационная картина, возникающая при СПФ в НЖК, изучалась в [120]. При этом переориентация директора НЖК регистрировалась методом двулучепреломления с помощью зондирующего пучка. В работе [122] абберационная картина была численно рассчитана с учетом нелинейной рефракции лучей внутри жидкокристаллического слоя. Результаты [120, 122] подтвердили справедливость формулы (1.2.2).

Надпороговое поле директора с учетом обратного влияния его деформации на световое поле необыкновенной волны аналитически рассчитывалось в [123, 134, 135]. В

[135, 136] была теоретически показана возможность гистерезиса и оптической бистабильности при СПФ в случае достаточно большой оптической и упругой анизотропии. В [134] было установлено, что переориентация директора в узком световом пучке является неплоской.

### 1.3. Влияние пространственной ограниченности светового пучка на динамику светоиндуцированного перехода Фредерикса

Динамика светоиндуцированной переориентации директора НЖК при СПФ теоретически исследовалась в [123]. В этой работе было показано, что скорость переориентации директора гометропно ориентированного НЖК  $\chi$  (определяемая соотношением  $\psi \sim \exp(\chi t/2)$ ) для плоской световой волны равна

$$\chi = \frac{2K_3}{\lambda_1} \frac{\pi^2}{L^2} (\delta_E - 1), \quad (1.3.1)$$

где  $\delta_E$  - безразмерный квадрат порогового поля, а  $\lambda_1$  - некоторая константа. Соотношение (1.3.1) вполне аналогично соответствующим формулам для перехода Фредерикса в низкочастотных полях [137].

В [119] было экспериментально показано, что в надпороговой области  $\chi \sim (P - P_{\text{пор}}) / P_{\text{пор}}$ ; была определена вязкость НЖК 5ЦБ. Для количественной регистрации переориентации директора в [119] использовался зондирующий лазерный пучок. В [138] для узкого пучка было отмечено, что время установления стационарной абберационной картины  $\sim (P - P_{\text{пор}})^{-1}$ , а время задержки перед началом ее развития  $\sim e^{\frac{\text{const}}{P - P_{\text{пор}}}}$ . Динамика переориентации вне области насыщения не исследовалась.

В нашей работе [59\*] была исследована динамика переориентации и релаксации директора в узком световом пучке. Интерес к этому вопросу был связан с тем, что возбуждаемая световым пучком мода деформации поля директора поперечно неоднородна, что, помимо величины порога (см. параграф 1.1), должно влиять на временные характеристики светоиндуцированной переориентации.

### 1.3.1. Методика эксперимента

Для исследования динамики использовалась регистрация осцилляций интенсивности в центре абберационной картины (рис. 1.13). Качественная картина возникновения осцилляций подтверждается расчетом интенсивности  $I_0$  в центре абберационной картины по формуле

$$I_0 \equiv I_s(\theta = 0) \sim \left| \int_0^\infty d\rho \rho e^{-\frac{\rho^2}{w_0^2} + iS_0(\rho)} \right|^2. \quad (1.3.2)$$

непосредственно следующей из формулы Кирхгофа (1.2.11). Результаты расчета интенсивности  $I_0$  по формуле (1.3.2) для  $S_0 = 2\pi N$  представлены на рис. 1.15. Из рис. 1.15 видно, что число осцилляций хорошо описывается той же формулой (1.2.2), что и число абберационных колец. Поскольку последнее связано с углом поворота директора простыми соотношениями ((1.2.23 или 1.2.24), то, регистрируя осцилляции интенсивности в центре абберационной картины, можно восстановить угол поворота директора НЖК

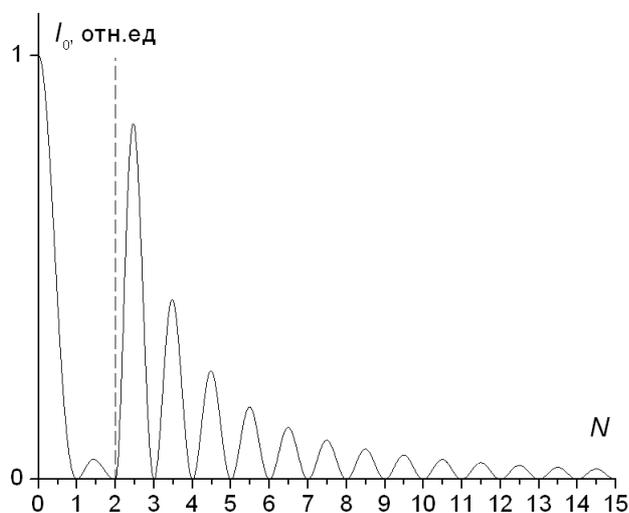


Рис. 1.15. Зависимость интенсивности в центре абберационной картины от числа абберационных колец  $N = S_0 / 2\pi$ , рассчитанная по формуле (1.3.2) при  $w_0 = w_n = 45$  мкм. В точке  $N = 2$  масштаб увеличен в 50 раз.

Эксперимент проводился с гомеотропно ориентированным образцом НЖК ОЦБФ толщиной  $L = 150$  мкм. Световой пучок фокусировался в НЖК линзами с фокусными расстояниями  $f = 170$  или  $280$  мм. Пороги СПФ для этих линз равны  $P_{\text{пор}} = 47$  и  $85$  мВт. Величины перетяжки, определенные по этим значениям  $P_{\text{пор}}$  с помощью экспериментальных результатов [118], составляли  $w_0 = 42$  и  $77$  мкм. Абберационная картина наблюдалась на экране,

удаленном от НЖК на расстояние  $\sim 2$  м. Перед экраном помещался фотодиод, сигнал с которого регистрировался самописцем (рис. 1.3).

### 1.3.2. Экспериментальные результаты

Динамика переориентации директора  $\psi_m(t)$  изучалась по развитию осцилляций  $N(t)$  после резкого увеличения мощности пучка от начального значения  $P_n < P_{\text{пор}}$  до величины  $P > P_{\text{пор}}$ . Релаксация поля директора изучалась для  $f = 280$  мм после уменьшения мощности пучка от значения  $P > P_{\text{пор}}$  до конечной мощности  $P_k < P_{\text{пор}}$ . При этом величина  $P_k$  варьировалась от 5 мВт до  $P_{\text{пор}}$ . Было установлено, что при малых значениях  $N < 4$  измеренные зависимости  $\ln N(t)$  линейны, и соответственно, временное изменение угла поворота директора экспоненциально  $\psi_m \sim e^{\chi t/2}$ . Зависимости скоростей переориентации от мощности светового пучка для  $f = 280$  и 170 мм представлены на рис. 1.16а. Из рис. видно, что  $\chi$  возрастает с увеличением  $P$ , причем функция  $\chi(P)$  не является линейной. Зависимости  $\chi(P)$  для релаксации поля директора представлены на рис. 1.6б. Как видно из рис. 1.6б, в области малых значений  $P_k < P_{\text{кр}} = 20$  мВт скорость релаксации постоянна. Этот эффект, как будет показано ниже, связан с поперечной неоднородностью поля директора и имеет место только в узких световых пучках. При приближении  $P_k$  к  $P_{\text{пор}}$  релаксация резко замедляется.

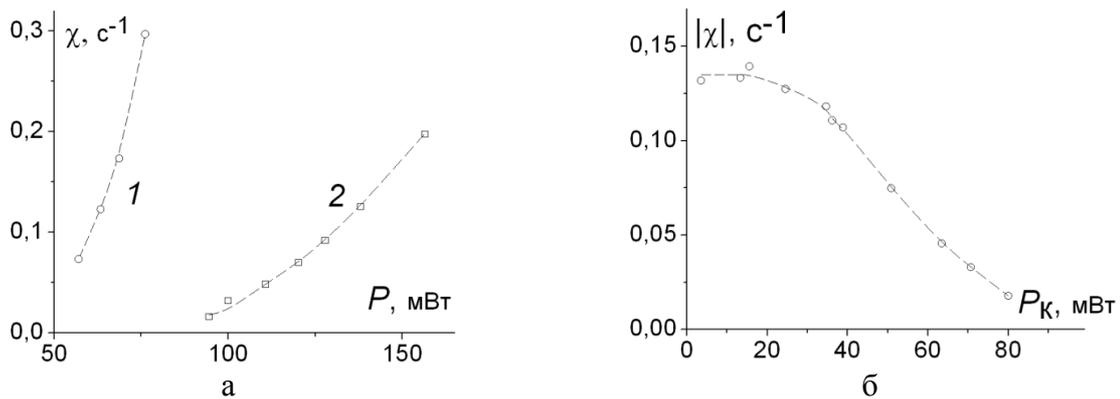


Рис. 1.16. (а) Зависимость скорости переориентации директора  $\chi$  от мощности светового пучка  $P$  для различных значений фокусного расстояния линзы  $f = (1)$  170,  $(2)$  280 мм. (б) Временная зависимость абсолютной величины скорости релаксации директора  $|\chi|$  от конечной мощности светового пучка для  $f = (2)$  280 мм.

### 1.3.2. Расчет динамики переориентации директора в узком световом пучке

Рассчитаем переориентацию директора гомеотропно ориентированного НЖК в поле ограниченного светового пучка. Исходим из условия равновесия вращающих моментов, действующих на директор НЖК [3]

$$\Gamma_{\text{вязк}} + \Gamma_{\text{упр}} + \Gamma_{\text{опт}} = 0, \quad (1.3.3)$$

где  $\Gamma_{\text{вязк}}$  и  $\Gamma_{\text{упр}}$  - моменты вязких и упругих сил, а  $\Gamma_{\text{опт}}$  - момент, действующий со стороны светового поля. Эти моменты равны

$$\Gamma_{\text{вязк}} = -\gamma_1 [\mathbf{n} \times \frac{d\mathbf{n}}{dt}], \quad (1.3.4)$$

$$\Gamma_{\text{упр}} = K [\mathbf{n} \times \Delta \mathbf{n}], \quad (1.3.5)$$

$$\Gamma_{\text{опт}} = \frac{\Delta \varepsilon}{4\pi} (\mathbf{nE}) [\mathbf{n} \times \mathbf{E}]. \quad (1.3.6)$$

Для светового поля используем соотношения, учитывающие обратное влияние анизотропной среды [123, 139] (соответствующая система координат показана на рис. 1.8)

$$E_x = \frac{A(x, z) \varepsilon_{yy}^{1/2} \exp(iS(\rho, y) - i\omega t) + \hat{e} \cdot \hat{n}}{2}, \quad (1.3.7)$$

$$E_y = \frac{A(x, z) \varepsilon_{xy} \varepsilon_{yy}^{-3/4} \exp(iS(\rho, y) - i\omega t) + \hat{e} \cdot \hat{n}}{2}, \quad (1.3.8)$$

где  $S(\rho, y)$  – фаза волны,  $A(x, z) = E_0 \exp(-\rho^2 / w_0^2)$  - её амплитуда,  $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{\perp} + \Delta \varepsilon n_i n_j$  - тензор диэлектрической проницаемости НЖК. Используя (1.1.4), (1.3.7) и (1.3.8) из (1.3.3)–(1.3.6) с учетом малости параметра  $\Delta \varepsilon / \varepsilon_{\parallel}$  и предполагая малость угла поворота директора  $\psi^2 \ll 1$  приходим к уравнению

$$\gamma_1 \frac{\partial \psi}{\partial t} = \Delta \psi + \frac{1}{\xi^2} e^{\frac{2\rho^2}{w_0^2}} \psi, \quad (1.3.9)$$

где  $\frac{1}{\xi^2} = \frac{\Delta \varepsilon \varepsilon_{\perp} |E_0|^2}{8\pi K \varepsilon_{\parallel}}$ .

Решение уравнения (1.3.9) с жесткими граничными условиями (1.1.8) будем искать в виде

$$\psi \sim e^{\frac{\chi l}{2}} \psi'(\rho) \sin\left(\frac{\pi y}{L}\right). \quad (1.3.10)$$

В широких световых пучках ( $w_0 \gg L$ ) скорость переориентации и релаксации выражается формулой

$$\chi = \frac{2K}{\gamma_1} \frac{\pi^2}{L^2} (\delta_E - 1), \quad (1.3.11)$$

где  $\delta_E = E^2 / E_{0,\text{пор.одн.}}^2$  и пороговое поле  $E_{0,\text{пор.одн.}}$  в широком пучке (порог в плоской волне) равно

$$E_{0,\text{пор.одн.}} = \frac{\pi}{L} \sqrt{\frac{8\pi K \varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp} \Delta \varepsilon}}. \quad (1.3.12)$$

В одноконстантном приближении и при  $\gamma_1 = \lambda_1$  (1.3.11) переходит в (1.3.1). Формула (1.3.12) отличается от следующего из (1.1.14) выражения множителем  $(\varepsilon_{\parallel} / \varepsilon_{\perp})^{1/2}$ , что связано с учетом обратного влияния деформации поля директора на световое поле.

В пространственно ограниченном световом пучке возникает спектр собственных значений  $\chi$  и континуум. Наибольший инкремент (в надпороговом поле) и наименьший декремент (в допороговом поле) имеет поперечная мода деформации директора, которую приближенно опишем гауссовым распределением  $\psi'(\rho) = e^{-\frac{\rho^2}{a^2}}$ . Применяя вариационный метод Ритца, находим

$$\chi = \frac{2}{\gamma_1} \frac{\pi^2}{L^2} \left\{ (1+g) \left( \frac{E}{E_{0,\text{пор}}} - \frac{g}{1+g} \right)^2 - 1 \right\}, \quad (E > E_{\text{кр}}), \quad (1.3.13)$$

$$a^2 = \frac{w_0^2}{E / E_{\text{кр}} - 1}, \quad (1.3.14)$$

где

$$E_{0,\text{пор}} = E_{0,\text{пор.одн.}} (1+g) \quad (1.3.15)$$

- пороговое поле в узком световом пучке (при  $E > E_{0,\text{пор}}$  коэффициент  $\chi > 0$ , что соответствует переориентации директора, а при  $E < E_{0,\text{пор}}$ , что соответствует релаксации),

$$E_{0,\text{кр}} = E_{0,\text{пор}} g / (1 + g), \quad (1.3.16)$$

$g = \sqrt{2}L / \pi w_0$ . Отметим, что зависимость порогового поля от ширины пучка (1.3.15) уже была получена ранее в параграфе 1.1 при решении стационарной задачи.

Поперечная мода (1.3.10) существует только при  $E > E_{0,\text{кр}}$ : при уменьшении конечного (допорогового) поля до критической величины  $E_{0,\text{кр}}$  размер моды  $a \rightarrow \infty$  и дискретный спектр пропадает. В области  $E < E_{0,\text{кр}}$  (слабых мощностей пучка) скорость релаксации не зависит от конечного поля и равна скорости релаксации поперечно-однородной моды  $\sim \sin(\pi y/L)$

$$\chi = -\frac{2}{\gamma_1} \frac{\pi^2}{L^2} \cdot (E < E_{\text{кр}}). \quad (1.3.17)$$

Характер теоретической зависимости  $\chi(t)$  соответствует эксперименту (рис. 1.16): эта зависимость является нелинейной, причем в области малых мощностей  $\chi = \text{const}$  (рис. 1.16б). Используя значения  $w_0 = 77$  мкм и  $P_{\text{пор}} = 85$  мВт с помощью (1.3.16) находим  $P_{\text{кр}} = P_{\text{пор}} g^2 / (1 + g)^2 = 18$  мВт, что хорошо совпадает с областью постоянства  $\chi$  на рис. 1.16б  $0 < P < P_{\text{кр}} = 20$  мВт.

Полученные соотношения (1.3.13) и (1.3.17) позволяют определить отношение вращательной вязкости к упругой постоянной  $\gamma_1/K$ . Эта отношение оценивалось следующими способами: (а) как средние значения, определенные с помощью (1.3.13) для точек экспериментальных кривых (1) и (2) на рис. 1.16а; (б) по наклону кривой  $\chi(P)$  (1.3.11) вблизи порога для  $f = 280$  мм; (в) по скорости релаксации в слабом поле (1.3.17). Среднее из полученных четырех значений составило  $\gamma_1/K = 0.77 \cdot 10^6$  с/см<sup>2</sup> (при этом все четыре значения отличались от среднего не более, чем на 20%). Если взять в качестве упругой постоянной  $K$  среднее из трех постоянных Франка  $K = 0.6 \cdot 10^6$  дин, то можно определить вращательную вязкость  $\gamma_1 = 0.6$  П. Эта величина совпадает со значением, определенным в работе [140].

Теоретические зависимости (1.3.13) и (1.3.17) для широкого пучка и узких световых пучков с  $w_0 = 77$  и 42 мкм, построенные при определенном выше значении  $\gamma_1/K = 0.77 \cdot 10^6$  с/см<sup>2</sup>, представлены на рис. 1.17 совместно с экспериментальными данными для скоростей

переориентации и релаксации, полученными для узких пучков. Из рис. 1.1.17 видно, что теория хорошо описывает экспериментальные результаты.

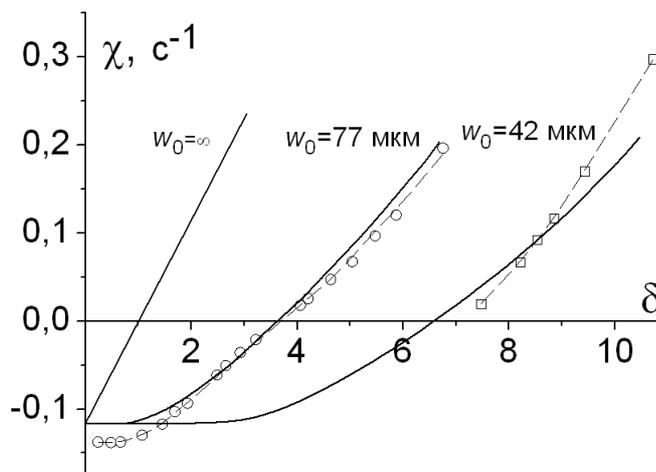


Рис. 1.17. Сравнение результатов расчета по формулам (1.3.13) и (1.3.17) с экспериментальными данными (рис. 1.16).

Как уже отмечалось во Введении, переход Фредерикса в низкочастотных полях можно рассматривать как фазовый переход второго рода [5, 31]. При этом параметром порядка является угол поворота директора, а аналогом температуры – квадрат электрического поля; критическая температура соответствует квадрату порогового поля. Переходу Фредерикса свойственны такие характерные черты переходов второго рода как замедление релаксации поля директора при приближении поля к пороговому [137] и возрастание флуктуаций вблизи порога [141].

Светоиндуцированный переход Фредерикса также является переходом второго рода (имеются теоретические указания, что он может быть переходом первого рода при большой оптической и упругой анизотропии [134–136], см. обзор литературы в параграфе 4.3). При этом результаты, полученные в данном параграфе, выявляют новое свойство фазовых переходов второго рода, заключающееся в нелинейности зависимости скорости релаксации от расстояния до точки перехода. Представляет интерес исследование возможности наблюдения обнаруженной особенности кинетики фазового перехода второго рода в других системах.

Таким образом, в данном параграфе представлены результаты экспериментального исследования переориентации и релаксации поля директора при переходе Фредерикса (ориентационном переходе второго рода) в НЖК. Показано что динамика переориентации и релаксации поля директора качественно отличается от случая однородных полей. В частности, установлено, что релаксация в слабых полях не зависит от величины поля.

Построена теория, описывающая динамику директора НЖК в ограниченном световом пучке. Рассчитаны пространственное распределение угла поворота директора в световом пучке и зависимость скоростей переориентации и релаксации директора от мощности и радиуса пучка. Результаты расчета динамики НЖК хорошо согласуются с экспериментом.

Определены отношение вращательной вязкости к упругой постоянной  $\gamma_1/K = 0.77 \cdot 10^6$  с/см<sup>2</sup> и вращательная вязкость  $\gamma_1 = 0.6$  П.

В качестве экспериментального метода использовалась регистрация осцилляций интенсивности в центре абберационной картины.

Отметим, что в [142], с помощью измерения автокорреляционной функции интенсивности рассеянного света, наблюдалась нелинейная зависимость скорости релаксации флуктуаций директора от мощности светового пучка в допороговой области – эффект вполне аналогичный обнаруженному в [59\*].

Осцилляции интенсивности в центре абберационной картины при самофокусировке светового пучка в НЖК наблюдались и исследовались впоследствии в [143]. В этой работе для регистрации осцилляций использовалась схема синхронного детектирования (что, как следует из результатов [59\*], не является необходимым). Временное изменение нелинейного набега фазы интерпретировалось в [143] как доплеровский сдвиг частоты световой волны ( $\delta\omega/\omega \sim 10^{-15}$ ), а возникновение осцилляций интенсивности – как результат “собственного” (intrinsic) гетеродинирования (т.е., гетеродинирования без дополнительных полей). В [144, 145] регистрация осцилляций в центре абберационной картины использовалась для изучения динамики релаксации директора при больших углах его поворота и флуктуаций директора в допороговой области. При этом в [144] наблюдалось возрастание флуктуаций при приближении к порогу, характерное для фазовых переходов.

#### **1.4. Автоколебания директора НЖК в поле обыкновенной световой волны**

В работе [51\*] было установлено, что при наклонном падении обыкновенной волны на гомеотропно ориентированный НЖК возникают колебательные режимы самовоздействия света и, соответственно, деформации поля директора. В данном параграфе представлены результаты экспериментального [60\*] и теоретического [60\*–62\*] исследования колебаний директора НЖК в световом поле.

### 1.4.1. Колебания НЖК в обыкновенной световой волне

Эксперименты проводились с гомеотропно ориентированным НЖК ОЦБФ толщиной  $L = 150$  мкм. Значение пороговой мощности при нормальном падении составляло  $P_{\text{пор}} = 50$  мВт, что, согласно [118], соответствует  $w_0 \approx 44$  мкм.

При больших углах падения ( $\alpha > 20^\circ$ ) самофокусировка светового пучка не наблюдалась вплоть до 300 мВт.

В интервале углов падения  $1^\circ < \alpha < 20^\circ$  возникает колебательный режим (абберационные кольца непрерывно появляются и схлопываются). Эффект является пороговым. Пороговая мощность возрастает с углом  $\alpha$  (рис. 1.18, кривая 1).

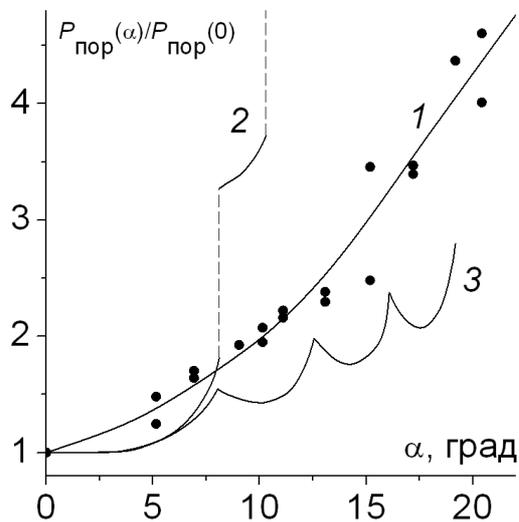


Рис. 1.18. Зависимость отношения пороговой мощности  $P_{\text{пор}}(\alpha)$  перехода Фредерикса при наклонном (под углом  $\alpha$ ) падении светового пучка на гомеотропно ориентированный НЖК ОЦБФ ( $L = 150$  мкм,  $T = 37^\circ\text{C}$ ) к пороговой мощности при нормальном падении  $P_{\text{пор}}(0) = 50$  мВт: (1) эксперимент; (2) расчет с поправкой на ограниченность светового пучка; (3) расчет вариационным методом.

Параметры колебаний зависят мощности пучка  $P$  и угла  $\alpha$  (рис. 1.19). С увеличением  $\alpha$  при фиксированной мощности  $P$  амплитуда колебаний уменьшается, а их характерное время уменьшается. При достаточно больших значениях мощности первый пик осцилляций значительно выше последующих.

Амплитуды последовательных колебаний неодинаковы. Они могут практически совпадать, но могут и отличаться в 2–3 раза. Периоды осцилляций (начиная со второй) близки, что позволяет говорить о среднем периоде. Измеренные значения среднего периода  $t_{\text{ср}}$  для различных  $P$  и  $\alpha$  представлены на рис. 1.20. Из рис. 1.20 видно, что период  $t_{\text{ср}}$  уменьшается в  $\sim$  два раза при увеличении угла от  $7^\circ$  до  $13^\circ$ .

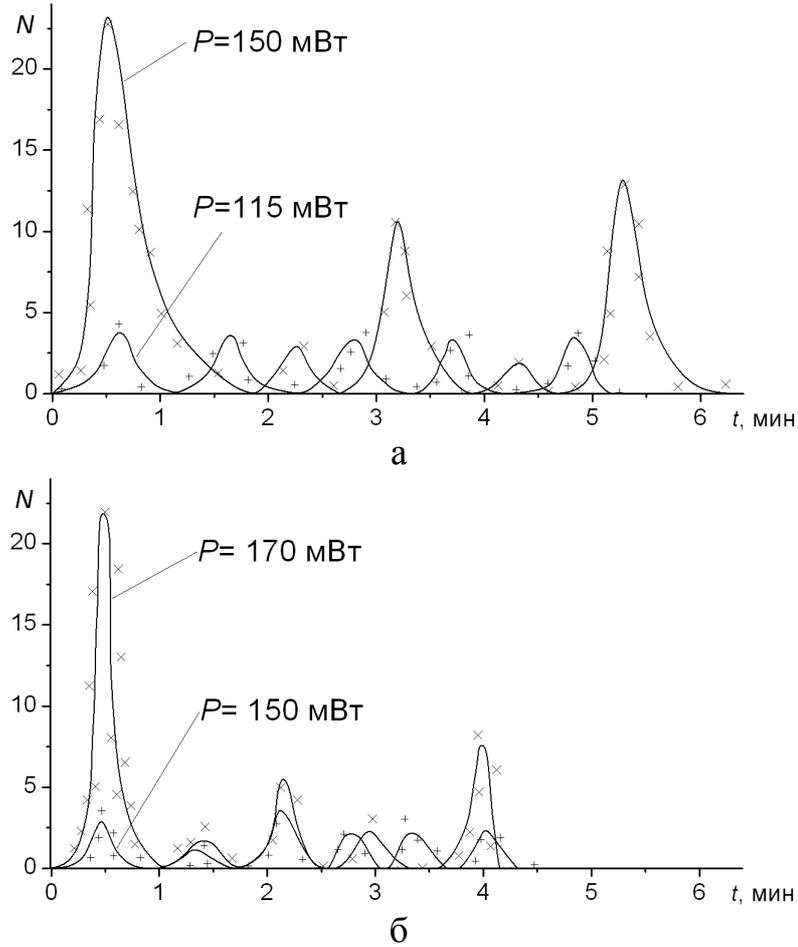


Рис. 1.19. Временные зависимости числа абберационных колец  $N$  при разных значениях мощности светового пучка  $P$  и угла  $\alpha =$  (а)  $5^\circ$  и (б)  $7^\circ$ .

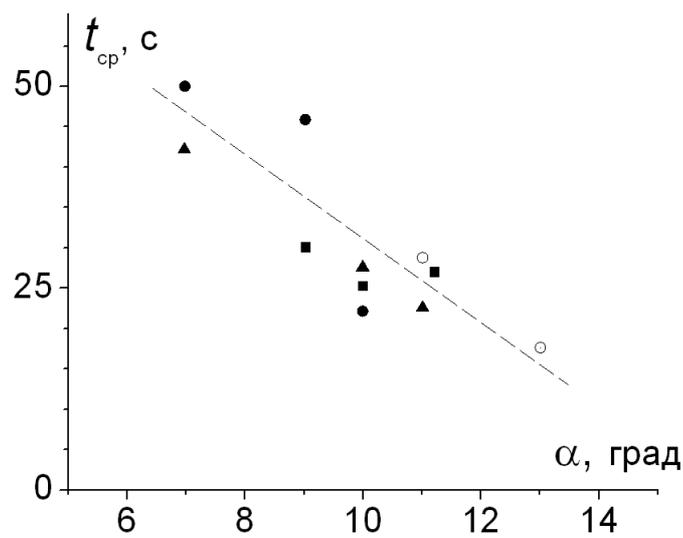


Рис. 1.20. Средний период колебаний  $t_{cp}$  при различных значениях угла  $\alpha$  падения светового пучка на НЖК и его мощности  $P$ : (●) 135, (▲) 170, (■) 190, (○) 210 мВт.

Поляризация колец отличается от вертикальной поляризации падающего пучка и также меняется во времени. В режимах с большой расходимостью пучка во время первой (максимальной) осцилляции она изменяется от вертикальной до горизонтальной при схлопывании пучка. В момент, соответствующий максимальной расходимости пучка, она повернута на  $\sim 45^\circ$  относительно горизонтали.

При  $\alpha \sim 1^\circ$  число абберационных колец сначала возрастает (в течение 2–3 мин) до максимального значения, а затем еще более медленно (6–8 мин) спадает до нуля (т.е., имеет место апериодический режим).

Перед тем, как перейти к количественному описанию взаимодействия НЖК с обыкновенной световой волной упомянем ряд других экспериментальных исследований, выполненных к началу 90-х годов. В [121] наблюдался апериодический режим осцилляций поля директора. В [146, 62\*] были детально исследованы зависимости характера осцилляций от угла и мощности светового пучка. Было установлено, что с увеличением мощности последовательно наблюдаются апериодический, затухающие, периодические, и стохастические колебания. Колебания директора в широком световом пучке наблюдались в [147]; при этом было найдено, что период осцилляций растет с увеличением мощности пучка.

#### *1.4.2. Расчет порога СПФ в обыкновенной световой волне*

Причина влияния поворота НЖК (увеличения угла падения  $\alpha$ ) на его взаимодействие со световой волной связана с изменением поляризации света при распространении в неоднородной анизотропной среде, которой является деформированный НЖК. При этом при больших углах  $\alpha$  имеет место режим Могена, то есть при падении на НЖК обыкновенной волны необыкновенная волна в объеме НЖК не возбуждается и директор не может поворачиваться, т.к. для обыкновенной волны световое поле перпендикулярно директору и оптический вращающий момент равен нулю (влияние характера энергообмена нормальных волн на оптическую ориентацию было впервые отмечено И. Яноши в [54\*]).

Возрастание порога СПФ с увеличением  $\alpha$  вызвано тем, что все большая часть энергии света в НЖК (в деформированном состоянии) должна приходиться на обыкновенную волну. В результате интенсивность света, необходимая для поворота директора, должна возрастать.

Задача о переориентации директора под действием светового пучка обыкновенной поляризации была рассмотрена в [60\*, 61\*]. При этом вместо наклонного падения светового пучка на гомеотропно ориентированный кристалл (рис. 1.2б) рассматривалось его нормальное падение на кристалл, в котором директор лежит в горизонтальной плоскости  $XY$  и образует с нормалью к стенке угол  $\beta$  (рис. 1.21а).

Самосогласованное поведение светового поля и директора описывается уравнением

$$\text{rot rot } \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\varepsilon} \mathbf{E} = 0 \quad (1.4.1)$$

и уравнением моментов, действующих на директор НЖК (1.3.3). Декартовы компоненты директора выразим через полярный угол  $\psi$  и азимутальный угол  $\varphi$

$$n_x = \sin \psi \cos \varphi, \quad n_y = \cos \psi, \quad n_z = \sin \psi \sin \varphi. \quad (1.4.2)$$

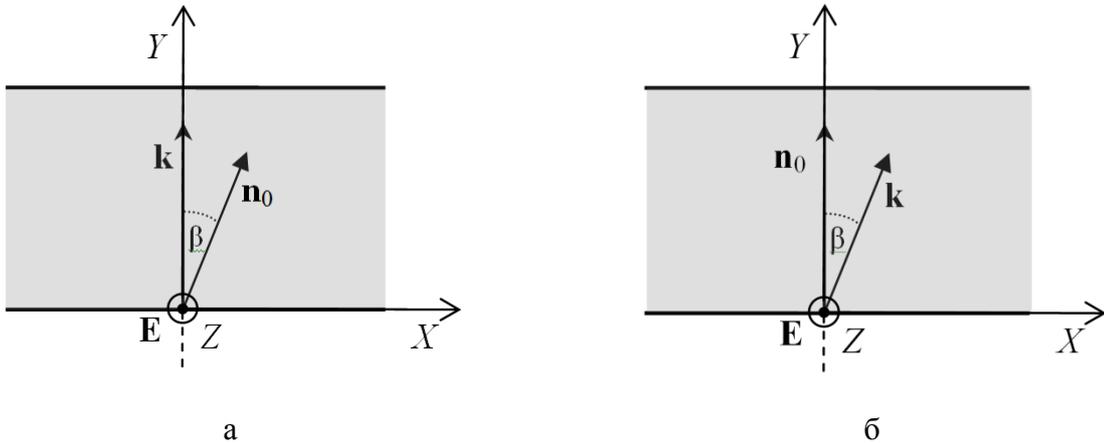


Рис. 1.21. Геометрии взаимодействия светового поля и директора НЖК, использованные в расчетах: (а) нормальное падение обыкновенной волны на НЖК с наклонной ориентацией директора и (б) наклонное падение обыкновенной волны на НЖК с нормальной ориентацией директора:  $\mathbf{E}$  – электрическое поле световой волны,  $\mathbf{k}$  – волновой вектор,  $\beta$  – угол между невозмущенным директором  $\mathbf{n}_0$  и нормалью к стенке НЖК.

Соотношения (1.4.2), в отличие от (1.1.4), описывают переориентацию директора в случае, когда он может выходить из плоскости падения. Выражая световое поле через медленно меняющуюся амплитуду  $\mathbf{A}(\mathbf{r})$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} [\mathbf{A}(\mathbf{r}) \exp(i\sqrt{\varepsilon_{\perp}} \frac{\omega}{c} y - i\omega t) + \text{к.с.}] \quad (1.4.3)$$

и представляя его в виде суперпозиции необыкновенной  $A_e$  и обыкновенной  $A_o$  волн

$$A_e = A_x \cos \varphi + A_z \sin \varphi, \quad (1.4.4)$$

$$A_o = -A_x \sin \varphi + A_z \cos \varphi, \quad (1.4.5)$$

из (1.4.1) получаем уравнения, описывающие энергообмен нормальных волн в деформированном НЖК

$$\frac{\partial A_e}{\partial y} = \frac{\partial \varphi}{\partial y} A_o + i \frac{\omega}{c} \Delta n A_e, \quad (1.4.6)$$

$$\frac{\partial A_o}{\partial y} = -\frac{\partial \varphi}{\partial y} A_e, \quad (1.4.7)$$

где  $\Delta n = \frac{\Delta \varepsilon \varepsilon_{\perp}^{1/2}}{2\varepsilon_{yy}} \sin^2 \psi$ . При выводе системы уравнений (1.4.6)–(1.4.7) были отброшены

производные светового поля по поперечным координатам (при этом исчезают эффекты дифракции и нелинейной рефракции пучка внутри НЖК). Из (1.3.3) и (1.4.2) находим уравнения для поля директора

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial^2 y} - \left[ \left( \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 \right] \sin \psi \cos \psi + \frac{\Delta \varepsilon}{8\pi K} \frac{\varepsilon_{\perp} \varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{yy}^2} |A_e|^2 \sin \psi \cos \psi, \quad (1.4.8)$$

$$\begin{aligned} \sin^2 \psi \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = & \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial \varphi}{\partial x} \sin^2 \psi \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial \varphi}{\partial y} \sin^2 \psi \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial \varphi}{\partial z} \sin^2 \psi \right) + \\ & + \frac{\Delta \varepsilon}{16\pi K} \frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} (A_e A_o^* + A_e^* A_o) \sin^2 \psi, \end{aligned} \quad (1.4.9)$$

где  $\tau = t / \tau_0$ ,  $\tau_0 = \gamma_1 L^2 / \pi^2 K$ . Отметим, что аналогичные уравнения для плоской волны были получены ранее в [134, 169, 170].

Граничные условия в рассматриваемой задаче имеют вид

$$\psi|_{y=0} = \psi|_{y=L} = \beta, \quad \varphi|_{y=0} = \varphi|_{y=L} = 0, \quad (1.4.10)$$

$$A_e|_{y=0} = 0, \quad A_o|_{y=0} = A_o. \quad (1.4.11)$$

Из системы уравнений (1.4.8)–(1.4.9) с граничными условиями (1.4.10)–(1.4.11) получаем уравнение для малых отклонений директора из плоскости  $XU$ , описываемых углом  $\varphi$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = \frac{L^2}{\pi^2} \Delta_{\perp} \varphi + \delta e^{-\frac{2\rho^2}{w_0^2} y} \int_0^y \frac{\partial \varphi}{\partial y'} \cos \mu(y-y') dy', \quad (1.4.12)$$

где

$$\delta = \frac{\Delta \varepsilon |A_0|^2}{16\pi K} \frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} \frac{L^2}{\pi^2}, \quad (1.4.13)$$

$$\mu = \frac{\omega}{c} \delta n \sin^2 \beta, \quad \delta n = \frac{\varepsilon_{\perp}^{1/2} \Delta \varepsilon}{2\varepsilon_{\parallel}}.$$

Полагая в (1.4.12)

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \varphi_1(x, z, t) \sin(\pi y/L), \quad (1.4.14)$$

домножая на  $\sin(\pi y/L)$ , и усредняя по координате  $y$ , получаем с точностью до  $\mu^2$

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial \tau} = \frac{L^2}{\pi^2} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \varphi_1 + \delta \left( 1 - \left( \frac{\mu L}{\pi} \right)^2 \right) e^{-\frac{2\rho^2}{w_0^2} y} \varphi_1. \quad (1.4.15)$$

При  $\mu=0$  уравнение (1.4.15) переходит в уравнение для нормального падения светового пучка. При  $(\mu L/\pi)^2 \ll 1$  возрастание порога перехода в световом пучке описывается простым соотношением

$$\frac{P_{\text{пор}}(\alpha)}{P_{\text{пор}}(0)} = 1 + \left( \frac{\mu L}{\pi} \right)^2. \quad (1.4.16)$$

Соотношение (1.4.16) совпадает с полученным ранее для плоской волны [121]. Оно применимо при малых углах падения ( $\alpha \leq 7^\circ$ ).

В работе [61\*] двумя способами были рассчитаны зависимости  $P_{\text{пор}}(\alpha)/P_{\text{пор}}(0)$  в более широком интервале углов  $0^\circ < \alpha < 20^\circ$ . В первом варианте расчета использовалось следующее из (1.4.12) (при  $w_0/L \rightarrow 0$ ) уравнение для плоской волны

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = \frac{L^2}{\pi^2} \Delta_{\perp} \varphi + \delta \int_0^y \frac{\partial \varphi}{\partial y'} \cos \mu(y-y') dy', \quad (1.4.17)$$

Порог определялся из условия обращения в ноль инкремента возрастания возбуждаемой моды (заметно отличавшейся от синусоидальной). Далее, в соответствии с (1.1.14), вводилась поправка на ограниченность светового пучка  $(1 + \sqrt{2}L' / \pi w_0)^2$ , где  $L'$  - характерный продольный размер возбуждаемой моды. Данный подход (рис. 1.18, кривая (2)) дает завышенный результат, кроме того, приводит к большим скачкам пороговой мощности.

При втором варианте расчета вариационным методом Ритца решалось уравнение (1.1.17). В качестве пробных использовались функции  $\sim \exp(-\rho^2/\Delta^2) \sin(\pi m y / L)$  ( $m = 1, 2, \dots$ ). Вариационный метод (рис. 1.18, кривая (3)) дает заниженный результат. Немонотонность полученной зависимости вызвана переходом с одной продольной моды на другую (изменением параметра  $m$ ).

Отметим, что формулы для порога, использованные для построения кривой 2 (но не содержащие поправку на ограниченность светового пучка) были получены ранее в [149]). Однако сравнение с экспериментом в этой работе не проводилось. В работах [150–152] был использован более строгий подход к вычислению порога – он определялся из условия обращения в ноль только действительной части инкремента возбуждаемой моды. В [151] была также учтена ограниченность светового пучка. Сравнение результатов численных расчетов [151] с нашими экспериментальными данными показало удовлетворительное согласие. При этом из расчета следовал небольшой скачок пороговой мощности ( $\sim 10\%$ ) при  $\alpha = 8^\circ$ . В эксперименте такой скачок не наблюдался, возможно, из-за недостаточной точности измерений.

#### 1.4.3. Расчет колебаний директора НЖК в обыкновенной световой волне

Перейдем к расчету колебаний поля директора в световом поле.

Поясним сначала движение директора в случае колебательных режимов с большим числом абберационных колец. На начальном этапе движение директора происходит в вертикальной плоскости (аналогично случаю нормального падения света). При этом значительная часть энергии светового поля переходит в энергию необыкновенной волны.

Вращающий момент, действующий на директор НЖК, равен

$$\mathbf{\Gamma}_{\text{опт}} = \frac{\Delta \epsilon}{4\pi} (\mathbf{nE}_e) [\mathbf{n} \times \mathbf{E}_e] + \frac{\Delta \epsilon}{4\pi} (\mathbf{nE}_o) [\mathbf{n} \times \mathbf{E}_o], \quad (1.4.18)$$

где  $\mathbf{E}_e$  и  $\mathbf{E}_o$  – электрические поля необыкновенной и обыкновенной волн. По мере увеличения угла между директором и волновым вектором в процессе переориентации директора, разница между показателями преломления необыкновенной и обыкновенной волн растет и второй член в (18) становится быстро осциллирующим (по направлению нормали к стенкам НЖК) с характерным периодом  $l_{\text{осц}}$ . Соответствующий момент не может вызвать значительной переориентации директора, т.к. момент упругих сил обратно пропорционален квадрату характерного размера деформации, т.е., в рассматриваемом случае  $l_{\text{осц}}$ . Другими словами, при достаточно большой разности фазовых скоростей необыкновенной и обыкновенной волн (т.е., при значительном числе абберационных колец) следует учитывать только момент, создаваемый необыкновенной волной (первый член в правой части (18)). Этот момент перпендикулярен плоскости, содержащей  $\mathbf{E}_e$  и  $\mathbf{n}$ , т.е., плоскости, содержащей волновой вектор  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{n}$  ( $\mathbf{\Gamma}_{\text{опт}} \sim [\mathbf{n} \times \mathbf{k}]$ ). Момент упругих сил стремится вернуть директор к первоначальной ориентации  $\mathbf{n}_0$ , т.е., его можно считать перпендикулярным плоскости, содержащей  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{n}_0$  ( $\mathbf{\Gamma}_{\text{упр}} \sim [\mathbf{n} \times \mathbf{n}_0]$ ).

Поскольку векторы  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{n}_0$  при наклонном падении света не параллельны, то и моменты  $\mathbf{\Gamma}_{\text{опт}}$  и  $\mathbf{\Gamma}_{\text{упр}}$  не параллельны и, следовательно, не могут уравновесить друг друга. В результате директор прецессирует к горизонтальной плоскости и доля энергии света, приходящейся на необыкновенную волну, уменьшается. Это соответствует наблюдаемому уменьшению числа абберационных колец после прохождения максимального значения и повороту направления их поляризации к горизонтали. Постепенно директор приближается к невозмущенному положению  $\mathbf{n}_0$ . Затем процесс повторяется снова. Так как при этом поворот директора начинается из несколько другого положения чем  $\mathbf{n}_0$ , то и амплитуда и период последующих колебаний уменьшаются. Приведенные рассуждения носят, очевидно, качественный характер и не объясняют отсутствие стационарного состояния поля директора при малых углах его поворота.

Количественное описание взаимодействия света с обыкновенной волной является очень сложной задачей даже в случае плоской волны, когда и поле директора и световое поле зависят от одной координаты. Фактически здесь речь идет о взаимодействии четырех скалярных полей (двух компонент директора и двух компонент поля), описываемом нелинейными уравнениями. В случае же ограниченного светового пучка каждое из этих полей дополнительно зависит от двух поперечных координат. Поэтому решение задачи о взаимодействии светового поля и директора следует начинать с упрощенных моделей, предполагая заранее определенный вид поля директора.

Впервые задача о надпороговом поведении директора в НЖК при падении обыкновенной световой волны рассматривалась в [60\*, 61\*]. При этом решалась задача о нормальном падении на НЖК с наклонными (рис. 1.21а) жесткими граничными условиями (1.4.10). Поле директора аппроксимировалось соотношениями

$$\psi(y,t) = \beta_0 + \psi_1(t)\sin(\pi y/L), \quad (1.4.19)$$

$$\varphi(y,t) = \varphi_1(t)\sin(\pi y/L), \quad (1.4.20)$$

Была получена система двух обыкновенных дифференциальных уравнений для функций  $\psi_1(t)$  и  $\varphi_1(t)$ , которая решалась численно. При этом входящие в уравнения значения полей  $A_e$  и  $A_o$  вычислялись с помощью (1.4.6) и (1.4.7). Решение системы при  $\beta_0 = 1^\circ$  и  $P = 5P_{\text{пор}}$  ( $\alpha=0^\circ$ ) показано на рис. 28. Из рис. 28а видно, что амплитуда первой осцилляции значительно выше периода последующих (что согласуется с экспериментом, рис. 24). Рис 28б иллюстрирует образование предельного цикла, т.е. периодических незатухающих колебаний. Рассчитанный период 60 с по порядку величины совпадает с характерными значениями, наблюдавшимися в эксперименте. Таким образом, модель, развитая в [60\*, 61\*] описывает возникновение периодических колебаний при очень малом угле падения ( $\alpha = 1.5^\circ$ ).

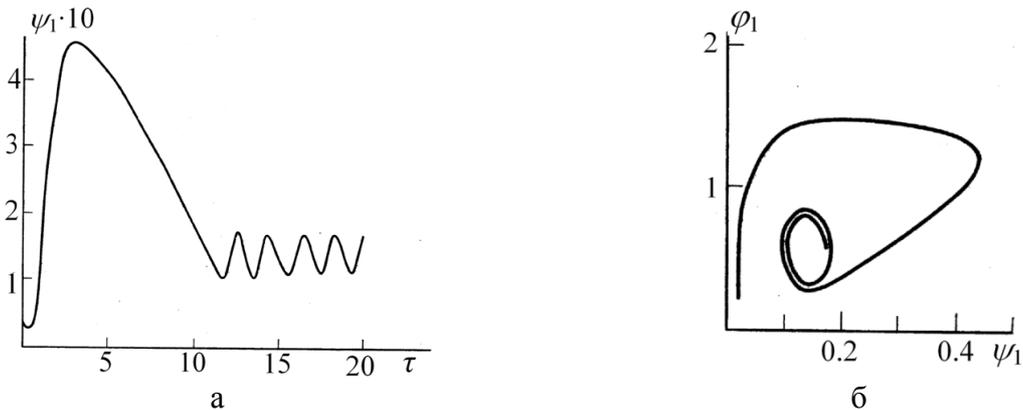


Рис. 1.22. Колебания директора в переменных (а)  $(\psi_1, \tau)$  и (б)  $(\varphi_1, \psi_1)$  при угле преломления обыкновенной волны  $\beta_0 = 1^\circ$  и превышении плотности мощности над пороговой (при нормальном падении) в 5 раз.  $\psi_1$  – изменение угла между директором  $\mathbf{n}$  и волновым вектором  $\mathbf{k}$ ,  $\varphi_1$  – угол между проекцией директора на плоскость XZ (рис. 1.21а) и осью X,  $\tau = t/\tau_0$  – безразмерное время ( $\tau_0 = \gamma_1 L^2 / \pi^2 K$ ).

Более детальные теоретические исследования взаимодействия светового пучка с нормально падающей обыкновенной волной были выполнены в [62\*] для случая больших углов падения. В этой работе рассматривалось наклонное падение световой волны (угол преломления

$\beta$ ) на НЖК с невозмущенной ориентацией директора  $\mathbf{n}_0$ , перпендикулярной стенкам ячейки (рис. 1.21б). Электрическое поле световой волны задавалось в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} [\mathbf{A}(y) \exp(i\omega x \sin \beta / c + iky - i\omega t) + \text{к.с.}], \quad (1.4.21)$$

где  $k = \omega(\varepsilon_{\perp} - \sin^2 \beta) / c$  и  $\mathbf{A}(y)$  – медленно меняющаяся амплитуда светового поля. На входной поверхности НЖК поляризация светового поля соответствовала обыкновенной волне

$$A_x = 0, \quad A_y = 0, \quad A_z = A_0. \quad (1.4.22)$$

Поляризацию света в НЖК описывалась с помощью параметров Стокса

$$\begin{aligned} S_1 &= (A_e A_0^* + A_e^* A_0) / |A_0|^2 \\ S_2 &= i(A_e^* A_0 - A_e A_0^*) / |A_0|^2 \\ S_3 &= (|A_e|^2 - |A_0|^2) / |A_0|^2, \end{aligned} \quad (1.4.23)$$

где амплитуды  $A_e$  и  $A_0$  определены соотношениями (1.4.4) и (1.4.5). Из (1.4.1), (1.4.21) и (1.4.23), исключая компоненту  $A_y$ , получаем систему обыкновенных уравнений для параметров Стокса

$$\begin{aligned} \frac{\partial S_1}{\partial \eta} &= -v_3 S_2 + v_2 S_3, \\ \frac{\partial S_2}{\partial \eta} &= v_3 S_2 - v_1 S_3, \\ \frac{\partial S_3}{\partial \eta} &= v_1 S_2 - v_2 S_1, \end{aligned} \quad (1.4.24)$$

где  $\eta = \pi y / L$  – безразмерная координата,  $v_1 = a \sin 2\varphi - b \cos 2\varphi$ ,  $v_2 = -2(\partial \varphi / \partial \eta)$ ,  $v_3 = -a \cos 2\varphi - b \sin 2\varphi$ ,  $b = 4N_0 u n_z$ ,  $N_0 = \delta n L / \lambda$ ,  $\delta n = \varepsilon_{\perp}^{1/2} \Delta \varepsilon / 2\varepsilon_{\parallel}$ ,  $u = n_x - \sin \beta$ . В частном случае нормального падения система уравнений (1.4.24) эквивалентна системе, полученной в [153]. Угловые координаты поля директора представим в виде

$$\psi(\eta, \tau) = \psi_0(\tau) \sin \eta, \quad (1.4.25)$$

$$\varphi(\eta, \tau) = \varphi_0(\tau) + \varphi_1(t) \cos \eta, \quad (1.4.26)$$

т. е. ограничимся только низшими пространственными гармониками.

Для решения системы уравнений (1.4.24) заменим коэффициенты  $v_1$ ,  $v_2$  и  $v_3$  их средними значениями. В этом приближении решение системы имеет вид

$$\begin{aligned} S_1 &= S_1^0 \cos G\eta + \bar{V}_1 d(1 - \cos G\eta) + \bar{V}_2 S_3^0 \sin G\eta, \\ S_2 &= \bar{V}_2 d(1 - \cos G\eta) + (\bar{V}_3 S_1^0 - \bar{V}_1 S_3^0) \sin G\eta, \\ S_3 &= S_3^0 \cos G\eta + \bar{V}_3 d(1 - \cos G\eta) - \bar{V}_2 S_1^0 \sin G\eta, \end{aligned} \quad (1.4.27)$$

где

$$\begin{aligned} G &= (\bar{V}_1^2 + \bar{V}_2^2 + \bar{V}_3^2), & \bar{V}_1 &= N_0(-8\beta\psi_0 \sin \varphi_0 / \pi + 2\beta^2 \sin 2\varphi_0), & \bar{V}_2 &= 4\varphi_1 / \pi, \\ \bar{V}_3 &= N_0(-\psi_0^2 + 8\beta\psi_0 \cos \varphi_0 / \pi - 2\beta^2 \cos 2\varphi_0), & d &= (\bar{V}_1 S_1^0 + \bar{V}_3 S_3^0) / G^2, & S_1^0 &= \sin 2(\varphi_0 + \varphi_1), \\ S_3^0 &= -\cos 2(\varphi_0 + \varphi_1). \end{aligned}$$

Из (1.4.8)–(1.4.9), (1.4.25)–(1.4.27) получаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений для поля директора

$$\begin{aligned} \frac{d\varphi_0}{d\tau} &= (\delta / 2)[w_{120} + \beta h_1 / \psi_0], \\ \frac{d\varphi_1}{d\tau} &= -3\varphi_1 + 2\delta(w_{121} + \beta h_2 / \psi_0), \\ \frac{d\psi_0}{d\tau} &= -\psi_0 - \frac{3\varphi_1^2 \psi_0}{4} + \frac{\delta}{2}[\psi_0(1 + w_{320}) - \frac{\psi_0^2}{2N_0^{1/2}}(1 + \frac{4w_{340}}{3}) - \beta h_3]. \end{aligned} \quad (1.4.28)$$

Здесь  $h_1 = g_1 \sin \varphi_0 + g_1 \cos \varphi_0$ ,  $h_2 = g_3 \sin \varphi_0 + g_4 \cos \varphi_0$ ,  $h_3 = g_2 \sin \varphi_0 + g_5 \cos \varphi_0$ ,  $g_1 = 4 / \pi - w_{310} + \varphi_1 w_{111}$ ,  
 $g_2 = -w_{110} - \varphi_1 w_{311}$ ,  $g_3 = -w_{311} + \varphi_1 w_{112}$ ,  $g_4 = 4\varphi_1 / 3\pi - w_{111} - \varphi_1 w_{312}$ ,  $g_5 = 4 / \pi + w_{310} - \varphi_1 w_{111}$ ,

$$w_{nmk} = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi S_n(\eta) \sin^m \eta \cos^k \eta d\eta.$$

Система уравнений (1.4.28) решалась численно; параметры Стокса определялись с помощью соотношений (1.4.27). Режимы временного изменения поляризации полученные в результате решения (1.4.28), представлены графически на рис. 1.23. На этом рисунке изображены траектории движения вектора  $\mathbf{I}_A$ , длина которого

$$I_A = [1 + (1 - S_2^2)]^{1/2} / 2, \quad (1.4.29)$$

пропорциональна квадрату длинной оси эллипса поляризации, а угол отклонения  $I_A$  от вертикали

$$\xi = \varphi + \frac{1}{2} \operatorname{arctg}(S_1 / S_3) \quad (1.4.30)$$

есть угол поворота длинной оси эллипса поляризации.

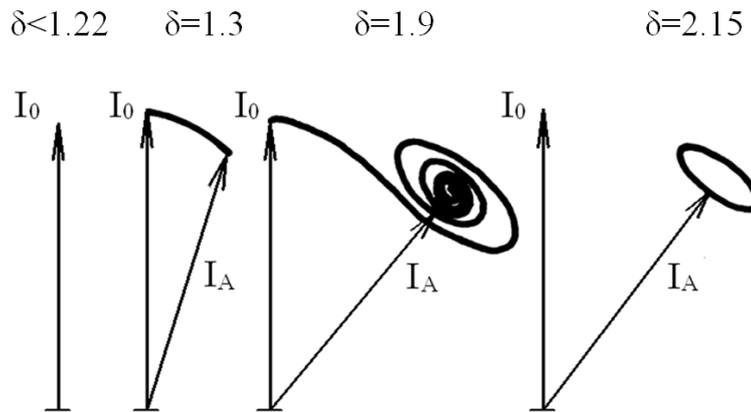


Рис. 1.23. Рассчитанные траектории вектора  $I_A$ , характеризующего поляризацию прошедшей световой волны, при различных значениях безразмерной плотности мощности  $\delta$  (падающая световая волна поляризована вертикально; угол падения  $\alpha = 6^\circ$ ).

При допороговой плотности мощности световой волны  $\delta < \delta_{\text{пор}} < 1.22$  поле директора не деформируется и вертикальная поляризация света не изменяется. В области  $\delta_{\text{пор}} < \delta < 2.1$  поле директора становится неустойчивым и через некоторое время после начала освещения приходит к деформированному стационарному состоянию, при этом плоскость поляризации поворачивается на некоторый угол  $\xi_{\text{ст}}$  (рис. 1.24). В надпороговой области по мере увеличения интенсивности света для поляризации (и поля директора) имеют место режимы апериодических ( $\delta = 1.3$ ), затухающих ( $\delta = 1.9$ ) и периодических ( $\delta = 2.15$ ) колебаний. Такая картина согласуется с экспериментальными результатами, полученными соавторами автора диссертации в [62\*] (рис. 1.25).

Как следует из рис. 1.24, угол  $\xi_{\text{ст}}$  монотонно возрастает с интенсивностью световой волны и достигает насыщения  $\xi_{\text{ст}}^{\text{макс}} = 37^\circ$  при  $\delta = 1.7$  (т.е., при  $\delta / \delta_{\text{пор}} = 1.4$ ). Теоретическое значение несколько больше, чем экспериментальное  $\xi_{\text{ст}}^{\text{макс}} = 25^\circ$ . Следует, однако, отметить, что

расчетное максимальное значение угла поворота плоскости поляризации достигается при том же относительном уровне интенсивности света, что и в эксперименте ( $P/P_{\text{пор}} = 1.4$ ).

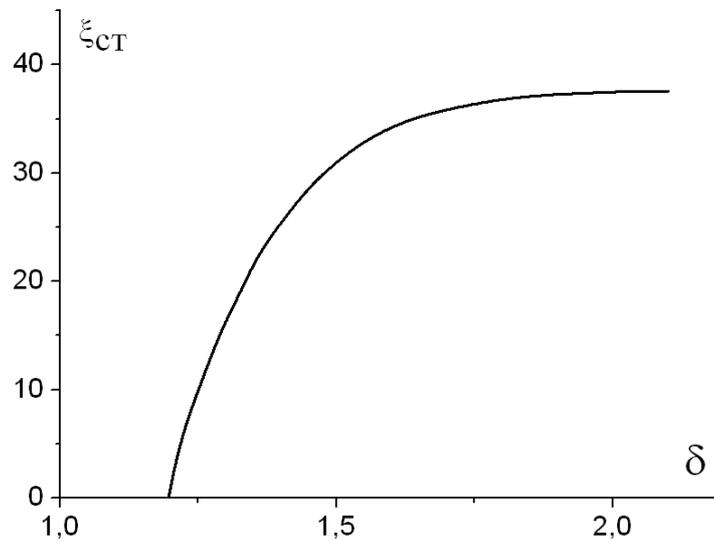


Рис. 1.24. Рассчитанная зависимость стационарного значения угла отклонения (от вертикали) большой оси эллипса поляризации  $\xi_{ст}$  от безразмерной плотности мощности  $\delta$  (падающая световая волна поляризована вертикально; угол падения  $\alpha = 6^\circ$ ).

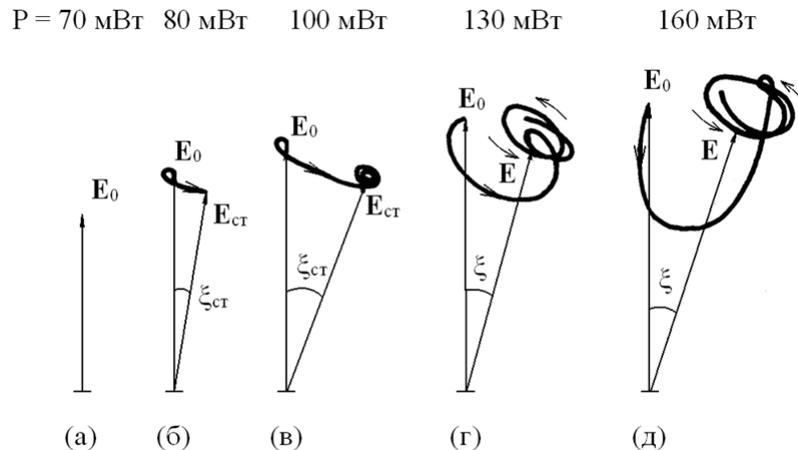


Рис. 1.25. Динамика светового поля на оси светового пучка при наклонном ( $\alpha = 6^\circ$ ) падении обыкновенной волны (а) на гомеотропно ориентированный НЖК ОЦБФ ( $L = 150$  мкм,  $t = 37^\circ\text{C}$ ): (а) допороговый режим, (б) аперiodический режим, (в) затухающие колебания, (г)–(д) периодические колебания [62\*].

В области  $\delta > 2.3$  рассчитанные траектории становятся симметричными относительно вертикального направления (что соответствует траекториям директора, симметричным относительно плоскости XY на рис. 1.21б). Это не согласуется с экспериментом [62\*], в котором при увеличении мощности наблюдались стохастические режимы. Траектории такого типа наблюдались, однако, в последующих работах [154–156].

Можно заключить, что проведенный расчет воспроизводит наблюдавшиеся в [146, 62\*] режимы апериодических, затухающих и периодических колебаний директора и параметров поляризации светового поля при падении на НЖК обыкновенной световой волны.

Таким образом, обнаружены и исследованы колебания директора гомеотропно ориентированного НЖК в поле обыкновенной световой волны. Установлено, что колебания наблюдаются в достаточно широком интервале углов падения света  $\alpha < 20^\circ$ . С возрастанием угла падения порог светоиндуцированного перехода Фредерикса растет, а период колебаний поля директора уменьшается. Проведены расчеты порога СПФ в поле светового пучка, результаты которых качественно согласуются с экспериментом.

Построена теория колебаний поля директора в поле обыкновенной световой волны адекватно описывающая экспериментально наблюдаемые режимы регулярных колебаний.

Впервые обнаруженные в работах [51\*, 60\*] осцилляции поля директора в обыкновенной световой волне привлекли значительное внимание и изучались в работах ряда исследовательских групп. Упомянем некоторые из этих работ (достаточно подробный обзор можно найти в [157]).

В [158] были совместно численно решены система дифференциальных уравнений в частных производных для поля директора и система обыкновенных уравнений для амплитуд плоской световой волны. Было установлено, что при трехкратном и более превышении порога при нормальном падении наблюдаются многомодовые режимы колебаний: интенсивность прошедшей обыкновенной волны меняется сложным образом, при этом, однако, как и в эксперименте [60\*], просматривается определенный средний период. Из представленных в [158] результатов для интенсивности обыкновенной волны можно заключить, что директор не пересекает плоскость симметрии XY (см. рис. 1.21б). Результаты [158] вполне согласуются с экспериментами [60\*, 62\*].

Экспериментальные исследования движения директора с помощью поляризационных измерений были выполнены в [154]. В этой работе наблюдался режим стационарной деформации, а также режимы колебаний относительно плоскости XY и вращения относительно оси Y (см. рис. 1.21б). Наблюдались также стохастические колебания, один из типов которых был обусловлен случайным чередованием (перемежаемость, *intermittence*) последних двух режимов. Исследования динамики поляризации света в [155, 156] показали, что по мере увеличения мощности вслед за стационарной деформацией, как и в [62\*], непосредственно следует предельный цикл движения директора, не пересекающий плоскость симметрии XY.

Далее, как и в [154], возникает режим колебаний относительно плоскости ХУ с последующей хаотизацией.

В [159, 160] построена теория переориентации директора в поле о-волны в широком диапазоне мощности плоской волны. Поле директора, как и в [62\*], аппроксимировалось тремя пространственными модами. Уравнения Максвелла решались методом возмущений. С увеличением мощности возникают пороговая стационарная переориентация а затем предельный цикл для движения директора без пересечения плоскости падения (что согласуется с результатами экспериментов [60\*, 62\*] и расчетов [60\*–62\*, 158]). При дальнейшем увеличении мощности возникают движения директора пересекающие плоскость падения (наблюдавшиеся в работах [154–156] и полученные в расчете [62\*]). При еще больших мощностях теория [159, 160] дает сложные движения директора, в том числе хаотические.

В работе [161] был учтен эффект обратного потока. Результаты, полученные в [161] для больших интенсивностей отличались от результатов [160], однако при малых превышениях порога они воспроизводили возникновение предельных циклов, не пересекающих плоскости ХУ, и регулярные колебания директора с траекторией пересекающей плоскость ХУ. Работа [161] дает удовлетворительное описание хаотических режимов, наблюдавшихся в эксперименте.

## **§1.5. Взаимодействие НЖК со светом циркулярной поляризации**

В данном параграфе представлены результаты экспериментального [55\*, 63\*] и теоретического [63\*, 64\*, 162\*] исследования переориентации директора гомеотропно ориентированных НЖК в поле нормально падающего светового пучка циркулярной поляризации.

### *1.5.1. Экспериментальное исследование взаимодействия циркулярно поляризованной световой волны с НЖК*

Эксперименты проводились с гомеотропно ориентированными НЖК МБА ( $L = 120$  мкм,  $T = 24^\circ\text{C}$ ) и ОЦБФ ( $L = 150$  мкм,  $T = 37^\circ\text{C}$ ). Циркулярная поляризация нормально падающего на НЖК светового пучка ( $\lambda = 515$  нм) создавалась с помощью четвертьволновой пластинки.

Как и в случае линейной поляризации, наблюдалось пороговое абберационное самовоздействие светового пучка, свидетельствующее о пороговой переориентации

директора. Однако порог перехода в циркулярно поляризованном пучке  $P_{\text{пор}}^{\text{цирк}}$  в два раза больше, чем порог  $P_{\text{пор}}^{\text{лин}}$  в линейно поляризованном пучке. Так, для НЖК МББА  $P_{\text{пор}}^{\text{лин}} \sim 50$  мВт и  $P_{\text{пор}}^{\text{цирк}} \sim 100$  мВт (при  $f = 270$  мм).

Картина в прошедшем световом пучке состоит из системы абберационных колец и яркого пятна в центре. Направления поляризации колец и пятна взаимно перпендикулярны. Расходимость системы абберационных колец нестабильна. Период пульсаций составляет десятки секунд и минуты. Вдали от порога, при большой расходимости пучка, возможна стабилизация картины (при этом для МББА при  $P = 150$  мВт  $N \sim 43$  и  $\theta \sim 25^\circ$ ).

Вид абберационной картины можно пояснить следующим образом. При падении на НЖК света с циркулярной поляризацией директор стремится расположиться в плоскости, в которой вращается вектор  $\mathbf{E}$  (плоскости  $XZ$ , см. рис. 1.26).

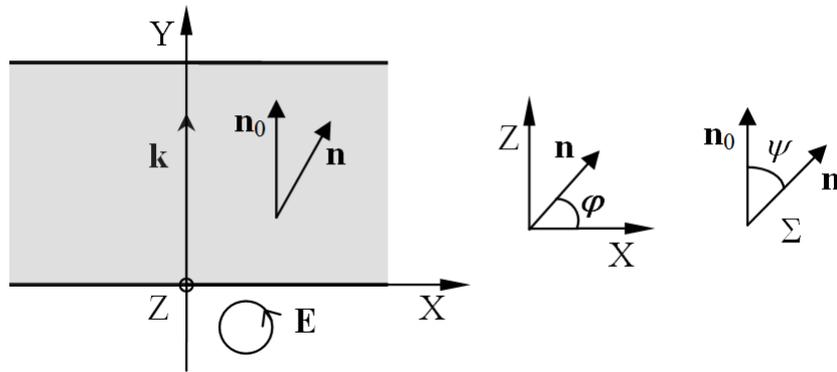


Рис. 1.26. Геометрия взаимодействия циркулярно поляризованной световой волны и директора гомеотропно ориентированного НЖК. Вектор электрического поля  $\mathbf{E}$  вращается в плоскости  $XZ$ ;  $\mathbf{k}$  – волновой вектор света;  $\mathbf{n}_0$  – невозмущенный директор НЖК, параллельный оси  $Y$ ;  $\mathbf{n}$  – директор деформированного НЖК;  $\Sigma$  – плоскость, проходящая через вектора  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{n}_0$  (плоскость переориентации директора);  $\psi$ ,  $\varphi$  – полярный и азимутальный углы поворота директора.

При этом плоскость поворота директора  $\Sigma$  (определяемая директором  $\mathbf{n}$  и осью  $Y$ ) может быть произвольной (аналогично, например, случаю переориентации директора НЖК с отрицательной диэлектрической анизотропией в электрическом поле). Падающее световое излучение циркулярной поляризации возбуждает в объеме НЖК необыкновенную волну (поляризованную в плоскости  $\Sigma$ ) и обыкновенную волну (поляризованную перпендикулярно плоскости  $\Sigma$ ) одинаковой интенсивности. Необыкновенная волна самофокусируется (т.к. показатель преломления этой волны зависит от ориентации директора) и дает кольцевую картину, в то время как

обыкновенная волна (характеризующая постоянным показателем преломления) проходит через НЖК, не испытывая самовоздействия, и дает яркое пятно в центре.

В работе [63\*] была зарегистрирована непрерывная прецессия плоскости поляризации абберационных колец, скорость которой не была постоянной и изменялась в интервале  $0.02 \text{ рад/с} < \Omega < 0.07 \text{ рад/с}$  ( $P = 105 \text{ мВт}$ ,  $P_{\text{пор}}^{\text{цирк}} = 100 \text{ мВт}$ ). Поворот плоскости поляризации абберационной картины на  $360^\circ$  происходит за время  $t_{\text{пов}} = 190 \text{ с}$ . При этом расходимость картины изменялась в пределах от  $2^\circ$  до  $4^\circ$ . Характерная зависимость интенсивности в центре абберационной картины для НЖК ОЦБФ, отражающая динамику колебаний расходимости, представлена на рис. 1.27.

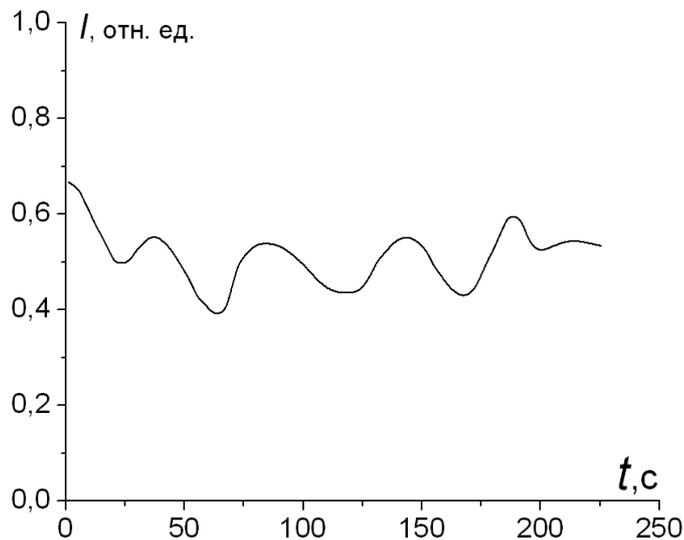


Рис. 1.27. Временная зависимость интенсивности в центре абберационной картины для светового пучка, прошедшего через гомеотропно ориентированный НЖК ОЦБФ ( $L = 150 \text{ мкм}$ ,  $f = 28 \text{ см}$ ,  $P_{\text{пор}}^{\text{цирк}} = 100 \text{ мВт}$ ) при  $P = 105 \text{ мВт}$ . Значение  $I = 1$  соответствует интенсивности в начальный момент освещения.

Эффект прецессии связан с изменением поляризации света при распространении в НЖК. Например, если разность фаз между необыкновенной и обыкновенной волнами равна  $\pi/2$ , то циркулярная поляризация превращается в линейную, при этом вектор  $\mathbf{E}$  оказывается повернутым к плоскости  $\Sigma$  (рис. ) на  $45^\circ$  (подобно тому, как это происходит при прохождении светового излучения через четвертьволновую пластинку). Электрическое поле стремится повернуть директор параллельно себе, что и приводит к повороту плоскости  $\Sigma$  и соответствующему повороту поляризации.

В работе [63\*] на основе решения уравнений 1.4.8 в случае плоской волны было получено выражение для скорости прецессии директора

$$\Omega = \frac{1}{\tau_0} \frac{\delta}{2} g(Q), \quad (1.5.1)$$

где  $g(Q) = 2\sin^2(\pi Q/2)/\pi Q$ ,  $Q = N_0 \psi_0^2$ ,  $N_0 = \delta n L / \lambda$ ,  $\delta n = \Delta \varepsilon \varepsilon_{\perp}^{1/2} / 2 \varepsilon_{\parallel}$ ,  $\delta$  – безразмерная интенсивность световой волны (значение  $\delta = 2$  соответствует порогу СПФ в циркулярно поляризованном поле). Как было найдено в параграфе 1.3  $\gamma_1/K = 0.77 \cdot 10^6$  с/см<sup>2</sup>. Поэтому  $\tau_0 = 18$  с. Полагая в (9)  $\delta \sim 2$ ,  $Q = 3$  (согласно 1.2.24 соответствует 1–2 абберационным кольцам), получаем оценку  $\Omega \sim 0.07$  рад/с, что по порядку величины совпадает с экспериментом.

Прецессия директора в циркулярно поляризованном поле наблюдалась в работе [65], опубликованной несколько ранее [63\*]. В [65] прецессия поля директора объяснялась передачей НЖК момента импульса света. Было получено выражение для скорости прецессии через изменение поляризации прошедшего света (эквивалентное (1.5.1)). В работе [65] было также экспериментально установлено, что СПФ в циркулярно поляризованном поле является ориентационным переходом первого рода. При малых превышениях порога, в отсутствие заметной самофокусировки, наблюдалась оптическая бистабильность равномерно прецессирующего поля директора. В работе [65], однако, не было рассчитано поле директора и не было дано объяснения эффекту бистабильности. Ниже изложена теория этого эффекта [162\*, 64\*].

### 1.5.2. Теория взаимодействия циркулярно поляризованной световой волны с НЖК

Система уравнений для директора гомеотропно ориентированного НЖК в нормально падающей циркулярно поляризованной плоской световой волне (следующая из (1.4.8) и (1.4.9)) с соответствующими граничными условиями имеет вид

$$\gamma_1 \frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta^2} - \left( \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \right)^2 \sin \psi \cos \psi + \delta (1 + S_3) \sin \psi \cos \psi, \quad (1.5.2)$$

$$\gamma_1 \sin^2 \psi \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \sin^2 \psi \right) + \delta S_1 \sin^2 \psi. \quad (1.5.3)$$

$$\psi |_{y=0} = \psi |_{y=L} = 0, \quad (1.5.4)$$

$$A_e |_{y=0} = A_0 / \sqrt{2}, \quad A_o |_{y=0} = A_0 e^{i\pi/2} / \sqrt{2}. \quad (1.5.5)$$

Здесь  $\delta = \Delta \varepsilon \varepsilon_{\perp} L^2 |A_0|^2 / 16 \pi^3 K \varepsilon_{\parallel}$ ,  $S_1$  и  $S_3$  – параметры Стокса, удовлетворяющие уравнениям (следующим из (1.4.6) и (1.4.7))

$$\frac{\partial S_1}{\partial \eta} = 2N_0 \sin^2 \psi S_2 - 2 \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} S_3, \quad (1.5.6)$$

$$\frac{\partial S_2}{\partial \eta} = -2N_0 \sin^2 \psi S_1, \quad (1.5.7)$$

$$\frac{\partial S_3}{\partial \eta} = 2 \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} S_1. \quad (1.5.8)$$

Представим полярный и азимутальный углы поворота директора в виде (1.4.25) и (1.4.26). Последнее соотношение означает, что поле директора уже не является плоским, результатом чего является энергообмен нормальных волн, влияющий на амплитуду  $\psi_0$ .

Используя при решении системы (1.5.6)–(1.5.8) метод возмущений по параметру  $\varphi_1$ , приходим к системе обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\frac{d\varphi_1}{d\tau} = -3\varphi_1 + \frac{\delta}{2} f_1, \quad (1.5.9)$$

$$\frac{dQ}{d\tau} = Q \left( \delta - 2 - \frac{3}{2} \varphi_1^2 - \delta \varphi_1 f_2 \right) - \frac{\delta Q^2}{2N}, \quad (1.5.10)$$

где

$$f_1(Q) = \frac{8}{\pi} \int_0^{\pi} \sin^2 \eta \cos \eta \sin \left[ Q \left( \eta - \frac{\sin 2\eta}{2} \right) \right] d\eta, \quad (1.5.11)$$

$$f_2(Q) = \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi} \sin^2 \eta d\eta \int_0^{\eta} \sin \eta' \sin \left[ Q \left( \eta' - \frac{\sin 2\eta'}{2} \right) \right] d\eta'. \quad (1.5.12)$$

В интервале  $0 < Q < 1.1$  функции  $f_1$  и  $f_2$  с хорошей точностью могут быть аппроксимированы выражениями

$$f_1(Q) = -0.6 \sin \pi Q, \quad f_2(Q) = 1.1 \sin(\pi Q / 2). \quad (1.5.13)$$

Временные изменения величин  $Q$  и  $\varphi_1$  не зависят от угла поворота плоскости директора  $\varphi_0$ . (т.е. от его прецессии). Координаты  $Q$  стационарных точек системы (1.5.9)–(1.5.10) определяются уравнениями

$$Q = 0, \quad (1.5.14)$$

$$\frac{\delta^2}{4}(f_1 f_2 + \frac{f_1^2}{4}) - \frac{3}{2}\delta(1 - \frac{Q}{2N}) + 3 = 0. \quad (1.5.15)$$

Тривиальное решение  $Q = 0$  отвечает невозмущенному полю директора, корни соответствующего характеристического уравнения равны  $\Gamma_1 = -3$  и  $\Gamma_2 = \delta - 2$  (последнее соотношение определяет порог устойчивости  $\delta = 2$ ). Решение уравнения (1.5.15) представлено на рис. 1.28 при  $N = \infty$  (кривая 1) и при  $N = 18$  (что соответствует экспериментальным условиям [65]) (кривая 2). Участки этих кривых, имеющие положительный наклон (ВА и В'А') устойчивы, а имеющие отрицательный наклон (штриховые линии) – неустойчивы. Таким образом, например, в интервале  $\delta_{В'} < \delta < 2$  (при  $N = 18$ ) имеет место бистабильность поля директора. Ширина области бистабильности  $1 - \delta_{В'}/2 = 0.10$ , что хорошо согласуется с экспериментальным значением 0.13 [65].

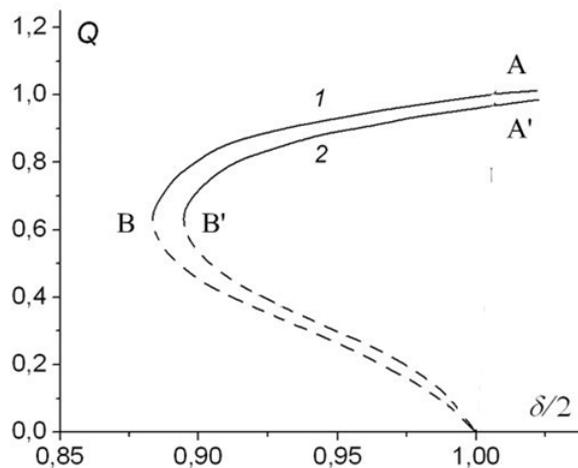


Рис. 1.28. Зависимости  $Q(\delta/2)$  для циркулярно поляризованной волны, построенные согласно (1.5.16), при (1)  $N_0 = \infty$ , (2)  $N_0 = 18$ .

Таким образом, суммируя результаты данного параграфа, можно заключить, что в гомеотропно ориентированном НЖК при нормальном падении световой волны наблюдается светоиндуцированный переход Фредерикса, порог перехода которого в два раза превышает порог перехода в линейно поляризованной световой волне. Обнаружен колебательный режим поведения директора в циркулярно поляризованном световом поле.

Рассчитана переориентация директора гомеотропно ориентированного НЖЛ. Показано, что трансформация СПФ второго рода в ориентационный переход первого рода связана с неплоским характером деформации поля директора, вызывающим энергообмен нормальных волн. Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментом.

Отметим, что расчет бистабильности поля директора в припороговой области в циркулярно поляризованным поле был впоследствии выполнен в [163]. В области малых полярных углов, исследованных в [162\*, 63\*], результаты этих работ вполне аналогичны. При больших углах расчет [163] показал наличие дополнительных стационарных состояний азимутального угла.

Колебательные режимы поля директора в поле циркулярно поляризованной волны впоследствии изучались во многих работах (см. обзор [157]). Теоретический анализ таких режимов предполагает численное решение уравнений нематодинамики в световом поле при учете достаточно большого числа пространственных мод поля директора [164].

Было также исследовано влияние хиральной добавки на взаимодействие циркулярно поляризованного света с гомеотропно ориентированном НЖК [165] (этот случай интересен тем, что хиральная добавка способствует неплоской деформации поля директора, усиливая, тем самым, энергообмен нормальных волн).

Значительный интерес исследователей был также привлечен к экспериментальному и теоретическому исследованию динамики поля директора гомеотропно ориентированного НЖК в эллиптически поляризованном световом поле. Симметрия этой задачи, в определенном смысле, аналогична случаю наклонного падения обыкновенной волны – имеются плоскости симметрии, проходящие через невозмущенный директор и большую и малую оси эллипса поляризации. Как и в случае обыкновенной волны, наблюдались различные типы регулярных и хаотических режимов [157, 166–168].

Интересно отметить также, что на динамику переориентации директора существенное влияние оказывает форма светового пучка [169, 170]. Например, периодические колебания могут наблюдаться даже в линейно поляризованном поле, если световой пучок имеет эллиптический профиль [170].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ ПО ГЛАВЕ I

1. Впервые наблюдался светоиндуцированный переход Фредрикаса (СПФ) в нематическом жидком кристалле. Установлено, что СПФ имеет с переходом Фредерикса в низкочастотных полях как общие черты (пороговый характер переориентации молекул, зависимость порога от толщины жидкокристаллического слоя), так и принципиальные отличия (колебательные режимы в поле обыкновенной световой волны, зависимость порога от ширины светового пучка и направления распространения световой волны).

Зарегистрирован практически полный (на  $90^\circ$ ) поворот директора НЖК к световому полю. Светоиндуцированное изменение показателя преломления НЖК при этом равно оптической анизотропии НЖК.

Рассчитан порог перехода СПФ в зависимости от ширины светового пучка. Результаты расчета согласуются с экспериментом.

2. Установлено, что СПФ сопровождается абберационной самофокусировкой светового пучка. Рассчитаны поле директора при СПФ и основные параметры абберационной самофокусировки (расходимость светового пучка  $\theta$  и число абберационных колец  $N$  в его поперечном сечении). Результаты расчета параметров абберационной самофокусировки согласуются с экспериментом.

3. Экспериментально исследована динамика переориентации и релаксации поля директора при СПФ в ограниченном световом пучке. В качестве экспериментального метода использовалась регистрация осцилляций интенсивности в центре абберационной картины. Установлено, что динамика директора НЖК в световом пучке качественно отличается от случая однородных полей – скорости переориентации и релаксации поля директора не являются линейной функцией мощности светового пучка; релаксация в слабых световых полях не зависит от величины поля.

Построена теория, описывающая динамику директора НЖК в ограниченном световом пучке. Определены отношение вращательной вязкости к упругой постоянной  $\gamma_1/K = 0.77 \cdot 10^6$  с/см<sup>2</sup> и вращательная вязкость  $\gamma_1 = 0.6$  П.

4. Экспериментально исследованы колебания директора гомеотропно ориентированного НЖК в поле обыкновенной световой волны. Установлено, что колебания наблюдаются в достаточно широком интервале углов падения света  $\alpha < 20^\circ$ . С возрастанием угла падения света порог СПФ растет, а период колебаний поля директора уменьшается.

Проведены расчеты порога СПФ в поле светового пучка обыкновенной поляризации, результаты которых качественно согласуются с экспериментом.

Построена теория колебаний поля директора в поле обыкновенной световой волны, адекватно описывающая экспериментально наблюдаемые режимы регулярных колебаний.

5. Экспериментально установлено, что порог СПФ в поле световой волны циркулярной поляризации в два раза превышает порог перехода в линейно поляризованной световой волне. Обнаружен колебательный режим поведения директора в циркулярно поляризованном световом поле.

Рассчитана переориентация директора гомеотропно ориентированного НЖЛ в циркулярно поляризованном световом поле. Показано, что трансформация СПФ второго рода (в линейно поляризованном поле) в ориентационный переход первого рода и возникновение бистабильности связаны с неплоским характером деформации поля директора, вызывающим энергообмен нормальных волн. Результаты расчета хорошо согласуются с известными из литературы экспериментальными данными.

## ГЛАВА II. САМОВОЗДЕЙСТВИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

### 2.1. Поляризация абберационной картины самофокусировки

В данном параграфе представлены результаты экспериментального и теоретического исследования поляризации абберационной картины самофокусировки [58\*, 66\*–68\*].

#### *2.1.1. Экспериментальное исследование взаимодействия необыкновенной световой волны с НЖК*

Эксперименты проводились с гомеотропно ориентированными НЖК ОЦБФ ( $L = 150$  мкм,  $T = 37^\circ\text{C}$ ). В качестве источника излучения использовался аргоновый лазер ( $\lambda = 515$  нм). Световой пучок (горизонтальной поляризации, необыкновенная волна) фокусировался в жидкокристаллическую ячейку линзой с фокусным расстоянием  $f = 28$  см.

Угол поворота плоскости поляризации или направление большой оси эллипса поляризации определялись с помощью пленочного поляроида. Измерялась степень эллиптичности поляризации – отношение  $e = (I_{\text{мин}}/I_{\text{макс}})^{1/2}$ , где  $I_{\text{мин}}$  и  $I_{\text{макс}}$  – минимальная и максимальная интенсивность света при повороте анализатора.

Было установлено, что поляризация абберационной картины существенно отличается от поляризации падающего на кристалл светового пучка. Поляризационные эффекты зависят от угла  $\alpha$  падения света на кристалл, угла  $\theta$  отклонения луча и угла  $\Psi$ , отсчитываемого в плоскости экрана от горизонтали (рис. 2.1). Для  $\Psi = 0^\circ$  (т.е. для лучей, формирующих горизонтальный диаметр абберационной картины AA', рис. 2.1в) поляризация излучения не изменяется (остается линейной и горизонтальной). Для остальных лучей можно условно выделить два случая взаимодействия световой волны и НЖК: (1) наклонное падение света под большими углами ( $\alpha > 20^\circ$ ) и (2) нормальное падение света и падение под малыми углами ( $\alpha < 20^\circ$ ). В первом случае поляризация остается линейной; во второй случае становится заметной эллиптичность поляризации.

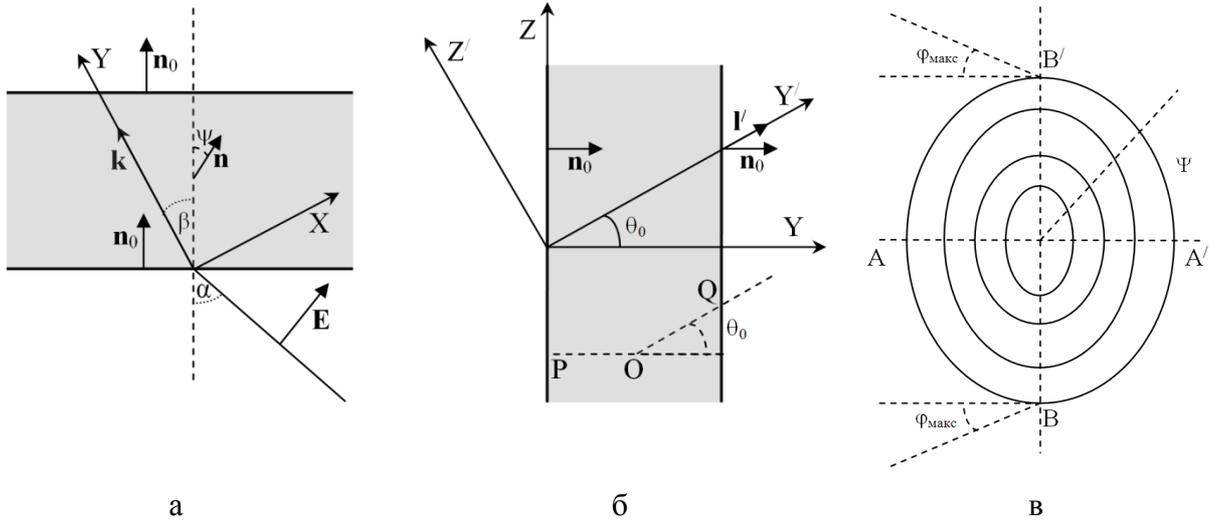


Рис. 2.1. (а, б) Геометрия взаимодействия светового поля  $\mathbf{E}$  и директора  $\mathbf{n}$  и (в) схематическое изображение абберационной картины:  $\beta$  - угол преломления световой волны, связанный с углом падения  $\alpha$  законом преломления;  $\psi$  - угол поворота директора в середине НЖК;  $\mathbf{n}_0$  - невозмущенный директор;  $\theta_0$  - угол отклонения луча (внутри НЖК), выходящего из кристалла и характеризуемого (в воздухе) единичным вектором  $\mathbf{l}'$ ;  $POQ$  - траектория луча, используемая при расчете поляризации в неадиабатическом режиме (преломление на границе НЖК-воздух не показано);  $\varphi_{\text{макс}}$  - максимальный угол поворота плоскости поляризации (большой оси эллипса поляризации), достигаемый в верхней и нижней точках абберационной картины. Другие элементы рисунка пояснены в тексте.

Для данного угла  $\alpha$  угол  $\varphi$  поворота плоскости поляризации (или угол между направлением большой оси эллипса поляризации и горизонталью) максимален при  $\Psi = 90^\circ$  (на вертикальном диаметре  $BB'$  абберационной картины). Для постоянных  $\alpha$  и  $\Psi$  величина  $\varphi$  тем больше, чем больше  $\theta$ , т.е., чем дальше расположено абберационное кольцо от центра картины.

На рис. 2.2 штриховыми линиями  $l$  показаны измеренные зависимости  $\varphi(\theta_0)$  ( $\theta_0$  - угол отклонения луча, выходящего из НЖК до преломления на границе НЖК-воздух) при  $\Psi = 90^\circ$  для наклонного ( $\alpha = 30^\circ$ , рис. 2.2а) и нормального (рис. 2.2б) падения. Из рисунка видно, что при нормальном падении угол  $\varphi$  достигает  $90^\circ$ ; при наклонном падении поворот поляризации значительно меньше. Экспериментальная зависимость степени эллиптичности  $e$  от  $\theta_0$  представлена на рис. 2.3 (кривая  $l$ ). Из рисунка виден большой разброс экспериментальных значений, связанный, в частности, с неустойчивостью положения абберационных колец во время измерения). Можно, однако, сделать вывод о немонотонном характере зависимости  $e(\theta_0)$ .

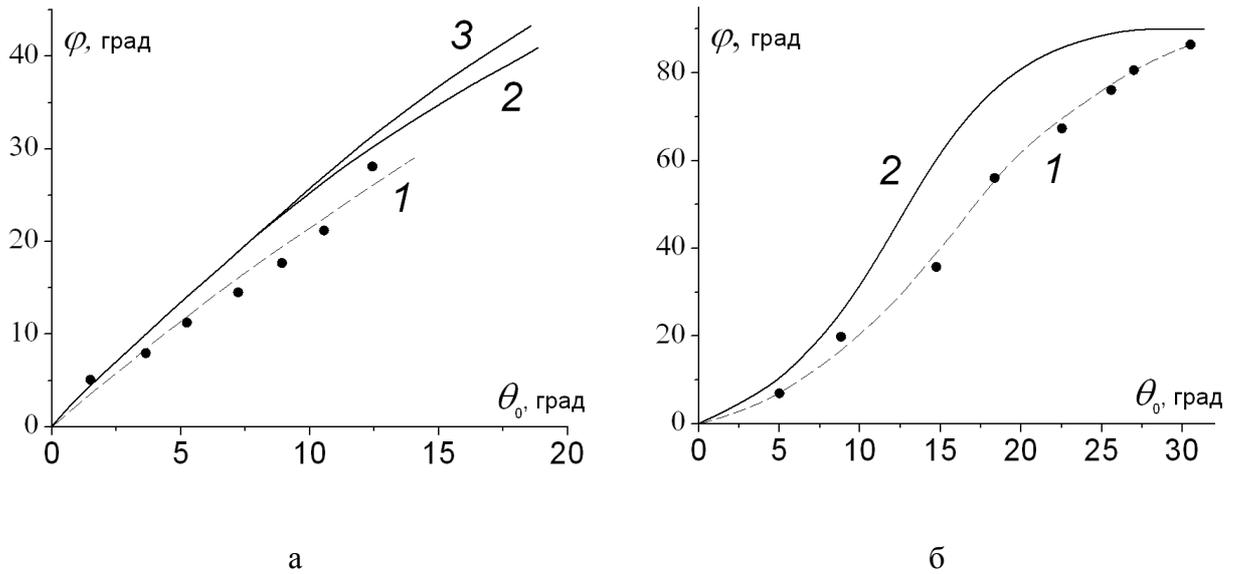


Рис. 2.2. (а) Зависимость угла  $\varphi$  поворота плоскости линейной поляризации света от угла отклонения луча  $\theta_0$  при  $\Psi=90^\circ$  и  $\alpha = 30^\circ$ : 1 – эксперимент, 2 – расчет по формуле (2.1.5) и 3 – решение системы уравнений (2.1.14)–(2.1.15); (б) зависимость угла  $\varphi$  поворота большой оси эллипса поляризации от угла  $\theta_0$  при  $\Psi=90^\circ$  и  $\alpha = 0^\circ$ : 1 – эксперимент, 2 – решение системы уравнений (2.2.14)–(2.1.15).

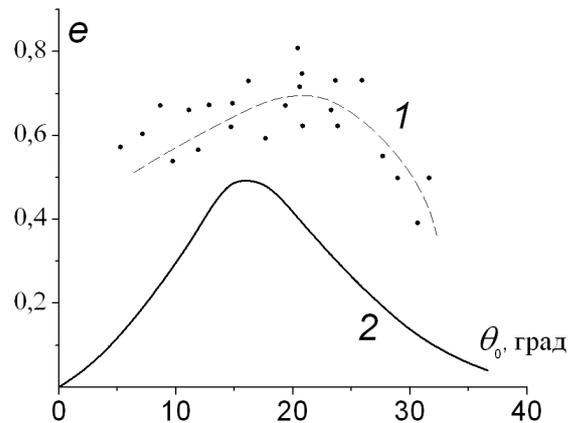


Рис. 2.3. Зависимость степени эллиптичности  $e$  от угла отклонения луча  $\theta_0$  при  $\Psi=90^\circ$  и  $\alpha = 0^\circ$ : 1 – экспериментальная зависимость, построенная по методу сглаживающих сплайнов сотрудниками ИПМ СО РАН, 2 – решение системы уравнений (2.1.14)–(2.1.15).

Было установлено также, что зависимость  $\varphi(\Psi, \theta)$  не является симметричной относительно вертикального диаметра абберационной картины. Так, при повороте НЖК против часовой стрелки на угол  $\alpha = 30^\circ$  величина  $\varphi = 3^\circ$  и  $9^\circ$  при  $\Psi = 45^\circ$  и  $135^\circ$  ( $N = 25$ ,  $\theta \approx 17^\circ$ ). Степень эллиптичности больше при  $\Psi = 135^\circ$ . Более детальное описание асимметрии абберационной картины относительно вертикального диаметра приведено в [67\*, 68\*].

Таким образом, полученные экспериментальные результаты указывают, что при самовоздействии светового пучка в НЖК проявляется сильный эффект нелинейной оптической активности, приводящий к повороту поляризации на угол, достигающий  $90^\circ$ .

*2.1.2. Расчет поляризации абберационной картины при наклонном падении света (независимое распространение нормальных волн)*

Рассмотрим случай наклонного падения света на НЖК, предполагая, что нормальные волны анизотропной среды (необыкновенная и обыкновенная волны) распространяются независимо, т.е. энергообмен между этими волнами не происходит.

Входящее в НЖК излучение (поляризованное в горизонтальной плоскости XY, рис. 2.1а) возбуждает в НЖК необыкновенную волну. Вектор ее электрической индукции  $\mathbf{D}$  в каждой точке  $\mathbf{r}$  любого светового луча перпендикулярен единичному вектору  $\mathbf{l}_0(\mathbf{r})$  касательной к лучу и лежит в плоскости, определяемой директором  $\mathbf{n}$  (оптической осью) и  $\mathbf{l}_0$ . Для лучей, отклоняющихся в горизонтальной плоскости (диаметр AA' абберационной картины, рис. 2.1а) вектор  $\mathbf{D}$ , очевидно, также лежит в горизонтальной плоскости и, в результате, поляризация излучения не изменяется.

Иная картина имеет место для луча, отклоняющегося внутри кристалла в вертикальной плоскости. В этом случае (см. рис. 2.1б) плоскость, определяемая директором  $\mathbf{n}_0$  и касательной к вышедшему лучу  $\mathbf{l}'$ , не совпадает с горизонтальной, т.е. поляризация света поворачивается. Единичный вектор поляризации вышедшего из НЖК света определяется соотношениями

$$(\mathbf{e}\mathbf{l}')=0, \quad \mathbf{e}[\mathbf{l}'\times\mathbf{n}_0]=0, \quad (\mathbf{e}\mathbf{e})=1, \quad (2.1.1)$$

из которых следует

$$\mathbf{e}=(\mathbf{l}'(\mathbf{l}'\mathbf{n}_0)-\mathbf{n}_0)/|\mathbf{l}'(\mathbf{l}'\mathbf{n}_0)-\mathbf{n}_0|. \quad (2.1.2)$$

Угол поворота плоскости поляризации  $\varphi$  определяется соотношением

$$\varphi = \arccos(\mathbf{ie}), \quad (2.1.3)$$

где  $\mathbf{i}$  – орт оси X. В системе координат XYZ, указанной на рис. 2.16, вектора  $\mathbf{n}_0$  и  $\Gamma$  имеют координаты

$$\mathbf{n}_0 (\sin\alpha, \cos\alpha, 0), \quad \Gamma (0, \cos\theta, \sin\theta). \quad (2.1.4)$$

Из (2.1.1)–(2.1.4) находим

$$\varphi = \text{arctg}(\text{ctg}\alpha \sin\theta). \quad (2.1.5)$$

Зависимость (2.1.5) для  $\alpha = 30^\circ$  представлена на рис. 2.2а (кривая 2). Из рис. видно хорошее согласие расчета и эксперимента.

Режим независимого распространения нормальных волн (режим Могена или адиабатический режимом) имеет место, если характерный размер пространственных биений нормальных волн  $\Lambda = \lambda/\Delta n$  (здесь  $\Delta n$  – разность показателей преломления необыкновенной и обыкновенной волн) значительно меньше характерного размера оптической неоднородности, т.е. расстояния  $\Lambda'$ , соответствующего повороту направления поляризации нормальных волн на  $180^\circ$  (такой режим реализуется, например в холестерической спирали с большим шагом). При наклонном падении под углом  $\alpha$   $\Lambda = \lambda \varepsilon_\perp / (\sqrt{\varepsilon_\parallel} - \sqrt{\varepsilon_\perp}) \sin^2 \alpha$ . Полагая  $\Lambda' \approx L$ , находим при  $\lambda = 0.515$  нм и  $\alpha = 30^\circ$ ,  $\mu = \Lambda'/\Lambda = 5$ , т.е. приведенная грубая оценка указывает на применимость приближения независимости распространения нормальных волн. Об этом также свидетельствует согласие результатов расчета и эксперимента.

### *2.1.3. Расчет поляризации абберационной картины при нормальном падении света (случай взаимодействующих нормальных волн)*

При малых углах падения  $\alpha$  имеет место перекачка энергии между нормальными волнами. Для определения поляризации света в этом случае необходимо решать уравнения Максвелла для распространения излучения в неоднородной анизотропной среде. Эта задача была решена в [67\*, 68\*]. При этом предполагалось, что (1) переориентация директора происходит в горизонтальной плоскости XY (рис. 2.1); (2) угол поворота директора зависит от координаты  $y$  по синусоидальному закону  $\sim \sin(\pi y/L)$ ; (3) при  $y > y_0 = L/2 \cos\beta$  траектории лучей представляют собой прямые линии (рис. 2.1б); (4) при  $y = y_0$  поляризация лучей соответствует поляризации необыкновенной волны.

Ограничимся случаем  $\Psi=90^\circ$ . В системе координат  $X'Y'Z'$  (рис. 2.1б) ось  $X'$  совпадает с осью  $X$ , ось  $Y'$  параллельна лучу  $\mathbf{l}_0$ , выходящему из НЖК (до преломления на границе НЖК), ось  $Z'$  перпендикулярна плоскости  $X'Y'$ . Методом медленно меняющихся амплитуд были получены уравнения, описывающие взаимодействие нормальных волн (аналогичные (1.4.6)– (1.4.7))

$$\frac{dA_e}{dy'} = \frac{d\varphi_a}{dy'} A_o + i \frac{\omega}{c} \Delta n(y') A_e, \quad (2.1.6)$$

$$\frac{dA_o}{dy'} = -\frac{d\varphi_a}{dy'} A_e, \quad (2.1.7)$$

где  $\Delta n(y') = \delta n (1 - (\mathbf{n} \mathbf{l}_0)^2)$ ,  $\delta n = \Delta \varepsilon_{\perp}^{1/2} / 2\varepsilon_{\parallel}$ ,

$$A_e = A_x \cos \varphi_a + A_y \sin \varphi_a, \quad (2.1.8)$$

$$A_o = -A_x \sin \varphi_a + A_y \cos \varphi_a, \quad (2.1.9)$$

$$\varphi_a = \arccos \left\{ \frac{(\mathbf{i}' \mathbf{n}) - (\mathbf{i}' \mathbf{l}_0)(\mathbf{n} \mathbf{l}_0)}{[1 - (\mathbf{n} \mathbf{l}_0)^2]^{1/2}} \right\}, \quad (2.1.10)$$

угол между проекцией директора  $\mathbf{n}$  на плоскость  $X'Z'$  и осью  $X'$  (т.е. угол между направлением поляризации необыкновенной волны и горизонталью).

Если бы нормальные волны не взаимодействовали, то угол поворота плоскости поляризации определялся бы соотношением (2.1.10). В рассматриваемом же случае взаимодействующих волн, используя соотношения приведенные в [131], находим, что угол, образуемый большой осью эллипса поляризации с осью  $X'$ , равен

$$\varphi = \varphi_a + \frac{1}{2} \arctg \frac{A_e A_o^* + A_e^* A_o}{|A_e|^2 - |A_o|^2}. \quad (2.1.11)$$

При этом степень эллиптичности равна

$$e = \left( \frac{1 - \nu}{1 + \nu} \right)^{1/2}, \quad (2.1.12)$$

где

$$v = [1 + (\frac{A_e A_o^* + A_e^* A_o}{|A_e|^2 - |A_o|^2})^2]^{1/2} \frac{|A_e|^2 - |A_o|^2}{|A_e|^2 + |A_o|^2}. \quad (2.1.13)$$

С помощью подстановок  $\Phi = 2(\varphi - \varphi_a)$  и  $\Omega = \arccos v$  система уравнений (2.1.6)–(2.1.7) приводится к более простому виду

$$\frac{d\Omega}{dy'} = \frac{\omega}{c} \Delta n(y') \sin \Phi, \quad (2.1.14)$$

$$\frac{d\Phi}{dy'} = -2 \frac{d\varphi_a}{dy'} - \frac{\omega}{c} \Delta n(y') \operatorname{tg} \Omega \cos \Phi. \quad (2.1.15)$$

Граничные условия для этой системы имеют вид

$$\Omega(0)=0, \quad \Phi(0)=0. \quad (2.1.16)$$

Система (2.1.14)–(2.1.15) решалась численно. Результаты расчета поляризационных параметров  $\varphi$ ,  $e$  и угла  $\varphi_a$  вдоль луча представлены на рис. 2.4 (нормальное падение  $\alpha = 0^\circ$ , углы нелинейной рефракции  $\theta = 5^\circ$  и  $30^\circ$ ) и рис. 2.5 ( $\theta = 17^\circ$ ,  $\alpha = 0^\circ$  и  $30^\circ$ ). На этих рисунках показано также отношение  $\mu = \Lambda/\Lambda'$ , где в качестве характерного размера неоднородности взята величина  $\Lambda' = \pi(d\varphi_a / dy')^{-1}$ . Эта величина имеет смысл локального шага спирали поля директора, соответствующей вращению направления поляризации необыкновенной волны.

Из рис. 2.4 видно, что при  $\theta = 5^\circ$  поляризация выходящего излучения изменяется слабо ( $\varphi$  и  $e$  малы), имеет место сильное взаимодействие нормальных волн – энергия необыкновенной волны практически полностью переходит в энергию обыкновенной. В случае  $\theta = 30^\circ$  режим распространению света приближается к режиму Могена – угол  $\varphi$  следует за углом  $\varphi_a$  (с небольшим “отставанием”). При этом основное изменение поляризации (отставание  $\varphi$  от  $\varphi_a$  и быстрое нарастание эллиптичности) происходит в пристеночном слое, где нарушается режим Могена ( $\mu \sim 1$ ). Рисунок 2.5 иллюстрирует приближение к режиму Могена при увеличении угла падения  $\alpha$ . При  $\alpha = 30^\circ$  угол  $\varphi$  близок к  $\varphi_a$ , что соответствует применимости простого соотношения (2.1.5).

Результаты расчета поворота плоскости поляризации в абберационной картине с помощью численного решения системы (2.1.14)–(2.1.15) представлены на рис. 2.2а

(кривая 3) и 2.2б (кривая 2). Как видно из рис. 2.2, наблюдается хорошее согласие между расчетом и экспериментом. При этом надо иметь в виду, что зависимость 2 на рис. 2.2а получена без учета взаимодействия нормальных волн, а зависимость 3 – без учета изменения поляризации при преломлении на границе НЖК.

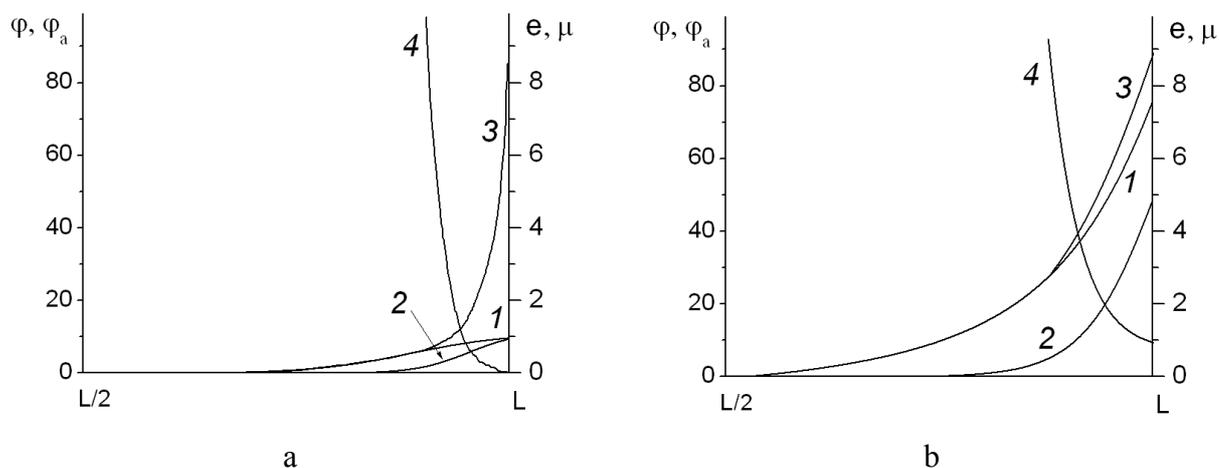


Рис. 2.4. Результаты расчета поляризационных параметров абберационной самофокусировки (1)  $\varphi$ , (2)  $e$  и характеристик поля директора (3)  $\varphi_a$  и (4)  $\mu$  в области  $L/2 < y < L$  при  $\Psi=90^\circ$  и  $\alpha = 0^\circ$ : (а)  $\theta = 5^\circ$  и (б)  $\theta = 30^\circ$ .

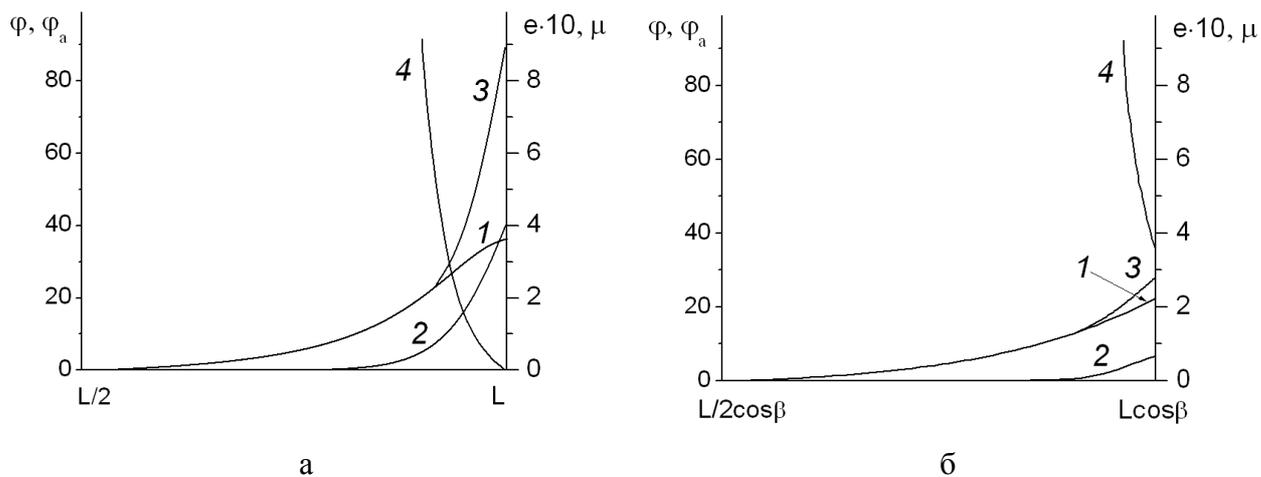


Рис. 2.5. Результаты расчета поляризационных параметров абберационной самофокусировки (1)  $\varphi$ , (2)  $e$  и характеристик поля директора (3)  $\varphi_a$  и (4)  $\mu$  в области  $L/2\cos\beta < y < L/\cos\beta$  при  $\Psi=90^\circ$  и  $\theta = 17^\circ$ : (а)  $\alpha = 0^\circ$  и (б)  $\alpha = 30^\circ$ .

На рис. 2.3 (кривая 2) приведена рассчитанная зависимость степени эллиптичности от угла нелинейной рефракции на вертикальном диаметре абберационной картины. Из рис. видно, что теоретическая кривая правильно передает немонотонный характер экспериментальной зависимости.

В работах [67\*, 68\*] были также рассчитаны зависимости угла поворота плоскости поляризации  $\varphi$  от угла падения световой волны  $\alpha$  при  $\Psi = 45^\circ$  и  $135^\circ$ . Эти

зависимости хорошо описывают асимметрию левой и правой частей абберационной картины.

Подчеркнем, что для возникновения описанного в данном параграфе поляризационного эффекта необходимы как деформация поля директора световым полем, так и отклонение луча из-за поперечной неоднородности поля директора. Только сочетание этих факторов приводит к тому, что вдоль световых лучей образуется спиралеподобная структура (поворот направления поляризаций необыкновенной и обыкновенной волн). Поэтому описанный эффект может наблюдаться только в световом пучке.

Изменение поляризации абберационной картины можно рассматривать как особый вид нелинейной оптической активности с достаточно большой удельной константой нелинейного поворота плоскости поляризации, которая составляет  $\sim 1$  град·см·Вт<sup>-1</sup>. Эта величина на четыре и шесть порядков превышает соответствующие константы для кристаллов арсенида галлия [171] и нанокompозитов серебра [172].

Таким образом, в данном параграфе описан новый эффект нелинейной оптической активности, связанный с нелинейной рефракцией и влиянием поворота директора НЖК на энергообмен нормальных волн.

Отметим, что для нематической фазы жидких кристаллов имеет место поляризационный эффект, связанный с изменением разности фаз нормальных волн при светоиндуцированном повороте директора [173]. Этот эффект не связан с энергообменом нормальных волн.

Отметим также, что задача об энергообмене нормальных волн в неоднородной (относительно направления распространения света) спирали подробно рассматривалась в [174]. При этом в качестве нормальных волн были выбраны винтовые волны. Однако для решения задачи о поляризации абберационной картины такое представление светового поля не является удобным, так как поляризация нормальных винтовых волн в каждой точке НЖК зависит от производных компонент поля директора.

## **2.2. Форма абберационной картины**

В данном параграфе представлены результаты экспериментального и теоретического исследования формы абберационных колец в световом пучке

прошедшем НЖК [66\*] и формы абберационной картины в световом пучке, отраженном от НЖК [69\*–71\*].

### 2.2.1. Форма абберационных колец в световом пучке, прошедшем через НЖК

Как отмечалось в [51\*], абберационные кольца имеют овальную форму. Они вытянуты в направлении, перпендикулярном направлению поляризации падающего света (вертикальном направлении  $ВВ'$ , рис. 2.1в). В зависимости от угла падения  $\alpha$  и мощности светового пучка  $P$  вытянутость абберационной картины, характеризуемая величиной

$$q = \frac{\theta_{\text{верт}}^{\text{макс}}}{\theta_{\text{гор}}^{\text{макс}}} - 1, \quad (2.2.1)$$

составляет 0.1–0.4.

В [66\*] предложено объяснение вытянутости абберационных колец, основанное на том, что константа Франка  $K_2$  меньше, чем  $K_1$  и  $K_3$ .

Пусть световой пучок, поляризованный в горизонтальной плоскости  $XY$ , нормально падает на гомеотропно ориентированный НЖК (рис. 1.8). Считаем, что под действием светового поля директор поворачивается в плоскости  $XY$ , и выразим ненулевые компоненты директора через угол поворота  $\psi$ :  $n_x = \sin\psi$ ,  $n_y = \cos\psi$ . Плотность свободной энергии НЖК в световом поле  $\mathbf{E}$  имеет вид

$$F = \frac{K_1}{2} \text{div}^2 \mathbf{n} + \frac{K_2}{2} (\mathbf{n} \text{rot} \mathbf{n})^2 + \frac{K_3}{2} [\mathbf{n} \times \text{rot} \mathbf{n}]^2 - \frac{\Delta \varepsilon (\mathbf{nE})^2}{8\pi}. \quad (1.2.2)$$

Для гауссова светового пучка (1.1.3) находим с точностью до членов  $\sim \psi^2$

$$F = \frac{K}{2} (\psi_x^2 + \psi_y^2) + \frac{K_2}{2} \psi_z^2 - \frac{\Delta \varepsilon E_0^2 e^{-\frac{2(x^2+z^2)}{w_0^2}} \psi^2}{16\pi}. \quad (1.2.3)$$

Будем искать функцию  $\psi$  в виде

$$\psi(x, y, z) = \psi_0 \exp\left(-\frac{x^2}{b^2} - \frac{z^2}{a^2}\right) \sin(\pi y / L), \quad (1.2.4)$$

где  $a$  и  $b$  – варьируемые параметры. Минимизируя свободную энергию НЖК  $\int FdV$  (интегрирование распространяется на весь объем кристалла), получаем

$$2\frac{b}{a} - 2\mu\frac{a}{b} + \frac{1}{\xi^2} \frac{abw_0^4(b^2 - a^2)}{(a^2 + w_0^2)^{3/2}(b^2 + w_0^2)^{3/2}} = 0, \quad (1.2.5)$$

где  $\mu = K / K_2$ ,  $\xi = (8\pi K_2 / \Delta\epsilon E_0^2)^{1/2}$  - длина когерентности. Из (5) следует, что при  $\mu > 1$  значение  $b > a$ .

Углы горизонтального и вертикального отклонения лучей, определяются с помощью соотношений

$$\theta_{\text{гор}} = \frac{1}{k} \frac{\partial \Delta S}{\partial x}, \quad \theta_{\text{верт}} = \frac{1}{k} \frac{\partial \Delta S}{\partial z}, \quad (1.2.6)$$

в которых нелинейный набег фазы  $S$  равен

$$S(x, z) = \frac{k\delta n L}{2} \psi_0^2 e^{-(x^2/b^2 + z^2/a^2)}, \quad (1.2.7)$$

где  $\delta n = \Delta\epsilon\epsilon_{\perp}^{1/2} / 2\epsilon_{\parallel}$ . Нетрудно проверить, что отношение максимальных значений отклонения вертикальных и горизонтальных лучей равно  $b/a$ , а степень вытянутости

$$q = \frac{b}{a} - 1. \quad (1.2.8)$$

Поскольку  $b > a$ , то абберационная картина должна быть вытянута в вертикальном направлении.

Оценим степень вытянутости при небольших превышениях порога, предполагая её малость. Используя (1.2.5) находим

$$q = (\mu - 1) \left(1 + \mu + \frac{2}{1 + g}\right)^{-1}. \quad (1.2.9)$$

Для кристалла МБА при  $T = 25^\circ\text{C}$  согласно [3] упругие константы равны  $K_1 = 6 \cdot 10^{-7}$  дин,  $K_2 = 4 \cdot 10^{-7}$  дин,  $K_3 = 7.5 \cdot 10^{-7}$  дин. Полагая  $K = (K_1 + K_2)/2$  и  $g \sim 1$ , получаем оценку степени вытянутости  $q = 0.21$ . Экспериментальное значение при угловой расходимости  $4 \cdot 10^{-2}$  рад составляет  $q = 0.12$ , т.е. расчет находится только в качественном согласии с экспериментом, что и следовало ожидать при использовании вариационного метода и приближения равенства констант  $K_1$  и  $K_2$ .

### 2.2.2. Абберационная картина в световом пучке, отраженном от НЖК

В работе [69\*] было замечено, что световой пучок, отраженный от планарно ориентированного НЖК “смесь А” (смесь двух азоксисоединений, химические формулы приведены в [69\*]), имеет сложное распределение интенсивности, принципиально отличающееся от абберационной картины в прошедшем пучке. Было показано, что анализ отраженной картины позволяет определить знак светоиндуцированного поворота директора. Детальные исследования отраженного пучка для планарного образца “смесь А” были выполнены в [70\*, 71\*]. В работе [71\*] также был исследован световой пучок, отраженный от гомеотропно и планарно ориентированных НЖК с примесью красителя КД-1 (в отличие от “смеси А”, в этих кристаллах в широком интервале мощности светового пучка переориентация директора не сопровождается заметными тепловыми эффектами). Ниже суммированы основные свойства отраженных световых пучков.

Начнем с наиболее простого случая отражения пучка от планарно ориентированного НЖК ЖКМ-1277+ 0.025% КД-1 (как показано в разделе 4.1, этот краситель индуцирует в планарно ориентированных образцах положительную нелинейность). Геометрия наблюдения прошедшего и отраженного пучков показана на рис. 2.6. Динамика самовоздействия светового пучка соответствует переориентации директора – расходимости прошедшего и отраженного пучков монотонно возрастают с характерным временем  $\sim 10$  с. Характерные стационарные абберационные картины для случая наклонного падения представлены на рис. 2.7. При  $P = 2$  мВт (рис. 2.7а и 2.7в) самовоздействие носило чисто ориентационный характер. В отраженном пучке можно выделить две системы колец. Одна система (3 на рис. 2.7в) соответствовала прошедшему пучку (1, рис. 2.7а). Другая система (2 на рис. 2.7в) имела бóльшую расходимость и представляла собой сектор обычной кольцевой картины. Определение знака с помощью сдвига НЖК перпендикулярно световому пучку показало, что системы колец 1 и 3 соответствуют самофокусировке, а система 2 – самодефокусировке.

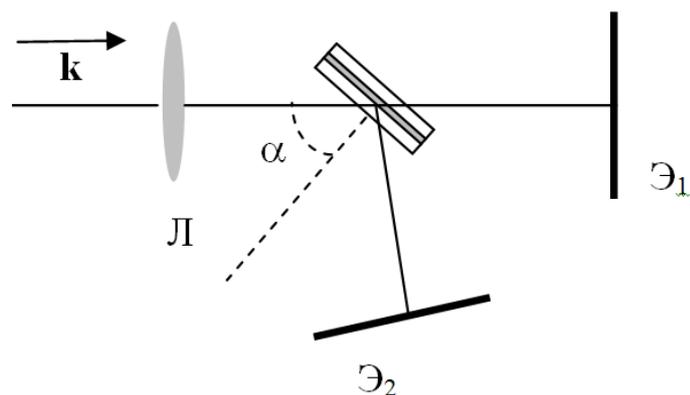


Рис. 2.6. Схема эксперимента по одновременному наблюдению прошедшего (экран  $\mathcal{E}_1$ ) и отраженного (экран  $\mathcal{E}_2$ ) световых пучков. Л – фокусирующая линза,  $\mathbf{k}$  – волновой вектор падающего светового пучка.

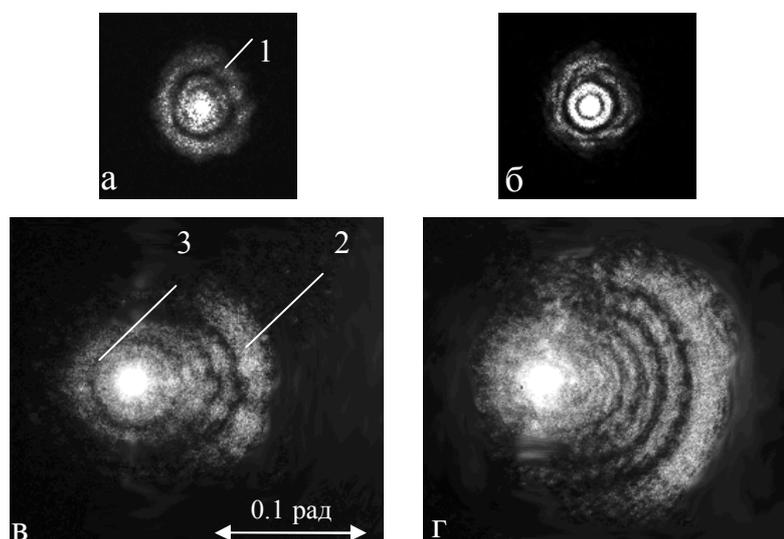


Рис. 2.7. Аберрационные картины в (а, б) прошедшем и (в, г) отраженном световых пучках при различной мощности  $P =$  (а, в) 2 мВт и (б, г) 5 мВт падающего пучка для планарно ориентированного НЖК ЖКМ-1277+0.025% КД-1 ( $L = 100$  мкм,  $\lambda = 515$  нм, угол падения света на НЖК  $\alpha = 40^\circ$ ).

Рассмотрим образование отраженной картины. Система 3 образуется из-за отражения пучка, прошедшего через жидкокристаллический слой, от границы стекло–воздух (рис. 2.8). После отражения свет проходит через жидкокристаллический слой в области, не возмущенной действием проходящего пучка (мощность самого отраженного пучка не достаточна для влияния на НЖК). Поэтому система колец 3 повторяет прошедший пучок 1. Система 2 образуется при отражении пучка 1 от границы НЖК–стекло. При обратном распространении этот пучок проходит через деформированную область НЖК. При этом световой пучок

приобретает дополнительный набег фазы, влияющий на картину в дальней зоне дифракции.

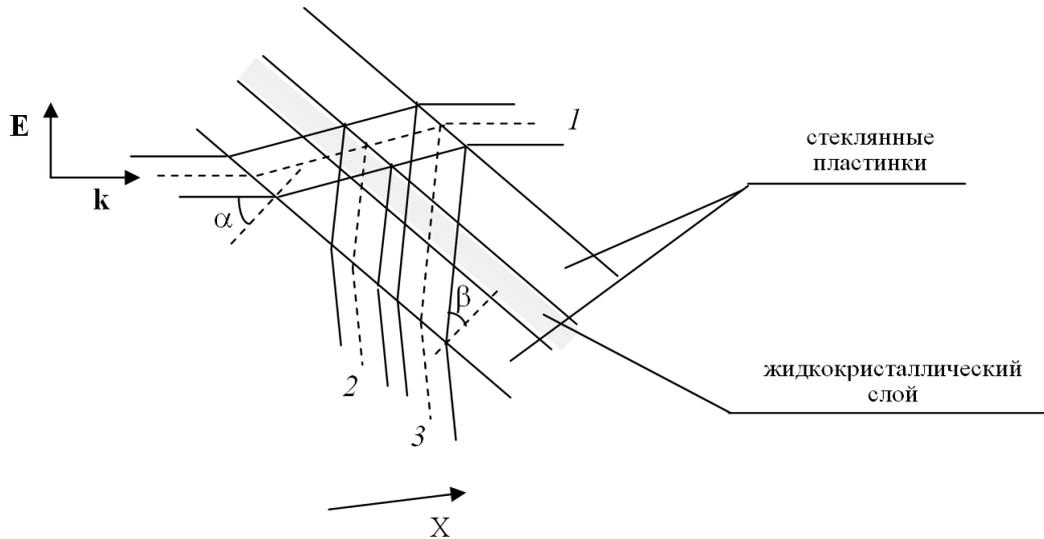


Рис. 2.8.. Схема распространения светового излучения в НЖК: (1) прошедший световой пучок, (2) световой пучок, прошедший через жидкокристаллический слой и отраженный от границы НЖК–стекло, (3) световой пучок, прошедший через жидкокристаллический слой, стеклянную пластину и отраженный от границы стекло–воздух.  $E$ ,  $k$  – электрическое поле и волновой вектор световой волны, падающей на НЖК;  $\alpha$  – угол падения света на жидкокристаллическую ячейку,  $\beta$  – угол преломления на границе воздух–стекло. Преломление на границах раздела НЖК и стеклянных подложек не показано. Ось  $X$  лежит в плоскости падения и перпендикулярна направлению распространения отраженных пучков 2 и 3.

Проанализируем фазовый профиль пучка 2 более подробно. При прямом прохождении светового пучка 1 директор поворачивается к световому полю (рис. 2.9а), что увеличивает показатель преломления необыкновенной волны на оси пучка на величину

$$\Delta n_{\text{пр}} = \delta n_{\text{нл}} (\cos^2(\beta - \psi) - \cos^2\beta), \quad (1.2.10)$$

где  $\delta n_{\text{нл}} = \Delta \epsilon \epsilon_{\parallel}^{1/2} / 2 \epsilon_{\perp}$ ,  $\psi$  – угол поворота директора (максимальный в середине кристалла, где  $\psi = \psi_m$ ). Положительный знак  $\Delta n_{\text{пр}}$  соответствует самофокусировке прошедшего пучка. Для отраженного пучка тот же самый поворот директора приводит к уменьшению показателя преломления

$$\Delta n_{\text{отр}} = \delta n_{\text{нл}} (\cos^2(\beta + \psi) - \cos^2\beta). \quad (1.2.11)$$

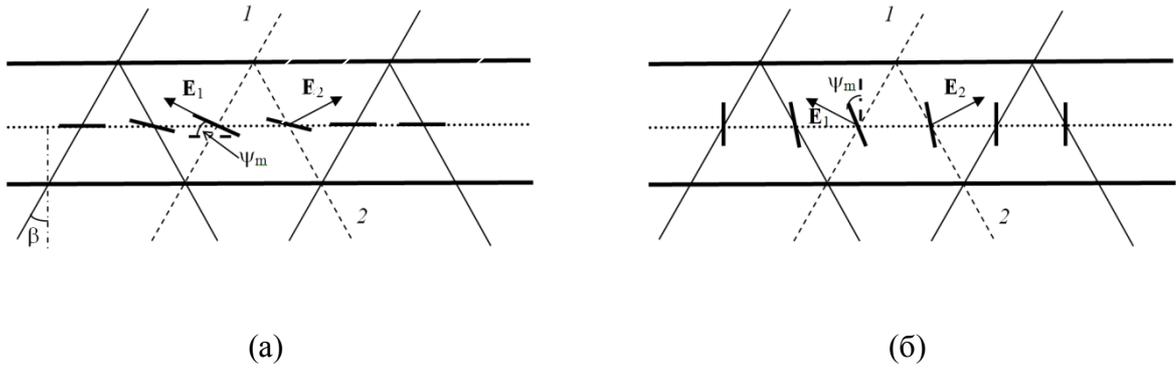


Рис. 2.9.. Геометрия взаимодействия светового поля и директора НЖК в (а) планарном и (б) гомеотропном образцах.  $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{E}_2$  – электрические поля прошедшего и отраженного пучков;  $\beta$  - угол преломления на границе воздух-стекло;  $\psi_m$  – угол поворота директора на оси падающего пучка в середине жидкокристаллического слоя (показан случай  $\psi_m = \beta$ ).

Различие в знаках  $\Delta n_{\text{пр}}$  и  $\Delta n_{\text{отр}}$  связано с тем, что для отраженного пучка директор  $\mathbf{n}$  оказывается повернутым от направления светового поля  $\mathbf{E}$ . При этом модуль  $\Delta n_{\text{отр}}$  больше, чем модуль  $\Delta n_{\text{пр}}$ . Например, если директор поворачивается параллельно полю ( $\psi_m = \beta$ ), то  $\Delta n_{\text{пр}} = \delta n_{\text{пл}} \sin^2 \beta$ , а  $\Delta n_{\text{отр}} = \delta n_{\text{пл}} (\sin^2 \beta - \sin^2 2\beta) \approx -3\delta n_{\text{пл}} \sin^2 \beta$ . Неравенство  $|\Delta n_{\text{отр}}| > \Delta n_{\text{пр}}$  приводит к смене знака самовоздействия для картины 2. Асимметрия профиля интенсивности отраженного пучка возникает из-за смещения его оси относительно оси падающего пучка. В середине жидкокристаллического слоя это смещение равно  $\Delta = L \sin \beta$  (для  $L = 100$  мкм и  $\alpha = 40^\circ$  ( $\beta = 24^\circ$ )  $\Delta = 40$  мкм), что сравнимо с размером перетяжки.

На рис. 2.10 представлены профиль интенсивности отраженного пучка (1), нелинейные набег фазы, приобретаемые световым пучком (2, рис. 2.8) до (2) и после (3) отражения от стеклянной пластины, суммарный набег фазы (4) и угол нелинейной рефракции (5) в зависимости от поперечной координаты  $x$  (см. рис. 2.7а). Этот рисунок иллюстрирует смену знака самовоздействия светового пучка и асимметрию абберрационной картины.

При бóльших значениях мощности ( $P \sim 10\text{--}50$  мВт) стационарная расходимость прошедшего пучка уменьшается (рис. 2.7б), а стационарная расходимость отраженного пучка – увеличивается (рис. 2.7г). Изменяется и динамика самовоздействия. В прошедшем пучке сразу после начала облучения НЖК наблюдаются абберрационные кольца теплового происхождения. Далее, число колец уменьшается с характерным временем  $\sim 10$  с до некоторого стационарного значения. При бóльшей мощности абберрационная картина полностью схлопывается, а затем возникает вновь. В отраженном пучке 2 (рис. 2.8) число

колец монотонно возрастает. Аналогичные эффекты наблюдались с планарно ориентированным образцом НЖК “смесь А”.

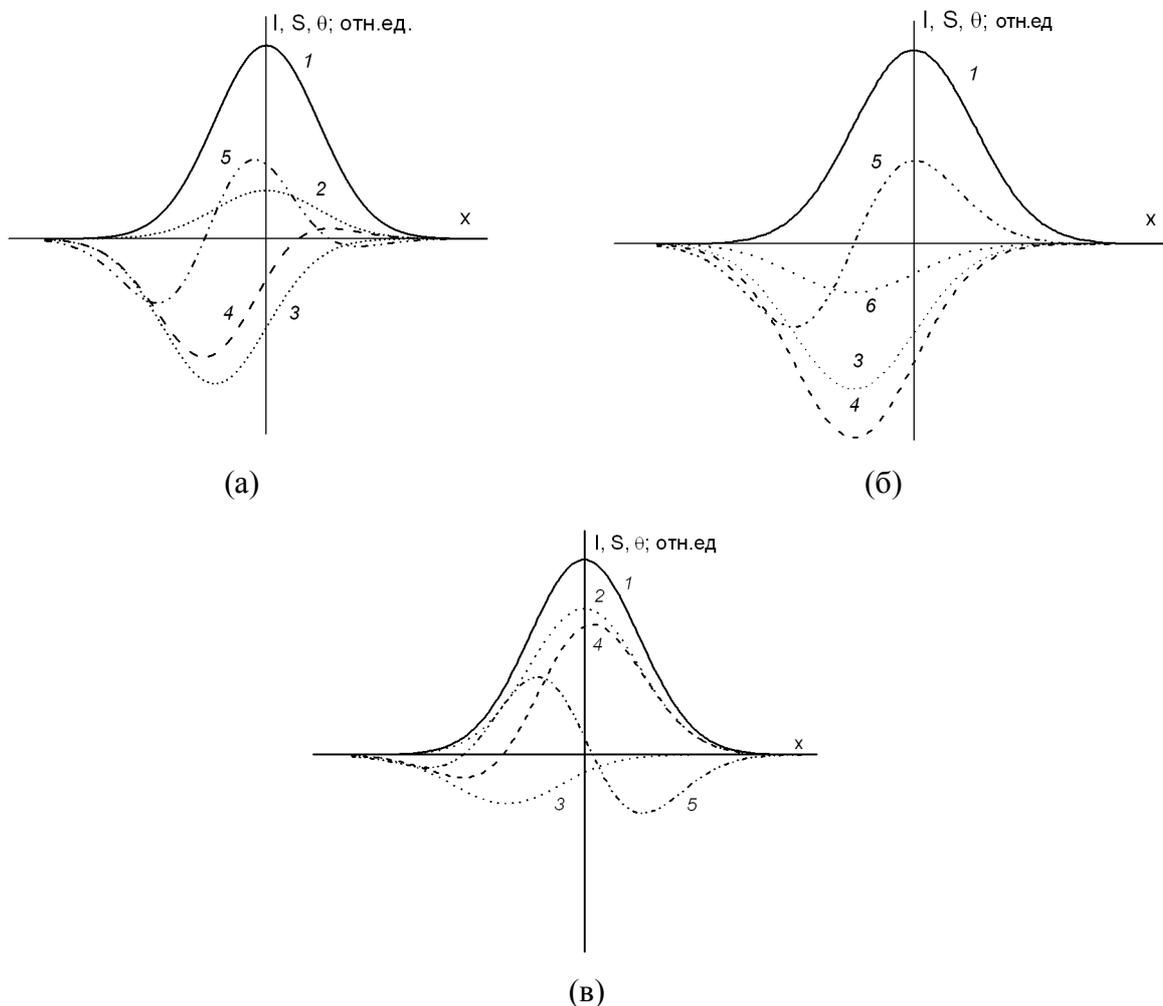


Рис. 2.10. (1) Профиль интенсивности отраженного пучка, (2, 3) нелинейные набеги фазы приобретаемые световым пучком (2, рис. 2.8) (2) до и (3) после отражения от стеклянной пластины, (4) суммарный набег фазы, (5) угол нелинейной рефракции и (б) нелинейный набег фазы, связанный с нагревом НЖК и приобретаемый после отражения от стеклянной пластины в зависимости от поперечной координаты  $x$  (см. рис. 2.8) для (а, б) планарного и (в) гомеотропного жидкокристаллических слоев. В случаях (а) и (в) тепловой вклад в самовоздействие светового пучка не учитывается; в случае (б) предполагается, что ориентационный и тепловой вклады в нелинейный набег фазы до отражения компенсируют друг друга.

Такое поведение абберационной картины объясняется различием знаков тепловой и ориентационной нелинейности для прошедшего пучка (нагрев приводит к уменьшению показателя преломления, а поворот директора – к увеличению) и их совпадением для отраженного (после отражения изменение показателя преломления из-за переориентации директора становится отрицательным). Влияние тепловой нелинейности на самовоздействие света иллюстрируется рис. 2.10б.

Описанный механизм формирования абберационной картины подтверждается ее трансформацией при приложении внешнего низкочастотного электрического поля (рис. 2.11). Так как низкочастотная диэлектрическая анизотропия “смеси А” отрицательна, то приложение поля подавляет деформацию директора и восстанавливает чисто тепловую картину, наблюдаемую в начальный момент облучения НЖК.

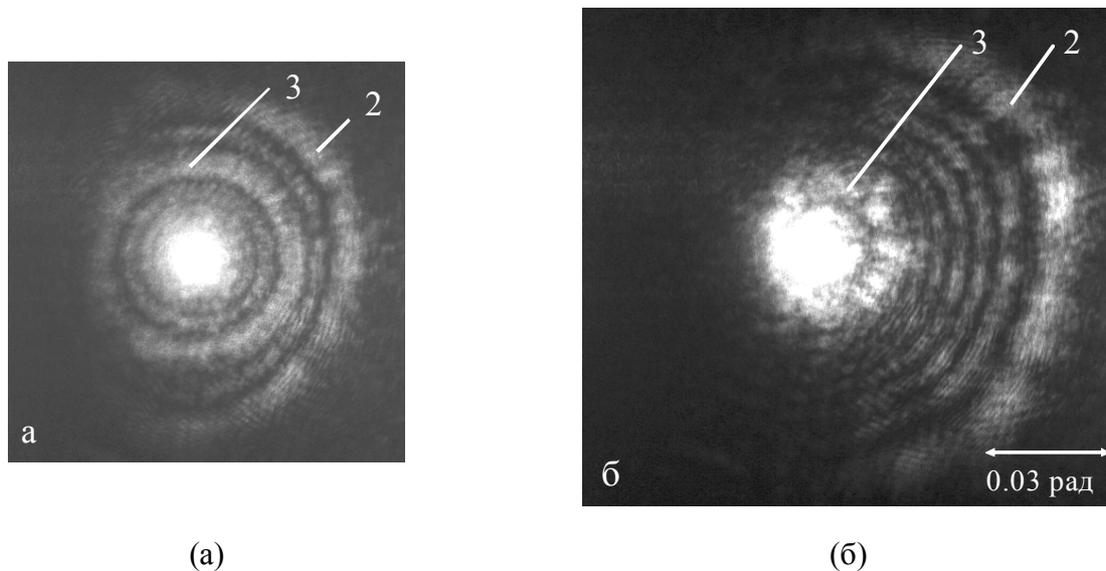


Рис. 2.11. Стационарная абберационная картина в световом пучке ( $\lambda = 488$  нм,  $P = 30$  мВт,  $\alpha = 30^\circ$ ), отраженном от планарно ориентированного НЖК “смесь А” ( $L = 100$  мкм) (а) в присутствии и (б) в отсутствии низкочастотного электрического поля. (2) и (3) – картины, соответствующие отражениям от границ раздела НЖК–стекло и стекло–воздух (см. рис. 2.8).

Для гомеотропно ориентированного образца ЖКМ-1277+ 0.025% КД-1 при угле падения  $\alpha = 40^\circ$  и  $P \sim 2$  мВт в прошедшем пучке наблюдалась обычная кольцевая картина (рис. 2.12а), вызванная ориентационной самофокусировкой. В отраженном излучении, как и в предшествующих случаях, наблюдались две картины (рис. 2.12б). Одна воспроизводила распределение интенсивности в прошедшем пучке (пучок 2 на рис. 2.8). Вторая картина (пучок 3 на рис. 2/8) была вытянута в горизонтальной плоскости и характеризовалась весьма сложным распределением интенсивности (система 2 на рис. 2.12б). Сдвиг НЖК в вертикальном направлении приводит к возрастанию интенсивности в верхней части абберационной картины, что соответствует самофокусировке (при этом в центральной части картины перераспределение интенсивности имеет более сложный характер).

Анализ геометрии взаимодействия светового поля с директором НЖК (рис. 2.9б) показывает, что, как и в случае планарного НЖК, световой пучок после отражения от

границы НЖК–стекло дефокусируется. Однако, в отличие от планарного НЖК,  $|\Delta n_{\text{тот}}| < \Delta n_{\text{тот}}$ , поэтому знак самовоздействия в отраженном пучке не изменяется.

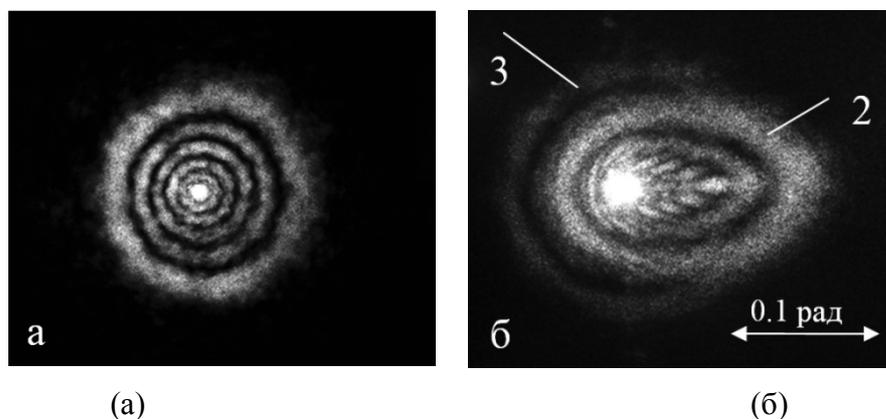


Рис. 2.12. Стационарные абберационные картины в (а) прошедшем и (б) отраженном световых пучках для НЖК ЖКМ-1277+ 0.025% КД-1 ( $\lambda = 515$  нм,  $P = 2$  мВт,  $\alpha = 40^\circ$ ). (2) и (3) – картины, соответствующие отражениям от границ раздела НЖК–стекло и стекло–воздух (см. рис. 4).

Формирование абберационной картины в рассматриваемом случае иллюстрируется рис. 2.10в. Из этого рисунка видно, что в достаточно широкой области отрицательных значений углов отклонения лучей (кривая 5 на рис. 2.10в), для каждого угла  $\theta$  существуют четыре луча (а не два, как в обычной кольцевой картине). Интерференция этих лучей и обуславливает сложное распределение интенсивности в отраженном пучке 2 (рис. 2.8). Очевидно, что направление вытянутости асимметричной картины определяется положительным знаком нелинейности для проходящего пучка.

Распределение интенсивности в отраженном пучке 2 соответствует оптической катастрофе типа “гиперболическая омбилика” (или “кошелек”) [127, 128, 175, 176]. Следует отметить, что сложная абберационная картина, соответствующая катастрофе “гиперболическая омбилика” наблюдалась одновременно в прошедшем и отраженном пучках в гомеотропном НЖК со специально увеличенным коэффициентом отражения (до 94%) [177] (в этом случае оба световых пучка влияют на ориентацию директора).

Таким образом, в данном параграфе исследована форма абберационной картины, возникающей при ориентационном самовоздействии светового пучка в НЖК.

Установлено, что абберационная картина в прошедшем через гомеотропно ориентированный НЖК световом пучке вытянута в направлении, перпендикулярном плоскости поляризации.

Распределение интенсивности в световом пучке, отраженном от НЖК, существенно отличается от распределения интенсивности в прошедшем пучке. Это отличие связано с

прохождением слабого отраженного пучка через область НЖК деформированную (и нагретую) сильным пучком, распространяющимся в прямом направлении. В отраженном пучке может наблюдаться картина, соответствующая катастрофе “гиперболическая омбилика”.

Сравнительный анализ стационарных абберационных картин в прошедшем и отраженном пучках может быть использован для определения знака ориентационной нелинейности (направления светоиндуцированного поворота директора). Это оказывается возможным даже в присутствии сильного поглощения, что часто имеет место в НЖК с примесью красителей.

Данный параграф завершает изложение наших исследований оптической ориентации жидких кристаллов, вызванной анизотропией оптической проницаемости. Подробное сопоставление наших результатов с результатами других авторов представлено в соответствующих параграфах диссертации. Здесь, для полноты изложения, упомянем ряд работ, рассматривающих различные эффекты, связанные с оптической ориентацией в прозрачных НЖК.

В [123, 135, 136] было предсказано, что при большой диэлектрической и упругой анизотропии СПФ в гомеотропном НЖК под действием линейно поляризованной световой волны может быть ориентационным переходом первого рода. Экспериментально, однако, такой эффект до сих пор не наблюдался. СПФ, первого рода в прозрачных НЖК, сопровождающийся бистабильностью поля директора, был предсказан [178–180] и реализован [102, 103] в присутствии дополнительных стабилизирующих низкочастотных полей. Оптическая бистабильность, автоколебания директора и генерация периодических структур наблюдались также в НЖК, помещенном в резонатор Фабри-Перо [181, 182]. Упомянем также эффект оптического транзистора [183], влияние светового поля на флуктуации поля директора и рассеяние света [142, 144], СПФ в частично и полностью неполяризованном свете [184–186], обращение волнового фронта [187, 188], понижение порога СПФ в фотонном кристалле [189], оптическая генерация дефектов в сильно сфокусированных световых пучках [190]. Отдельное направление исследований в современной нелинейной оптике жидких кристаллов связано с оптическими солитонами – сфокусированными световыми пучками, распространяющимися параллельно жидкокристаллическим слоям [191, 192]. Оптические солитоны и их взаимодействие за счет деформированного поля директора позволяет, в принципе, реализовывать различные схемы пространственной концентрации излучения а также электрооптической и чисто оптической модуляции. Другие эффекты ориентационного взаимодействия света в прозрачных НЖК описаны в книгах и обзорах [193–196].

## 2.3. Взаимодействие светового пучка с НЖК в присутствии постоянного поля

### 2.3.1. Вводные замечания

Эксперименты, проведенные с гомеотропно и планарно ориентированными образцами чистых (нелегированных) НЖК [197] и НЖК с красителями [198\*], показали, что приложение внешнего низкочастотного (с частотой  $\sim$  кГц) поля не изменяет характер самовоздействия света – абберационная картина в прошедшем световом пучке представляет из себя систему концентрических абберационных колец. Влияние поля проявляется только в изменении числа колец. При достаточно большом низкочастотном поле абберационная картина схлопывается (светоиндуцированная переориентация директора подавляется); при наклонном падении на планарно ориентированный НЖК число абберационных колец и расходимость картины зависят от направления падения света на кристалл (т.е., знака угла падения  $\alpha$ ) [198\*]. Последнее обстоятельство связано с преднаклоном директора, задающим определенное направление поворота директора в низкочастотном поле.

В НЖК, находящихся под воздействием постоянного электрического поля, во многих работах наблюдались фоторефрактивные эффекты. Они изучались в случае многоволнового смещения в образцах с разнообразными поглощающими добавками [72-74, 199–201]. Наблюдавшийся при этом энергообмен волн объяснялся “объемным” фоторефрактивным эффектом – переориентацией директора НЖК в пространственно однородном электрическом поле, созданном светоиндуцированными зарядами, генерированными и локализованными в объеме НЖК. Внешнее однородное постоянное поле способствовало пространственному разделению зарядов. Отметим, что объемная фотогенерация зарядов использовалась также для объяснения фоторефрактивного эффекта в широком световом пучке в отсутствии внешнего поля [201–203].

В ряде работ наблюдавшаяся переориентация директора НЖК связывалась со светоиндуцированными генерацией и перераспределением зарядов на поверхностях жидкокристаллического слоя (далее такую переориентацию и соответствующее изменение показателя преломления будем называть “поверхностным” фоторефрактивным эффектом). В [204] наблюдался энергообмен двух световых волн в планарно ориентированном НЖК со слоем фотопроводящего полимера, помещенного между электродом и ориентантом (переориентация директора происходила из-за

фотогенерации зарядов в полимере). В [205] энергообмен волн в гомеотропно ориентированных НЖК (нелегированной нематической матрице 5ЦБ и 5ЦБ с примесью фуллерена) объяснялся возникновением поверхностных зарядов. Этот вывод был сделан на том основании, что решетка поля директора записывалась только в присутствии внешнего постоянного поля после его воздействия на НЖК. При этом наблюдался эффект памяти – решетка восстанавливалась после приложения низкочастотного поля в отсутствие облучения. В [206] наблюдалось понижение порога перехода Фредерикса в твист-ячейке НЖК 5ЦБ под действием светового облучения. Этот эффект связывался со светоиндуцированной десорбцией ионов с поверхностей НЖК и усилением электрического поля в приповерхностной области. В [207, 208] энергообмен волн и фототоки исследовались в ряде планарных образцов, в частности в матрице E7, ориентированной слоем поливинилового спирта (при этом и НЖК и ориентант прозрачны на длине волны света). Из сравнения результатов для образцов разного состава в [207] был сделан вывод о том, что фоторефрактивный эффект имеет поверхностный характер. В [208] было установлено, что причиной эффекта является светоиндуцированная инжекция зарядов через границу НЖК–полимер, прилегающую к аноду.

Упомянутые выше работы указывают на сложность и многообразие фоторефрактивных эффектов в НЖК. Для их исследования использовалось, в основном, взаимодействие двух волн. Эффект самовоздействия светового пучка в НЖК в постоянном поле не исследовался. В то же время, как было показано выше, самовоздействие света чрезвычайно полезно для изучения переориентации директора НЖК в световом поле и её физических механизмов.

Исследование самовоздействия света при фоторефрактивном эффекте в НЖК представляет и самостоятельный интерес. Это связано с большими достижимыми значениями светоиндуцированного показателя преломления. Кроме того, характер нелинейно оптического отклика при фоторефрактивном эффекте принципиально отличается от случая рассмотренной ранее переориентации, связанной с оптической анизотропией – постоянное поле, созданное светом, имеет совсем другой профиль, чем интенсивность света (именно этим обстоятельством обусловлен эффективный энергообмен световых волн).

В данном параграфе представлены результаты экспериментального исследования самовоздействия света в чистой (нелегированной) нематической матрице ЖКМ-1277 и в этой матрице с примесью красителей [75\*–78\*] в присутствии постоянного поля.

2.3.2. Основные свойства самовоздействия светового пучка в НЖК в присутствии постоянного электрического поля

Оптическая схема наблюдения самовоздействия света в НЖК в присутствии постоянного поля аналогична представленной на рис. 2.13. Излучение непрерывных аргонового или твердотельного лазеров (низшая гауссова мода) фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 16 см (диаметр светового пучка в перетяжке  $\sim 100$  мкм) в жидкокристаллическую ячейку. Постоянное электрическое напряжение прикладывалось к образцам с помощью полупроводниковых (окись индия и олова) электродов, напыленных на стеклянные подложки.

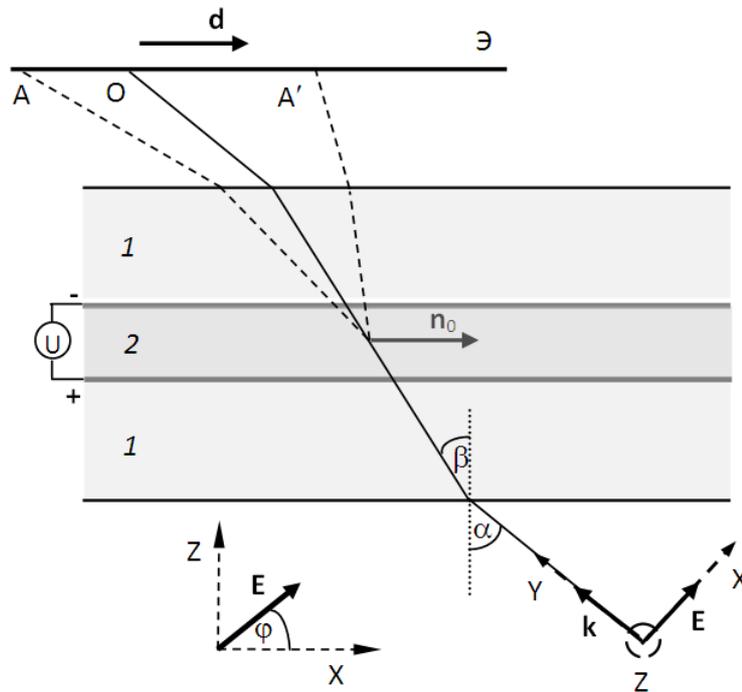


Рис. 2.13. Геометрия взаимодействия светового поля  $\mathbf{E}$  и планарно ориентированного НЖК: 1 – стеклянные подложки жидкокристаллической ячейки; 2 – жидкокристаллический слой, к которому приложено постоянное напряжение  $U$ ;  $\mathbf{k}$  – волновой вектор падающего светового пучка;  $\varphi$  – угол поворота плоскости падающего на НЖК линейно поляризованного света;  $\mathbf{n}_0$  – невозмущенный директор;  $\alpha$  – угол падения светового пучка;  $\beta$  – угол преломления; Э – экран; О – центр светового пучка до развития самовоздействия;  $AA'$  – абберационная картина. Вектор  $\mathbf{d}$  характеризует направление вытянутости картины.

Жидкокристаллическая ячейка могла поворачиваться на угол  $\alpha$  вокруг вертикальной оси (в данном и следующем разделах угол  $\alpha$  считается положительным при повороте НЖК по часовой стрелки), при этом директор НЖК располагался в

горизонтальной плоскости  $XU$  (геометрия взаимодействия светового поля и директора НЖК представлена на рис. 2.13). Угол преломления светового пучка  $\beta$  связан с углом падения  $\alpha$  законом Снеллиуса. Угол  $\varphi$ , образуемый направлением линейной поляризации светового пучка и осью  $X$ , мог изменяться от  $0^\circ$  (необыкновенная волна) до  $90^\circ$  (обыкновенная волна). Полярность приложенного постоянного напряжения считалась положительной, когда входная, относительно пучка, подложка являлась анодом.

Детальные исследования самовоздействия света проводились с планарно ориентированными образцами нематической матрицы ЖКМ-1277 и этой матрицы с примесью 0.1 % красителя метиловый красный (МК). Кроме того, исследовались планарно ориентированный образец ЖКМ-1277 с примесью 0.05% красителя родамин 6Ж (Р6Ж) (этот краситель в качестве легирующей добавки использовался в первых работах по фоторефракции в НЖК [72, 73]) и гометропно ориентированные образцы ЖКМ-1277 и ЖКМ-1277 + 0.05% Р6Ж. Толщина всех образцов составляла  $L = 100$  мкм. Планарная ориентация достигалась с помощью натирания слоев полиимида, нанесенных на электроды методом центрифугирования и полимеризованных при высокой температуре. Гомеотропная ориентация была получена с помощью слоя стеарилхлорида хрома. Один гомеотропный образец ЖКМ-1277 был также изготовлен без использования ориентанта с помощью полировки подложек крокусом.

Стационарная абберационная картина, возникающая при прохождении наклонно падающего ( $\alpha = -40^\circ$ ) светового пучка необыкновенной поляризации через планарно ориентированный НЖК ЖКМ-1277, представлена на рис. 2.14а. Время её формирования составляет десятки секунд, что соответствует характерному времени переориентации директора. Картина асимметрична относительно вертикали и вытянута влево, с этой же стороны граница картины содержит излом (в виде острого угла).

Изменение знака угла падения света  $\alpha$  или полярности приложенного постоянного напряжения  $U$  (рис. 2.14б) “отражает” абберационную картину относительно вертикальной линии (штриховая линия на рис. 2.14а), проходящей через точку  $O$  (центр светового пучка до его уширения). При этом, соответственно, изменяется направление вытянутости картины (направление вектора  $\mathbf{d}$  на рис. 2.13).

При нормальном падении света ( $\alpha = 0^\circ$ ) приложение поля приводит к развитию (за время  $\approx 1$  мин) абберационной картины, состоящей из деформированных концентрических колец (рис. 2.15). Картина имеет незначительную асимметрию.

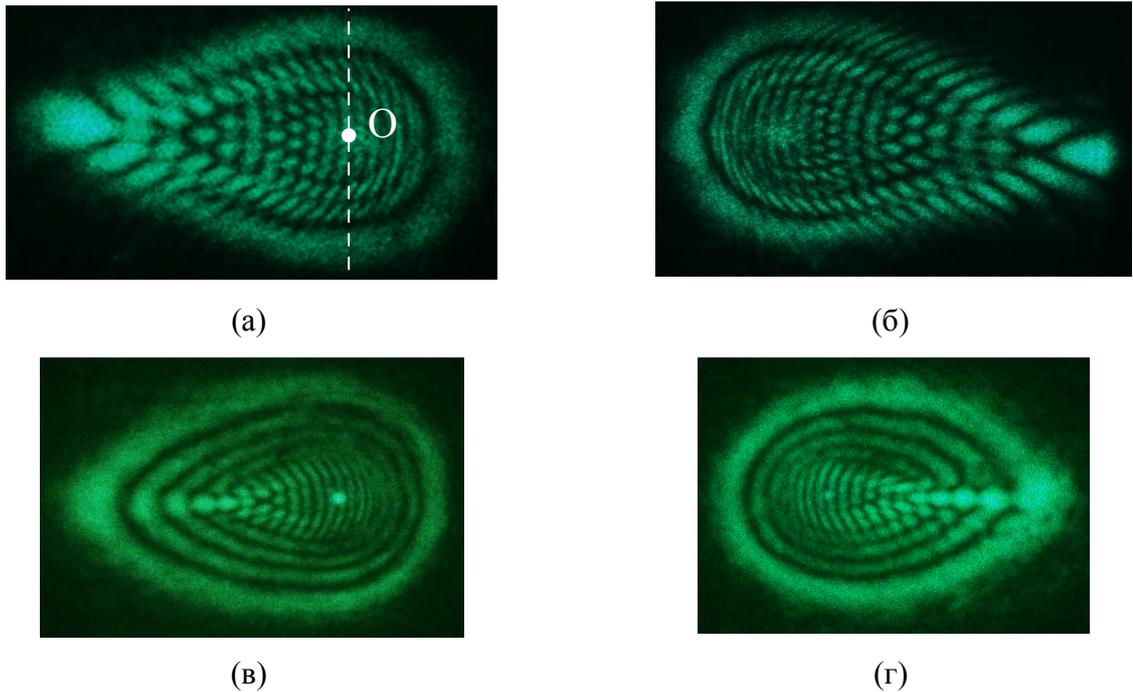


Рис. 2.14. Абберационные картины для наклонно падающего светового пучка ( $\lambda = 515$  нм), прошедшего через планарно ориентированные НЖК: (а, б) ЖКМ-1277,  $P = 20$  мВт,  $\alpha = -40^\circ$ , необыкновенная волна, приложенное постоянное напряжение  $U =$  (а)  $+3$  В, (б)  $-3$  В; (в, г) ЖКМ-1277+0.1% МК,  $P = 5$  мВт, обыкновенная волна,  $U = +2$  В,  $\alpha =$  (в)  $-60^\circ$ , (г)  $+60^\circ$ .

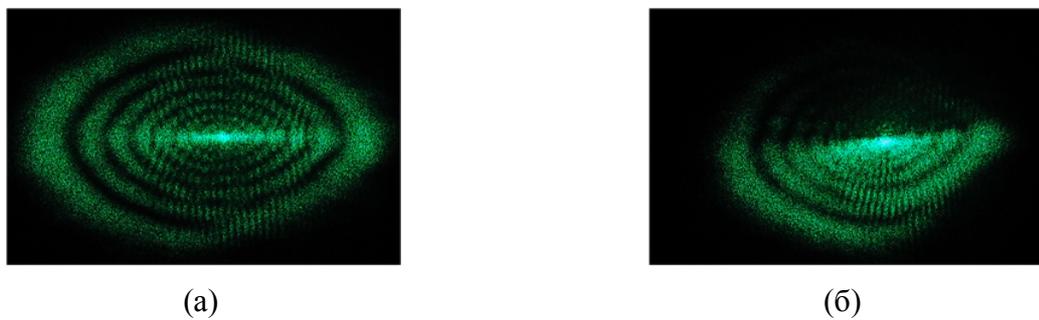


Рис. 2.15. (а) Абберационная картина при освещении планарно ориентированного НЖК ЖКМ-1277, находящегося под воздействием постоянного напряжения  $U = +4$  В, нормально падающим ( $\alpha = 0^\circ$ ) световым пучком ( $\lambda = 515$  нм,  $P = 5$  мВт); (б) абберационная картина при сдвиге кристалла вверх.

Знак самовоздействия при нормальном падении, определяемый при сдвиге кристалла вверх, соответствует ориентационной самодефокусировке (рис. 2.15б). Зависимости числа абберационных колец  $N$  от мощности светового пучка для различных длин волн ( $\lambda = 458, 488, 515$  нм) представлены на рис. 52а. Из этого рисунка видно, что нелинейнооптический отклик резко возрастает с уменьшением длины волны.

Отличительной чертой абберационной картины в НЖК в присутствии постоянного электрического поля является характер её зависимости от поляризации света. Поворот плоскости поляризации от горизонтальной уменьшает интенсивность картины, не изменяя распределение интенсивности (за исключением центральной точки, в которой появляется яркое пятно). Поляризация картины остается горизонтальной (необыкновенная волна), а поляризация пятна в центре – вертикальна (обыкновенная волна).

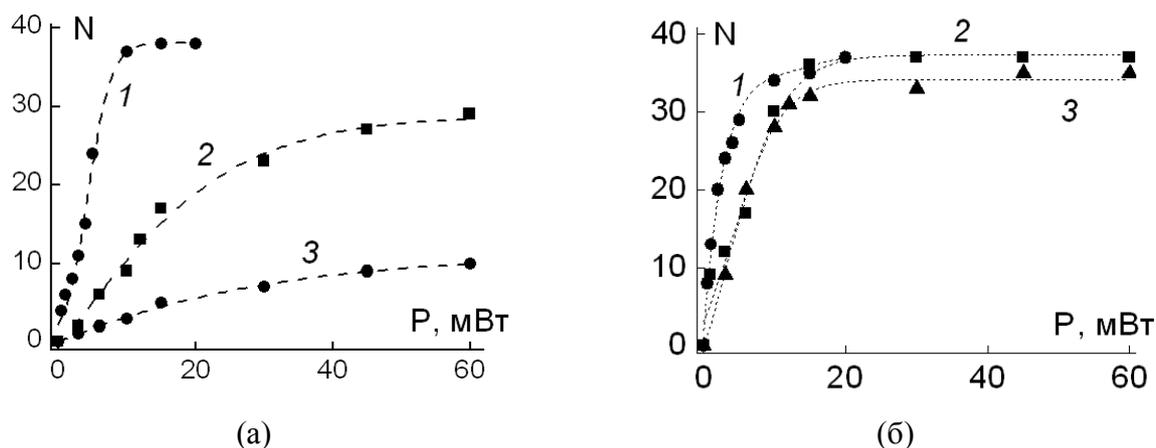


Рис. 2.16. Зависимость числа абберационных колец  $N$  от мощности  $P$  для светового пучка прошедшего через планарно ориентированные образцы (а) ЖКМ-1277 и (б) ЖКМ-1277+0.05% Р6Ж, находящихся под воздействием постоянного напряжения  $U = +3$  В для различных длин волн: (1)  $\lambda = 458$  нм, (2)  $\lambda = 488$  нм и (3)  $\lambda = 515$  нм.

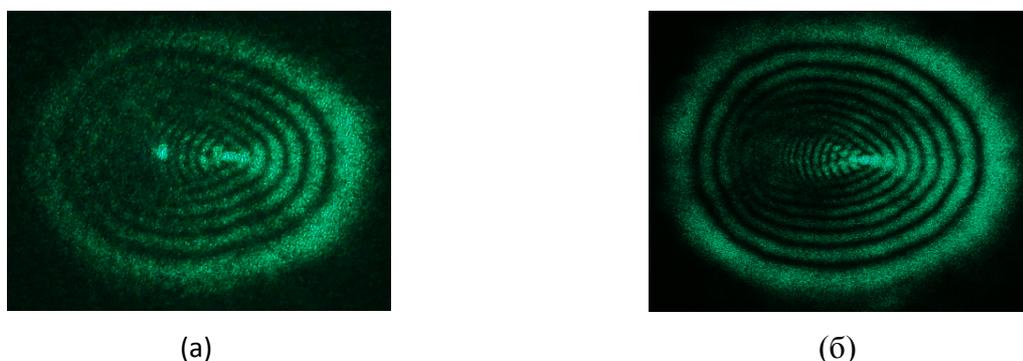


Рис. 2.17. Абберационные картины для наклонно падающего светового пучка ( $\lambda = 515$  нм,  $P = 5$  мВт,  $\alpha = +40^\circ$ ), прошедшего через планарно ориентированный слой НЖК ЖКМ-1277+0.1% метиловый красный ( $L = 100$  мкм), находящийся под воздействием постоянного напряжения  $U = +4$  В, при различной поляризации света: (а) обыкновенная волна (направление поляризации падающего света отличалось от точного (вертикального) направления поляризации обыкновенной волны на  $10^\circ$ ), (б) необыкновенная волна. Фотографии получены при использовании анализатора, убравшего обыкновенную составляющую пучка, для варианта (б) перед экраном помещались ослабляющие светофильтры.

Описанные выше свойства абберационной картины характерны и для НЖК с примесью 0.1% МК (рис. 2.14в, 2.14г, 2.17). В этом случае при  $\alpha = 40^\circ$  распределение

интенсивности, скорее, похоже на обычную систему колец, “излом” расположен внутри картины.

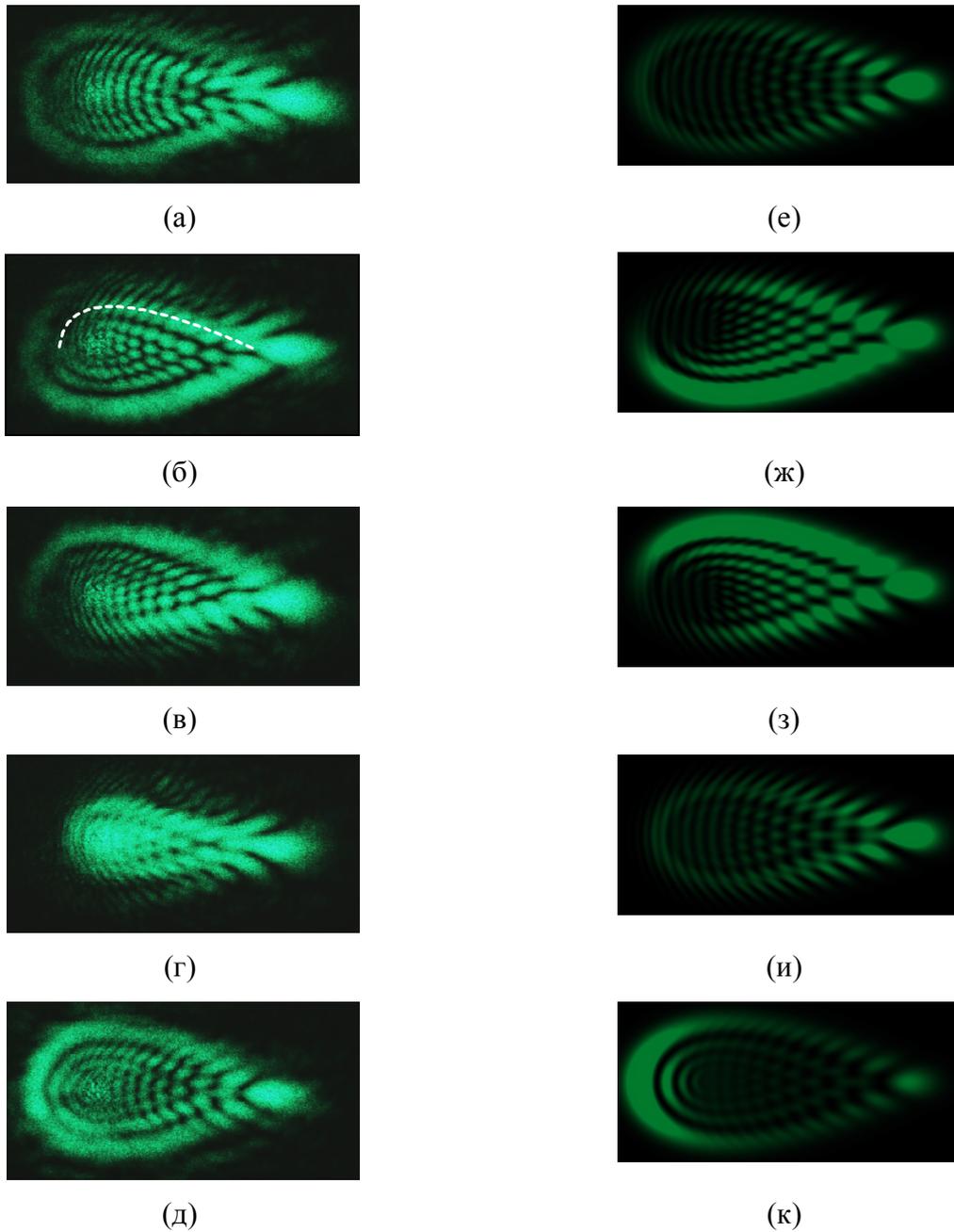


Рис. 2.18. (а–д) Аберрационные картины, наблюдаемые в дальней зоне дифракции при освещении ячейки с НЖК ЖКМ-1277 наклонно падающим ( $\alpha = +40^\circ$ ) пучком лазера ( $\lambda = 515$  нм,  $P = 10$  мВт) при дополнительном внешнем постоянном напряжении  $U = +2$  В. (е–к) Результаты численного расчёта при  $w_0 = 70$  мкм,  $\Delta n = 0.2$ ,  $\gamma_A^2 = 0.6$ ,  $\gamma_C = 0$ ,  $\eta = 0$ ,  $\beta = +30^\circ$ ,  $l_A = 150$  мкм. (б, ж) – сдвиг кристалла относительно пучка вверх, (в, з) – вниз, (г, и) – влево, (д, к) – вправо. При расчете картин (ж–к) сдвиг кристалла относительно пучка полагался равным  $0.5w_0$ . Горизонтальный и вертикальный размеры всех картин 0.1 и 0.05 рад, соответственно.

Для планарно ориентированного образца ЖКМ-1277 + 0.05% Р6Ж было исследовано самовоздействие светового пучка при нормальном падении (рис. 2.16б). Из сравнения рис. 2.16а и 2.16б видно, что нелинейнооптический отклик значительно возрастает благодаря примеси красителя. Для ЖКМ-1277 + 0.05% Р6Ж при  $P = 0.3$  мВт и  $U = 3$  В наблюдалось 6 абберационных колец ( $\lambda = 458$  нм), что соответствует изменению показателя преломления  $\Delta n = 3 \cdot 10^{-2}$  и коэффициенту нелинейности  $n_2 \sim 10^{-2}$  Вт/см<sup>2</sup> (отметим, что, как следует из результатов [75\*], при  $U = 6$  В в свежеприготовленном образце этот коэффициент был на порядок больше). Для ЖКМ-1277 + 0.1% МК также было получено  $n_2 \sim 10^{-2}$  Вт/см<sup>2</sup> (при  $P = 0.2$  мВт и  $U = 3$  В величина  $N = 8$ ), Этот результат совпадает со значением, полученным в [209] для НЖК 5ЦБ +0.1% МК.

Эффект ориентационного самовоздействия в присутствии постоянного поля под действием обыкновенной волны наблюдался также в гомеотропных образцах ЖКМ-1277 (с ориентантом и без ориентанта) и ЖКМ-1277 + 0.05% Р6Ж. При этом расходимость абберационной картины была меньше, чем для планарных образцов.

Трансформация абберационной картины в НЖК в присутствии постоянного поля при быстром сдвиге НЖК относительно светового пучка отличается от случая обычной кольцевой картины и имеет весьма сложный характер. Так, для планарного образца ЖКМ-1277 при сдвиге НЖК вверх подсвечивается нижняя граница картины и ослабляется интенсивность верхней границы (рис. 2.18б). Однако, при этом подсвечивается и определенная область верхней части картины (показана на рис 6б пунктирной линией). При сдвиге кристалла влево (рис. 2.18г) подсвечивается центральная часть картины (а первоначальная граница практически не видна); при сдвиге вправо (рис. 2.18д) интенсивность центральной части несколько ослабляется. Аналогичный характер имеет и трансформация картины для НЖК с примесью МК при его сдвиге. Сложный характер трансформации интенсивности указывает на качественное отличие фазового фронта и формирующего его поля директора от обычного ориентационного самовоздействия светового пучка.

### 2.3.3. *О механизме взаимодействия света с НЖК в присутствии постоянного электрического поля*

Постоянство распределения интенсивности в абберационной картине при изменении поляризации света означает, что поляризация не влияет на деформацию поля директора.

Это свойство, во-первых, исключает механизм светоиндуцированной переориентации, связанный с воздействием света на индуцированные диполи. Действительно, в этом случае переориентация директора при падении обыкновенной световой волны на планарный НЖК (и на гомеотропно ориентированные НЖК при больших углах падения света) практически подавлена из-за реализующегося в данном случае режима Могена. Такое же заключение можно сделать и о вращающем моменте, связанном с возбуждением молекул и изменением межмолекулярных сил (см. раздел 4.1).

Естественно предположить, что переориентация директора в нашем эксперименте обусловлена фоторефрактивным эффектом. Этот эффект, как уже отмечалось в начале данного параграфа, может быть связан с возникновением (или модификацией) электрического поля из-за светоиндуцированной генерации зарядов в объеме НЖК (объемный фоторефрактивный эффект) или генерацией (или перераспределением) зарядов на поверхностях жидкокристаллического слоя. Поскольку возможная генерация зарядов в объеме НЖК должна быть пропорциональна поглощению света, то она должна была бы зависеть от поляризации из-за сильного дихроизма поглощения. Поэтому фоторефрактивный эффект в нашем случае имеет поверхностный характер. При этом воздействие света заключается в снятии экранировки внешнего электрического поля поверхностными зарядами.

Наличие экранировки было подтверждено в отдельном эксперименте по измерению порога перехода Фредерикса в электрическом поле, в котором наблюдалось четырехкратное (с 0.95 до 3.8 В) возрастание порога при переходе от переменного (с 3 кГц) к постоянному полю. В [210] было продемонстрировано влияние света на протекающий через ячейки с жидкокристаллической ЖКМ-1277 ток; при этом эффект не зависел от поляризации света. В этой же работе было показано, что воздействие освещения на ток не связано с нагревом электродов. Было высказано предположение, что снятие экранировки связано с фотогенерацией положительных зарядов (дырок) в полиимидном покрытии, прилегающем к аноду.

Асимметрия абберационной картины и изменение направления вытянутости картины при смене полярности внешнего напряжения вызваны различием степени снятия экранировки на аноде и катоде. Действительно, при различной степени снятия экранировки и наклонном падении света на НЖК поле директора несимметрично относительно оси пучка (это очевидно из рассмотрения предельного частного случая, в котором экранировка снимается только на одном электроде).

Детальное рассмотрение деформации поля директора и самовоздействия светового пучка при поверхностном фоторефрактивном эффекте будет проведено в следующем разделе.

Выяснение физического механизма снятия экранировки является весьма сложной проблемой и требует специальных исследований.

Таким образом, в ряде НЖК различного состава (чистая нематическая матрица ЖКМ-1277, ЖКМ-1277+0.1% метиловый красный, ЖКМ-1277+0.05% родамин 6Ж) и различной (планарной и гомеотропной ориентации) исследовано самовоздействие светового пучка в присутствии приложенного к образцам постоянного электрического поля. Для всех исследованных образцов самовоздействие обусловлено поверхностным фоторефрактивным эффектом.

Аберрационная картина в дальней зоне зависит от геометрии эксперимента, полярности и величины внешнего поля, мощности и длины волны светового пучка. Форма аберрационной картины и, соответственно, деформированное поле директора не зависят от поляризации света.

Добавление красителей к нематической матрице увеличивает нелинейно-оптический отклик. Коэффициент нелинейности  $n_2$  для НЖК с примесью красителей по порядку величины составляет  $n_2 \sim 10^{-2}$  Вт/см<sup>2</sup>, что на порядок превышает коэффициент нелинейности, обусловленной анизотропией диэлектрической проницаемости (на световой частоте).

Наблюдение поверхностного фоторефрактивного эффекта для образцов различного состава и ориентации свидетельствует об общности этого эффекта.

Отметим, что фоторефрактивный эффект в жидких кристаллах продолжает привлекать значительное внимание (см., например, [209, 211–225]). Исследования направлены на поиск систем, обладающих максимально большими нелинейностями, и выяснение механизмов эффекта. В качестве основных возможных применений рассматриваются усиление слабых световых сигналов и создание оптических модуляторов.

#### **2.4. Расчет аберрационной картины в НЖК в присутствии постоянного электрического поля**

В данном параграфе представлена простая модель самовоздействия светового пучка в НЖК, обусловленного поверхностным фоторефрактивным эффектом [78\*].

2.4.1. Деформация поля директора НЖК при поверхностном фоторефрактивном эффекте

Исходим из плотности  $F$  свободной энергии НЖК, помещенного в электрическое поле  $\mathbf{G}$ , в одноконстантном приближении

$$F = \frac{K}{2}(\operatorname{div}^2 \mathbf{n} + \operatorname{rot}^2 \mathbf{n}) - \frac{\Delta \varepsilon_{dc}(\mathbf{nG})^2}{8\pi}, \quad (2.4.1)$$

где  $\mathbf{G}$  – постоянное электрическое поле,  $K$  – упругая постоянная Франка,  $\Delta \varepsilon_{dc}$  – анизотропия диэлектрической проницаемости для постоянного поля. При записи (2.4.1) не учитывается прямое ориентационное воздействие света на НЖК. Варьируя (2.4.1) с учетом условия  $\mathbf{n}^2 = 1$ , получаем

$$\Delta \mathbf{n} + \frac{\Delta \varepsilon_{dc}(\mathbf{nG})\mathbf{G}}{4\pi K} = -\frac{\lambda(\mathbf{r})}{K}\mathbf{n}, \quad (2.4.2)$$

где  $\lambda(\mathbf{r})$  - множитель Лагранжа. Используя метод возмущений, положим  $\mathbf{n} = \mathbf{n}_0 + \delta \mathbf{n}$ , где  $\mathbf{n}_0$  – невозмущенный директор, а  $\delta \mathbf{n}$  – искомая векторная функция, удовлетворяющая условию  $(\mathbf{n}_0 \delta \mathbf{n}) = 0$ . Тогда, из (2.4.2) получаем

$$\Delta \delta \mathbf{n} + \frac{\Delta \varepsilon_{dc}}{4\pi K}(\mathbf{Gn}_0)[[\mathbf{n}_0 \times \mathbf{G}] \times \mathbf{n}_0] = 0. \quad (2.4.3)$$

Введем декартову систему координат, ось  $X'$  которой лежит в горизонтальной плоскости и параллельна невозмущенному директору  $\mathbf{n}_0$  НЖК, ось  $Y'$  перпендикулярна стенкам, а ось  $Z'$  вертикальна (рис. 2.19). В уравнении (2.4.3) отбросим вторые производные по поперечным координатам  $x'$  и  $z'$ , тем самым исключая упругие силы, стремящиеся сгладить поперечную неоднородность поля директора. Тогда ориентация директора на линии, соединяющей точки  $(x', 0, z')$  и  $(x', L, z')$  будет зависеть только от электрического поля на этой линии. Строго говоря, проведенное упрощение справедливо только для широкого светового пучка (поперечный размер пучка значительно больше толщины НЖК). Однако и после пренебрежения поперечными упругими силами уравнение (2.4.3) должно адекватно

передавать характер поперечной зависимости поля директора. Далее, произведем продольное сглаживание электрического поля, полагая его не зависящим от продольной координаты и равным значению при  $y' = L/2$  (т.е., в точках плоскости  $\Sigma$ , рис. 2.19):  $G(x', y', z') = G(x', L/2, z') = G_0(x', z')$ . В результате получаем обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\frac{d^2 \delta \mathbf{n}}{d^2 y'} + \frac{\Delta \varepsilon_{dc}}{4\pi K} (\mathbf{G}_0 \mathbf{n}_0) [[\mathbf{n}_0 \times \mathbf{G}_0] \times \mathbf{n}_0] = 0. \quad (2.1.4)$$

Для его решения используем метод Галёркина и, в соответствии с жесткими граничными условиями, положим

$$\delta \mathbf{n}(x', y', z') = \delta \mathbf{n}_m(x', z') \sin(\pi y'/L), \quad (2.1.5)$$

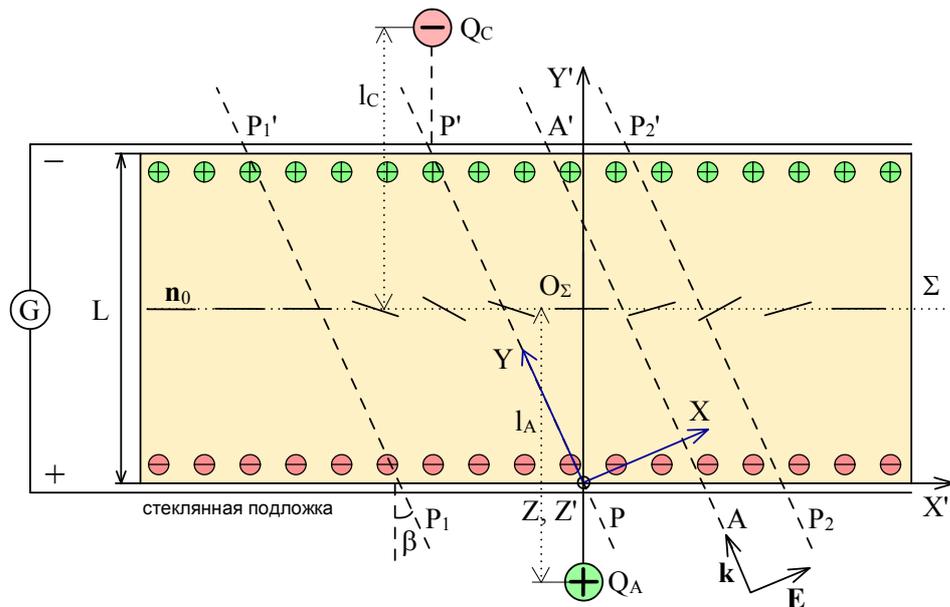


Рис. 2.19. Светоиндуцированная переориентация директора в НЖК в присутствии постоянного электрического поля:  $PP'$  - осевой луч светового пучка;  $P_1P_1'$  и  $P_2P_2'$  - периферийные лучи (условная граница светового пучка);  $AA'$  - произвольный луч светового пучка;  $Q_A$  и  $Q_C$  - точечные заряды, моделирующие снятие экранировки световым полем; палочки в плоскости  $\Sigma$ , равноудаленной от границ НЖК, показывают ориентацию директора (для случая  $Q_C = 0$ );  $l_A$ ,  $l_C$  - расстояния от зарядов до плоскости  $\Sigma$ ;  $L$  - толщина жидкокристаллического слоя;  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{E}$  - волновой вектор и электрическое поле световой волны;  $\beta$  - угол преломления (изменение направления распространения лучей на границе стеклянная подложка - НЖК на рисунке не показано).

Подставляя (2.4.5) в (2.4.4), домножая на  $\sin(\pi y'/L)$  и усредняя по объему НЖК, находим

$$\delta \mathbf{n}_m = \frac{\Delta \varepsilon_{dc} L^2}{\pi^4 K} (\mathbf{G}_0 \mathbf{n}_0) [(\mathbf{n}_0 \times \mathbf{G}_0) \times \mathbf{n}_0]. \quad (2.4.6)$$

Снятие экранировки внешнего электрического поля световым пучком будем моделировать полем двух точечных зарядов (положительного  $Q_A$  и отрицательного  $Q_C$ ), отстоящих на расстояния  $l_A$  и  $l_C$  от плоскости  $\Sigma$  (индексы А и С соответствуют аноду и катоду) (рис. 2.19). Заряды расположены на линиях, перпендикулярных жидкокристаллическому слою и проходящих через точки пересечения оси светового пучка и поверхностей НЖК. При этом электрического поля внутри жидкокристаллического слоя имеет вид

$$\mathbf{G}_0 = \frac{Q_A (\mathbf{i} x' + \mathbf{j} l_A + \mathbf{k} z')}{\varepsilon_{dc} (x'^2 + l_A^2 + z'^2)^{3/2}} + \frac{Q_C (\mathbf{i} (x' + Ltg\beta) + \mathbf{j} l_C + \mathbf{k} z')}{\varepsilon_{dc} ((x' + Ltg\beta)^2 + l_C^2 + z'^2)^{3/2}} + \mathbf{j} \eta G_U, \quad (2.4.7)$$

где  $G_U = U/L$ ;  $\beta$  – угол преломления светового пучка на границе стеклянная подложка–НЖК,  $\eta$  – параметр, характеризующий степень экранировки внешнего поля поверхностными зарядами в отсутствии светового облучения ( $\eta = 0$  соответствует полной экранировке). Подставляя (2.4.7) в (2.4.6), окончательно находим деформацию поля директора

$$\delta \mathbf{n}_m = \frac{4}{\pi} \left\{ \gamma_A \frac{l_A^2 x'}{[x'^2 + l_A^2 + z'^2]^{3/2}} + \gamma_C \frac{l_C^2 (x' + Ltg\beta)}{[(x' + Ltg\beta)^2 + l_C^2 + z'^2]^{3/2}} \right\} \times \left\{ \gamma_A \frac{l_A^2 (\mathbf{j} l_A + \mathbf{k} z')}{[x'^2 + l_A^2 + z'^2]^{3/2}} + \gamma_C \frac{l_C^2 (\mathbf{j} l_C + \mathbf{k} z')}{[(x' + Ltg\beta)^2 + l_C^2 + z'^2]^{3/2}} + \mathbf{j} \gamma_G \right\}, \quad (2.4.8)$$

где  $\gamma_A = Q_A / Q_{A,пор}$ ,  $\gamma_C = Q_C / Q_{C,пор}$ ,  $\gamma_G = \eta G_0 / G_{пор}$ ,  $G_{пор} = \frac{\pi}{L} \left( \frac{4\pi K}{\Delta \varepsilon_{dc}} \right)^{1/2}$  – пороговое поле перехода Фредерикса в постоянном поле,  $Q_{A,пор} = l_A^2 \varepsilon_{dc} G_{пор}$ ,  $Q_{C,пор} = l_C^2 \varepsilon_{dc} G_{пор}$ .

#### 2.4.2. Нелинейный набег фазы светового пучка

Используя известное выражение для показателя преломления необыкновенной волны  $n_e$  и учитывая, что направление оптической оси параллельно вектору  $\mathbf{n}_0 + \delta \mathbf{n}$ , нетрудно получить разложение  $n_e$  по степеням  $\delta \mathbf{n}$

$$n_e = n_e^{(0)} + n_e^{(1)} + n_e^{(2)}, \quad (2.4.9)$$

где  $n_e^{(0)} = \sqrt{\varepsilon_{\parallel}} - \delta n_e (\mathbf{k} \delta \mathbf{n}_0)^2$ ,  $n_e^{(1)} = -2\delta n_e (\mathbf{k} \delta \mathbf{n}_0) (\mathbf{k} \delta \mathbf{n})$ ,  $n_e^{(2)} = \delta n_e [(\mathbf{k} \delta \mathbf{n}_0)^2 \delta \mathbf{n}^2 - (\mathbf{k} \delta \mathbf{n})^2]$ ,  
 $\delta n_e = \varepsilon_{\parallel}^{1/2} \Delta \varepsilon / 2\varepsilon_{\perp}$ .

Для произвольного луча  $\mathbf{s}$ , входящего в жидкокристаллический слой в точке А ( $x'$ , 0,  $z'$ ) и выходящего в точке А' ( $x_1' = x' - L \operatorname{tg} \beta$ ,  $L$ ,  $z'$ ) (рис. 2.19), нелинейный набег фазы  $\Delta S(x', z')$  равен

$$\Delta S = \frac{2\pi}{\lambda} \int_A^{A'} (n_e^{(1)}(x', y', z') + n_e^{(2)}(x', y', z')) ds'. \quad (2.4.10)$$

Разлагая по координате  $x$  относительно точки  $(x' + x_1')/2$  с точностью до линейного члена, находим

$$\Delta S = \Delta S^{(1)} + \Delta S^{(2)}, \quad (2.4.11)$$

где

$$\Delta S^{(1)} = 2S_0 g h \sin \beta, \quad (2.4.12)$$

$$\Delta S^{(2)} = \frac{S_0 g^2}{\cos \beta} (-h^2 \cos 2\beta + r^2 \sin^2 \beta), \quad (2.4.13)$$

- компоненты нелинейного набег фазы, пропорциональные первой и второй степени  $\delta \mathbf{n}$ ,  $g = \gamma_A u d_1 + \gamma_C (pu + s) d_2$ ,  $h = \gamma_A d_1 + \gamma_C d_2 + \gamma_G$ ,  $r = \gamma_A v d_1 + \gamma_C v d_2$ ,  $d_1 = [1 + u^2 + v^2]^{-3/2}$ ,  $d_2 = [1 + (pu + s)^2 + p^2 v^2]^{-3/2}$ ,  $S_0 = 16\delta n_e L / \pi \lambda$ ,  $p = l_A / l_C$ ,  $u = (x' - L \operatorname{tg} \beta / 2) / l_A$  и  $v = z' / l_A$ . - безразмерные координаты.

### 2.3.3. Расчет абберационной картины и каустик.

Интенсивность абберационной картины, рассчитанная по формуле Кирхгофа

$$I(\theta_x, \theta_z) = \frac{k^2}{4\pi^2 y^2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ik(\theta_x x + \theta_z z) + i\Delta S(x, z)} dx dz \right|^2 \quad (2.4.14)$$

с помощью (2.4.11), показана на рис.2.18е (при этом подгоночный параметр  $\gamma_A^2 = 0.6$ ). Как видно из сравнения рис. 2.18а и 2.18е, результаты расчета хорошо согласуются с экспериментом. Фазовый набег (2.4.11) (рис. 2.20), соответствующий профилю интенсивности на рис. 2.18е, можно рассматривать как сумму двух колоколообразных поверхностей разных знаков. Вогнутый “колокол” соответствует самодефокусировке соответствующей части пучка, а выпуклый “колокол” – самофокусировке. Форму фазового набега легко понять из рис. 2.19: для лучей пересекающих плоскость  $\Sigma$  правее точки  $O_\Sigma$  (линия  $AA'$ ) директор поворачивается параллельно световому полю  $\mathbf{E}$ , увеличивая тем самым показатель преломления необыкновенной волны; для лучей, проходящих левее точки  $O_\Sigma$ , ситуация обратная.

Множество критических точек и каустики, рассчитанные с помощью (2.4.11) и (1.2.12) для тех же параметров, что и картина 2.18е, показаны на рис. 2.21а1 и 2.21а2. Сама картина, для удобства последующего сравнения, воспроизведена на рис. 2.21а3. Множество критических точек и каустики состоят из двух замкнутых кривых. Левая и правая кривые на рис. 2.21а1 соответствуют внешней и внутренней кривым на рис. 2.21а2 (левому и правому “колоколам” на рис. 2.20).

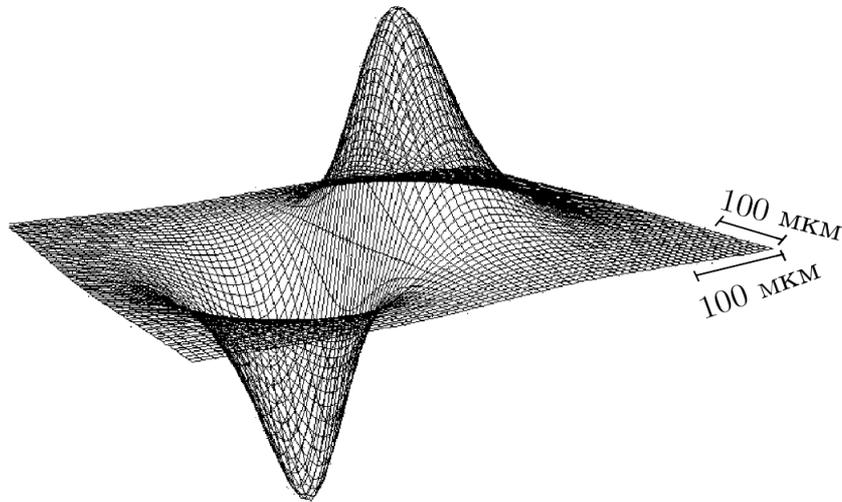


Рис. 2.20. Фазовый набег (2.4.11) светового пучка, прошедшего через жидкокристаллический слой ( $L = 100$  мкм,  $l_A = 150$  мкм,  $\gamma_A^2 = 0.6$ ,  $\gamma_C = 0$ ,  $\eta = 0$ ,  $\Delta n = 0.2$ ,  $\beta = +30^\circ$ ,  $\lambda = 515$  нм). Амплитуды левого и правого “куполов” составляют  $-36$  и  $+30$ .

Перераспределение интенсивности абберационной картины при сдвиге НЖК вверх (подсветка нижней границы абберационной картины и ослабление интенсивности верхней границы, рис. 2.18б) как раз соответствует отрицательному знаку самовоздействия (самодефокусировке) для внешней каустической линии на рис. 2.21а2. Пунктирная линия на рис. 2.18б соответствует подсветке внутренней каустики. Аналогичным образом можно

объяснить трансформацию абберационной картины при сдвиге НЖК в других направлениях. Так, например, рис. 2.18г соответствуют визуализации внутренней каустической линии.

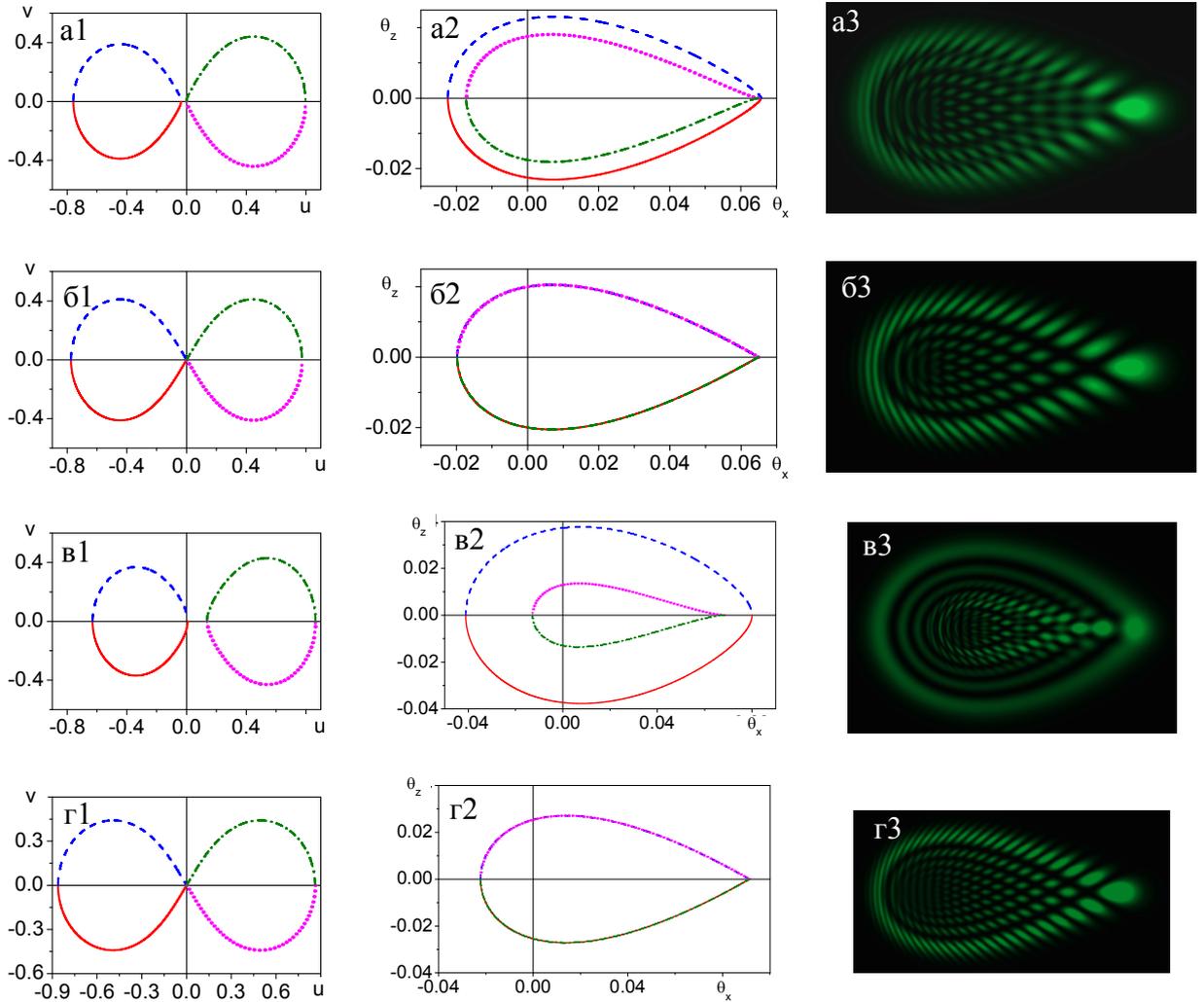


Рис. 2.21. Рассчитанные (a1-г1) критические точки отображения  $(u, v) \rightarrow (\theta_x, \theta_z)$ , (a2-г2) каустики и (a3-г3) абберационные картины ( $\lambda = 515$  нм,  $\Delta n = 0.2$ ,  $L = 100$  мкм,  $\beta = 30^\circ$ ,  $l_A = l_C = 150$  мкм,  $w_0 = 100$  мкм,  $\gamma_A = 0.6^{1/2}$ ): (a1-a3)  $\gamma_C = 0$ ,  $\eta = 0$ , фазовый набег  $S_{NL}$  включает члены, квадратичные по углу поворота директора  $\psi$ ; (б1-б3)  $\gamma_C = 0$ ,  $\eta = 0$ , фазовый набег  $S_{NL}$  не включает члены, квадратичные по  $\psi$ ; (в1-в3)  $\gamma_C = -0.1^{1/2}$ ,  $\eta = 0$ , с учетом членов, квадратичных по  $\psi$ ; (г1-г3)  $\gamma_C = 0$ ,  $\eta = 0.1^{1/2}$ , без учета членов, квадратичных по  $\psi$ . Сплошные, штриховые, пунктирные и штрих-пунктирные участки кривых в первом и втором столбцах рисунка соответствуют друг другу.

Для рассмотренного выше случая  $\gamma_C = 0$  (экранировка снимается только на аноде) проведем теперь аналитический расчет каустик. Наибольшее отклонение в горизонтальной плоскости испытывают лучи, проходящие вблизи точки  $O_\Sigma$  (лучи с координатами, близкими к точке  $u = v = 0$ ) и формирующие излом на границе

абберационной картины. При  $\gamma_G = 0$  разложения фазовых набегов  $\Delta S^{(1)}$  и  $\Delta S^{(2)}$  вблизи точки  $u = v = 0$  имеют вид

$$\Delta S^{(1)} = 2S_0\gamma_A^2 \sin\beta [u - 3u(u^2 + v^2)], \quad (2.4.15)$$

$$\Delta S^{(2)} = -\frac{S_0 \cos 2\beta}{\cos\beta} \gamma_A^4 u^2; \quad (2.4.16)$$

их сумма равна

$$\Delta S = S_0 \{P[u - 3u(u^2 + v^2)] - Qu^2\}, \quad (2.4.17)$$

где  $P = 2\gamma_A^2 \sin\beta$  и  $Q = \frac{\cos 2\beta}{\cos\beta} \gamma_A^4$ .

Выражение (2.4.17) соответствует особенности (катастрофе) типа кошелек (или гиперболическая омбилика) [127–130]. Подставляя (2.4.17) в (1.2.13) и (1.2.12) получаем

$$\theta_x = \theta_{0x} P(1 - 9u^2 - 3v^2 - 36\Delta u), \quad (2.4.18)$$

$$\theta_z = -6\theta_{0z} Puv, \quad (2.4.19)$$

$$(u + \Delta)^2 - \frac{v^2}{3} = \Delta^2, \quad (2.4.20)$$

где  $\theta_{0x} = \frac{8\delta n_e L}{\pi^2 l_A \cos\alpha}$ ,  $\theta_{0z} = \theta_{0x} \cos\alpha$ ,  $\Delta = \frac{Q}{18P}$ . Решение уравнения (2.4.20) есть гипербола,

параметрические уравнения которой имеют вид

$$u_{L,R} = -\Delta + \gamma_{L,R} \Delta \operatorname{ch}\tau, \quad v_{L,R} = \sqrt{3} \Delta \operatorname{sh}\tau. \quad (2.4.21)$$

Значения  $\gamma_L = -1$  и  $\gamma_R = +1$  соответствуют левой и правой ветвям (см. рис. 2.22а и 2.22в). Подставляя (2.4.21) в (2.4.18) и (2.4.19), получаем параметрическое представление каустик

$$(\theta_x)_{L,R} = \theta_{0x} P \left[ 1 + 18\Delta^2 (1 - \gamma \operatorname{sh}^2 \tau - 2\gamma \operatorname{sh}^2 \frac{\tau}{2}) \right], \quad (2.4.22)$$

$$(\theta_z)_{L,R} = 6\sqrt{3} \theta_{0z} P \Delta^2 \operatorname{sh}\tau (1 - \gamma - 2\gamma \operatorname{sh}^2 \frac{\tau}{2}), \quad (2.4.23)$$

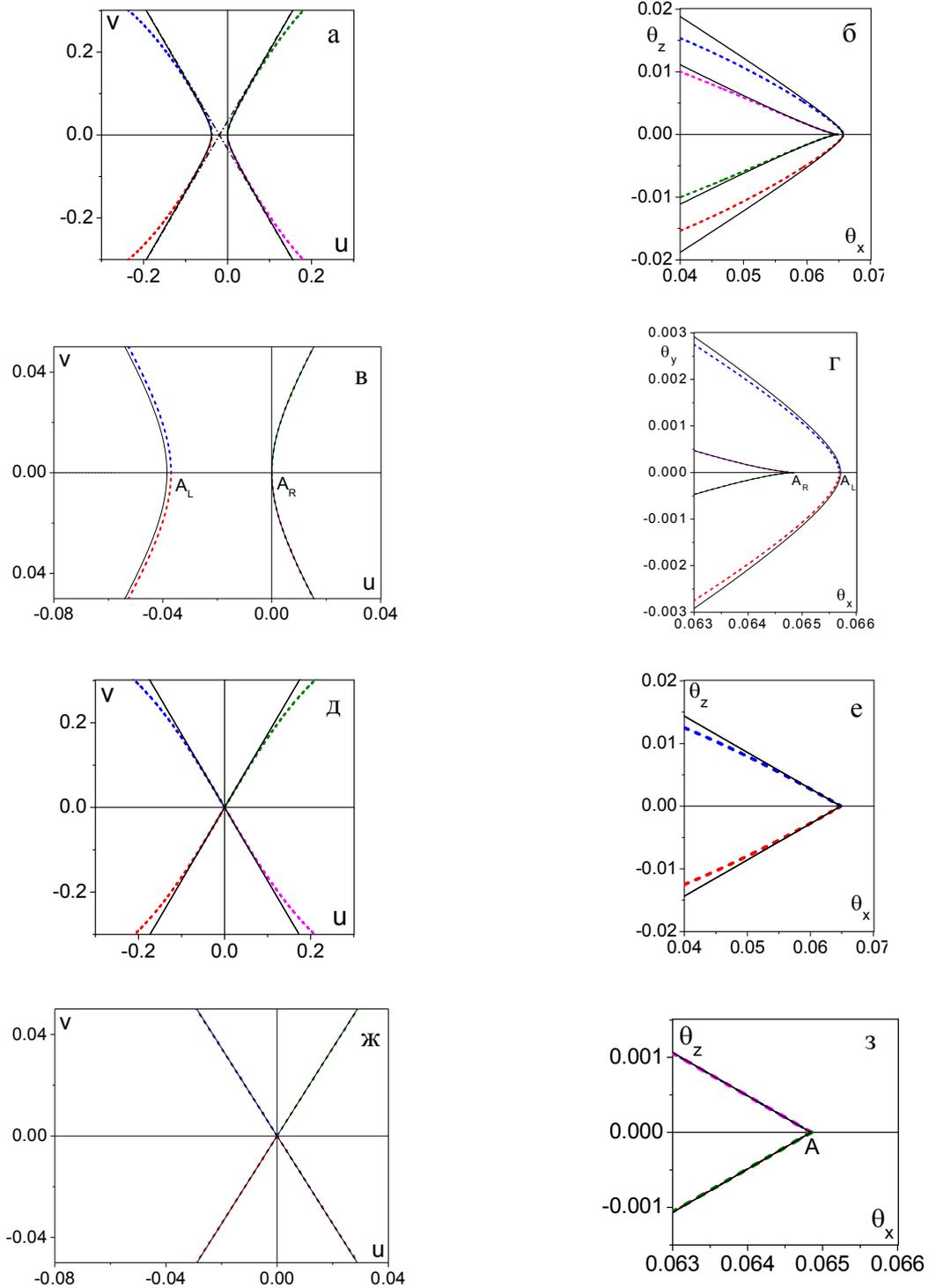


Рис. 2.22. (а, в, д, ж) Критические точки отображения  $(u, v) \rightarrow (\theta_x, \theta_z)$  вблизи  $(u = 0, v = 0)$  и (б, г, е, ж) каустики абберационной картины ( $\lambda = 515$  нм,  $\Delta n = 0.2$ ,  $L = 100$  мкм,  $\beta = 30^\circ$ ,  $I_A = 150$  мкм,  $\gamma_A = 0.6^{1/2}$ ), рассчитанные для фазового набега с учетом (а-г) и без учета (д-з) членов, квадратичных по углу поворота директора  $\psi$ , и представленные в разных масштабах. Сплошные линии построены согласно соотношениям (а, в) (2.4.21), (д, ж) (2.4.25), (б, г) (2.4.22–2.4.23), (е, з) (2.4.24); штриховые линии – численные решения уравнения (1.2.12) и их образы (1.2.13); штрих-пунктирные прямые на рис. 4а – асимптоты гиперболы (2.4.25).

изображенное на рис. 2.22б и 2.22г. Из рис. 2.22 видно, что аналитические решения (2.4.22)–(2.4.23) хорошо соответствуют точным решениям в окрестности точек  $(u = 0, v = 0)$  и  $(\theta_x = \theta_{0x}P, \theta_y = 0)$ .

При малых  $\tau$  параметрические уравнения для каустик принимают вид

$$\begin{aligned}(\theta_x)_L &= \theta_{0x}P(1 + 36\Delta^2 - 9\Delta^2\tau^2), & (\theta_z)_L &= 12\sqrt{3}\theta_{0z}P\Delta^2\tau, \\(\theta_x)_R &= \theta_{0x}P(1 - 27\Delta^2\tau^2), & (\theta_z)_R &= 3\sqrt{3}\theta_{0z}P\Delta^2\tau^3.\end{aligned}\quad (2.4.24)$$

Угловое расстояние между каустиками по оси  $X$  равно  $\delta\theta_x = 36\theta_{0x}P\Delta^2$ . Для параметров, использованных при расчете рис. 2.18е и 2.21(а1–а3), эта величина равна  $8.5 \cdot 10^{-4}$  рад и составляет менее 1% общей расходимости картины.

Если в соотношении (2.4.11) пренебречь слагаемым  $S_{ie}^{(2)}$ , то  $Q = \Delta = 0$  и множество критических точек состоит из двух прямых

$$v_a^{(\pm)} = \pm\sqrt{3}u_a^{(\pm)}, \quad (2.4.25)$$

а параметрические уравнения каустик принимают вид

$$\theta_x^{(\pm)} = \theta_0P(1 - 18\tau^2), \quad \theta_z^{(\pm)} = \mp 6\sqrt{3}\theta_0P\tau^2. \quad (2.4.26)$$

Зависимости (2.4.25) и (2.4.26) представлены на рис. 2.22(д–з), из которых видно, что они хорошо соответствуют точным решениям.

При обращении параметра  $\Delta$  в нуль нелинейный фазовый набег становится антисимметричным (меняет знак) при замене  $u \rightarrow -u$ , что, в свою очередь, отражает антисимметрию  $x$ -компоненты поля директора (рис. 2.19). В результате две каустические кривые сливаются (рис. 2.21б2, 2.22е, 2.22з). Точка  $(u = 0, v = 0, S_{nl}(0,0)=0)$  поверхности нелинейного набега фазы становится омбилической – в этой точке все нормальные сечения имеют одинаковую (нулевую) кривизну.

Если  $\gamma_C \neq 0$  (светоиндуцированное снятие экранировки происходит не только на аноде, но и на катоде), то поле директора асимметрично независимо от значения  $\Delta$ . Рассчитанные множество критических точек, каустики и абберрационная картина для  $\gamma_C = -0.1^{1/2}$  представлены на рис. 2.21(в1–в3). Из этих рисунков видно, что снятие

экранировки на катоде приводит к существенному расхождению двух каустических кривых. Такая ситуация, по-видимому, реализуется для НЖК, легированных красителем метиловый красный (рис. 2.14(в, г) и дендримерами [98]. Как уже упоминалось ранее, причиной различия в поведении чистых и легированных красителями образцов может быть осаждение красителей на стенках жидкокристаллической ячейки.

Проникающее в объем НЖК однородное поле ( $\gamma_G \neq 0$ ) увеличивает расходимость картины (рис. 2.21a2 и 2.21г2), но не нарушает антисимметрию поля директора и при  $\Delta = 0$  не приводит к разделению каустик.

Таким образом, построена теоретическая модель самовоздействия светового пучка в НЖК в постоянном поле, которая учитывает светоиндуцированное снятие экранировки этого поля. Рассчитаны поле директора, трансформация волнового фронта светового пучка, каустики и распределение интенсивности в абберрационной картине.

Результаты расчета абберрационной картины хорошо согласуются с экспериментом. Вид абберрационной картины соответствует катастрофе типа гиперболическая омбилика.

Вид абберрационной картины позволяет получить информацию о степени снятия экранировки на каждом из электродов.

Из сравнения результатов расчета и эксперимента следует, что снятие экранировки в исследованных образцах преимущественно происходит на аноде НЖК. Добавка красителя метиловый красный увеличивает снятие экранировки на катоде.

Отметим, что самовоздействие световых пучков обычно приводит к кольцевой картине, соответствующей особенности типа складки (см. раздел 1.2). Особенность типа складки наблюдалась при тепловом самовоздействии светового пучка, не обладавшего аксиальной симметрией [226]. Особенность типа гиперболическая омбилика наблюдалась при взаимодействии двух световых пучков [201] и при отражении светового пучка от границы НЖК–подложка ([71\*], параграф 2.2). Возникновение такой особенности при однократном прохождении светового пучка через нелинейную среду впервые наблюдалось в рассмотренном нами случае фоторефрактивного взаимодействия.

Что касается линейной оптики, то наблюдавшаяся нами асимметричная картина схожа с распределением интенсивности в изображении точечного источника линзой с абберрацией кома (напомним, что кольцевая абберрационная картина аналогична сферической абберрации, см. раздел 1.2). Особенность типа гиперболическая омбилика проявляется также при рассеянии света на каплях [227, 228].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ ПО ГЛАВЕ II

Экспериментально и теоретически исследована поляризация абберационной картины, возникающей при ориентационной самофокусировке необыкновенной волны в гомеотропно ориентированном НЖК. Установлено, что поляризация прошедшего через НЖК пучка изменяется, а ее параметры (угол поворота  $\varphi$  большой оси эллипса поляризации относительно направления светового поля падающей волны  $\mathbf{E}$  и степень эллиптичности) зависят от направления лучей. Угол поворота плоскости поляризации (большой оси эллипса поляризации) достигает  $90^\circ$ . Удельная константа нелинейного поворота плоскости поляризации составляет  $\sim 1$  град·см·Вт $^{-1}$ , что на четыре и шесть порядков превышает соответствующие константы для кристаллов арсенида галлия и нанокompозитов серебра.

Обнаруженный эффект нелинейной оптической активности связан с нелинейной рефракцией лучей, формирующих абберационную картину, зависимостью направления поляризации нормальных волн от направления лучей и энергообменом нормальных волн.

Построена теория трансформации поляризации светового пучка при ориентационном самовоздействии в НЖК. Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментом.

2. Исследована форма абберационной картины, возникающей при ориентационном самовоздействии светового пучка в НЖК.

Установлено, что абберационная картина в прошедшем через гомеотропно ориентированный НЖК световом пучке вытянута в направлении, перпендикулярном плоскости поляризации. Эта вытянутость обусловлена различием упругих констант НЖК.

3. Распределение интенсивности в световом пучке, отраженном от НЖК, существенно отличается от распределения интенсивности в прошедшем пучке. Это отличие связано с прохождением слабого отраженного пучка через область НЖК, деформированную (и нагретую) сильным пучком, распространяющимся в прямом направлении. В отраженном пучке может наблюдаться картина, соответствующая катастрофе “гиперболическая омбилика”.

4. В ряде НЖК различного состава (чистая нематическая матрица ЖКМ-1277 и матрица ЖКМ-1277 с примесью красителей) и различной (планарной и гомеотропной) ориентации исследовано самовоздействие светового пучка в присутствии приложенного к образцам постоянного электрического поля. Для всех исследованных образцов самовоздействие обусловлено поверхностным фоторефрактивным эффектом.

Форма абберационная картина в дальней зоне качественно отличается от системы колец и зависит от геометрии эксперимента, полярности и величины внешнего поля,

мощности и длины волны светового пучка. Форма абберационной картины и, соответственно, деформированное поле директора не зависят от поляризации света.

Добавление красителей к нематической матрице увеличивает нелинейно-оптический отклик. Коэффициент нелинейности  $n_2$  для НЖК с примесью красителей по порядку величины составляет  $n_2 \sim 10^{-2}$  Вт/см<sup>2</sup>, что на порядок коэффициент нелинейности, обусловленной анизотропией диэлектрической проницаемости (на световой частоте).

Наблюдение поверхностного фоторефрактивного эффекта для образцов различного состава и ориентации свидетельствует об универсальности этого эффекта.

5. Рассчитана абберационная картина при самовоздействия светового пучка в НЖК в постоянном поле. Расчет учитывает светоиндуцированное снятие экранировки этого поля. Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментом. Показано, что самовоздействие света приводит к генерации катастрофы типа “гиперболическая омбилика”.

Из сравнения результатов расчета и эксперимента следует, что снятие экранировки в исследованных образцах происходит преимущественно на аноде НЖК. Добавка красителя “метилловый красный” усиливает снятие экранировки на катоде.

## ГЛАВА III. ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОЙ И СМЕКТИЧЕСКОЙ ФАЗАХ И В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

### 3.1. Взаимодействие светового пучка с холестерическими жидкими кристаллами

Световое поле может влиять на холестерическую спираль как за счет прямого силового воздействия (аналогично светоиндуцированной переориентации директора прозрачных НЖК), так и за счет фотохимических превращений компонент.

В случае, когда шаг спирали  $p$  сравним по величине с толщиной кристалла  $L$ , в гомеотропных образцах раскрученного холестерика наблюдался эффект оптической бистабильности [229].

Ориентационное воздействие света на холестерическую спираль и брэгговское отражение теоретически рассматривалось в [43, 230–233]; в [44] изучалась возможность создания светоиндуцированной спирали в НЖК. Экспериментально воздействие светового поля импульсных лазеров на холестерическую спираль было зарегистрировано в [234–236].

Изменение шага спирали за счет фотохимических процессов, вслед за [35], исследовалось во многих работах, в частности, в [237–239]. В [240] наблюдались временные осцилляции пропускания, обусловленные взаимным влиянием теплового сдвига полосы селективного отражения и глубины проникновения света в образец.

В настоящей диссертации исследовано взаимодействие непрерывного лазерного излучения с толстыми (толщина кристалла значительно больше шага спирали) образцами планарно ориентированных фотоконформационно активного и фотоконформационно стабильного примесных холестериков [79\*–81\*, 241\*, 242\*]. При этом основное внимание уделено впервые обнаруженным эффектам оптического возбуждения периодических структур в плоскости жидкокристаллического слоя.

#### *3.1.1. Экспериментальные образцы и условия эксперимента.*

В качестве жидкокристаллических материалов использовались два примесных холестерика: (1) поглощающая видимый свет нематическая матрица “смесь А” + холестерилкапринат (ХК, хиральная добавка) и (2) прозрачная нематическая матрица 5ЦБ + ХК.

Концентрация холестерилкаприната в жидкокристаллическом материале “смесь А”+ХК изменялась от 5 до 13% (по весу), что соответствовало изменению шага спирали в интервале  $p_0 = 2-0.7$  мкм. “Смесь А” [243] состоит из двух нематических матриц из класса азоксисоединений—*n*-бутил-*n'*-метоксиазоксибензола (БМАОБ) и *n*-бутил-*n'*-гептаноилоксиазоксибензола (БГАОБ) в пропорции 2/3 и 1/3. БМАОБ и БГАОБ состоят из двух структурных изомеров, отличающихся положением атома кислорода в азоксигруппе, каждый из которых, в свою очередь, может быть в *транс*- или *цис*- форме. Таким образом, “смесь А” может содержать восемь различных молекул. Температурный интервал существования холестерической фазы материала “смесь А”+ ХК практически совпадает с температурным интервалом существования нематической фазы у “смеси А”: 0°С – 72°С. При температуре 25°С показатели преломления  $n_{\parallel} = 1.784$  и  $n_{\perp} = 1.540$  ( $\lambda = 589$  нм); упругие постоянные Франка  $K_1=8.5 \cdot 10^{-7}$  дин,  $K_2=7.2 \cdot 10^{-7}$  дин,  $K_3=10.5 \cdot 10^{-7}$  дин [243]. “Смесь А” имеет желтую окраску; в видимом диапазоне коэффициент поглощения убывает с увеличением длины волны. Все исследования с этим жидкокристаллическим материалом были проведены при комнатной температуре  $T \approx 21^{\circ}\text{C}$ .

Концентрация ХК в жидкокристаллическом материале 5ЦБ+ХК составляла 4.5%. Температурный интервал существования холестерической фазы был 24–35°С. При  $T = 30^{\circ}\text{C}$  шаг спирали  $p_0 = 3.8$  нм, температурное изменение  $p_0^{-1} dp_0 / dT = -10^{-2} K$ , показатели преломления  $n_{\parallel} = 1.712$  и  $n_{\perp} = 1.542$  ( $\lambda = 546$  нм) [112], упругие постоянные Франка  $K_1, K_2, K_3$  равны  $1.7 \cdot 10^{-6}, 0.7 \cdot 10^{-6}, 1.5 \cdot 10^{-6}$  дин [244].

Жидкокристаллический материал помещался в планарные круглые или клинообразные ячейки, которые могли термостатироваться с помощью водяного термостата. Толщина круглых ячеек составляла  $L_1 = 110$  мкм (“смесь А” + ХК) и  $L_2 = 100$  мкм (5ЦБ + ХК); толщина клинообразных изменялась в пределах  $L_1 = 80-110$  мкм и  $L_2 = 55-165$  мкм.

Приготовленные образцы обладали оптическими свойствами, характерными для холестерической фазы. Линейная поляризация света, прошедшего через приготовленные образцы превращалась в эллиптическую. Скорость поворота длинной полуоси эллипса поляризации составляла 6 град/мкм (“смесь А” + ХК) и 17 град/мкм (5ЦБ+ХК).

В экспериментах сфокусированное с помощью объектива ( $f = 27$  см) излучение непрерывного аргон–криптонового лазера ИЛМ-120 (Карл Цейсс) нормально падало на образцы ХЖК (волновой вектор света был параллелен оси спирали ХЖК). С помощью двойного ромба Френеля и четвертьволновой пластинки достигались линейная или круговая поляризация света.

### 3.1.2. Абберрационное самовоздействие светового пучка в холестерических жидких кристаллах

При падении на ХЖК "смесь А"+ХК светового пучка с длиной волны  $\lambda = 488$  или  $515$  нм происходит (за время  $\leq 0.1$  с) уширение пучка (более значительное для  $\lambda = 488$  нм). В поперечном сечении пучка возникает картина абберрационного самовоздействия, состоящая из двух систем колец с правой и левой циркулярной поляризацией. При  $P = 140$  мВт и  $\lambda = 488$  нм расходимость пучка  $\sim 0.05$  рад.

Наблюдавшееся абберрационное самовоздействие связано с тепловой нелинейностью, о чем, наряду с характерным временем установления, свидетельствует спектральная зависимость (возрастание расходимости с уменьшением длины волны, т.е. с увеличением поглощения). Наличие двух по-разному поляризованных кольцевых систем соответствует двум эллиптически поляризованным нормальным волнам ХЖК.

### 3.1.3. Светоиндуцированные решетки в конформационно-активном холестерике

При освещении ХЖК "смесь А" + ХК световым пучком с длиной волны  $\lambda = 647$  нм мощностью  $P > 40$  мВт возникала дифракционная картина, характерная для квадратных решеток и состоящая из ярких рефлексов в узлах квадратной сетки (рис. 3.1). Рефлексы второго порядка (вдоль направлений  $XX'$  и  $YY'$ ) наиболее интенсивны.

Для наблюдаемого эффекта характерны два времени: время задержки  $T_3$  от начала освещения ХЖК до появления дифракционной картины и время существования  $T_{\text{сущ}}$ , в течение которого дифракционная картина может наблюдаться (через время  $T_c$  рефлексы "расплываются" и картина исчезает). Времена  $T_3$  и  $T_c$  тем меньше, чем больше мощность пучка  $P$  ( $T_3 \sim 30$  мин при  $P \sim 40$  мВт,  $T_3 \sim 10$  мин при  $P \sim 60$  мВт;  $T_c \sim$  нескольких минут при  $P \sim 80-100$  мВт и десятки минут при  $P \sim 50-60$  мВт). Возникающие в ХЖК деформации поля директора сохраняются довольно длительное время (порядка нескольких минут) после прекращения освещения кристалла.

Если осветить кристалл зеленым или синим световым пучком мощностью  $P \sim 5$  мВт, то дифракционная картина исчезает практически сразу, за время  $\sim 1$  с, при  $P \sim 1$  мВт это время увеличивается до десятков секунд. Таким образом, картину можно "записать" красным лучом и "стереть" зеленым или синим.

Искажения поля директора не зависят от поляризации лазерного пучка, так как дифракционные картины при линейной (произвольного направления) и при круговой поляризации падающего на ХЖК излучения практически одинаковы.

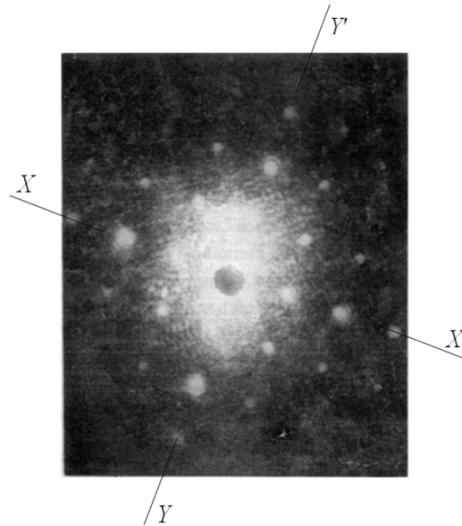


Рис. 3.1. Фотография картины дифракции на двумерной решетке, созданной узким световым пучком ( $P \sim 100$  мВт,  $\delta\theta \sim 0.04$  рад). Темное пятно в центре картины – результат экранировки пучка, прошедшего ХЖК.

При линейной поляризации падающей волны поляризация рефлекса нулевого порядка и рефлексов, расположенных на направлениях  $XX'$  и  $YY'$  (рис. 3.1), мало отличается от линейной, но поворачивается на  $\sim 20^\circ$ – $25^\circ$  за времена  $T_3$  и  $T_c$ . Исследования с клиновидным образцом показали, что направление вращения такое же, как и при уменьшении толщины ХЖК, то есть при образовании периодической решетки в ХЖК угол вращения плоскости поляризации уменьшается.

Перейдем к обсуждению физических механизмов наблюдавшихся явлений.

Прежде всего, рассмотрим причины светоиндуцированного вращения плоскости поляризации, предшествующего образованию решетки. Как известно, угол поворота плоскости поляризации  $\Delta\phi$  холестерической спиралью зависит от её шага  $p$  и показателей преломления  $n_\perp$  и  $n_\parallel$ . Шаг спирали фиксирован граничными условиями; его изменение возможно только при изменении числа полувитков спирали, что должно было бы привести к скачкообразному изменению угла  $\Delta\phi$ . В эксперименте, однако, угол поворота плоскости поляризации изменяется непрерывным образом. Поэтому, вращение плоскости поляризации обусловлено изменением показателей преломления. Это изменение не связано с тепловой нелинейностью,

характеризующейся значительно более быстрым временем ( $\leq 0.1$  с), чем наблюдаемое в эксперименте (десятки секунд).

Причиной светоиндуцированного вращения плоскости поляризации в ХЖК “смесь А” + ХК является, на наш взгляд, фотоконформационная нелинейность. Такая нелинейность наблюдалась ранее в “смеси А” и в ее компонентах при облучении аргоновым лазером [245]. Для излучения криптонового лазера ( $\lambda = 647$  нм), детальные исследования фоторефрактивной нелинейности “смеси А” были выполнены в [246]. В этой работе было зарегистрировано уменьшение оптической анизотропии  $\Delta n \sim 2 \cdot 10^{-3}$  при мощности светового пучка  $P < 10$  мВт и температуре  $T < 40^\circ\text{C}$ . при этом характерные времена установления и релаксации нелинейности порядка минут, что соответствует характерному времени поворота плоскости поляризации. Величина  $\Delta n$  для ХЖК “смесь А” + ХК, рассчитанная с помощью формулы де Ври [2] по углу поворота плоскости поляризации в описанном выше эксперименте составляет  $\Delta n \sim 4 \cdot 10^{-3}$ , т.е. величину, весьма близкую к результатам измерений в нематической фазе “смеси А” [246]. Причиной нелинейности являются фотопревращения молекул, связанные, по-видимому, с изменением их конформационного состояния и влияющие на параметр порядка нематической матрицы.

Обратимся к анализу причин возникновения периодической деформации. Электрическое поле световой волны не может вызвать такую деформацию, поскольку оно перпендикулярно оси спирали. Остается предположить, что периодическая деформация связана со светоиндуцированным изменением шага спирали жидкокристаллического материала  $p_0$ . Последнее не может быть вызвано простым нагревом ХЖК, т.к. такой механизм не может объяснить спектральную зависимость эффекта. Кроме того, как следует из [2, 247, 248], для возникновения периодической деформации шаг спирали должен уменьшаться, а у рассматриваемой смеси он при нагреве растет. Поэтому естественно связать светоиндуцированное изменение шага спирали с фотоконформационными переходами молекул жидкого кристалла (эффект такого типа впервые наблюдался в [35]). При этом шаг спирали должен зависеть от соотношения концентраций цис- и транс- изомеров молекул. Последнее зависит от длины волны [249], что объясняет подавление решетки слабым зеленым излучением.

В результате воздействия красного излучения шаг спирали  $p_0$  уменьшается на величину  $\Delta p$ . Это эквивалентно растяжению кристалла на величину  $\Delta L = L \Delta p / p_0$ . Если величина растяжения превышает пороговое значение  $\Delta L_{\text{пор}} = (p/2)(3K_3/2K_2)^{1/4}$ , то, согласно [247, 248, 250], в кристалле

должна возникать двумерная периодическая деформация в виде квадратной решетки с пространственным периодом

$$\Lambda = \sqrt[4]{\frac{3K_3}{2K_2}} (pL)^{1/2}. \quad (3.1.1)$$

Поскольку для “смеси А”  $K_3 > K_2$ , то  $\Delta L_{\text{пор}} > p/2$ . Поэтому возникающая решетка является неустойчивой: число полувитков холестерической спирали изменяется при движении дислокаций [251]. Этот процесс, определяющий время существования решетки, является достаточно медленным (характерные времена  $\sim 10$  мин).

Так как показатели преломления распространяющихся в ХЖК оптических мод зависят от угла между волновым вектором и локальным направлением оси холестерика [252, 253], то, с оптической точки зрения, периодические деформации поля директора ХЖК можно рассматривать как дифракционные фазовые решетки. При этом существенно, что изменение показателей преломления зависит только от четных степеней угла между волновым вектором и локальной осью спирали. Поэтому в предположении, что локальное направление оси спирали меняется в зависимости от координаты  $x$  (ось  $X$  лежит в плоскости жидкокристаллического слоя) по закону

$$\theta = \theta_o \sin(2\pi x / \Lambda) \quad (1.3.2)$$

( $\theta_o = \text{const}$ ,  $\Lambda$  - период изменения поля директора), для периода изменения показателей преломления мод получаем значение  $\Lambda/2$ . Период  $\Lambda/2$  естественно назвать оптическим периодом решетки, отличая его от структурного периода  $\Lambda$ . Естественно также, что при нормальном падении света на ХЖК модуляция показателя преломления с оптическим периодом должна приводить к системе сильных рефлексов. Но, поскольку возникновение поперечной оптической неоднородности приводит к рефракции световых лучей (их отклонению от первоначального направления), то должны возникать и более слабые максимумы, угловое расстояние между которыми соответствует структурному периоду  $\Lambda$ . В эксперименте, как было отмечено выше, рефлекс второго порядка более интенсивны, что, по-видимому, и связано с рассмотренными свойствам решетки в ХЖК. Отметим, что эффект чередования интенсивностей дифракционных

максимумов в одномерном случае наблюдался ранее в НЖК при электрогидродинамической неустойчивости [254].

По угловому расстоянию  $\delta\theta$  между рефлексами дифракционной картины был оценен период  $\Lambda$  светоиндуцированной решетки ( $\Lambda = \lambda / \delta\theta$ ). На рис. 3.2а приведена зависимость  $\Lambda$  от  $\sqrt{p}$ , полученная с образцами ХЖК постоянной толщины, а на рис. 3.2б – зависимость  $\Lambda$  от  $\sqrt{L}$ , полученная с клиновидным образцом. На рис. 3.2а сплошная прямая – результат расчета по формуле  $\Lambda = \Lambda_p \sqrt{p}$ , в которой константа  $\Lambda_p$  определялась по экспериментальному значению  $\Lambda$  в точке  $p = 0.97$  мкм. Из рис. 3.2. следует, что экспериментальные зависимости периода  $\Lambda$  от шага спирали  $p$  и толщины кристалла  $L$  соответствуют формуле (3.1.1). Период решетки, определенный с помощью соотношения  $\Lambda = \lambda / \delta\theta$  из экспериментальных данных составлял  $\Lambda_{\text{экс}} = 15 - 21$  мкм в зависимости от концентрации хиральной добавки. Рассчитанное значение периода составляло  $\Lambda = 12 - 19$  мкм, что весьма близко к эксперименту. Различие может быть связано, например, с изменением упругих постоянных при фотоконформационных переходах.

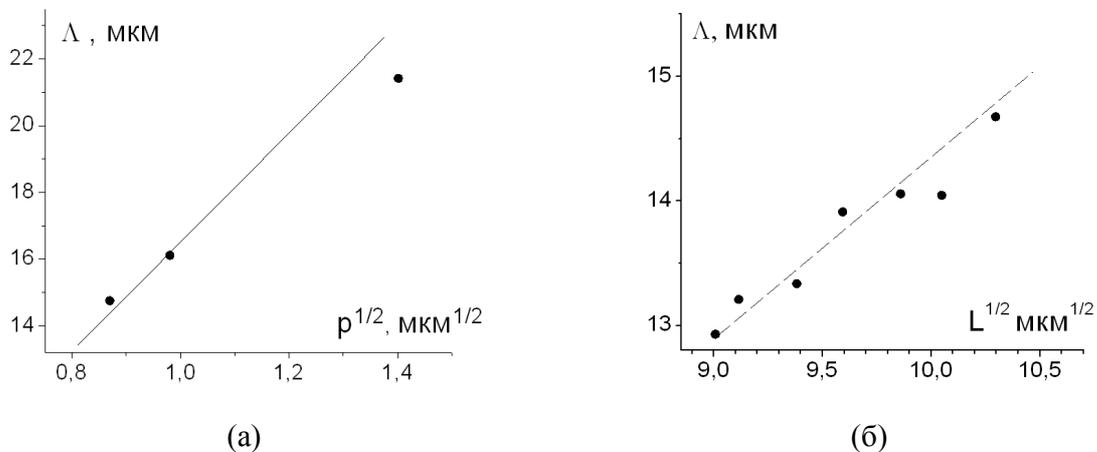


Рис. 3.2. Зависимость периода светоиндуцированной решетки  $\Lambda$  (а) от  $\sqrt{p}$  ( $L = 100$  мкм) и (б) от  $\sqrt{L}$  ( $p = 0.97$  мкм). Сплошная прямая – результат расчета по формуле  $\Lambda = \Lambda_p \sqrt{p}$ , в которой константа  $\Lambda_p$  определялась по экспериментальному значению  $\Lambda$  в точке  $p = 0.97$  мкм.

#### 3.1.4. Светоиндуцированные тепловые решетки

Эксперименты с ХЖК 5ЦБ+ХК проводились в температурном интервале  $28^\circ\text{C} < t < 30^\circ\text{C}$ . При прохождении светового пучка через жидкокристаллическую ячейку наблюдалось

пороговое возникновение дифракционной картины, характерной для квадратных решеток. Пороговая мощность  $P_{\text{пор}}$  уменьшается с температурой. Характерные значения  $P_{\text{пор}}$  при  $T = 28^\circ\text{C}$  равны 70 мВт ( $\lambda = 515$  нм) и 40 мВт ( $\lambda = 488$  нм).

Как и в ХЖК “смесь А”+ ХК, эффект характеризуется задержкой от начала облучения кристалла до возникновения дифракционной картины, которая метастабильна. Время задержки  $t_3$  порядка секунд;. Время существования решетки  $t_c$  возрастает с 30 с до 5 мин при увеличении мощности пучка  $P$  от 40 до 55 мВт.

Вид картины и процесс ее формирования определяются мощностью  $P$ . При  $P = P_{\text{пор}}$  возникают четыре четких рефлекса, ближайших к центральному пятну (1, 1' и 2, 2' на рис. 3.3а). Пары рефлексов 1-1' и 2-2' возникает не одновременно и линии, проходящие через эти пары, не всегда перпендикулярны в момент возникновения картины (рис. 3.3б). По мере развития картины рефлексы перемещаются и занимают положение в узлах квадратной сетки. При мощности, незначительно превышающей пороговую, одновременно образовывались четкие пятна, расположенные в узлах квадратной сетки. Иногда наблюдалось возникновение сразу двух дифракционных картин с общим центром, развернутых на небольшой угол. Через время  $\sim 3$  мин эти картины разворачивались и совмещались (рис. 3.3в). При мощности  $P$ , превышающей пороговую на 25% и более, возникало кольцо, состоящее из многочисленных пятен. С течением времени оно разрушалось и трансформировалось в четыре дифракционных рефлекса. При  $P > 1.5P_{\text{пор}}$  проявлялись слабые рефлексы, отмеченные на рис.3.3а цифрами 3,3', 4,4' (рис. 3.3в).

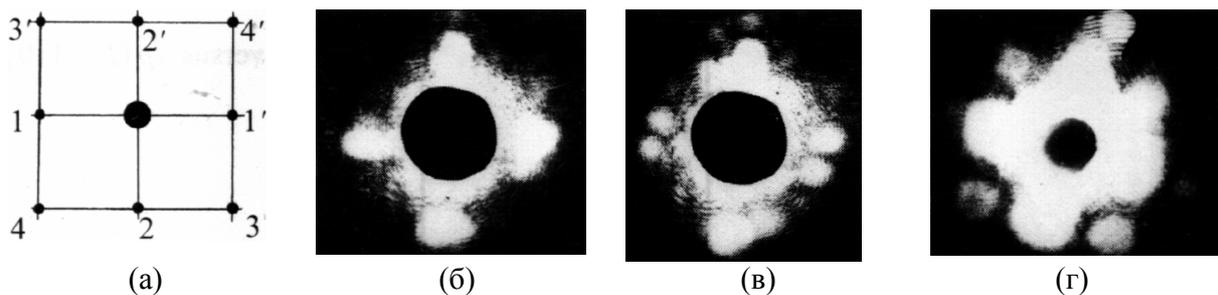


Рис. 3.3. (а) Схема и (б–г) фотографии дифракционной картины для ХЖК 5ЦБ+ХК (пояснения в тексте).

Отметим, что величины  $P_{\text{пор}}$ ,  $t_3$  и  $t_c$  зависят как от облучаемого места в кристалле, так и от времени выдержки кристалла при температуре  $T > 28^\circ\text{C}$ . Если это время превышало 1 час, то светоиндуцированная решетка не возникала.

Оптический период светоиндуцированной решетки, оцененный по рефлексам 1, 1', 2, 2', составлял  $\Lambda \sim 14$  мкм и практически не зависел от температуры кристалла.

Возникновение светоиндуцированной периодической деформации в конформационно стабильном ХЖК 5ЦБ + ХК связано с уменьшением шага спирали из-за нагрева кристалла световым пучком. Мощность  $P_{\text{пор}}$  должна зависеть от температуры кристалла - чем она выше, тем  $P_{\text{пор}}$  должна быть меньше. Действительно, за счет нагрева ХЖК с помощью термостата, холестерическая спираль уже оказывается в “растянутом” состоянии, поэтому изменение шага за счет нагрева световым пучком (и, соответственно, мощность пучка) может быть меньше. Растяжение за счет нагрева термостатом является, естественно, нестабильным. Поэтому с течением времени в ХЖК, находящемся в нагретом состоянии при постоянной температуре, величина  $P_{\text{пор}}$  возрастает, а затем светоиндуцированная генерация решеток становится вообще невозможной.

Временная задержка в появлении дифракционной картины объясняется тем, что амплитуда решетки на начальном этапе ее формирования настолько мала, что она не проявляет себя в оптической картине. Определенную роль может играть и флуктуационный характер развития неустойчивости.

При достаточно большой мощности пучка  $P > 1.5P_{\text{пор}}$  происходит усиление пространственных гармоник деформации поля директора с различными направлениями волновых векторов. Оптически это проявляется в образовании дифракционного кольца, образованного большим количеством рефлексов, сливающихся со временем в четыре рефлекса 1, 1', 2, 2', которые соответствуют устойчивой конфигурации поля директора ХЖК в виде квадратной решетки.

Время существования периодических искажений поля директора  $t_c$  зависит от количества дислокаций в исследуемом образце ХЖК. В образцах, в которых их было больше, время  $t_c$  было меньше. Этим же можно объяснить и худшее качество наблюдавшихся нами дифракционных картин решетки, а также меньшее время их существования, в клиновидных образцах ХЖК по сравнению с плоскими: в клиновидных образцах дополнительно присутствуют дислокации Гранжана–Кано – линии, разделяющие области кристалла, отличающиеся числом полувитков директора относительно оси холестерика.

Оценка структурного периода решетки по формуле (1) при  $t = 30^\circ\text{C}$  с использованием упругих постоянных из [244] для  $p = 3.8$  мкм дает значение  $\Lambda = 26$  мкм; соответственно, для оптического периода получаем  $\Lambda = 13$  мкм. Последнее значение очень близко к экспериментальному  $\Lambda = 14$  мкм.

Как видно из сравнения рис. 3.1. и 3.3, количество экспериментально наблюдавшихся периодов дифракции для светоиндуцированной решетки в ХЖК 5ЦБ+ХК значительно меньше, чем для решетки в ХЖК “смесь А”+ХК. Это различие, возможно, связано с различием в диффузии тепла и конформационно превращенных молекул.

### 3.1.5. Тепловые решетки вблизи фазового перехода в изотропную фазу

При температуре  $T > 30^\circ\text{C}$  дифракционная картина для 5ЦБ + ХК, представленная на рис. 3.3, начинает переходить в картину, представленную на рис. 3.4а, 3.4б. Число наблюдаемых рефлексов с ростом  $t$  растет и при температуре  $t = 34.5^\circ\text{C}$  может наблюдаться уже более 10 порядков дифракционных рефлексов.

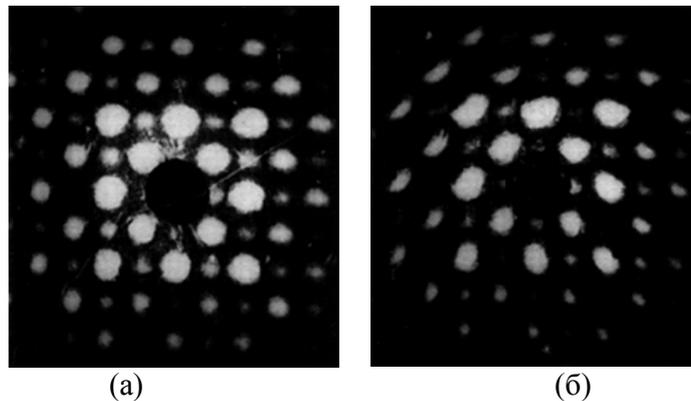


Рис. 3.4. Фотографии дифракционной картины для ХЖК 5ЦБ+ХК в процессе ее развития при температурах (а)  $32.5^\circ\text{C}$  и (б)  $33^\circ\text{C}$ .

Формирование картины с большим числом дифракционных рефлексов происходило независимо от мощности светового пучка  $P$ , в том числе и при достаточно малых значениях  $P$ , при которых дифракционная картина, описанная выше (рис. 3.3), не возникала. Время существования дифракционной картины с большим числом рефлексов составляет десятки минут. Чтобы она возникла снова, надо охладить ХЖК до температуры  $t \sim 25^\circ\text{C}$  и опять нагреть.

Формирование вышеописанной дифракционной картины зависело от скорости нагрева ХЖК. Обычно она составляла 1 град/мин. При более медленном нагревании дифракционная картина была значительно хуже (ее рефлексы становились размытыми) или не возникала совсем.

Причиной возникновения решетки в температурной области вблизи перехода в изотропную фазу является, очевидно, сокращение шага холестерической спирали при нагреве ХЖК с помощью

термостата. Большое число дифракционных рефлексов и ярко выраженное чередование их интенсивностей связаны с высокой степенью пространственной однородности решетки, уже не связанной с профилем светового пучка. Справедливость рассмотренного выше механизма чередования интенсивностей дифракционных рефлексов подтверждается резким увеличением интенсивности слабых рефлексов при повороте кристалла относительно вертикальной оси. Результаты расчета структурного периода по формуле (3.1.1) хорошо согласуются с результатами расчета по дифракционной картине.

Таким образом, установлено, что воздействие света на ХЖК приводит к генерации метастабильных двумерных периодических решеток. Причиной их возникновения является изменение шага холестерической спирали из-за фотоконформационных переходов молекул ХЖК. Изучены динамика образования и релаксации решеток, а также зависимость их периода от шага спирали и толщины жидкого кристалла.

Воздействие света на ХЖК из конформационно стабильных молекул приводит к образованию метастабильных “тепловых решеток”, обусловленных температурным изменением шага спирали.

Установлено, что дифракционные картины на светоиндуцированных решетках в конформационно активном ХЖК и “тепловые” решетки, возникающих при нагреве ХЖК термостатом, характеризуются чередованием интенсивности дифракционных максимумов, обусловленным различием оптического и структурного периода решеток.

Отметим, что двумерные светоиндуцированные решетки в ХЖК, содержащих конформационно активные азомолекулы, наблюдались под действием излучения светодиода и солнечного света [255]. При этом они возникали как при сокращении, так и при увеличении шага спирали под действием света. Последний случай, на наш взгляд, может иметь место при сильной неравновесности ХЖК (большого несоответствия реального числа полувитков спирали равновесному) и не описывается теорией [248, 250]. Двумерная дифракционная картина с чередованием интенсивности максимумов, аналогичная описанной в настоящем параграфе, наблюдалась впоследствии в [256] при дифракции света в фрустрированной TGB (twist grain boundary) фазе хирального жидкого кристалла.

Светоиндуцированные периодические решетки (система конфокальных доменов) наблюдались также в смектических фазах жидких кристаллов с примесью конформационно

активных молекул: их возникновение связывалось с изменением толщины смектического слоя при транс-цис изомеризации примеси [257–259]. Как и в случае исследованных нами ХЖК, решетка записывалась красным излучением и стиралась зеленым.

### 3.2. Светоиндуцированные структуры в смектической фазе и в области фазового перехода смектик–нематик

Исследования взаимодействия светового пучка со смектической фазой (включая область перехода в нематическую) [82\*–85\*] проводились с жидким кристаллом ОЦБФ. Как уже отмечалось ранее, точки фазовых переходов кристалл-смектик, смектик-нематик и нематик-изотропная жидкость для ОЦБФ равны  $T_{\text{кр-см}} = 21^\circ\text{C}$ ,  $T_{\text{см-н}} = 32.5^\circ\text{C}$  и  $T_{\text{н-из}} = 40^\circ\text{C}$ .

Ячейки с жидким кристаллом ОЦБФ помещались в термостатируемую водяным термостатом камеру. Термостат мог обеспечивать медленный нагрев образцов (со скоростью  $\sim 10^{-2}$  град/с). Ориентация жидкокристаллического слоя была гомеотропной, толщина образцов составляла  $L = 150, 120$  и  $40$  мкм. В качестве источников излучения использовались аргон-криптоновый ИМ-120 ( $\lambda = 647$  нм) и аргоновый ИА-120 ( $\lambda = 515$  и  $488$  нм) лазеры. Фокусировка излучения в жидкокристаллическую ячейку осуществлялась длиннофокусными ( $f = 330$  и  $170$  мм) и короткофокусной ( $f \sim 20$  мм) линзами.

Можно условно выделить два режима воздействия светового пучка на ЖК: (1) режим локальных деформаций структуры ЖК и (2) режим протяженных деформаций. Первый режим проявляется при относительно малых значениях плотности мощности  $p$  света и приводит к деформации структуры ЖК в области, размеры которой сравнимы с размером светового пучка. Второй режим имеет место при больших  $p$  и характеризуется деформацией структуры ЖК в области, на порядки превышающие размер пучка.

#### 3.2.1. Режим локальных деформаций

Этот режим наблюдался при фокусировке света длиннофокусными линзами и значениях мощности светового пучка  $P \leq 30$  мВт ( $\lambda = 647$  нм) и  $P \leq 240$  мВт ( $\lambda = 515$  нм). При этом плотности мощности световой волны можно оценить как  $p \sim 10^3\text{--}10^4$  Вт/см<sup>2</sup>.

При медленном повышении температуры  $T$  жидкокристаллической ячейки в прошедшем световом пучке в скрещенных поляризаторах наблюдался крест, который существовал в течении нескольких секунд.

Для красного излучения ( $\lambda = 647$  нм) он появлялся при  $T \approx T_{ni}$  (с точностью до  $0.5^\circ\text{C}$ ) (рис. 3.5); при последующем понижении температуры (термостат отключался) он возникал снова (через 2-3 мин) и не исчезал в течение длительного времени (часы). При этом температура ячейки понижалась до комнатной и вид креста уже не зависел от облучения (наблюдался в зондирующем пучке и после прерывания облучения). Синхронный поворот плоскости поляризации зондирующего излучения и анализатора приводил к повороту креста на соответствующий угол.

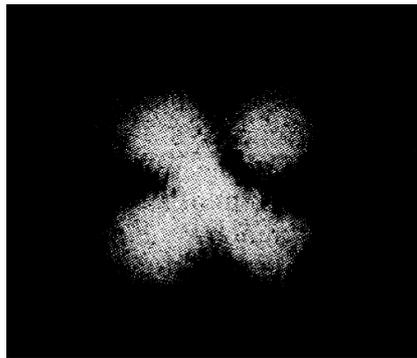


Рис. 3.5. Дифракционная картина в скрещенных поляризаторах (крест), полученная в результате воздействия светового пучка ( $\lambda = 647$  нм) на гомеотропно ориентированный жидкий кристалл ОЦБФ в области перехода смектик – нематик.

Эти экспериментальные результаты говорят о том, что в области действия светового пучка формируется неоднородность ориентации ЖК, которая “замораживается” при его охлаждении в смектическую фазу. Эта неоднородность является аксиально симметричной.

Аналогичные эффекты наблюдались и с зеленым излучением ( $\lambda = 515$  нм) при  $P \sim 40-50$  мВт (при этом, однако, время существования креста при охлаждении не превышало нескольких минут). При большей мощности ( $130 < P < 180$  мВт) наблюдалась картина, характерная для светоиндуцированного перехода Фредерикса, что прямо свидетельствует о переходе ЖК в нематическую фазу. Наблюдавшееся при этом большое число абберационных колец ( $N > 34$ ) соответствует практически полному повороту директора (на  $90^\circ$ ), и крест при охлаждении наблюдался сразу после схлопывания картины.

При еще большей мощности  $180 < P < 240$  мВт светоиндуцированный переход Фредерикса и возникновение креста при охлаждении наблюдались при температуре НЖК (задаваемой термостатом) на 2 градуса меньше точки перехода в нематическую фазу. При этом “замороженные” деформации структуры ЖК, существовавшие несколько суток, возникали при уменьшении мощности до  $P = 120$  мВт сразу после формирования стационарной абберационной

картины и охлаждении ЖК (при более длительном облучении проявлялся другой режим взаимодействия света с НЖК, который будет описан ниже). Картина дифракции светового пучка на “замороженной” структуре в скрещенных поляризаторах помимо креста содержит несколько дуг (рис. 3.6а). Без анализаторов наблюдается яркое пятно, окруженное полукольцами (если поляризация света горизонтальна, то интенсивность полуколец равна нулю на вертикальной линии). Фрагмент дифракционной картины без анализатора показан на рис. 3.6б.

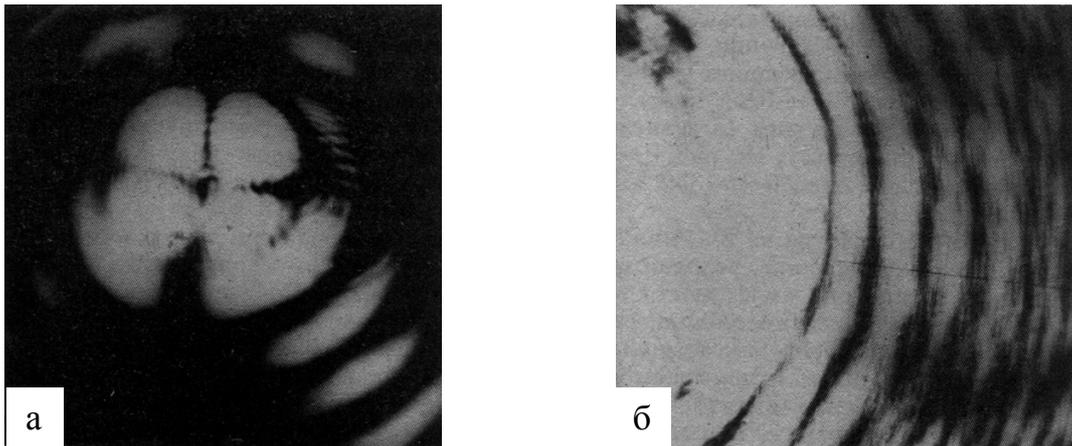


Рис. 3.6.. Картина дифракции на структуре, “замороженной” в ЖК ОЦБФ при взаимодействии со световым пучком ( $\lambda = 515$  нм), в (а) скрещенных поляризаторах и (б) без анализатора.

Фотографии “замороженных” структур, полученные с помощью микроскопа Полам Л-213 показаны на рис. 3.7. Как видно из рисунка, размер кольца значительно больше при фокусировке светового пучка линзой с большим фокусным расстоянием. Измерения показали, что при  $f = 170$  мм внешний и внутренний диаметры кольца изменяются в интервалах 52-58 мкм и 35-45 мкм (в зависимости от положения ячейки относительно перетяжки); при  $f = 330$  мм внешний диаметр кольца 140 мкм, ширина кольца 6 мкм.

Полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что образование неоднородности НЖК связано с дополнительным нагревом ЖК и его переходом в нематическую фазу (помимо образования абберационных колец об этом свидетельствует появления характерного для нематической фазы интенсивного рассеяния света). Нагрев ЖК световым пучком является неоднородным, соответствующий профиль температуры  $\Delta T(\rho)$  является колокообразным.

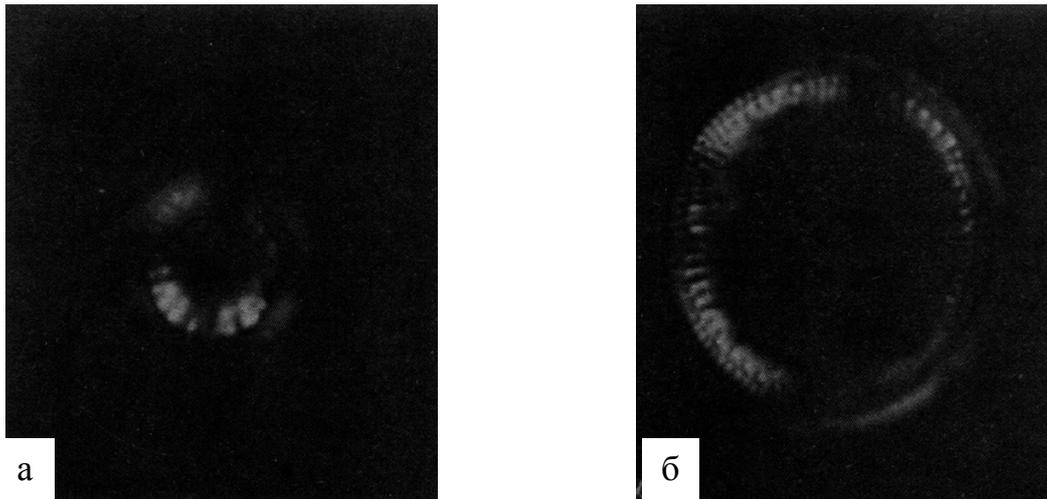


Рис. 3.7. Фотографии (в скрещенных поляризаторах) “замороженных структур”, возникающих в ЖК ОЦБФ под действием светового пучка ( $\lambda = 515$  нм): (а) фокусное расстояние линзы  $f = 170$  мм и (б)  $f = 330$  мм.

Можно предположить, что возникновение наблюдаемых кольцеобразных “замороженных” структур связано с градиентом температуры. Деформация поля директора в неоднородном поле температуры может быть вызвана термомеханическим эффектом [260]. В этом случае температурный градиент вызывает аксиально симметричный поворот директора в нематической фазе. При охлаждении температура уменьшается быстрее, чем происходит релаксация неоднородности. Согласно [260], вращающий момент, связанный с термомеханическим эффектом, возникает только при неоднородном поле директора. Однако, развитие деформации может начинаться из флуктуаций директора, как это имеет место при обычном пороговом переходе Фредерикса. Проявлению термомеханического эффекта может способствовать тот факт, что связанный с ним вращающий момент должен быть пропорционален температурной производной упругой постоянной, которая возрастает вблизи перехода нематик-смектик. Другой причиной деформации директора в неоднородном температурном поле может быть возникновение электрического поля в неоднородном поле параметра порядка нематической фазы [261], возникающем при неоднородном нагреве. Нельзя также исключить влияние радиально симметричных течений, связанных с радиальным градиентом температуры.

Рассмотрим подробнее оптические проявления “замороженной” структуры. Как уже отмечалось наблюдение креста в скрещенных поляризаторах свидетельствует о возникновении аксиально симметричной поперечной анизотропии. В каждой точке деформированного СЖК оптическая ось (директор) лежит в одной плоскости с осью пучка и составляет с ней некоторый угол, зависящий только от расстояния  $\rho$  от оси. Введём декартову систему координат, ось  $Y$

которой перпендикулярна жидкокристаллическому слою, а плоскость  $XZ$  совпадает с плоскостью слоя (см. рис. 3.8. При падении светового пучка на ЖК ( $y = 0$ ) в нем возбуждаются необыкновенная волна (поляризованная в радиальном направлении) и обыкновенная волна с перпендикулярной поляризацией

$$E_e(\rho, \xi, 0) = A(\rho) \cos \xi, \quad (3.2.1)$$

$$E_o(\rho, \xi, 0) = -A(\rho) \sin \xi, \quad (3.2.2)$$

где функция  $A(\rho)$  задает поперечный профиль амплитуды светового пучка,  $(\rho, \zeta)$  - полярные координаты в плоскости  $XZ$ . После прохождения через жидкокристаллический слой (при  $y = L$ )

$$E_x(\rho, \zeta, L) = A(\rho)[e^{iS_o} + (e^{iS_e} - e^{iS_o}) \cos^2 \zeta], \quad (3.2.3)$$

$$E_z(\rho, \zeta, L) = A(\rho)(e^{iS_e} - e^{iS_o}) \sin \zeta \cos \zeta, \quad (3.2.4)$$

где  $S_e(\rho)$  и  $S_o(\rho)$  - фазовые набег для необыкновенной и обыкновенной волн. Интенсивность светового поля, наблюдаемая в скрещенных поляризаторах,  $I \sim |E_e|^2 \sim \sin^2 2\zeta$ , т.е., обращается в ноль на горизонтальной и вертикальной линиях (что соответствует эксперименту, см. рис. 3.7).

Световое поле в зоне дифракции Фраунгофера (на экране) выражается формулой Кирхгофа

$$\mathbf{E}(R, \varphi, y) = \frac{k}{2\pi iy} e^{ik(y + \frac{x^2 + y^2}{2y})} \int_0^\infty \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\zeta \mathbf{E}(\rho, \zeta, L) e^{\frac{ikR\rho}{y} \cos(\zeta - \varphi)}. \quad (3.2.5)$$

Здесь  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  - волновой вектор,  $(R, \varphi)$  - полярные координаты в плоскости экрана. Подставляя (3.2.3) и (3.2.4) в (3.2.5) и вводя угол дифракции  $\theta = R / y$ , получаем

$$E_z = -C \sin 2\varphi \int_0^\infty \rho J_2(k\theta\rho) A(\rho) (e^{iS_e} - e^{iS_o}) d\rho, \quad (3.2.6)$$

$$E_x = E_{x,1} + E_{x,2}, \quad (3.2.7)$$

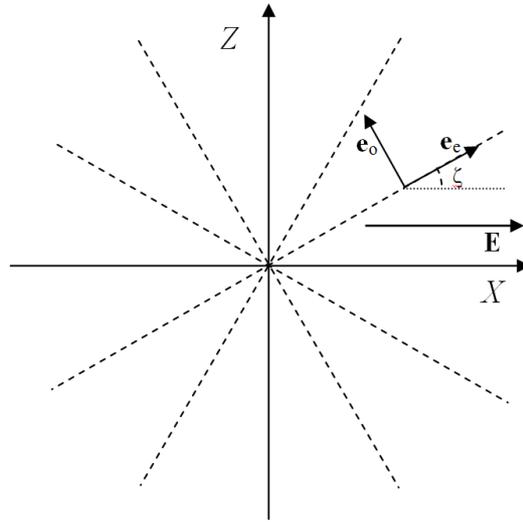


Рис. 3.8.. Аксиально симметричная светоиндуцированная анизотропная структура. Плоскость  $XZ$  совпадает с плоскостью жидкокристаллического слоя и перпендикулярна направлению распространения светового пучка. Штриховые линии параллельны направлениям проекции оптической оси на плоскость  $XZ$ ;  $\mathbf{e}_e$  – единичный вектор поляризации необыкновенной волны (образующий угол  $\zeta$  с осью  $X$ ),  $\mathbf{e}_o$  – единичный вектор поляризации обыкновенной волны,  $\mathbf{E}$  – световое поле.

где

$$E_{x,1} = 2C \int_0^{\infty} \rho A(\rho) J_0(k\theta\rho) e^{iS_0} d\rho, \quad (3.2.8)$$

$$E_{x,2} = C \int_0^{\infty} \rho A(\rho) (e^{iS_e} - e^{iS_o}) [J_0(k\theta\rho) - J_2(k\theta\rho) \cos 2\varphi] d\rho, \quad (3.2.9)$$

$$C = \frac{k}{2iy} e^{ik(y + \frac{x^2+y^2}{2y})}, \quad (3.2.10)$$

$J_n(x)$  - функция Бесселя.

Интенсивность дифрагированного света в скрещенных поляризаторах  $I \sim |E_z|^2 \sim \sin^2 2\varphi$ , что соответствует форме креста. Картины в скрещенных поляризаторах и в отсутствие анализатора характеризуются сложными зависимостями от  $R$  и  $\varphi$ . Можно, однако, получить упрощенные выражения для этих зависимостей, опираясь на то, что, как следует из эксперимента (рис. 3.7), поворот оптической оси происходит в узкой пространственной области. Эта область заключена между двумя цилиндрами (с радиусами  $\rho_1$  и  $\rho_2$ ), ось которых параллельна оси пучка. Если

предположить, что в области между цилиндрами  $\rho_1 < \rho < \rho_2$  величина анизотропии постоянна, то интегралы (3.2.6) и (3.2.9) принимают вид

$$E_z = -C' J_2(k\bar{\rho}\theta) \sin 2\varphi, \quad (3.2.11)$$

$$E_{x,2} = C' [J_0(k\theta\bar{\rho}) - J_2(k\theta\bar{\rho}) \cos 2\varphi], \quad (3.2.12)$$

где

$$C' = C(e^{iS_e} - e^{iS_o}) \bar{\rho} A(\bar{\rho}), \quad \bar{\rho} = (\rho_1 + \rho_2) / 2.$$

Набег фазы  $S_o$  не зависит от ориентации директора, поэтому расходимость соответствующей картины определяется дифракционной расходимостью гауссова пучка ( $\theta_{\text{диф}} = \lambda / \pi w_0$ ,  $w_0$  – перетяжка гауссова пучка) и тепловой самофокусировкой, которая слабо проявляется для обыкновенной волны. В результате выражение для дифракционной картины при  $\theta > \lambda / \bar{\rho}$  принимает вид

$$I = |E_{x,2}|^2 + |E_z|^2 = |C'|^2 [J_0^2(k\theta\bar{\rho}) + J_2^2(k\theta\bar{\rho}) - 2J_0(k\theta\bar{\rho})J_2(k\theta\bar{\rho}) \cos 2\varphi]. \quad (3.2.13)$$

Используя асимптотическую формулу для функций Бесселя

$$J_n(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos\left(x - \frac{\pi}{4} - \frac{n\pi}{2}\right),$$

окончательно находим

$$I = \frac{2|C'|^2}{\pi k\theta\bar{\rho}} (1 + \cos 2\varphi) \cos^2\left(k\theta\bar{\rho} - \frac{\pi}{4}\right). \quad (3.2.14)$$

Соотношение (3.2.14) показывает, что в дифракционной картине без анализаторов должны наблюдаться полукольца (интенсивность обращается в ноль при  $\varphi = \pi / 2$ ), что соответствует эксперименту (рис. 3.6б).

### 3.2.2. Режим протяженных деформаций

Этот режим наблюдался (1) при фокусировке линзой с фокусным расстоянием  $f = 170$  мм ( $\lambda = 515$  нм,  $P = 180 - 240$  мВт,  $L = 150$  мкм) при температуре ЖК ячейки на два градуса ниже  $T_{\text{см-н}}$  и (2) при фокусировке короткофокусной линзой с  $f \sim 20$  мкм ( $\lambda = 488$  нм,  $P > 200$  мВт,  $L = 120$  мкм) при комнатной температуре. Во втором случае достигалась максимальная плотность мощности световой волны  $p \sim 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>; в первом случае  $p$  на один-два порядка меньше.

В первом случае этот режим мог проявляться, если ЖК ячейка продолжала освещаться после того, как устанавливалась стационарная абберационная картина, соответствующая переходу Фредерикса. В кольцах хорошо заметна структура из мелкой сетки (характерный размер сетки  $\sim 5-6$  мкм). Общий размер картины изменяется в пределах  $\sim 200-900$  мкм. В центре картины может возникать тёмное пятно.

Во втором случае через некоторое время задержки (порядка десятков секунд и минут) на экране возникает нестабильная сложная картина, исчезающая через 1- 5 мин. При этом интенсивность в центре прошедшего пучка очень мала.

Характерная картина наблюдаемая под микроскопом имеет диаметр  $\sim 7$  мм. Вид текстуры зависит от расстояния до центра картины; в центре картины (и в скрещенных и в параллельных поляризаторах) наблюдается темное пятно. Искажения структуры ЖК ОЦБФ сохраняются в течение нескольких дней. После этого остаются пятна размером 100-400 мкм, не исчезающие и после перевода ЖК в изотропную фазу и последующего отражения.

Появление протяженных структур при освещении жидкокристаллической ячейки связано с нагревом ЖК до изотропной фазы. При этом воздействие высокой плотности мощности на ЖК приводит к возрастанию его поглощения. Такое возрастание связано с переориентацией директора в нематической фазе параллельно световому полю и, что, более важно, с процессами разрушения ЖК и ориентанта.

Образование протяженных деформированных кольцеобразных структур связано, как и в случае локальных деформаций, с тем, что релаксация деформаций происходит медленнее, чем охлаждение до смектической фазы. При этом образование деформаций может быть связано с эффектом Кана [36, 283] (возникновением рассеивающей структуры при быстром охлаждении из изотропной в смектическую фазу) или с искажениями структуры смектика из-за температурной зависимости толщины смектического слоя.

Таким образом, световая волна не приводит к переориентации директора смектической фазы, связанной с анизотропией диэлектрической проницаемости. Воздействие света на жидкий кристалл ОЦБФ в смектической фазе обусловлено нагревом до нематической и изотропной фаз. При плотности мощности  $p \sim 10^3 - 10^4$  Вт/см<sup>2</sup> (кристалл нагревается до нематической фазы) после прекращения облучения в области непосредственного воздействия светового пучка возникают запоминаемые аксиально симметричные структуры в виде узкого кольца. Их формирование может быть связано с термомеханическим эффектом.

При плотности мощности световой волны  $p \sim 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> происходит рост поглощения (из-за деструкции ЖК в освещаемой области). После прекращения облучения в жидком кристалле возникает аксиально симметричная система деформированных областей с размером до  $\sim 1$  см, значительно превышающую освещаемую область ( $\leq 10^{-4}$  см<sup>2</sup>).

### **3.3. Структуры поля директора в области фазового перехода нематик–изотропная жидкость**

В данном параграфе представлены результаты исследования взаимодействия светового пучка с НЖК вблизи фазового перехода нематик–изотропная жидкость, полученные с гомеотропно ориентированными кристаллами ОЦБФ [87\*] и ЖКМ-1277 с примесью красителей [88\*].

#### *3.3.1. Взаимодействие светового пучка с гомеотропно ориентированными НЖК ОЦБФ и МББА*

Исследовалось нормальное падение света на НЖК; световой пучок аргонового лазера ( $\lambda = 515$  нм) фокусировался в жидкокристаллическую ячейку линзой с фокусным расстоянием  $f = 27$  см..

Эксперименты с НЖК ОЦБФ проводились при постоянной мощности лазерного пучка ( $P \sim 100$  мВт) и непрерывном медленном повышении температуры кристалла  $T_k$ . Вплоть до температуры  $T_k$ , отличающейся на несколько десятых градуса от точки фазового перехода нематик–изотропная жидкость  $T_{н-и}$  наблюдается система абберационных колец, характерная для СПФ. Дальнейшее повышение  $T_k$  приводило к разрушению системы абберационных колец (за время  $\sim 3-10$  с) и появлению системы эквидистантных колец. После возникновения, система эквидистантных колец быстро меняется: кольца сбегаются к центру и расстояние между ними

уменьшается. Через доли секунды после появления эквидистантных колец, в скрещенных поляризаторах (VH на рис. 3.9а, Н – горизонтальное направление, V – вертикальное направление) наблюдается картина сложного распределения интенсивности, имеющая вид креста. При синхронном повороте поляризатора (т.е. плоскости поляризации светового пучка) и анализатора на любой угол “крест” также поворачивается на этот угол. В параллельных поляризаторах наблюдается картина, состоящая из четырёх долек (рис. 3.9б), не являющаяся аксиально симметричной. При остывании НЖК трансформация дифракционной картины происходит в обратном порядке.

В случае НЖК МББА система эквидистантных колец и картина в виде креста наблюдалась (рис. 3.9в–3.9е) вблизи температуры  $T_{н-и}$  со свежеприготовленным и хорошо ориентированным образцом. Для относительно старого (несколько месяцев) образца с нарушенной ориентацией система эквидистантных колец появлялась при комнатной температуре. Угловое расстояние между кольцами в стационарной картине уменьшается с увеличением мощности пучка  $P$  (рис. 3.10).

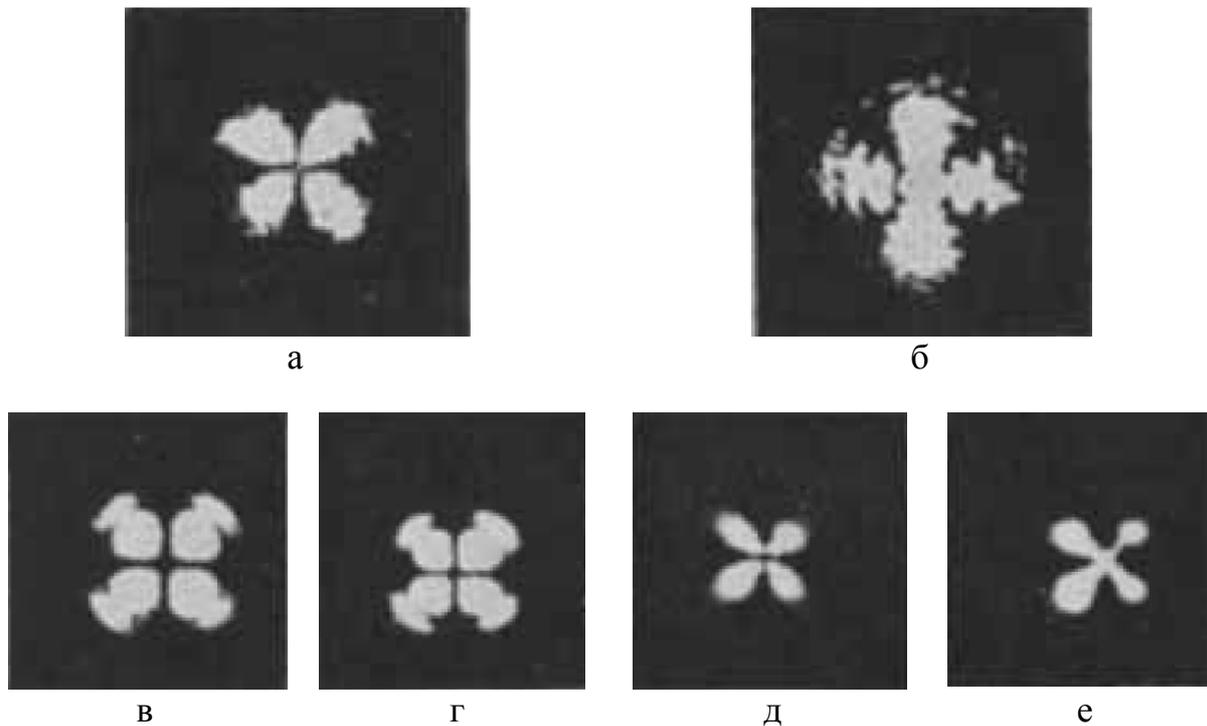


Рис. 3.9. Картины дифракции в световом пучке ( $\lambda = 515$  нм), прошедшем через гомеотропно ориентированные образцы (а, б) НЖК ОЦБФ ( $L = 150$  мкм, температура кристалла близка к точке перехода в изотропную фазу) и (в–е) НЖК МББА ( $L = 50$  мкм, кристалл находится при комнатной температуре), полученные при различных поляризациях и мощностях светового пучка: (а) VH (поляризация света вертикальна (V), анализатор пропускает свет горизонтальной поляризации (H)),  $P = 100$  мВт; (б) HH,  $P = 100$  мВт; (в) VH,  $P = 90$  мВт; (г) HV,  $P = 90$  мВт; (д)

HV,  $P = 150$  мВт; (e) HV,  $P = 300$  мВт.

Образование системы эквидистантных колец естественно связать с образованием в НЖК области изотропной фазы под действием неоднородного нагрева световым пучком. Подобная область (“дыра”) ранее наблюдалась в [263] с планарно ориентированным НЖК МББА (поглощение света осуществлялось за счет электродов). На границе области изотропной фазы резко изменяется показатель преломления, что и приводит к дифракции света. При этом МББА обладает большим поглощением света, чем ОЦБФ. Кроме того МББА подвержен процессам старения, в результате чего точка фазового перехода может становиться значительно ниже номинальной, в результате чего “прожигание” дыры наблюдается при меньших температурах.

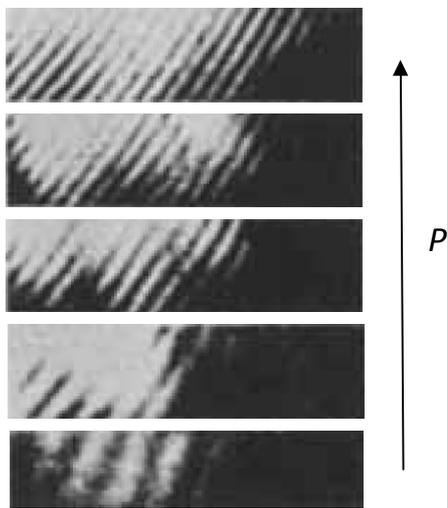


Рис. 3.10. Фотографии участка системы эквидистантных колец, полученной с НЖК МББА ( $L = 120$  мкм, комнатная температура), при различных значениях мощности светового пучка  $P$ .

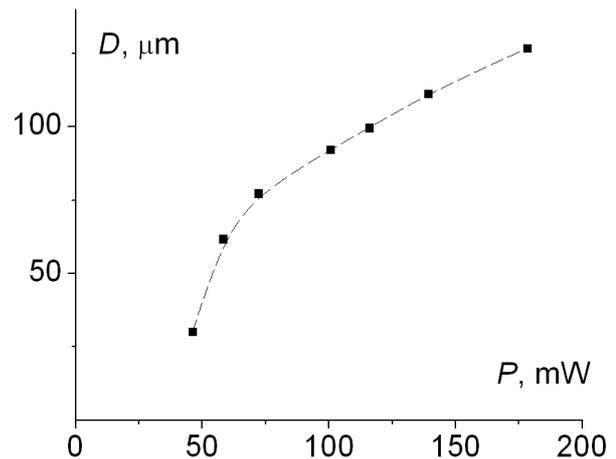


Рис. 3.11. Зависимость диаметра изотропной “дыры”, прожигаемой в НЖК МББА ( $L = 120$  мкм,  $t = 36^\circ\text{C}$ ).

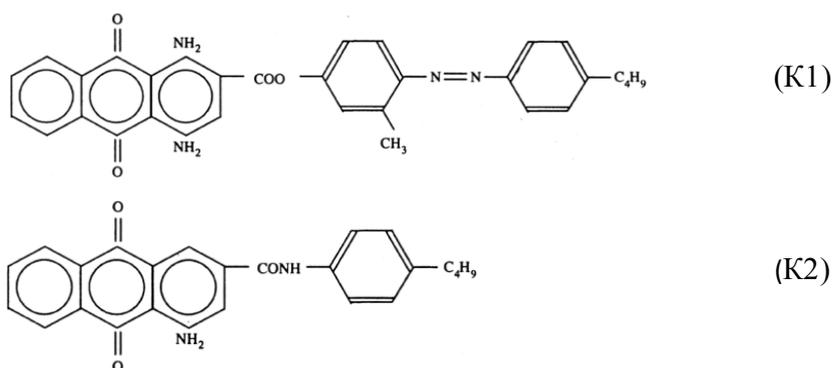
Зависимость диаметра дыры  $D$  от мощности светового пучка  $P$ , рассчитанная с помощью соотношения  $D = \lambda/\Delta\theta$ , приведена на рис. 3.11. В исследованном диапазоне мощностей размер дыры по порядку величины совпадает с диаметром пучка.

Оптические свойства “крестов” указывают, что их образование обусловлено дифракцией света на радиально симметричной анизотропной структуре (аналогично крестам вблизи перехода смектик–нематик, раздел 3.2). Эта структура образуется из-за переориентации директора НЖК на границе раздела с изотропной фазой и отличия формы изотропной области от цилиндрической (из-

за сил поверхностного натяжения). Распределение интенсивности в параллельных поляризаторах (рис. 3.9б) указывает на то, что радиальная компонента тензора диэлектрической проницаемости больше тангенциальной [264], что соответствует ориентации директора НЖК перпендикулярно границе с изотропной фазой.

### 3.3.2. Взаимодействие светового пучка с гомеотропно ориентированными НЖК ЖКМ-1277 с примесью красителей

Красители К1 и К2



имеют широкие полосы поглощения с максимумами в красной области, обусловленные антрахиноновыми фрагментами. Концентрация примесей красителей в нематической матрице ЖКМ-1277 составляла 1%. В отличие от исследованных образцов НЖК ОЦБФ и МББА, подложки жидкокристаллической клинообразной ячейки были покрыты электродами из окиси олова. Исследовалось взаимодействие НЖК со световым пучком аргон-криптонового лазера ПЛА-120 с длиной волны  $\lambda = 647$  нм. Коэффициенты поглощения на этой длине волны составляли  $\alpha_{\parallel} = 1360$ ,  $\alpha_{\perp} = 160$  см<sup>-1</sup> и для красителя К1 и  $\alpha_{\parallel} = 1300$ ,  $\alpha_{\perp} = 140$  см<sup>-1</sup> для К2.

При превышении некоторого порогового значения мощности линейно поляризованного светового пучка  $P > P_{\text{пор}}$  ( $P_{\text{пор}} = 9$  и  $10$  мВт для образцов с К1 и К2 при толщине жидкокристаллического слоя  $L = 50$  мкм) его расходимость и распределение интенсивности изменяются. При этом возникает система эквидистантных колец (рис. 3.12а). В скрещенных поляризаторах наблюдается картина в виде креста (рис. 3.12б–3.12г), угловые размеры которой уменьшаются с мощностью  $P$ . Величина пороговой мощности  $P_{\text{пор}}$  не зависит от приложенного к образцу низкочастотного напряжения. Она уменьшается с увеличением локального значения

толщины клинообразной ячейки  $L$  (рис. 3.13). Для НЖК с примесью красителя К2 вблизи пороговой мощности дифракционная картина нестабильна: она исчезает через несколько секунд после возникновения или (при несколько большей мощности) имеет колебательный характер. Пороговая трансформация светового пучка имеет место и для циркулярной поляризации. При этом значения пороговой мощности близки к таковым для линейной поляризации.

Пороговое возникновение светоиндуцированной структуры естественно связать с нагревом НЖК до изотропной фазы. Для оценки необходимой мощности  $P$  светового пучка, необходимой для нагрева НЖК на температуру  $\Delta T$ , используем соотношение [265]

$$P = \frac{2\pi k w \Delta T}{[1 - \exp(-\alpha L)] f(w/L)}, \quad (3.3.1)$$

где  $k$  – коэффициент теплопроводности нематической фазы,  $w$  – радиус перетяжки светового пучка (по критерию  $e^{-1}$  от интенсивности в максимуме),  $f(w/L)$  – геометрический фактор. Коэффициент теплопроводности нематической фазы  $k = k_{\perp} \sim 10^4$  эрг/см·с·град. В условиях нашего эксперимента  $w \approx 25$  мкм,  $L = 50$  мкм,  $f = 0.23$ ,  $\alpha = \alpha_{\perp} \approx 150$  см $^{-1}$ . Из (3.3.1) следует, что НЖК нагревается до изотропной фазы ( $\Delta T = 40^{\circ}\text{C}$ ) при  $P \approx 5$  мВт, что по порядку величины совпадает с экспериментальными значениями  $P_{\text{пор}} = 9$  и  $10$  мВт. Зависимость  $P_{\text{пор}}$  от  $L$  связана с изменением формы непосредственно нагреваемой световым пучком области: с уменьшением  $L$  отвод тепла в продольном направлении облегчается, что и приводит к возрастанию  $P_{\text{пор}}$ .

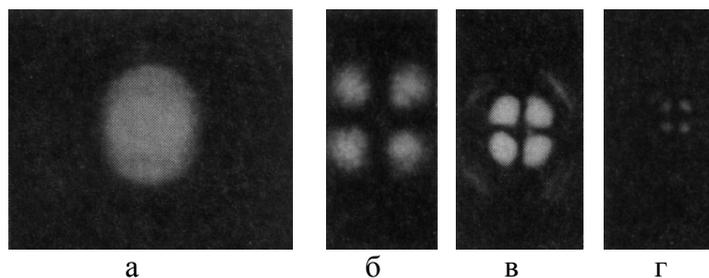


Рис. 3.12. Картины дифракции в линейно поляризованном световом пучке ( $\lambda = 647$  нм), прошедшем через гомеотропно ориентированную ячейку ( $L = 50$  мкм) ЖКМ-1277 с примесью 1% красителей (а) К2 и (б)–(ж) К1 при мощности пучка  $P =$  (а, в) 13, (б) 11, (г) 17 мВт: (а) без анализатора, (в)–(г) скрещенные поляризаторы.

Как и в ранее исследованном случае НЖК ОЦБФ и МББА, воздействие света приводит к формированию анизотропных–симметричных структур (как показано в [88\*] для красителей, содержащих азогруппы наблюдается некоторое отклонение от аксиальной симметрии).

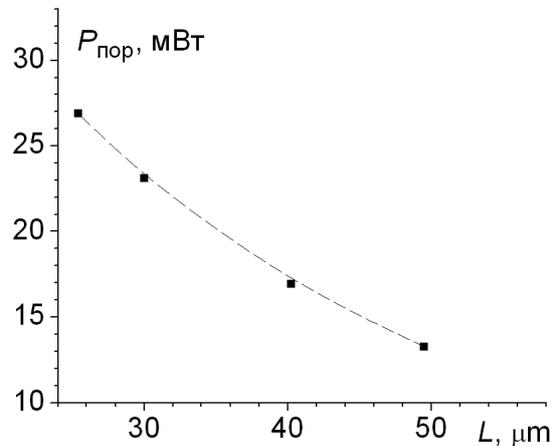


Рис. 3.13. Зависимость порога перехода НЖК ЖКМ-1277+1% К1 в деформированное состояние от толщины слоя.

Тепловой характер перехода подтверждается независимостью  $P_{\text{пор}}$  от внешнего поля, стабилизирующего поле директора. Вместе с тем, нельзя исключить определенное влияние на переориентацию директора термомеханического эффекта [260] и электрического поля, связанного с градиентом параметра порядка (electric-order effect) [261].

Колебательные режимы при фазовом переходе нематик–изотропная фаза наблюдались ранее в [265–267]. В качестве возможных причин их возникновения указывались процессы диффузии компонент [264] и дифракционные потери света [266–267]. Кроме того, следует учитывать возможную расфокусировку пучка при преломлении на границе раздела фаз. Эти же причины могут обуславливать отсутствие гистерезиса перехода в изотропную фазу при изменении мощности, который было естественно ожидать из-за увеличения поглощения при переориентации директора в рассматриваемой геометрии эксперимента.

Таким образом, воздействие светового пучка на жидкие кристаллы, находящиеся вблизи верхней границы существования нематической фазы, приводит к локальному светоиндуцированному переходу в изотропную фазу и формированию аксиально-симметричных анизотропных структур за счет переориентации директора на границе раздела фаз. Индикатором фазового перехода является система эквидистантных дифракционных колец. Аналогичный

светоиндуцированный переход наблюдается также и в НЖК с примесью красителей, находящихся далеко от границы нематической фазы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ ПО ГЛАВЕ III

Представлены результаты исследования взаимодействия света с холестерической и смектической фазами жидких кристаллов, а также эффектов, проявляющихся вблизи фазовых переходов.

Установлено, что воздействие света на холестерические жидкие кристаллы (ХЖК), содержащие азоксимолекулы, приводит к генерации метастабильных двумерных периодических решеток. Изучены динамика образования и релаксации решеток, а также зависимость их периода от шага спирали и толщины жидкого кристалла. Установлено, что причиной возникновения решеток является изменение шага холестерической спирали из-за фотоконформационных переходов молекул ХЖК.

Воздействие света на ХЖК из конформационно стабильных молекул приводит к образованию метастабильных “тепловых” решеток, обусловленных температурным изменением шага спирали.

Дифракционные картины на светоиндуцированных решетках в конформационно активном ХЖК и “тепловые” решетки, возникающих при нагреве ХЖК, характеризуются чередованием интенсивности дифракционных максимумов, обусловленным различием оптического и структурного периода решеток.

Установлено, что световая волна не приводит к переориентации директора смектической фазы, связанной с анизотропией диэлектрической проницаемости. Воздействие света на жидкий кристалл ОЦБФ в смектической фазе обусловлено нагревом до нематической и изотропной фаз. При плотности мощности  $p \sim 10^3 - 10^4$  Вт/см<sup>2</sup> (кристалл нагревается до нематической фазы) после прекращения облучения в области непосредственного воздействия светового пучка возникают запоминаемые аксиально симметричные структуры в виде узкого кольца. Их формирование может быть связано с термомеханическим эффектом.

При плотности мощности световой волны  $p \sim 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> происходит рост поглощения (из-за деструкции ЖК в освещаемой области). После прекращения облучения в жидком кристалле возникает аксиально симметричная система деформированных областей с размером до  $\sim 1$  см, значительно превышающим освещаемую область ( $\leq 10^{-2}$  см).

Воздействие светового пучка на жидкие кристаллы, находящиеся вблизи верхней границы существования нематической фазы, приводит к локальному светоиндуцированному переходу в изотропную фазу и формированию аксиально-симметричных анизотропных структур за счет переориентации директора на границе раздела фаз. Индикатором фазового перехода является система эквидистантных дифракционных колец. Аналогичный

светоиндуцированный переход наблюдается также и в НЖК с примесью красителей, находящихся далеко от границы нематической фазы.

## ГЛАВА IV. СВЕТОИНДУЦИРОВАННАЯ ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ ДИРЕКТОРА В ПОГЛОЩАЮЩИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

### 4.1. Светоиндуцированная переориентация директора в нематических жидких кристаллах с примесью азосоединений

В работах [89, 90, 268] было обнаружено резкое увеличение эффективности ориентационного воздействия света в поглощающих НЖК. Было установлено, что добавление к нематической матрице весьма небольшой ( $\sim 1\%$  по весу) примеси антрахиноновых красителей понижает пороговую мощность для светоиндуцированного перехода Фредерикса в гомеотропно ориентированном НЖК толщиной  $L \sim 100$  мкм до  $P_{\text{пор}} \sim 1$  мВт, что на два порядка меньше значений, характерные для прозрачных жидких кристаллов.

В работе [269] было обнаружено еще более удивительное явление: добавление к прозрачному НЖК антрахинонового красителя D4 изменяет направление светоиндуцированной переориентации. Под действие световой волны директор НЖК поворачивался перпендикулярно световому полю (эту переориентацию будем называть далее отрицательной, в отличие от обычной (положительной) переориентации параллельно световому полю). При этом, естественно, показатель преломления необыкновенной волны уменьшается и кристалл обнаруживает “отрицательную” ориентационную нелинейность.

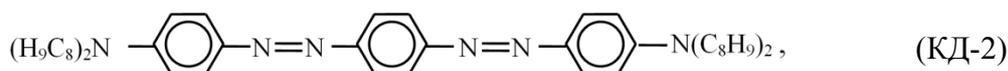
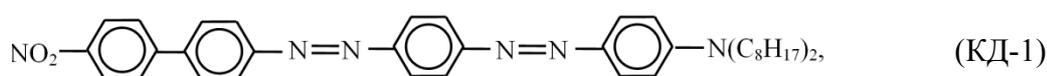
В работе [90] было высказано предположение о том, что светоиндуцированная переориентация директора поглощающих НЖК связана с изменением межмолекулярных сил при возбуждении молекул. При этом важную роль играет ориентационная селективность их возбуждения, которая приводит к асимметричному (относительно директора) ориентационному распределению возбужденных молекул. Взаимодействие между ансамблем возбужденных молекул с асимметричным ориентационным распределением и молекулами нематической матрицы и приводит к повороту директора. Вращающий момент, связанный с наличием красителя, согласно [90] описывается выражением

$$\Gamma_{\text{погл}} = \eta \Gamma_{\text{проз}}, \quad (4.1.1)$$

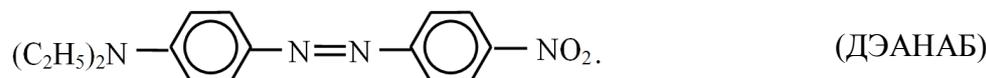
где момент  $\Gamma_{\text{проз}}$  дается выражением (1.3.6), а коэффициент  $\eta$  называется фактором усиления оптического вращающего момента. Вопрос о механизмах оптической ориентации поглощающих НЖК будет подробно рассмотрен в разделе 4.4.

В работе [91\*] было обнаружено, что направление светоиндуцированной ориентации в НЖК с примесью азосоединений, т.е. веществ содержащих азомостие N=N, зависит от взаимной ориентации светового поля  $E$  и директора  $n$ . Этот эффект был в дальнейшем подробно экспериментально исследован в работах [92\*, 93\*]. В данном параграфе представлены основные результаты исследования эффекта оптической ориентации в НЖК с примесью азосоединений.

Исследования проводились с нематическими матрицами ЖКМ-1282 и ЖКМ-1277 с добавками диазокрасителей КД-1 и КД-2



и моноазокрасителя ДЭАНАБ



Максимумы поглощения красителей находятся в зеленой области ( $\lambda_{\text{макс}} = 520$  (КД-1), 500 (КД-2) и 490 нм (ДЭАНАБ)). Для смеси ЖКМ-1282+0.025% КД-1 коэффициенты поглощения при  $\lambda = 515$  нм равны  $\alpha_{\parallel} = 160 \text{ см}^{-1}$  и  $\alpha_{\perp} = 25 \text{ см}^{-1}$ .

В качестве источника излучения использовался аргоновый лазер ПЛА-120; световой пучок фокусировался в НЖК линзой с  $f = 18$  см.

Зависимость стационарного числа абберационных колец  $N$  от угла падения  $\alpha$  светового пучка постоянной мощности  $P = 1$  мВт для гомеотропно ориентированного образца ЖКМ-1277 + 0.025% КД-1 толщиной  $L = 150$  мкм представлена на рис. 4.1а наряду с соответствующей зависимостью (при  $P = 35$  мВт) для нелегированной матрицы ЖКМ-1277. Каждая точка этих зависимостей была получена при освещении НЖК, релаксировавшего до недеформированного состояния. Из рис. 4.1а видно, что зависимость  $N(P)$  для легированного образца имеет скачок при некотором критическом угле  $\alpha_{\text{кр}} = 20^\circ$ . При  $\alpha < \alpha_{\text{кр}}$  наблюдается самодефокусировка светового пучка, при  $\alpha > \alpha_{\text{кр}}$  – самофокусировка. Знак самовоздействия определялся по характеру временных зависимостей интенсивности на оси светового пучка, прошедшего через НЖК, помещенный в его сходящуюся (до перетяжки) или расходящуюся

(после перетяжки) части, а также по трансформации абберационной картины при поперечном сдвиге НЖК относительно светового пучка (рис. 4.2).

Знакопеременность оптического вращающегося момента при изменении угла падения света на НЖК проявляется также в эффекте бистабильности, возникающем при повороте кристалла [92\*].

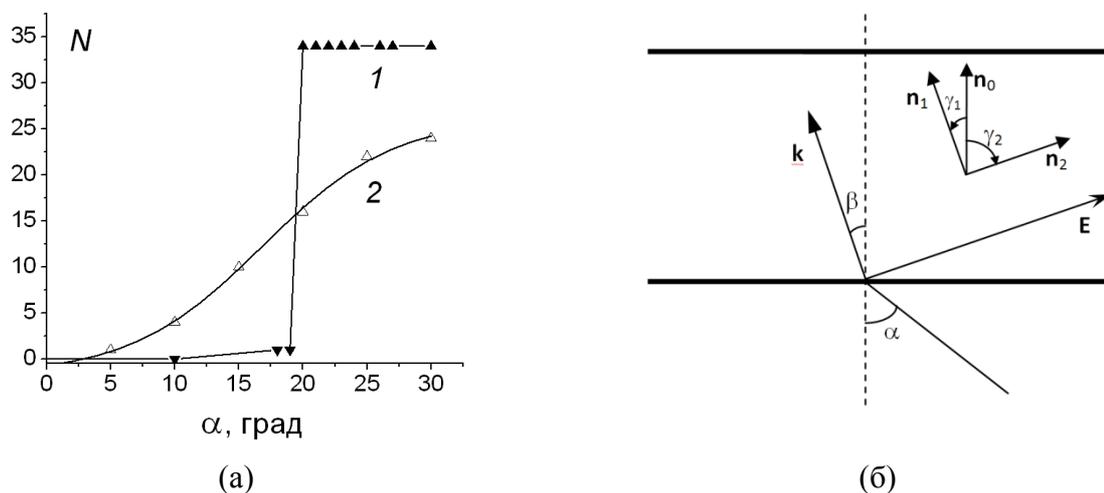


Рис. 4.1. (а) Зависимости стационарного числа абберационных колец  $N$  от угла  $\alpha$  падения светового пучка ( $\lambda = 515$  нм) для гомеотропно ориентированных НЖК (1) ЖКМ-1282 + 0.025% КД-1 ( $P = 1$  мВт) и (2) ЖКМ-1282 ( $P = 35$  мВт): ( $\blacktriangle$ ,  $\blacktriangle$ ) – самофокусировка,  $\blacktriangledown$  – самодефокусировка; (б) геометрия взаимодействия светового поля и директора гомеотропно ориентированного НЖК:  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{k}$  – напряженность и волновой вектор световой волны,  $\alpha$  и  $\beta$  – углы падения и преломления света,  $\mathbf{n}_0$  – невозмущенный директор,  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  – максимальные углы отрицательной и положительной переориентации директора.

Результаты, полученные для нематической матрицы с примесью красителя КД-2 оказались весьма близки к результатам, полученным с красителем КД-1 [91\*].

Изменение знака самовоздействия (т.е. направления светоиндуцированной переориентации директора) приводит к резкому изменению числа абберационных колец. Причина этого иллюстрируется рис. 4.1б, из которого следует, что угол  $\gamma_2$  возможного поворота при положительной переориентации значительно больше, чем угол  $\gamma_1$ , возможный при отрицательной переориентации (простые оценки показывают, что при  $\alpha = 30^\circ$  с учетом преломления,  $\gamma_1 = 20^\circ$  и  $\gamma_2 = 70^\circ$ ). Соответственно, и число абберационных колец при положительной переориентации значительно больше (см. рис. 4.1а).

Критический угол  $\alpha_{\text{кр}}$  увеличивается с уменьшением длины световой волны: для смеси ЖКМ-1282 + 0.025% КД-1  $\alpha_{\text{кр}} = 22^\circ$  при  $\lambda = 515$  нм и  $\alpha_{\text{кр}} = 29^\circ$  при  $\lambda = 457$  нм ( $T = 19^\circ\text{C}$ ). К такому же увеличению критического угла приводит и рост температуры от 19 до  $32^\circ\text{C}$ . Нематическая матрица также влияет на критический угол, разница может составлять  $\sim$

5° (при  $\lambda = 488$  нм и  $T = 19^\circ\text{C}$   $\alpha_{\text{кр}} = 24^\circ, 27^\circ$  и  $30^\circ$  для красителя КД-1 и нематических матриц ЖКМ-4Ф, ЖКМ-1282 и ЖКМ-1Ф (НИОПИК)).

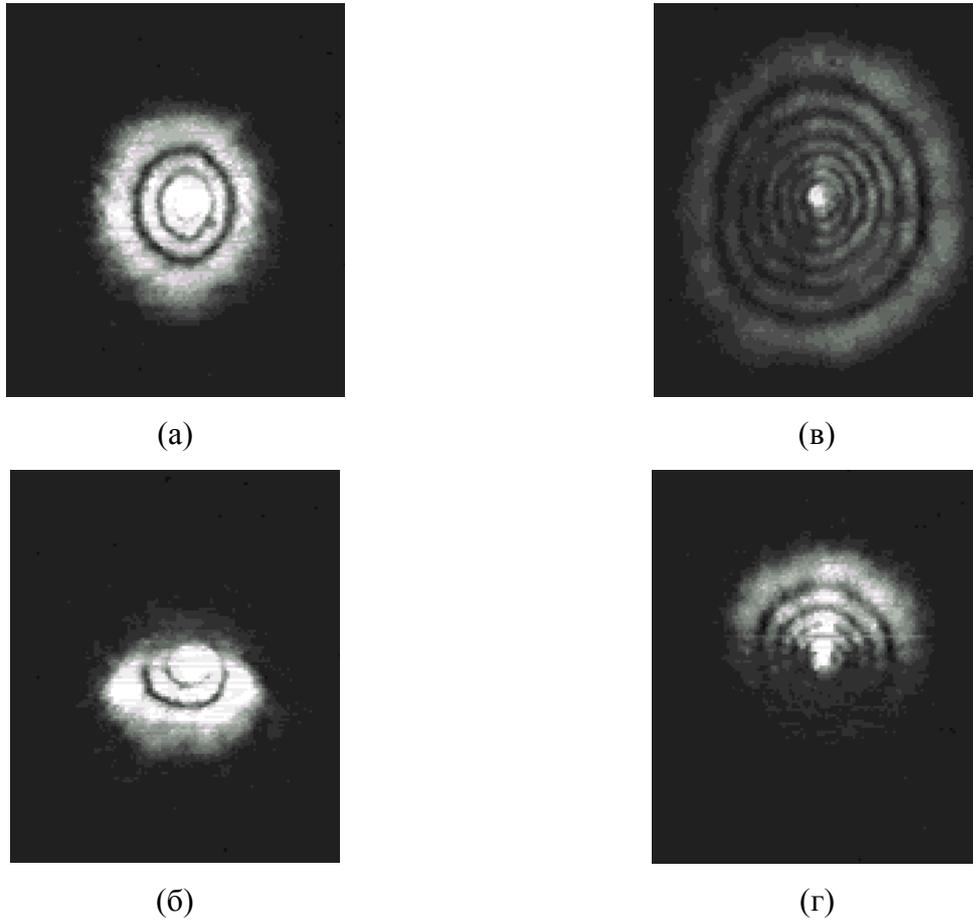


Рис. 4.2. (а) Абберационные картины (а, б) самодефокусировки при  $\alpha < \alpha_{\text{кр}}$  и (в, г) самодефокусировки при  $\alpha > \alpha_{\text{кр}}$  для гомеотропно ориентированного НЖК с примесью красителя КД-1: (а, г) стационарные картины и (б, в) нестационарные картины после быстрого сдвига НЖК вверх.

Сравним эффективность оптической ориентации жидкокристаллической системы ЖКМ-1282+0.025% КД-1 и чистой матрицы ЖКМ-1282. Согласно [91\*] одинаковая оптическая ориентация ( $N = 12$  при  $\alpha = 30^\circ$ ,  $L = 150$  мкм) для легированной и чистой матриц достигается при значениях мощности светового пучка ( $\lambda = 515$  нм) равных 0.8 и 35 мВт. Отсюда для фактора усиления получаем оценку  $\eta = 44$ . Параметр  $\eta_\alpha = \eta / (\alpha_\parallel + 2\alpha_\perp)$ , пропорциональный отношению фактора  $\eta$  к поглощению  $\alpha_{\text{нб}} = (\alpha_\parallel + 2\alpha_\perp) / 3$ , усредненному по ориентации директора, равен  $\eta_\alpha = 0.21$  см. Эта величина в четыре раза меньше максимального известного нам значения  $\eta_\alpha = 0.8$  для положительной нелинейности, полученного для НЖК с примесью олиготиофена [270, 96\*]. В [271] с использованием эффекта безабберационного самовоздействия светового пучка было найдено, что при большем, чем в [91\*] угле падения света  $\alpha = 60^\circ$   $\eta = 60$  и  $\eta_\alpha = 0.29$ .

Для НЖК с примесью моноазокрасителя ДЭАНАБ также наблюдалась знакопеременная нелинейность – отрицательная в гомеотропном образце и положительная в планарном. Возможные значения угла  $\beta'$  между волновым вектором необыкновенной волны и директором НЖК для гомеотропного ( $\beta' = \beta$ ) и планарного образцов ( $\beta' = 90^\circ - \beta$ ) лежат в интервалах  $\beta' \leq 38^\circ$  и  $\beta' \geq 67^\circ$ ; отсюда следует, что критический угол  $\beta'_{кр}$  лежит в интервале  $38^\circ \leq \beta'_{кр} \leq 67^\circ$ .

Для планарно ориентированного образца наблюдалось изменение знака нелинейности при приложении внешнего электрического поля (рис. 4.3а) и мощности светового пучка (рис. 4.3б). Последний эффект аналогичен упомянутому выше возрастанию критического угла между волновым вектором и директором при нагреве НЖК.

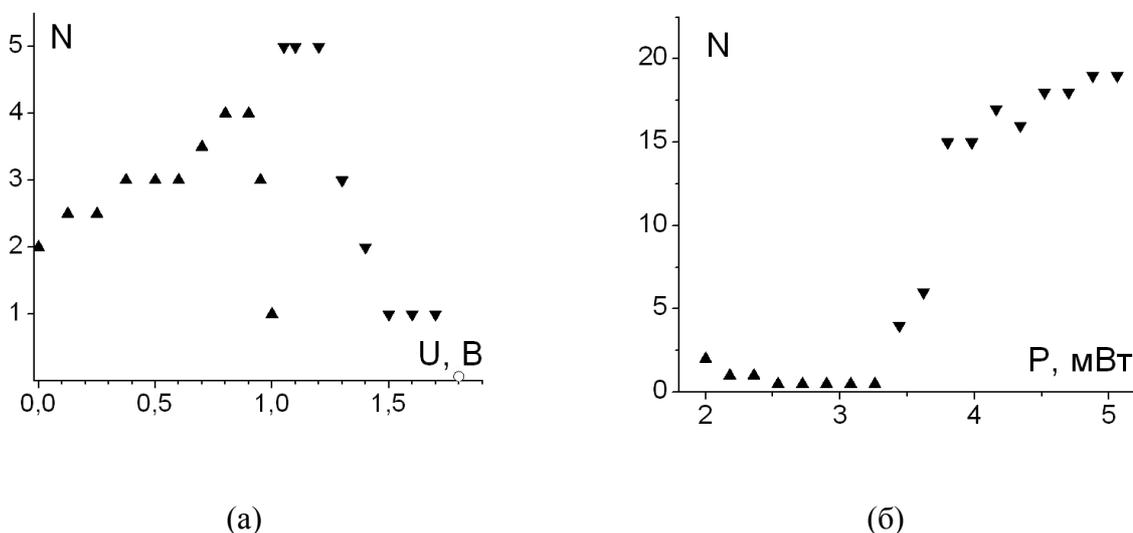


Рис. 4.3.. Зависимости числа абберационных колец  $N$  (▲ – самофокусировка, ▼ – самодефокусировка, ○ – знак самовоздействия не был определен) в световом пучке ( $\lambda = 515$  нм,  $\alpha = 60^\circ$ ), прошедшем через планарно ориентированный ЖКМ-1282 + 0.1%, от (а) мощности светового пучка  $P$  и (б) низкочастотного электрического напряжения  $U$  ( $P = 1$  мВт).

Экспериментальные исследования, проведенные в [91\*], инициировали работы [94, 95, 272], в которых с помощью абсорбционной спектроскопии было изучено влияние светового поля на конформационный состав молекул красителя в нематической матрице и предложено объяснение зависимости направления светоиндуцированной переориентации директора от геометрии его взаимодействия со световым полем. В этих работах было установлено, что соотношение концентраций транс и цис-изомеров молекул азокрасителя зависит от угла  $\Psi$  между световым полем  $\mathbf{E}$  и директором  $\mathbf{n}$ . В предположении, что транс- и цис- изомеры индуцируют в нематической матрице оптическую ориентацию (или нелинейность) разных знаков (транс-изомеры – отрицательную, а цис-изомеры –

положительную), такая зависимость объясняет зависимость направления переориентации от геометрии взаимодействия светового поля и директора.

Отметим, что в рассматриваемом случае ориентации НЖК с примесью азосоединений оптический вращающий момент связан, по-видимому, с асимметричными (относительно директора НЖК) ориентационными распределениями транс- и цис-изомеров,

Угол  $\Psi$  между  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{E}$  можно изменить не только варьируя угол падения необыкновенной световой волны на НЖК, но и поворачивая (на некоторый угол  $\varphi$ ) плоскость поляризации падающего света (от направления поляризации необыкновенной волны). При этом из простых геометрических соображений следует, что для световой волны, распространяющейся под углом  $\beta'$  к директору НЖК  $\mathbf{n}$ , угол  $\Psi$  между  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{n}$  подчиняется соотношению

$$\sin\Psi = \sin\beta' \cos\varphi. \quad (4.1.2)$$

При распространении излучения в НЖК его поляризация изменяется, что, однако не влияет на соотношение концентраций изомеров, т.к. необыкновенная и обыкновенная волны поглощаются независимо друг от друга. Из (4.1.2) непосредственно следует, что для волны, распространяющейся под углом  $\beta'$  к директору, при повороте плоскости поляризации на угол  $\varphi_{кр}$ , определяемый соотношением

$$\varphi_{\epsilon\delta} = \arccos(\sin\beta' / \sin\beta_{\epsilon\delta}), \quad (4.1.3)$$

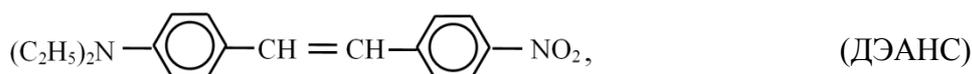
должна происходить смена знака нелинейности.

Такой эффект наблюдался в [93\*] с использованием метода абберационного самовоздействия. На рис. 4.4а в качестве примера представлена зависимость числа абберационных колец  $N$  от угла поворота плоскости поляризации  $\varphi$  для планарно ориентированного образца ЖКМ-1282 + 0.1%, ДЭАНАБ. На рис. 4.4б показаны измеренные зависимости критического угла поворота плоскости поляризации  $\varphi_{кр}$  от угла  $\beta'$  между волновым вектором и директором для гомеотропно и планарно ориентированных образцов ЖКМ-1282+0.025% КД-1 и планарно ориентированного образца ЖКМ-1282+0.1% ДЭАНАБ (в гомеотропном образце этого состава смена знака нелинейности не наблюдалась), которые соответствуют зависимости (4.1.3). Такая зависимость для НЖК с примесью КД-1 построена для значения  $\beta'_{кр} = 16^\circ$ , непосредственно определенного в эксперименте. Для НЖК с

примесью ДЭАНАБ зависимость (4.1.3) построена для значения  $\beta_{\text{кр}}^n = 50^\circ$ , наилучшим образом соответствующего эксперименту.

Результаты поляризационных измерений [91\*] соответствуют описанному выше механизму знакопеременной нелинейности. Аналогичные результаты были получены в [272, 273] методом зондирующего пучка.

Для изучения влияния азомостика на светоиндуцированную переориентацию директора были проведены эксперименты с НЖК, содержащим краситель ДЭАНС



который отличается от моноазокрасителя ДЭАНАБ заменой азомостика на стильбеновый мостик [110\*, 274]. Для гомеотропно ориентированного НЖК ЖКМ-1277+0.1% ДЭАНС наблюдалась положительная светоиндуцированная переориентация. Этот результат (с учетом меньшей, чем у азосоединений, конформационной активности) означает, что транс-изомеры красителя ДЭАНС обеспечивают положительную переориентацию директора. Поскольку форма молекул красителей ДЭАНС и ДЭАНАБ близка, изменение знака ориентационной нелинейности при замене азомостика на стильбеновый можно связать с изменением взаимодействия молекул красителя и нематической матрицы.

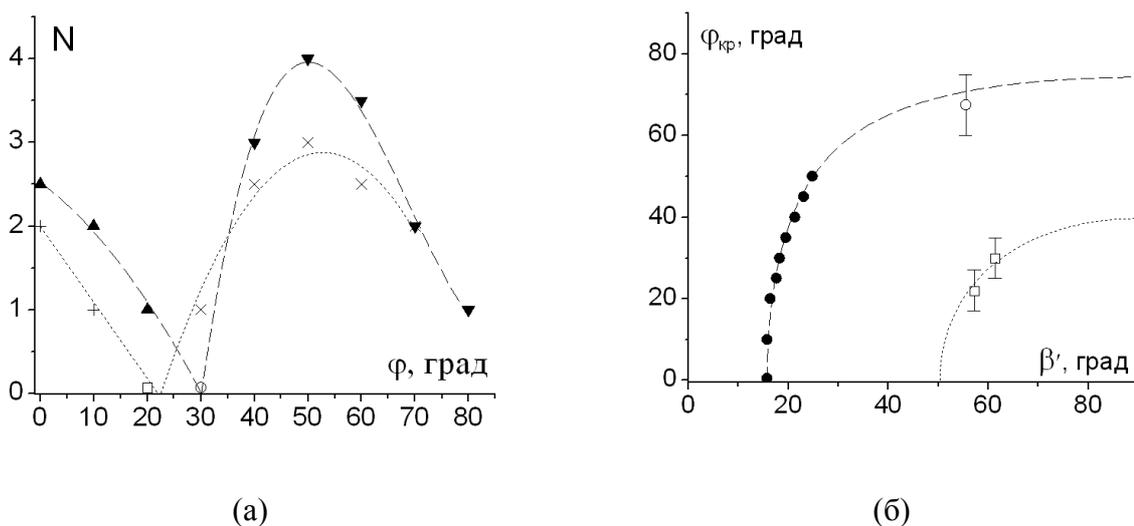


Рис. 4.4. (а) Зависимость числа абберационных колец  $N$  ( $\blacktriangle, +$  – самофокусировка,  $\blacktriangledown, \times$  – самодефокусировка) для светового пучка ( $\lambda = 515$  нм,  $P = 1-2$  мВт,  $\alpha = 50^\circ$  ( $\blacktriangle, \blacktriangledown$ )),  $60^\circ$  ( $+, \times$ )), прошедшего через планарно ориентированный образец ЖКМ-1282 + 0.1%, ДЭАНАБ и (б) зависимость критического угла  $\varphi_{\text{кр}}$  поворота плоскости поляризации от угла  $\beta'$  между волновым вектором и директором ( $\bullet$ ) гомеотропно и ( $\circ$ ) планарно ориентированных образцов ЖКМ-1282+0.025% КД-1 и планарно

ориентированного образца ЖКМ-1282+0.1% ДЭАНАБ; штриховая и пунктирная линии – расчет по формуле (4.1.3). Погрешность измерения угла  $\varphi_{кр}$  для гомеотропного образца ЖКМ-1282+0.025% КД-1 составляет  $2^\circ$ .

Зависимость знака нелинейности от поляризации света указывает на возможность управления ориентационной нелинейностью для необыкновенной волны с помощью обыкновенно поляризованного излучения, которое может отличаться длиной волны и направлением распространения.

Наблюдаемую спектральную зависимость критического угла можно объяснить, если учесть, что максимум полосы поглощения цис- изомера сдвинут в сторону коротких волн по отношению к максимуму полосы поглощения транс - изомера [249]. При меньших длинах волн поглощение света цис- изомером должно увеличиваться, а транс-изомером – уменьшаться. Поэтому доля транс-изомеров должна увеличиваться и, соответственно, область отрицательной переориентации расширяться. Влияние температуры на критический угол может быть связано с изменением параметров порядка транс- и цис изомеров.

Зависимость нелинейности от угла между световым полем и директором и от температуры приводит к эффекту бистабильности, проявляющемуся при изменении мощности светового пучка [93\*].

Таким образом, установлено, что направление светоиндуцированной переориентации директора в НЖК с примесью азокрасителей под действием необыкновенной волны зависит от геометрии взаимодействия светового поля  $\mathbf{E}$  и директора  $\mathbf{n}$  (угла  $\Psi$  между  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{n}$ ). При  $\Psi < \Psi_{кр}$  директор поворачивается параллельно световому полю, а при  $\Psi > \Psi_{кр}$  – перпендикулярно полю.

Направление переориентации директора также зависит от поляризации света. Эта зависимость указывает на возможность управления ориентационной нелинейностью для необыкновенной волны с помощью обыкновенно поляризованного излучения, которое может отличаться длиной волны и направлением распространения.

#### **4.2. Светоиндуцированная переориентация директора в нематических жидких кристаллах с примесью высокомолекулярных соединений**

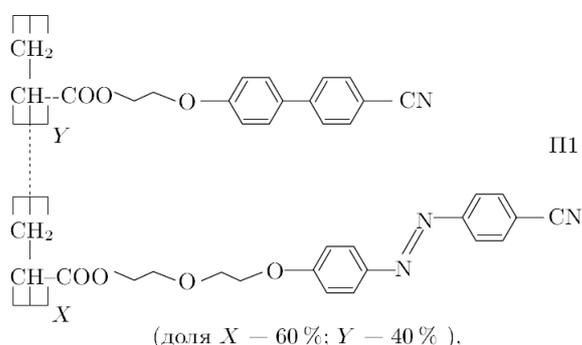
В данном параграфе представлены результаты исследования оптической ориентации в НЖК с примесью высокомолекулярных соединений [96\*–99\*].

Высокомолекулярные соединения во многих отношениях, важных для оптической ориентации, отличаются от низкомолекулярных. Так, например, большие молекулы должны

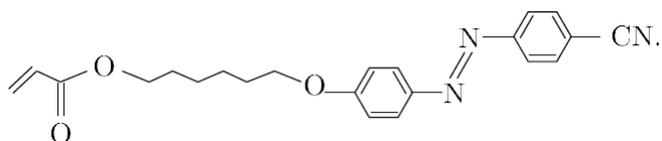
иметь меньшие коэффициенты вращательной диффузии и большие моменты инерции, что должно способствовать образованию асимметричных ориентационных распределений изомеров хромофоров, необходимых для возникновения оптического вращающего момента. Кроме того, возможны различия в квантовых выходах транс–цис изомеризации и параметрах порядка хромофоров в нематической матрице.

#### 4.2.1. Оптическая ориентация НЖК с примесью гребнеобразных полимеров

Структурная формула гребнеобразного полимера имеет вид



Молекулярная масса полимера П1 равна  $M = 4.7 \cdot 10^4$ . Кроме гребнеобразного полимера, для сравнения, в качестве поглощающей добавки использовался низкомолекулярный краситель АК1, аналогичный по строению боковым азофрагментам полимера



В качестве источников излучения использовались непрерывные твердотельный и аргоновый лазеры. В сине-зеленой области поглощение исследуемых соединений монотонно уменьшается с увеличением длины световой волны  $\lambda$ . Для смеси ЖКМ-1277+0.5% П1 при  $\lambda = 473$  нм  $\alpha_{\parallel} = 43$  см<sup>-1</sup> и  $\alpha_{\perp} = 11$  см<sup>-1</sup>; при  $\lambda = 488$  нм  $\alpha_{\parallel} = 33$  см<sup>-1</sup> и  $\alpha_{\perp} = 8$  см<sup>-1</sup>. Такие же значения коэффициентов поглощения были получены для смеси ЖКМ-1277+0.3% АК1. Толщина всех образцов составляла 100 мкм.

При взаимодействии света НЖК ЖКМ-1277 с примесью П1 и АК1 наблюдались эффекты самодифракция и самофокусировка светового пучка, связанные со светоиндуцированным поворотом директора. На рис. 4.5 показана зависимость  $N(P)$  при

нормальном падении необыкновенной световой волны на планарно ориентированный НЖК ЖКМ-1277+0.5% П1.

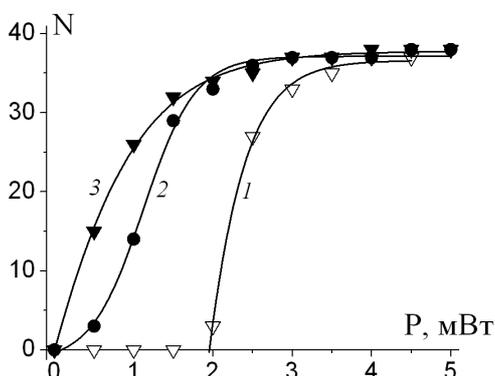


Рис. 4.5. Зависимости числа абберационных колец  $N$  самодефокусировки от мощности светового пучка  $P$  ( $\lambda = 476$  нм), прошедшего через планарно ориентированный НЖК ЖКМ-1277+0.5% П1 при различных углах падения световой волны  $\alpha = (1) 0^\circ$ ,  $(2) 20^\circ$ ,  $(3) 40^\circ$ .

Из рис. 4.5 видно, что в НЖК с примесью полимера П1 светоиндуцированный поворот директора происходит перпендикулярно световому полю (отрицательная ориентационная нелинейность). Обращают на себя внимание пороговый характер эффекта при нормальном падении (аналогично СПФ для гомеотропных прозрачных НЖК) и малая величина порога  $P_{\text{пор}} = 1.9$  мВт по сравнению с прозрачными НЖК.

На рис. 4.6 показаны сравнительные результаты для НЖК с примесью П1 и АК, полученные при наклонном падении светового пучка на гомеотропно и планарно ориентированные образцы. Из рис. видно, что знакопеременная нелинейность АК при переходе к полимерам сменяется отрицательной. При этом вне области насыщения величина нелинейно-оптического отклика, индуцируемого П1, примерно в 10 раз больше, чем величина отклика, связанного с АК. Простые оценки показывают, что в области насыщения для планарного НЖК с примесью П1 происходит полный (на  $90^\circ$ ) поворот директора перпендикулярно световому полю. Эффективность ориентационного воздействия света возрастает с увеличением концентрации полимера П1 и уменьшением длины волны (увеличением поглощения).

Были определены факторы усиления  $\eta$  и параметры  $\eta_\alpha$  для смесей НЖК с полимерами П1, П2 и низкомолекулярным красителем АК1.

Для  $\lambda = 488$  нм порог СПФ в планарном образце ЖКМ-1277+0.5% П1 оказался равным  $P_{\text{пор}} = 2$  мВт. Порог СПФ в гомеотропно ориентированном образце ЖКМ-1277 равен  $P_{\text{пор}} = 115$  мВт. Отсюда  $\eta = -57.5$  (знак минус соответствует отрицательной нелинейности) и

$\eta_\alpha = \eta / (\alpha_\parallel + 2\alpha_\perp) = -0.95 \text{ см}^{-1}$ . Из сравнения зависимостей  $N(P)$ , измеренных при  $\lambda = 473 \text{ нм}$  и  $\alpha = 50^\circ$  для планарного образца ЖКМ-1277+0.1% П1, с соответствующими зависимостями для нелегированного гомеотропного образца было найдено  $\eta = -30$  и  $\eta_\alpha = -2.3 \text{ см}$ .

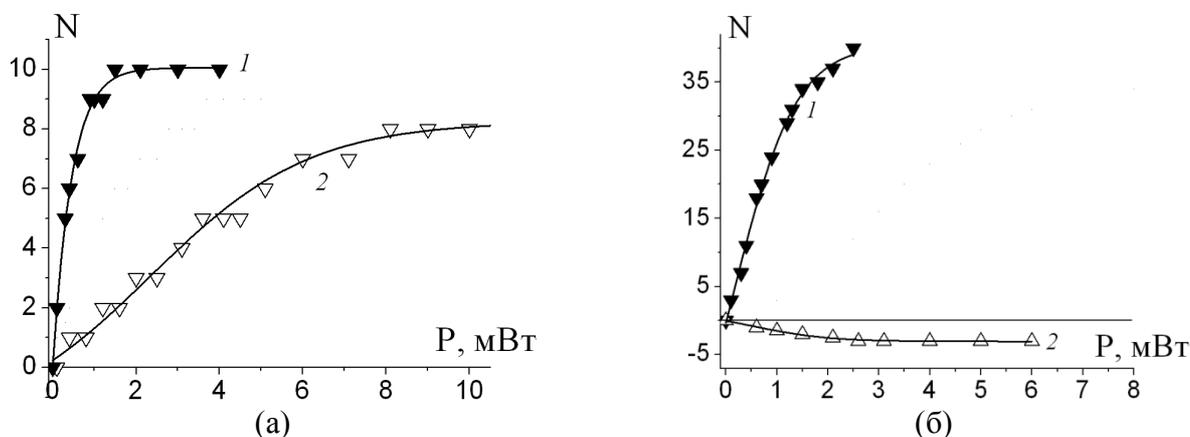


Рис. 4.6. Зависимости числа абберационных колец ( $N > 0$  – дефокусировка;  $N < 0$  – самофокусировка) от мощности светового пучка  $P$  ( $\lambda = 473 \text{ нм}$  (угол падения  $\alpha = 50^\circ$ ) для (а) гомеотропного и (б) планарного образцов: (1) ЖКМ-1277+0.5% П1, (2) ЖКМ-1277+0.3% АК1.

Различие между параметрами  $\eta_\alpha = -2.3$  и  $-0.95 \text{ см}$  для наклонного и нормального падения света на НЖК указывает на то, что зависимость фактора усиления от геометрии взаимодействия светового поля и директора сохраняется и для ЖК систем, обладающих отрицательной нелинейностью.

Для ЖКМ-1272 с примесью АК1 на длине волны 473 нм было получено  $\eta = 10$  и  $\eta_\alpha = 0.18 \text{ см}$  (планарный образец) и  $\eta = -12.5$  и  $\eta_\alpha = -0.23 \text{ см}$  (гомеотропный образец).

Величина  $\eta_\alpha = -2.3 \text{ см}$ , полученная для полимера П1 по модулю более чем на порядок превышает максимальное известное нам значение  $\eta_\alpha = -0.05 \text{ см}$  для НЖК с отрицательной нелинейностью (рассчитано по данным [269], где исследовались НЖК с примесью антрахинонового красителя D4). Эта величина также превышает максимальное значение для НЖК с положительной нелинейностью  $\eta_\alpha = 0.8 \text{ см}$  (рассчитано по данным [270], где исследовались НЖК с примесью олиготиофена TR5).

#### 4.2.2. Оптическая ориентация НЖК с примесью дендримеров

Сходные результаты были также получены для НЖК с примесью дендримеров. Исследования проводились с НЖК ЖКМ-1277 с примесью дендримеров первой (G1) и пятой (G5) генераций, а также низкомолекулярного азокрасителя АК2 (рис. 4.7). Дендримеры

имели терминальные азофрагменты, аналогичные по структуре азокрасителю АК2. В качестве источника излучения использовался твердотельный лазер ( $\lambda = 473$  нм). Концентрации добавок и коэффициенты поглощения для исследовавшихся образцов составляли: 0.1% G5 ( $\alpha_{\parallel} = 24$  см<sup>-1</sup>,  $\alpha_{\perp} = 13.5$  см<sup>-1</sup>), 0.5% G1 ( $\alpha_{\parallel} = 51$  см<sup>-1</sup>,  $\alpha_{\perp} = 29$  см<sup>-1</sup>) и 0.5% АК2 ( $\alpha_{\parallel} = 65$  см<sup>-1</sup>,  $\alpha_{\perp} = 33$  см<sup>-1</sup>).

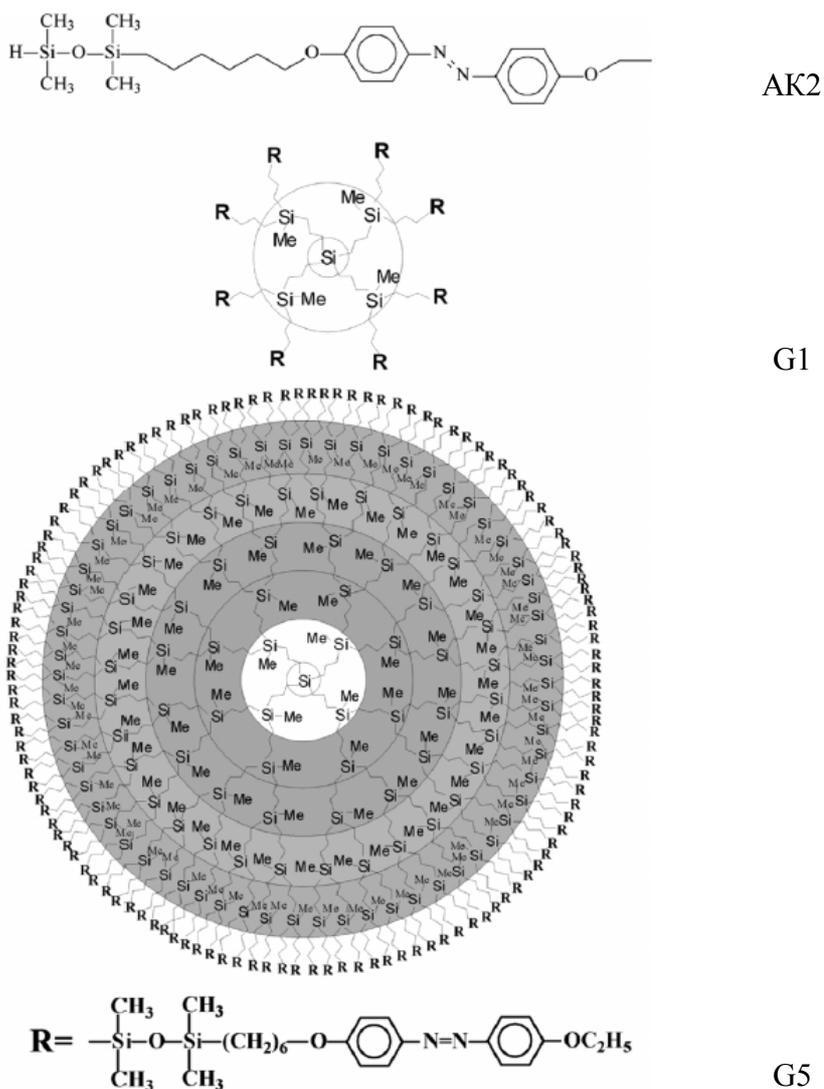


Рис. 4.7. Структурные формулы низкомолекулярного красителя АК2 и дендримеров первой (G1) и пятой (G5) генерации.

Зависимость  $N(P)$  при нормальном и наклонном падении необыкновенной световой волны на образец ЖКМ-1277+0.1% G5 представлены на рис. 4.8. Как и в случае гребнеобразного полимера П1, при нормальном падении наблюдается пороговый эффект с малой пороговой мощностью. Результаты для наклонного падения на гомеотропные и планарные образцы для всех ЖК систем представлены на рис. 4.9. Из рис. видно, что с переходом от добавки АК2 к дендримеру пятой генерации резко возрастает

нелинейнооптический отклик (с учетом пятикратного различия в их концентрации); при этом знакопеременная нелинейность сменяется отрицательной.

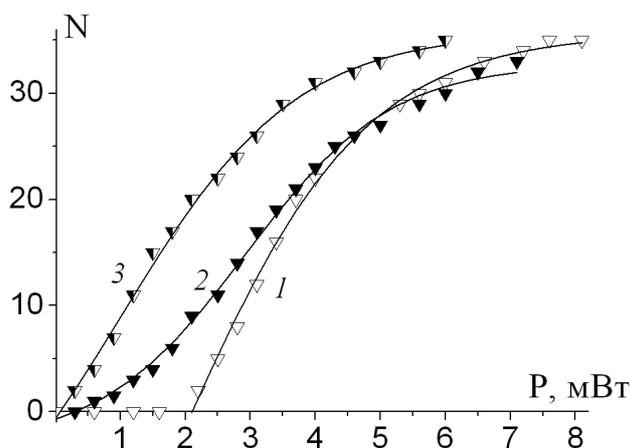


Рис. 4.8.. Зависимости числа абберационных колец  $N$  самодефокусировки от мощности светового пучка  $P$  ( $\lambda = 473$  нм), прошедшего через планарно ориентированный НЖК ЖКМ-1277+0.1% G5 при различных углах падения световой волны  $\alpha = (1) 0^\circ$ ,  $(2) 20^\circ$ ,  $(3) 40^\circ$ .

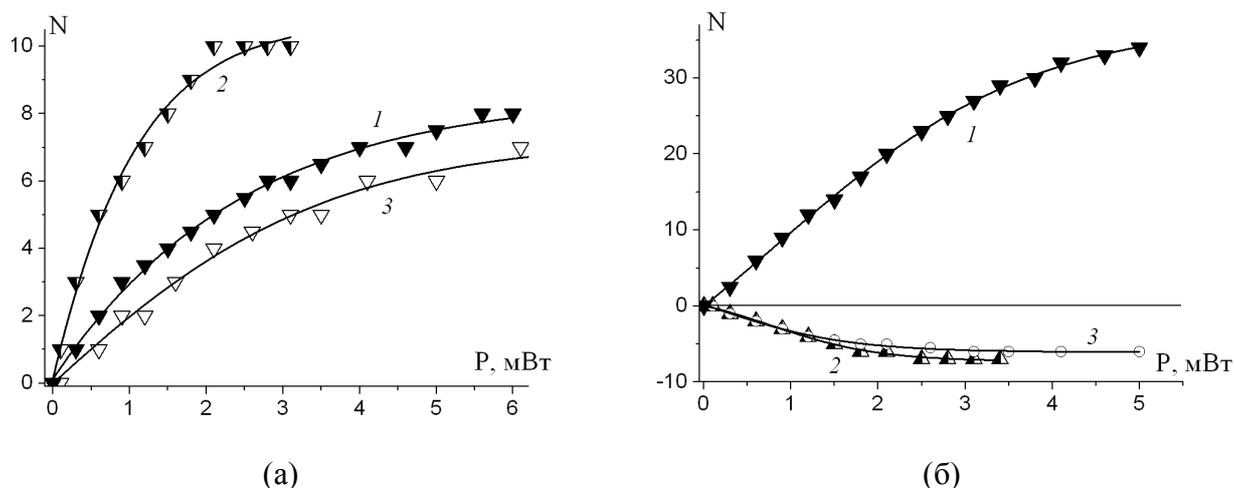


Рис. 4.9. Зависимости числа абберационных колец ( $N > 0$  – дефокусировка;  $N < 0$  – самофокусировка) от мощности светового пучка  $P$  ( $\lambda = 473$  нм, угол падения  $\alpha = 50^\circ$  для (а) гомеотропного и (б) планарного образцов: (1) ЖКМ-1277+0.1% G5, (2) ЖКМ-1277+0.5% G1, (3) ЖКМ-1277+0.51% АК2.

Для планарно ориентированного образца с примесью G5 было получено  $\eta_\alpha = -0.94$  см. Эта величина примерно в два раза меньше, чем для ЖК системы с полимером П1, но несколько превышает значение НЖК с добавкой олиготиофена TR5 [270].

Таким образом, исследована оптическая ориентация для ЖК систем с примесью гребнеобразного полимера и дендримеров, содержащих боковые азофрагменты, и ЖК систем с примесями низкомолекулярных красителей, аналогичных по строению азофрагментам

полимера и дендримеров. Установлено, что фактор усиления вращающего момента для ЖК систем с полимером и дендримером пятой генерации существенно превышает фактор усиления для ЖК систем с низкомолекулярными красителями. Для ЖК системы с полимером получено наибольшее известное нам значение отношения фактора усиления к поглощению  $\eta_{\alpha} = \eta / (\alpha_{\parallel} + 2\alpha_{\perp}) = - 2.3$  см.

Увеличение оптического вращательного момента с усложнением молекулярной структуры наблюдалось для соединений совершенно различной архитектуры. Это обстоятельство указывает на общность эффекта и важную роль возрастания молекулярного веса в увеличении нелинейнооптического отклика.

Основной причиной различия оптической ориентации в ЖК системах с примесью высокомолекулярных соединений (гребнеобразного полимера и дендримера пятой генерации) и низкомолекулярных красителей является, на наш взгляд, более медленная вращательная диффузия хромофоров высокомолекулярных соединений, по сравнению с вращательной диффузией низкомолекулярных красителей.

### **4.3. Ориентационный переход первого рода и собственная оптическая бистабильность НЖК**

#### *4.3.1. Вводные замечания*

Переход Фредерикса в магнитном поле всегда является ориентационным переходом второго рода. Переход первого рода наблюдался в низкочастотном электрическом поле  $V$ , параллельном жидкокристаллическому слою [32]. В [33] проанализированы ориентационные переходы при одновременном воздействии на НЖК электрического и магнитного полей; было, в частности показано, что переход первого рода возможен при изменении магнитного поля.

В [134–136] было предсказано, что светоиндуцированный переход Фредерикса при нормальном падении линейно поляризованного света на гомеотропно ориентированный НЖК может быть переходом первого рода при определенных значениях отношения компонент тензора диэлектрической проницаемости (на световой частоте) и отношения упругих постоянных  $K_1/K_2$ . Физическим механизмом, способствующим изменению рода перехода, является обратное влияние поворота директора (оптической оси) на величину и направление электрического поля. Однако экспериментальные наблюдения эффекта, предсказанного в [134–136], к настоящему времени отсутствуют.

Переходы Фредерикса первого рода в гомеотропно ориентированном НЖК под действием нормально падающей линейно поляризованной световой волны и стабилизирующего (электрического или магнитного) поля теоретически исследовались в [102, 103, 275] и экспериментально наблюдались в [102, 103, 276]. В освещаемых гомеотропно [276] и планарно [277] ориентированных НЖК наблюдались переходы первого рода в электрическом поле.

Относительная ширина области оптической бистабильности при этих переходах  $\Delta_P = (P_{\text{пор},1} - P_{\text{пор},2})/P_{\text{пор},1}$  (где  $P_{\text{пор},1}$  и  $P_{\text{пор},2}$  – пороги перехода при увеличении и уменьшении мощности светового пучка) была весьма мала. В [102] эта ширина составляла около 0.03 (петля гистерезиса была сильно размыта); в [103, 276]  $\Delta_P$  равнялась 0.015. Относительная ширина области бистабильности при изменении электрического поля (определенная как  $\Delta_U = (U_{\text{пор},1} - U_{\text{пор},2})/U_{\text{пор},1}$ ) в облучаемых светом гомеотропном и планарном НЖК составляла 0.01 [276] и 0.05 [277]. В последнем случае скачкообразное изменение нелинейного набега фазы наблюдалось только при увеличении напряжения  $U$ .

Ссылки на ряд других теоретических и экспериментальных работ по исследованию переходов первого рода в низкочастотных и световых полях можно найти в [101\*]. Подчеркнем, однако, что чисто оптический ориентационный переход первого рода в предшествующих работах не наблюдался (здесь мы имеем в виду переход между стационарными состояниями поля директора; переход между стационарным и прецессирующим состояниями поля директора, как было указано в разделе 1.5, наблюдался в [65]).

Новый подход к реализации ориентационного перехода первого рода был предложен в работах [100\*, 101\*]. Он основан на использовании НЖК с примесью азосоединений. Для таких соединений (см. раздел 4.2) имеет место зависимость фактора усиления  $\eta$  от угла  $\Psi$  между световым полем и директором. Такая зависимость фактически является дополнительной обратной связью между поворотом директора и оптическим вращающим моментом и может приводить к переходу первого рода.

#### *4.3.2. Наблюдение ориентационного перехода первого рода и собственной оптической бистабильности в НЖК с примесью дендримеров второй генерации*

В качестве исследуемых образцов использовались планарные ячейки толщиной  $L = 100$  мкм, заполненные жидкокристаллическим материалом ЖКМ-1277 с примесью 0.15% дендримера G2 (карбосиловый дендример второй генерации со статистически распределенными терминальными алифатическими и азобензольными фрагментами,

структурная формула приведена на рис. 4.10). Дендример был синтезирован сотрудниками химического факультета МГУ.

Выбор в качестве поглощающей добавки дендримера второй генерации связан с тем, что он, как показали исследования с планарным и гомеотропным образцами, индуцирует в нематической матрице чисто отрицательную нелинейность. При этом, какой-то степени, должна сохраниться зависимость фактора усиления от угла  $\Psi$  между световым полем и директором (для дендримера первой генерации (см. раздел 4.2)  $\eta > 0$  при  $\Psi = 0^\circ$  и  $\eta < 0$  при  $\Psi = 90^\circ$ ). Поэтому в случае нормального падения необыкновенной волны на планарный НЖК фактор усиления при повороте директора от невозмущенного состояния ( $\Psi = 0^\circ$ ) должен возрастать по модулю, что, в свою очередь, должно усиливать ориентирующее действие света и приводить к бистабильности поля директора и переходу первого рода.

Измеренный нами порог перехода Фредерикса в низкочастотном поле составлял 0.95 В. Коэффициенты поглощения необыкновенной и обыкновенной волн для  $\lambda = 473$  нм равны  $\alpha_{\parallel} = 20 \text{ см}^{-1}$  и  $\alpha_{\perp} = 10 \text{ см}^{-1}$ .

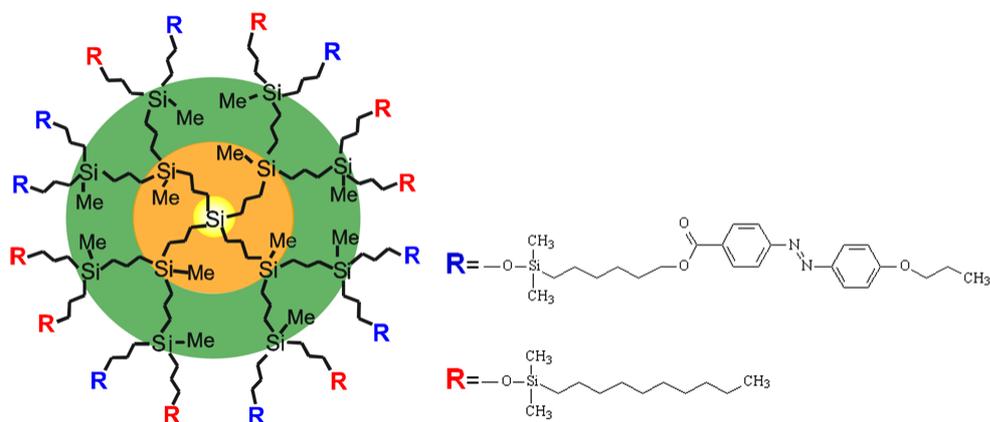


Рис. 4.10. Структурная формула карбосилонового дендримера второй генерации (G2) со статистически распределенными терминальными алифатическими и азобензольными фрагментами.

Горизонтально поляризованный пучок твердотельного лазера LCS-DTL-364 (Laser-Export Co. Ltd,  $\lambda = 473$  нм) фокусировался в планарно ориентированный НЖК линзой с фокусным расстоянием 18 см. Жидкокристаллический слой был расположен вертикально, невозмущенный директор  $\mathbf{n}_0$  лежал в горизонтальной плоскости. К ячейке могло прикладываться переменное напряжение ( $f = 3$  кГц) с помощью генератора MXG-9802A (METEX).

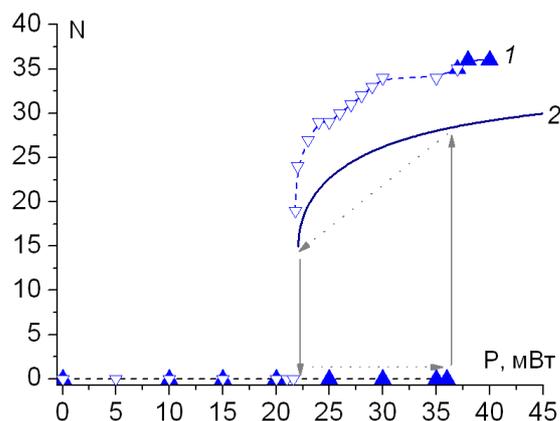


Рис. 4.11. (1) Число колец самодефокусировки  $N$  при увеличении (заштрихованные треугольники) и уменьшении (незаштрихованные треугольники) мощности  $P$  светового пучка ( $\lambda = 473$  нм), нормально падающего на планарный НЖК ЖКМ-1277 + 0.15% G2. (2) теоретическая зависимость.

При нормальном падении светового пучка на кристалл и ступенчатом увеличении его мощности абберационная картина не наблюдалась вплоть до порогового значения  $P_{\text{пор},1} = 37$  мВт, при котором начинался резкий рост числа колец дефокусировки (до  $N = 34$  за время порядка 1 минуты) (рис. 4.11, кривая 1). Дальнейшее увеличение мощности до  $P = 40$  мВт почти не влияло на размер картины. При последующем уменьшении интенсивности света картина плавно уменьшалась, а затем при  $P_{\text{пор},2} = 21.5$  мВт схлопывалась.

Таким образом, в эксперименте наблюдался ориентационный переход первого рода, сопровождаемый оптической бистабильностью в весьма широкой области 15.5 мВт ( $\Delta P = 0.42$ ), что значительно превышает таковую в работах [102, 103, 276].

Увеличение угла падения света на ячейку приводит к уменьшению области бистабильности и порогов перехода (рис. 4.12). Так, при  $\alpha = 20^\circ$  ширина этой области составляла 6 мВт ( $\Delta P = 0.3$ ). Дальнейшее увеличение  $\alpha$  подавляет бистабильность.

Аналогичным образом влияет на светоиндуцированный переход внешнее низкочастотное поле (рис. 4.13). Дополнительное напряжение  $U = 0.5$  В уменьшает пороги прямого и обратного переходов и сужает область бистабильности. Дальнейшее увеличение напряжения приводит к плавной зависимости  $N(P)$  без гистерезиса. Вращение плоскости поляризации также может превращать оптический переход первого рода в переход второго рода (рис. 4.14).

Обратимый переход первого рода наблюдался также при изменении напряжения, прикладываемого к НЖК (рис. 4.15). Для его проявления мощность светового пучка, как следует из рис. 4.15, должна лежать в некотором ограниченном интервале.

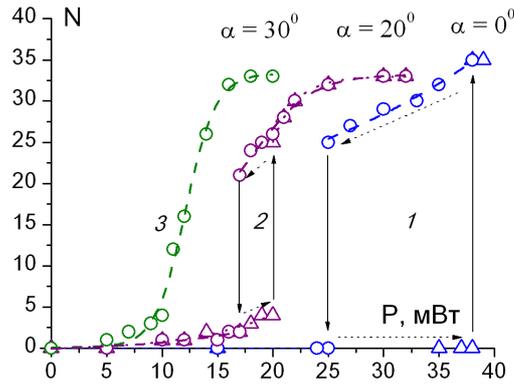


Рис.4.12. Зависимости числа колец самодефокусировки  $N$  от мощности  $P$  при различных углах падения  $\alpha$  светового пучка ( $\lambda = 473$  нм) на планарный НЖК ЖКМ-1277 + 0.15% G2:  $\alpha = (1) 0^\circ$ , (2)  $20^\circ$ , (3)  $30^\circ$ . Для зависимостей (1) и (2) треугольники и окружности соответствуют возрастанию и уменьшению мощности  $P$ .

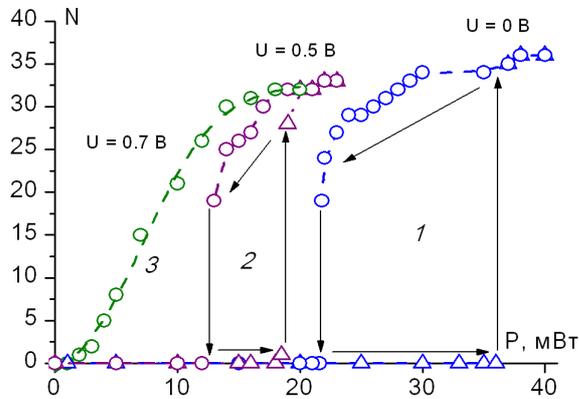


Рис.4.13. Зависимости числа колец самодефокусировки  $N$  от мощности  $P$  при нормальном падении светового пучка ( $\lambda = 473$  нм) на планарный НЖК ЖКМ-1277 + 0.15% G2 для различных значений внешнего переменного напряжения:  $U = (1) 0$ , (2) 0.5, (3) 0.7 В. Для зависимостей (1) и (2) треугольники и окружности соответствуют возрастанию и уменьшению мощности  $P$ .

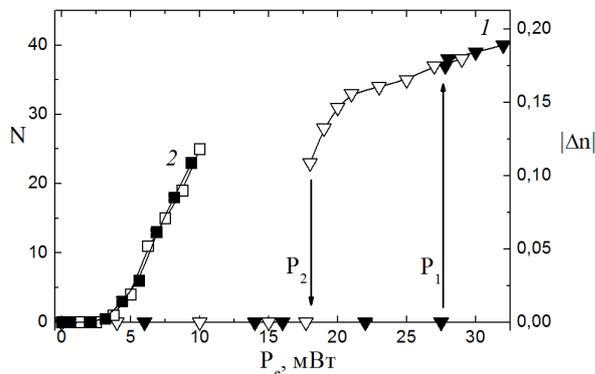


Рис. 4.14. Зависимость числа абберационных колец самодефокусировки  $N$  и модуля изменения показателя преломления  $|\Delta n|$  для планарно ориентированного НЖК ЖКМ-1277+ 0.15% G2 от мощности необыкновенной волны при углах поворота плоскости поляризации от горизонтальной плоскости  $\varphi = (1) 0^\circ$  и (2)  $60^\circ$ . Закрашенные символы соответствуют увеличению мощности, светлые символы уменьшению мощности.

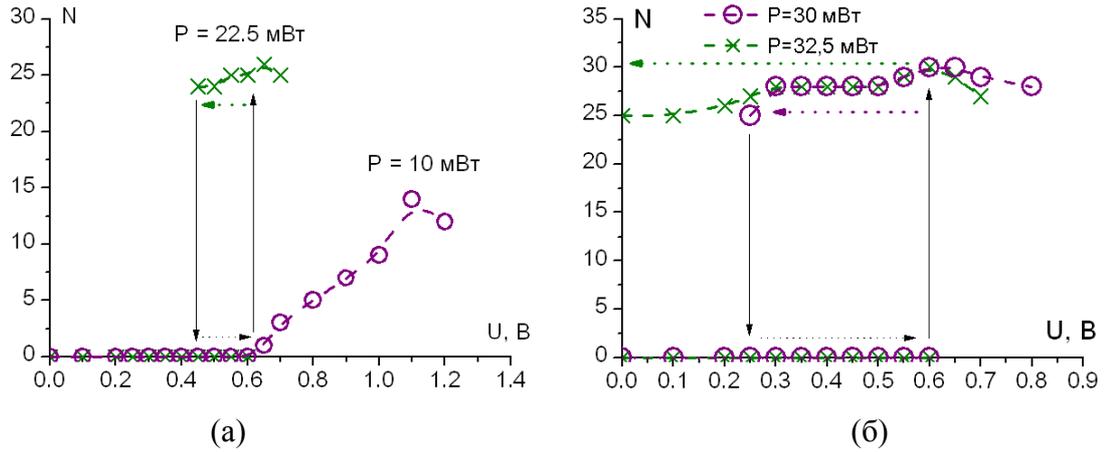


Рис.4.15. Зависимости числа колец самодефокусировки  $N$  от напряжения  $U$  при нормальном падении света ( $\lambda = 473$  нм) на планарный НЖК ЖКМ-1277 + 0.15% G2 для различных значений мощности  $P$ : (а)  $P = 10$  и 22.5 мВт, (б)  $P = 30$  и 32.5 мВт.

#### 4.3.3. Теория ориентационного перехода первого рода и собственной оптической бистабильности в НЖК

Для описания поля директора  $\mathbf{n}(\mathbf{r}, t)$  используем уравнение равновесия моментов

$$\Gamma_{\text{вязк}} + \Gamma_{\text{упр}} + \Gamma_{\text{элект}} + \Gamma_{\text{опт}} = 0, \quad (4.3.1)$$

Здесь моменты вязких и упругих сил даются выражениями (1.3.4) и (1.3.5); момент сил, действующий на директор со стороны низкочастотного электрического поля  $\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 \sin 2\pi ft$ , равен

$$\Gamma_{\text{элект}} = \frac{\Delta\epsilon_f}{8\pi} (\mathbf{n} \mathbf{V}_0) [\mathbf{n} \times \mathbf{V}_0], \quad (4.3.2)$$

$\Gamma_{\text{опт}}$  - момент, связанный с воздействием светового поля, и состоящий из момента (1.3.6), действующего со стороны светового поля  $\mathbf{E}$  на индуцированные диполи нематика, и момента

$$\Gamma_{\text{опт}} = \frac{\Delta\epsilon_{\text{эфф}}}{4\pi} (\mathbf{n} \mathbf{E}) [\mathbf{n} \times \mathbf{E}], \quad (4.3.3)$$

обусловленного изменением межмолекулярных сил при поглощении света дендримерами. Функцию  $\Delta\varepsilon_{\text{эфф}}$ , связанную с фактором усиления  $\eta$  соотношением  $\Delta\varepsilon_{\text{эфф}} = \eta\Delta\varepsilon$ , представим в виде простой зависимости

$$\Delta\varepsilon_{\text{эфф}} = -\Delta\varepsilon_{\text{эфф}}^{(0)} - \Delta\varepsilon_{\text{эфф}}^{(1)} \sin^2\Psi, \quad (4.3.4)$$

где  $\Delta\varepsilon_{\text{эфф}}^{(0)}$  и  $\Delta\varepsilon_{\text{эфф}}^{(1)}$  – положительные параметры. В обоснование соотношения (4.3.4) заметим, что скорость возбуждения хромофоров световым полем молекул пропорциональна  $\cos^2\Psi$ . Поэтому и параметр  $\Delta\varepsilon_{\text{эфф}}$  должен зависеть от  $\cos^2\Psi$  или, что эквивалентно, от  $\sin^2\Psi$ . Используя (1.3.3), (1.3.4), (1.3.6) находим

$$\mathbf{\Gamma}_{\text{опт}} = \frac{\Delta\varepsilon^{(0)}(1 + m\sin^2\Psi)}{4\pi} (\mathbf{nE})[\mathbf{n} \times \mathbf{E}], \quad (4.3.5)$$

где  $\Delta\varepsilon^{(0)} = \Delta\varepsilon - \Delta\varepsilon_{\text{эфф}}^{(0)}$ ,  $m = -\Delta\varepsilon_{\text{эфф}}^{(1)} / \Delta\varepsilon^{(0)}$ . Положительный (при  $\Delta\varepsilon_{\text{эфф}}^{(0)} > \Delta\varepsilon$ ) параметр  $m$  характеризует обратную связь между поворотом директора и ориентирующим воздействием света.

В системе координат, ось  $Y$  которой перпендикулярна жидкокристаллическому слою, а направление оси  $X$  совпадает с невозмущенным директором рассматриваемого планарного НЖК, уравнение равновесия моментов (4.3.1) принимает вид

$$\frac{\partial\psi}{\partial\tau} = \frac{\partial^2\psi}{\partial\eta^2} + \delta_G \sin\psi \cos\psi + \delta(1 + m\sin^2(\psi + \beta))\sin(\psi + \beta)\cos(\psi + \beta), \quad (4.3.6)$$

где  $\eta = \pi y / L$  и  $\tau = t / \tau_0$  – безразмерные координата и время,  $\tau_0 = \gamma_1 L^2 / \pi^2 K$ ,  $\delta_G = \frac{\Delta\varepsilon_f U_0^2}{8\pi^3 K}$  и

$\delta = \frac{|\Delta\varepsilon^{(0)}| |A|^2 L^2}{8\pi \pi^2}$  – безразмерные квадрат напряженности низкочастотного поля и интенсивность световой волны,  $U_0$  – напряжение, приложенное к кристаллу,  $A$  – амплитуда световой волны.

Используя жесткие граничные условия  $\psi|_{\eta=0} = \psi|_{\eta=\pi} = 0$  и аппроксимируя пространственную зависимость функции  $\psi(\eta, \tau)$  первой гармоникой  $\psi(\eta, \tau) = \psi_m(\tau)\sin\eta$ , приведем (2.3.6) к виду

$$\frac{d\psi_m}{d\tau} = F(\psi_m, \delta, \delta_G), \quad (4.3.7)$$

где

$$F(\psi_m, \delta, \delta_G) = -\psi_m + \delta_G J_1(2\psi_m) + \delta \left\{ \left(1 + \frac{m}{2}\right) [J_1(2\psi_m) \cos 2\beta + E_1(2\psi_m) \sin 2\beta] - \frac{m}{4} [J_1(4\psi_m) \cos 4\beta + E_1(4\psi_m) \sin 4\beta] \right\}, \quad (4.3.8)$$

$J_1$  и  $E_1$  - функции Бесселя и Вебера первого порядка. Стационарные состояния системы определяются уравнением

$$F(\psi_m, \delta, \delta_G, m) = 0. \quad (4.3.9)$$

Анализ решений (4.3.9) в случае  $\delta_G = 0$  (низкочастотное поле отсутствует) показывает, что однородное поле директора ( $\psi_m = 0$ ) устойчиво при  $\delta < 1$  и неустойчиво при  $\delta > 1$ . Нетривиальные решения  $\psi_m(\delta)$  при различных значениях параметра  $m$ , показаны на рис. 4.16 (устойчивые состояния изображены сплошной линией, неустойчивые – штриховой). При увеличении мощности светового пучка (величины  $\delta$ ) в точке А (вставка на рис. 4.16) происходит скачкообразный переход в точку А'. При уменьшении мощности в точке В' происходит обратный переход. Другими словами, светоиндуцированный переход Фредерикса становится переходом первого рода и возникает бистабильность поля директора (в области  $\delta_B < \delta < \delta_A$ ). Экспериментальному значению относительной ширины области бистабильности  $\Delta_p = 0.42$  соответствует значение параметра  $m = 3.6$ . Зависимость числа абберационных колец от мощности светового пучка, рассчитанная с помощью соотношения, аналогичного (1.2.23), представлена на рис. 4.11 (кривая 2). Рассчитанное число колец на 20% меньше экспериментального, что может быть связано как с приближенностью теории переориентации директора (не учитывающей, в частности, поперечную ограниченность светового пучка и затухание световой волны в НЖК), так и с аппроксимацией деформации поля директора синусоидальной зависимостью.

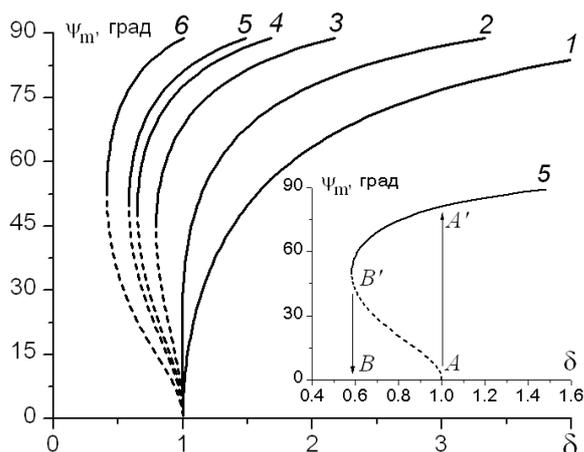


Рис. 4.16. Теоретические зависимости угла поворота директора  $\psi_m$  от безразмерной интенсивности световой волны  $\delta$  при различных значениях параметра  $m = (1) 0, (2) 0.8, (3) 2, (4) 3, (5) 3.6, (6) 6$ . Кривая 5 показана в увеличенном масштабе на вставке. Стрелки  $AA'$  и  $BB'$  показывают переключение состояний поля директора.

Влияние направления распространения света в НЖК на ориентационный переход иллюстрируется рис. 4.17. Как и в эксперименте, область бистабильности максимальна при нормальном падении света и уменьшается с увеличением угла падения света на кристалл (при  $\alpha = 0^\circ$  и  $10^\circ$   $\Delta P = 0.42$  и  $0.07$ , соответственно). Расчет показывает, что бистабильность исчезает при  $\alpha = 15^\circ$ ; в эксперименте она сохраняется и при  $\alpha = 20^\circ$ .

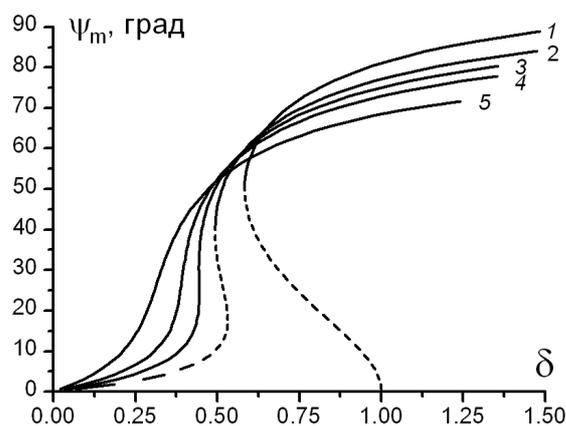


Рис. 4.17. Теоретические зависимости угла поворота директора  $\psi_m$  от безразмерной интенсивности световой волны  $\delta$  при различных углах падения  $\alpha = (1) 0^\circ, (2) 10^\circ, (3) 15^\circ, (4) 20^\circ, (5) 30^\circ$  и  $m = 3.6$ . Кривая (3) соответствует исчезновению бистабильности.

Влияние низкочастотного поля на зависимость  $\psi_m(\delta)$  показано на рис. 4.18. Внешнее электрического поля уменьшает ширину области оптической бистабильности; в достаточно сильном поле ( $\delta_G = 0.8$ ) исчезает. Рассчитанная ширина области бистабильности при  $U = 0.5$

В (соответствует  $\delta_G = 0.28$ ) составляет  $\Delta_p = 0.18$ , что в два раза меньше, чем в эксперименте (рис. 4.13). При  $U = 0.7$  В расчет дает  $\Delta_p = 0.06$ , в эксперименте при этом напряжении бистабильность отсутствует.

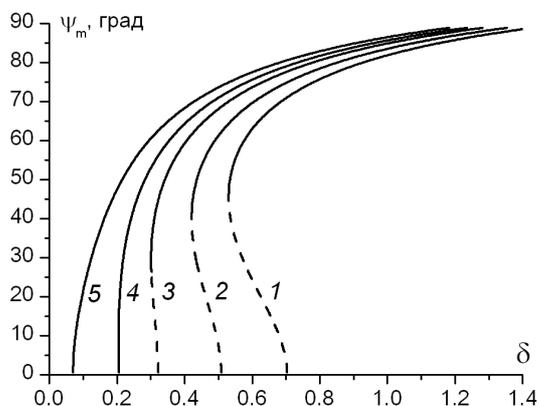


Рис.4.18. Теоретические зависимости угла поворота директора  $\psi_m$  от безразмерной интенсивности световой волны  $\delta$  при различных значениях безразмерного квадрата электрического напряжения  $\delta_G = (1) 0, (2) 0.28, (3) 0.54, (4) 0.8, (5) 0.9$  и  $m=3.6$ . Кривая (4) соответствует исчезновению бистабильности, кривые (2) и (3) – значениям приложенного напряжения 0.5 В и 0.7 В.

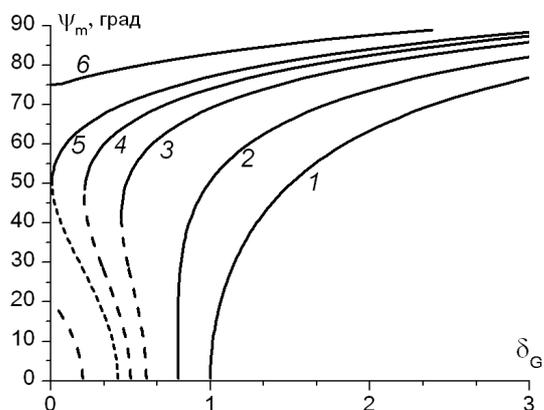


Рис.4.19. Теоретические зависимости угла поворота директора  $\psi_m$  от безразмерного квадрата электрического напряжения  $\delta_G$  при различных значениях безразмерной интенсивности световой волны  $\delta = (1) 0, (2) 0.2, (3) 0.4, (4) 0.5, (5) 0.58, (6) 0.8$  и  $m = 3.6$ . Кривая (2) соответствует появлению бистабильности.

На рис. 4.19 представлены теоретические зависимости для ориентационного перехода, происходящего при изменении напряжения  $U$ . Из рисунка видно, что освещение НЖК уменьшает порог перехода в низкочастотном поле. При  $\delta > 0.2$  появляется переход первого рода и возникает бистабильность. Если же  $\delta > 0.58$ , то деформация поля директора сохраняется и при выключении низкочастотного поля. Рассчитанные режимы соответствуют наблюдавшимся в эксперименте (рис. 4.15). При этом, однако, в эксперименте режим

обратимого перехода с бистабильностью сохраняется при больших значениях  $\delta$ . Так, при  $P = 30$  мВт ( $\delta = 0.81$ ) наблюдается бистабильность с  $\Delta_U = 0.58$ , в то время как расчет дает для этого значения режим необратимой деформации.

Подводя итог сравнению результатов расчета с экспериментом, можно заключить, что, несмотря на количественные расхождения с экспериментом, развитая теория правильно описывает характер изменения типа перехода и ширины области бистабильности в зависимости от направления распространения света и внешнего низкочастотного поля, а также ориентационные переходы при изменении внешнего напряжения. Расхождения между результатами расчета и экспериментом связаны, по-видимому, с ограниченностью светового пучка и аппроксимацией 4.3.4 и использованием одной гармоники для описания продольной зависимости поля директора.

Что касается трансформации оптического перехода первого рода в переход второго рода при изменении поляризации, то этот эффект, очевидно, связан с поляризационной зависимостью вращающего момента (см. раздел 4.1).

Таким образом, впервые наблюдался ориентационный переход Фредерикса первого рода в НЖК под действием линейно поляризованного света в отсутствие дополнительных внешних воздействий; переход сопровождается бистабильностью поля директора. Переход происходит в НЖК, содержащем примеси поглощающего свет дендримера. Порог перехода и ширина области бистабильности могут перестраиваться внешним низкочастотным полем. Род перехода может изменяться при изменении поляризации света.

Воздействие света превращает переход Фредерикса, индуцированный низкочастотным полем, из перехода второго рода в переход первого рода. Ширина области бистабильности возрастает с увеличением интенсивности световой волны, вплоть до необратимой деформации поля директора.

Относительная ширина области бистабильности обнаруженных переходов на порядок превышает соответствующие значения для переходов первого рода, наблюдавшихся ранее при одновременном воздействии светового и низкочастотных полей на прозрачные НЖК.

Наблюдавшиеся переходы первого рода и бистабильность поля директора обусловлены зависимостью фактора усиления нелинейности от угла между световым полем и директором НЖК. Развита теория ориентационных переходов, результаты которой согласуются с экспериментом.

#### 4.4. О механизме светоиндуцированной переориентации директора поглощающих нематических жидких кристаллов

В данном параграфе изложен предложенный в работах [104\*] и развитый в [96\*] подход к описанию светоиндуцированной переориентации директора поглощающих НЖК, основанный на нецентральности потенциала взаимодействия молекул красителя и нематической матрицы.

В настоящее время общепринятым является впервые высказанное в [90] положение о том, что причиной поворота директора поглощающих НЖК является взаимодействие молекул нематической матрицы с ансамблем возбужденных молекул, ориентационная функция распределения которых несимметрична относительно директора. Эта асимметрия возникает из-за зависимости вероятности возбуждения молекулы от угла между направлением осциллятора поглощения и световым полем  $E$ .

Вопрос о том, каким именно образом взаимодействие ансамбля возбужденных молекул с нематической матрицей приводит к повороту директора, обсуждался в литературе с различных точек зрения.

Наиболее простой подход (названный впоследствии “наивным” [278]) был предложен в [69\*, 279]. В этих работах, момент сил  $\Gamma_{\text{полг}}$ , поворачивающий директор  $n$ , полагался равным сумме моментов, действующих на молекулы нематической матрицы со стороны молекул красителя. При этом взаимодействие между каждой молекулой красителя и нематической матрицей рассматривалось в рамках теории среднего поля. Такой подход позволяет объяснить возрастание оптического момента в поглощающих НЖК. При этом, однако, возбужденные молекулы фактически рассматриваются, по отношению к нематической матрице, как некий внешний фактор, и, соответственно, предполагается, что моменты сил, воздействующие на молекулы красителя, никак не влияют на движение директора. На самом деле, молекулы красителя и матрицы составляют единую систему, что проявляется, например, уже в самом факте существования среднего молекулярного поля для возбужденных молекул красителя. Рассмотренный подход также не объясняет, каким образом межмолекулярные (внутренние по отношению к НЖК) силы могут приводить к коллективному повороту молекул.

В работах [278, 280] возникновение вращающего момента объяснялось силами трения, возникающими при ориентационной релаксации ансамбля возбужденных молекул красителя. Выполнение закона сохранения момента импульса системы обеспечивалось, согласно [278], учетом момента импульса, связанным с

трансляционным движением молекул. Описание оптической ориентации в пленках Лэнгмюра–Блоджетт с помощью сил трения было предложено в [281].

В работе [104\*, 96\*] был предложен подход, основанный на вычислении момента межмолекулярных сил с учетом нецентральности потенциала межмолекулярного взаимодействия. Было показано, что величина момента межмолекулярных сил соответствует экспериментальным наблюдениям. Ниже излагается расчета момента межмолекулярных сил в НЖК, находящемся в световом поле.

Пусть  $\mathbf{r}_k$  и  $\mathbf{r}_h$  есть радиус-векторы центров молекул красителя и нематической матрицы. Потенциал взаимодействия этих молекул  $U_s^{(k,h)}$  зависит от вектора  $\mathbf{R} = \mathbf{r}_h - \mathbf{r}_k$ , единичных векторов  $\mathbf{I}^{(k)}$  и  $\mathbf{I}^{(h)}$ , параллельных длинным осям этих молекул, и квантового состояния молекулы красителя (значения индекса  $s = 0$  и  $1$  соответствуют основному и возбужденному состояниям). Со стороны молекулы матрицы на молекулу красителя действует вращающий момент  $\mathbf{M}^{(k)} = -[\mathbf{I}^{(k)} \times \frac{\partial U_s^{(k,h)}}{\partial \mathbf{I}^{(k)}}]$ . Аналогично, со стороны молекулы

красителя на молекулу матрицы действует вращающий момент  $\mathbf{M}^{(h)} = -[\mathbf{I}^{(h)} \times \frac{\partial U_s^{(k,h)}}{\partial \mathbf{I}^{(h)}}]$ .

Потенциал  $U_s^{(k,h)}(\mathbf{R}, \mathbf{I}^{(k)}, \mathbf{I}^{(h)})$  является нецентральным ( $[\mathbf{R} \times \frac{\partial U_s^{(k,h)}}{\partial \mathbf{R}}] \neq 0$ ) [282], т.е. таким

потенциалом, для которого силы, действующие на молекулы красителя  $\mathbf{F}_k = -\frac{\partial U_s^{(k,h)}}{\partial \mathbf{r}_k}$  и

матрицы  $\mathbf{F}_h = -\frac{\partial U_s^{(k,h)}}{\partial \mathbf{r}_h}$ , вообще говоря, не параллельны линии, соединяющей центры

молекул (т.е. вектору  $\mathbf{R}$ ). Нецентральность потенциала  $U_s^{(k,h)}$  приводит к возникновению ненулевого момента сил

$$\mathbf{M}_{\text{тр}} = [\mathbf{r}_k \times \mathbf{F}_k] + [\mathbf{r}_h \times \mathbf{F}_h], \quad (4.4.1)$$

который вызывает трансляционное движению молекул.

Согласно закону сохранения импульса, сумма всех моментов действующих на молекулы, должна быть равна нулю

$$\mathbf{M}^{(k)} + \mathbf{M}^{(h)} + \mathbf{M}_{\text{вр}} = 0. \quad (4.4.2)$$

Отсюда для момента  $\mathbf{M}_{\text{вр}} = \mathbf{M}^{(к)} + \mathbf{M}^{(н)}$ , поворачивающего молекулы красителя и матрицы, находим

$$\mathbf{M}_{\text{вр}}^{(к,н)} = \left[ \mathbf{R} \times \frac{\partial U_s^{(к,н)}}{\partial \mathbf{R}} \right] \quad (4.4.3)$$

или

$$\mathbf{M}_{\text{вр}}^{(к,н)} = \left[ \mathbf{m} \times \frac{\partial U_s^{(к,н)}}{\partial \mathbf{m}} \right], \quad (4.4.4)$$

где  $\mathbf{m} = \mathbf{R}/R$ . Подчеркнем еще раз, что возникновение такого момента связано с нецентральнойностью потенциала  $U_s^{(к,н)}$ .

В отсутствие облучения момент межмолекулярных сил, поворачивающий молекулы красителя и матрицы, равен нулю

$$\sum_{ij} \mathbf{M}_{\text{вр}}^{(ij)} = 0, \quad (4.4.5)$$

Здесь индекс  $i$  нумерует молекулы красителя, а индекс  $j$  - молекулы матрицы, содержащиеся в объеме кристалла  $V$ . Под действием света часть молекул красителя возбуждается, потенциал их взаимодействия с молекулами матрицы изменяется на величину  $\Delta U^{(к,н)} = U_1^{(к,н)} - U_0^{(к,н)}$  и момент сил, поворачивающий молекулы (и отнесенный к единичному объему), становится равным

$$\Gamma_{\text{погл}} = \frac{1}{V} \sum_{ij} \Delta \mathbf{M}_{\text{вр}}^{(ij)} = 0, \quad (4.4.6)$$

где

$$\Delta \mathbf{M}_{\text{вр}}^{(ij)} = \left[ \mathbf{m} \times \frac{\partial \Delta U^{(ij)}}{\partial \mathbf{m}} \right], \quad (4.4.7)$$

а индекс  $i$  нумерует теперь возбужденные молекулы красителя.

Будем считать, что изменение межмолекулярного взаимодействия при поглощении молекулой красителя светового кванта, вызвано изменением Ван-дер-Ваальсовых сил [283]. Предполагая, что флуктуационные дипольные моменты молекул

красителя и матрицы параллельны из длинным осям, запишем энергию диполь-дипольного дисперсионного взаимодействия

$$U_s^{(к,н)} = -\frac{B_s}{R^6} [(\mathbf{l}^{(к)} \mathbf{l}^{(н)})^2 - 6(\mathbf{l}^{(к)} \mathbf{l}^{(н)})(\mathbf{m} \mathbf{l}^{(к)})(\mathbf{m} \mathbf{l}^{(н)}) + 9(\mathbf{m} \mathbf{l}^{(к)})^2 (\mathbf{m} \mathbf{l}^{(н)})^2], \quad (4.4.8)$$

где  $B_s$  – коэффициент, зависящий от состояния молекулы красителя (более общие выражения приведены в [104\*]).

Подставляя (4.4.8) в (4.4.7) находим

$$\Delta \mathbf{M}_{вр}^{(к,н)} = \frac{6\Delta B}{R^6} ((\mathbf{l}^{(к)} \mathbf{l}^{(н)}) - 3(\mathbf{m} \mathbf{l}^{(к)})(\mathbf{m} \mathbf{l}^{(н)})) ((\mathbf{m} \mathbf{l}^{(к)})[\mathbf{m} \times \mathbf{l}^{(н)}] + (\mathbf{m} \mathbf{l}^{(н)})[\mathbf{m} \times \mathbf{l}^{(к)}]), \quad (4.4.9)$$

где  $\Delta B = B_1 - B_0$ . Для усреднения этого момента по взаимной ориентации молекул красителя и матрицы предположим, что центры ближайших молекул матрицы (число которых будем считать равным  $N_n \sim 6$ ) с равной вероятностью располагаются на поверхности эллипсоида (вытянутого вдоль направления длинной оси молекулы красителя  $\mathbf{l}^{(к)}$ , рис. 4.20) с полуосями  $a$  и  $b$  ( $a > b$ ) и площадью поверхности  $S_{эл}$ . Тогда усредненный момент равен интегралу по поверхности эллипсоида

$$\langle \Delta \mathbf{M}_{вр}^{(к,н)} \rangle = \frac{N_n}{S_{эл}} \int_S \Delta \mathbf{M}_{вр}^{(к,н)} dS. \quad (4.4.10)$$

Введем систему координат, ось  $Z$  которой параллельна длинной оси молекулы красителя (вектору  $\mathbf{l}^{(к)}$ ), ось  $X$  перпендикулярна оси  $Z$  и лежит в плоскости, определяемой векторами  $\mathbf{l}^{(к)}$  и  $\mathbf{n}$ , а ось  $Y$  перпендикулярна плоскости  $XZ$  (рис. 4.20). Положим для простоты, что молекулы матрицы параллельны директору ( $\mathbf{l}^{(н)} = \mathbf{n}$ ). В системе координат  $XYZ$  компоненты векторов  $\mathbf{l}^{(к)}$ ,  $\mathbf{l}^{(н)}$  и  $\mathbf{m}$  равны

$$\begin{aligned} l_x^{(к)} &= 0, & l_y^{(к)} &= 0, & l_z^{(к)} &= 1, \\ l_x^{(н)} &= \sin\beta, & l_y^{(н)} &= 0, & l_z^{(н)} &= \cos\beta, \\ m_x &= \sin\Omega \cos\varphi, & m_y &= \sin\Omega \sin\varphi, & m_z &= \cos\Omega, \end{aligned} \quad (4.4.11)$$

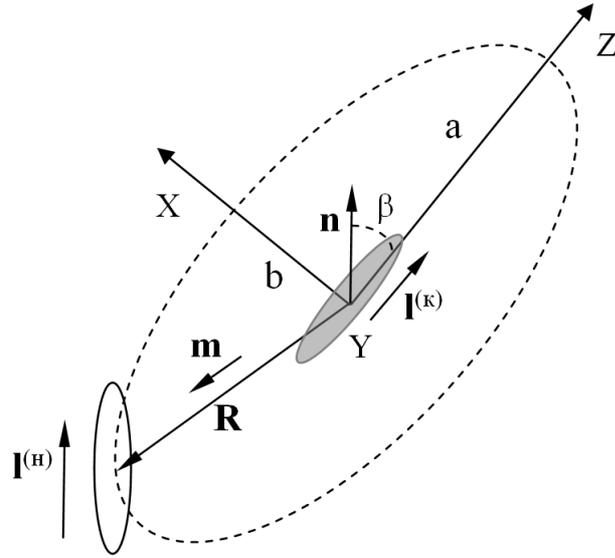


Рис. 4.20. Геометрия взаимодействия молекулы красителя с окружающими молекулами нематической матрицы:  $\mathbf{I}^{(k)}$  и  $\mathbf{I}^{(H)}$  – единичные векторы, параллельные длинным осям молекул красителя и матрицы;  $\mathbf{n}$  – директор НЖК;  $\mathbf{R}$  – радиус вектор, соединяющий центр молекулы красителя и матрицы,  $\mathbf{m} = \mathbf{R}/R$ ;  $\beta$  – угол между длинными осями молекул красителя и матрицы;  $a$  и  $b$  – длинная и короткая оси эллипсоида вращения, на котором расположены молекулы матрицы.

где  $\beta$  – угол между  $\mathbf{I}^{(k)}$  и  $\mathbf{n}$ , а  $\Omega$  и  $\varphi$  – полярный и азимутальный углы. Подставляя (4.4.11) в (4.4.10), получаем

$$\langle \Delta \mathbf{M}_{\text{вр}}^{(k,H)} \rangle = \frac{3N_n \Delta B}{b^6} g(\mu) (\mathbf{n} \mathbf{I}^{(k)}) [\mathbf{n} \times \mathbf{I}^{(k)}], \quad (4.4.12)$$

где  $\mu = (a^2 - b^2)/a^2$  и

$$g(\mu) = \frac{\int_0^\pi d\Omega \sin\Omega (1 - \mu \cos^2\Omega) (1 - \mu(2 - \mu)\cos^2\Omega)^{1/2} (15\cos^4\Omega - 12\cos^2\Omega + 1)}{\int_0^\pi d\Omega \sin\Omega (1 - \mu \cos^2\Omega)^2 (1 - \mu(2 - \mu)\cos^2\Omega)^{1/2}}. \quad (4.4.13)$$

Вероятность нахождения молекулы красителя в возбужденном состоянии равна

$$w(\mathbf{I}^{(k)}) = \frac{S_p \tau^* \sigma_0}{\hbar \omega} (\mathbf{e} \mathbf{I}^{(k)})^2, \quad (4.4.14)$$

где  $S_p = cn |A|^2 / 8\pi$  – величина вектора Пойнтинга;  $\mathbf{e}$ ,  $A$ ,  $\omega$  – вектор поляризации, амплитуда и частота светового поля;  $n$  – показатель преломления;  $\sigma_0 = (\alpha_{\parallel} + 2\alpha_{\perp})/c_k$ ;  $c_k$  – концентрация

молекул красителя;  $\tau^*$  есть минимальное из двух времен – времени жизни молекулы красителя в возбужденном состоянии и времени вращательной диффузии.

Домножим (4.4.12) на (4.4.14) и концентрацию молекул красителя  $c_k$  и усредним произведение по ориентации молекул красителя с помощью соотношения

$$\begin{aligned} \langle I_{\alpha}^{(k)} I_{\beta}^{(k)} I_{\gamma}^{(k)} I_{\delta}^{(k)} \rangle = & A(\delta_{\alpha\beta} \delta_{\gamma\delta} + \delta_{\alpha\lambda} \delta_{\beta\delta} + \delta_{\alpha\delta} \delta_{\beta\gamma}) + \\ & B(\delta_{\alpha\beta} n_{\gamma} n_{\delta} + \delta_{\alpha\gamma} n_{\beta} n_{\delta} + \delta_{\alpha\delta} n_{\beta} n_{\gamma} + \delta_{\gamma\delta} n_{\alpha} n_{\beta} + \delta_{\beta\delta} n_{\alpha} n_{\gamma} + \delta_{\beta\gamma} n_{\alpha} n_{\delta}) + C n_{\alpha} n_{\beta} n_{\gamma} n_{\delta}, \end{aligned} \quad (4.4.15)$$

где  $A = (3S'_{\xi} - 10S_{\xi} + 7)/105$ ,  $B = (-S'_{\xi} + S_{\xi})/7$ ,  $C = S'_{\xi}$ ,  $S_k = \langle P_2((nl^{(k)})^2) \rangle$  и  $S'_k = \langle P_2((nl^{(k)})^2) \rangle$ . В результате получаем искомое выражение для плотности вращающего момента, обусловленного изменением межмолекулярных сил при возбуждении молекул красителя

$$\mathbf{\Gamma}_{\text{полн}} = \frac{\Delta\varepsilon_{\text{эфф}}}{4\pi} (\mathbf{nE})[\mathbf{n} \times \mathbf{E}], \quad (4.4.16)$$

где

$$\Delta\varepsilon_{\text{эфф}} = \frac{2N_{\text{н}} \Delta B g(\mu) c n \tau^* (\alpha_{\parallel} + 2\alpha_{\perp}) (7 + 5S_k - 12S'_k)}{35b^6 \hbar \omega} \quad (4.4.17)$$

– эффективная оптическая анизотропия (параметр, формально заменяющий обычную оптическую анизотропию  $\Delta\varepsilon$  в выражении для вращающего момента в прозрачном НЖК).

Из (4.4.13), (4.4.16) и (4.4.17) следует, что при  $a = b$  вращающий момент  $\mathbf{\Gamma}_{\text{полн}}$  обращается в нуль. Следовательно, необходимым условием возникновения этого момента является анизотропия корреляционной функции молекул красителя и матрицы, т.е. зависимость расстояния между молекулами с заданными направлениями длинных осей от направления вектора, соединяющего их центры.

Оценим параметр  $\eta_{\alpha} = \eta / (\alpha_{\parallel} + 2\alpha_{\perp})$ , равный, очевидно,  $\eta_{\alpha} = \Delta\varepsilon_{\text{эфф}} / \Delta\varepsilon(\alpha_{\parallel} + 2\alpha_{\perp})$ .

Полагая  $N_{\text{н}} = 6$ ,  $\Delta B / b^6 \sim k_{\text{Б}} T_{\text{к}} \sim 4 \cdot 10^{-14}$  эрг ( $k_{\text{Б}}$  – постоянная Больцмана,  $T_{\text{к}}$  – комнатная температура 300 К),  $c = 3 \cdot 10^{10}$  см/с,  $n = 1.5$ ,  $\tau^* \sim 10^{-8}$  с,  $\hbar \omega = 4 \cdot 10^{-12}$  эрг ( $\lambda = 473$  нм),  $S_k \sim 0.5$ ,  $S'_k \sim 0.5$ ,  $g \sim 0.1$ ,  $\Delta\varepsilon = 0.6$ , получаем  $\eta_{\alpha} \sim 0.9$  см, что по порядку величины согласуется с экспериментальными значениями для низкомолекулярных красителей (как было отмечено в разделе 4.1, максимальное известное нам значение для низкомолекулярного красителя составляет  $\eta_{\alpha} = 0.8$  см [270, 96\*]).

Таким образом, предложен механизм коллективного светоиндуцированного поворота ориентационно упорядоченных молекул поглощающих нематических жидких кристаллов, обусловленный нецентральностью потенциала взаимодействия возбужденной молекулы красителя и молекулы нематической матрицы. Этот поворот вызван различием моментов межмолекулярных сил, ориентирующих ансамбли возбужденных и невозбужденных молекул.

#### 4.5. Ориентационные переходы первого рода в НЖК в пространственно ограниченном световом пучке и низкочастотном электрическом поле.

В данном параграфе представлены экспериментальные и теоретические результаты [198\*, 106\*–107\*] исследования ориентационных переходов первого рода в НЖК под действием пространственно ограниченного светового пучка и низкочастотного электрического поля.

##### 4.5.1. Качественная картина ориентационных переходов

Рассмотрим механизм ориентационных переходов, принципиально связанных с поперечной неоднородностью светового пучка и поля директора. Пусть световая волна наклонно падает на планарно ориентированный НЖК с положительной нелинейностью, к которому приложено надпороговое низкочастотное электрическое поле  $V$  (рис. 4.21).

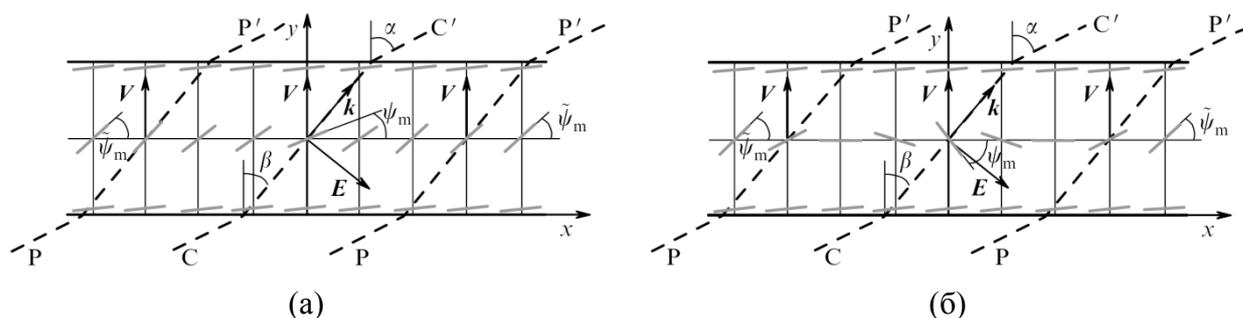


Рис. 4.21. Две устойчивые конфигурации поля директора планарно ориентированного НЖК в световом пучке в низкочастотном электрическом поле  $V$ : (а) конфигурация поля директора с положительным углом  $\psi_m$  его максимального поворота на оси ( $CC'$ ) светового пучка (соответствует ветвям АВ на рис.4.24а) и (б) конфигурация поля директора с отрицательным углом  $\psi_m$  (соответствует ветвям CD на рис. 4.24а);  $k$  и  $E$  – волновой вектор и электрическое поле светового пучка,  $\tilde{\psi}_m$  – угол поворота директора на периферии ( $PP'$ ) светового пучка; серые отрезки показывают ориентацию директора  $n$  в различных точках НЖК;  $\alpha$  и  $\beta$  – углы падения и преломления светового пучка.

В отсутствие светового поля  $\mathbf{E}$  директор  $\mathbf{n}$  поворачивается под действием низкочастотного поля  $\mathbf{V}$ . Направление этого поворота определяется преднаклоном директора на стенках кристалла. По отношению к невозмущенной ориентации директора при преднаклоне, показанном на рис. 4.21а ( $\psi(y) = \psi_m = \psi_{\text{пред}}$ ), поворот будет происходить против часовой стрелки. При освещении кристалла пространственно ограниченным световым пучком и увеличении мощности светового пучка  $P$  угол  $\psi_m$  на оси пучка уменьшается (директор поворачивается по часовой стрелке, т.е. стремится ориентироваться параллельно световому полю) и при некотором значении  $P$ , переходит в другую устойчивую конфигурацию (изображенную на рис. 4.21б). Важно отметить, что в процессе этой трансформации при “прохождении” полем директора на оси пучка невозмущенной конфигурации вращающий момент, действующий со стороны низкочастотного поля, равен нулю. Момент упругих сил при этом связан с поперечной неоднородностью поля директора и может быть сделан сколь угодно малым для достаточно широкого пучка. Поэтому при достаточно большой интенсивности светового поля оптический момент ничем не может быть скомпенсирован и невозмущенная конфигурация директора должна быть неустойчивой. Это означает, что ориентационный переход должен быть переходом первого рода. При уменьшении  $P$  происходит возвращение к конфигурации, изображенной на рис. 4.21а; соответствующий переход тоже должен быть скачкообразным.

Аналогичным образом можно проанализировать и переход, происходящий при  $P = \text{const}$  и возрастании напряжения  $U$  (или величины поля  $\mathbf{V}$ ). В этом случае исходной является конфигурация поля директора, представленная на рис. 4.21б; переход к конфигурации рис. 4.21а при увеличении  $U$  происходит под действием упругих сил, связанных с поперечной неоднородностью поля директора.

#### *4.5.2. Экспериментальное исследование ориентационных переходов в световом пучке и низкочастотном электрическом поле*

Исследования проводились с планарно ориентированной ячейкой (толщиной 100 мкм), заполненной нематической матрицей ЖКМ-1282, легированной диазокрасителем КД-1 (0.025% по весу). Пороговое напряжение перехода Фредерикса для ЖКМ-1282 в планарно ориентированной ячейке  $U_{\text{пор}} = 1.1$  В. Как было показано в первом параграфе данной главы, нелинейность индуцируемая в нематической матрице КД-1, знакопеременна и является положительной в широком диапазоне углов  $\Psi$  между световым полем и директором  $0^\circ < \Psi < \Psi_{\text{кр}} = 75^\circ$  [93\*].

Геометрия эксперимента аналогична описанной в предшествующем параграфе и соответствует рис. 4.21. В качестве источника излучения использовался твердотельный лазер GL-V6 (LASOS), излучение которого на длине волны  $\lambda = 532$  нм фокусировалось в НЖК линзой с фокусным расстоянием  $f = 18$  см.

Исследовалась зависимость числа абберационных колец  $N$  от мощности светового пучка  $P$  при ее плавном увеличении и уменьшении (при фиксированном напряжении  $U = \text{const.}$ ), а также зависимость  $N$  от напряжения  $U$  при его плавном увеличении и уменьшении ( $P = \text{const.}$ ). При переходе к каждому новому значению мощности или напряжения измерения  $N$  проводились через время  $\sim 5$  мин, в течение которого кольцевая картина стабилизировалась.

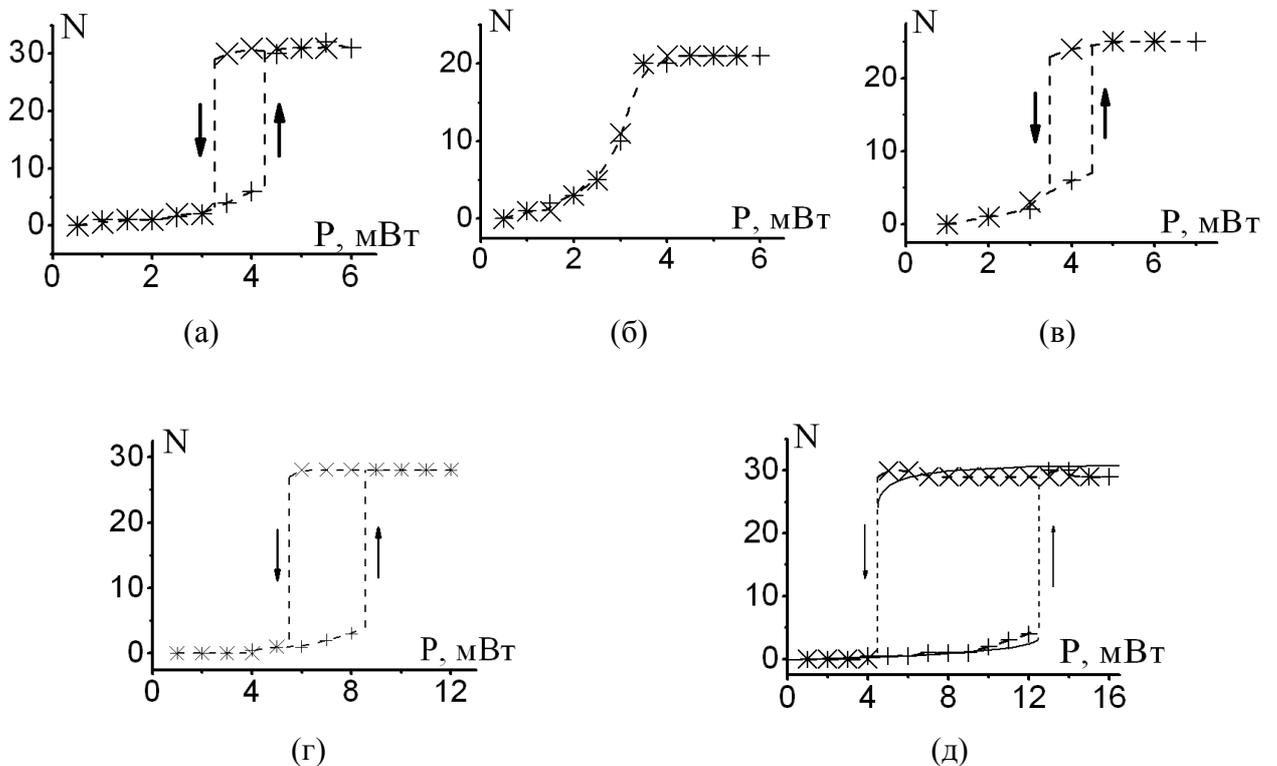


Рис. 4.22. Экспериментальные (+,x) и теоретическая ((д), сплошные кривые) зависимости числа абберационных колец самофокусировки в световом пучке, прошедшем планарный НЖК (ЖКМ-1282 + 0.025% КД-1 (толщина  $L = 100$   $\mu\text{м}$ ,  $\lambda = 532$  нм, угол падения  $\alpha = 52^\circ$ ), полученные при увеличении (+) и уменьшении (x) мощности светового пучка  $P$  при различных значениях смещения НЖК из фокальной плоскости  $\Delta$  и приложенного низкочастотного (3 кГц) напряжения  $U$ : (а)  $\Delta = 0$ ,  $U = 1.45$  В; (б)  $\Delta = 16$  см,  $U = 1.1$  В; (в) б)  $\Delta = 16$  см,  $U = 1.2$  В; (г)  $\Delta = 16$  см,  $U = 1.35$  В; (д)  $\Delta = 16$  см,  $U = 1.45$  В.

Зависимости  $N(P)$  измерялись при различных значениях напряжения; кристалл помещался в фокальной плоскости линзы или смещался из нее на расстояние  $\Delta = 16$  см, что

позволяло увеличить ширину пучка. Полученные результаты представлены на рис. 4.22. Как следует из рис. 4.22б–4.22д, увеличение  $U$  превращает непрерывную зависимость  $N(P)$  (при  $U = 1.1$  В) в скачкообразную (при  $U = 1.2, 1.35, 1.45$  В), характерную для ориентационных переходов первого рода. Эти переходы характеризуются широкой областью бистабильности, ширина которой возрастает с напряжением  $U$ . Уменьшение ширины пучка уменьшает область бистабильности.

Зависимость  $N(U)$  измерялась для двух значений смещения НЖК из фокальной плоскости  $\Delta = 0$  и 16 см и двух значений мощности светового пучка  $P = 4$  и 8 мВт (рис. 4.23). Как следует из рис. 4.23, в этом случае также наблюдается переход первого рода, сопровождающийся бистабильностью поля директора. Ширина области бистабильности возрастает с увеличением мощности  $P$  и (в меньшей степени) при увеличении ширины пучка.

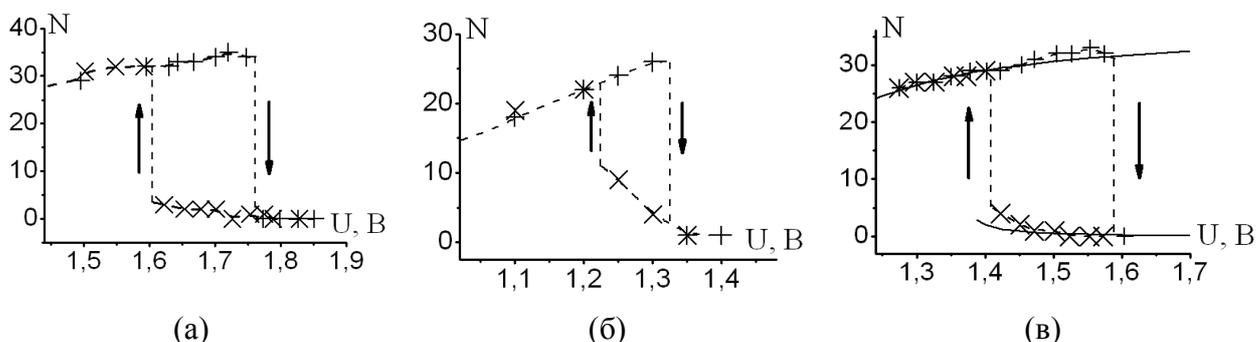


Рис. 4.23. Экспериментальные (+, x) и теоретическая (2в, сплошные кривые) зависимости числа абберационных колец самофокусировки в световом пучке, прошедшем планарный НЖК (ЖКМ-1282 + 0.025% КД-1, толщина  $L = 100 \mu\text{м}$ ,  $\lambda = 532 \text{ нм}$ , угол падения  $\alpha = 52^\circ$ ), полученные при увеличении (+) и уменьшении (x) низкочастотного (3 кГц) напряжения  $U$  при различных значениях смещения НЖК из фокальной плоскости  $\Delta$  и мощности светового пучка  $P$ : (а)  $\Delta = 0$ ,  $P = 8$  мВт; (б)  $\Delta = 16$  см,  $P = 4$  мВт; (в)  $\Delta = 16$  см,  $P = 8$  мВт.

Наблюдаемые значения относительной ширины области бистабильности  $\Delta_P = 0.65$  ( $U = 1.45$  В,  $\Delta = 16$  см) и  $\Delta_U = 0.11$  ( $P = 8$  В,  $\Delta = 16$  см) существенно превышают соответствующие значения  $\Delta_P = 0.03$  и  $\Delta_U = 0.05$ , наблюдавшиеся в предшествующих работах [102, 277] по исследованию бистабильности в НЖК при нормальном падении света.

### 4.5.3. Расчет ориентационных переходов в световом пучке и низкочастотном электрическом поле

В рассматриваемом случае знакопеременной нелинейности вращающий момент, действующий со стороны светового поля  $\mathbf{E}$ , можно представить в виде

$$\mathbf{\Gamma}_{\text{опт}} = \frac{\Delta\varepsilon_{\text{эфф}}}{4\pi} (\mathbf{nE})[\mathbf{n} \times \mathbf{E}], \quad (4.5.1)$$

где

$$\Delta\varepsilon_{\text{эфф}} = \Delta\varepsilon \cdot f_0 [\cos^2(\psi + \beta) - \sin^2\beta_{\text{кр}}] \quad (4.5.2)$$

– эффективная оптическая анизотропия,  $\beta_{\text{кр}} = \pi/2 - \Psi_{\text{кр}}$ , параметр  $f_0 \sim 10^2$ . В системе координат, ось  $Y$  которой перпендикулярна жидкокристаллическому слою, а направление оси  $X$  совпадает с невозмущенным директором рассматриваемого планарного НЖК, представим поле директора в виде

$$n_x = \sin\psi, \quad n_y = \cos\psi, \quad n_z = 0, \quad (4.5.3)$$

где  $\psi(x, y, z, t)$  – угол его поворота (рис. 4.21). Тогда уравнение баланса моментов принимает вид

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} = K \left( \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} \right) + \frac{\Delta\varepsilon_f V_0^2}{8\pi} \sin\psi \cos\psi + \frac{\Delta\varepsilon_{\text{эдд}} |A|^2}{8\pi} \sin(\psi + \beta) \cos(\psi + \beta). \quad (4.5.4)$$

где  $K$  – упругая постоянная,  $\Delta\varepsilon_f$  – диэлектрическая анизотропия на частоте внешнего электрического поля,  $A$  – амплитуда светового поля,  $\beta$  – угол преломления.

Заменим поперечный лапласиан  $\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}$  выражением  $(\psi - \tilde{\psi})/b^2$ , где  $\psi(y, t)$  теперь обозначает поле директора на оси пучка,  $\tilde{\psi}(y, t)$  – поле директора на периферии пучка, а  $b$  есть некоторый параметр по порядку величины равный радиусу пучка. В этом приближении, ограничиваясь первыми пространственными гармониками  $\psi(y, t) = \psi_m(t) \sin(\pi y / L)$  и  $\tilde{\psi}(y, t) = \tilde{\psi}_m(t) \sin(\pi y / L)$ , приведем уравнение (4.5.4) к виду

$$\dot{\psi}_m = -\psi_m + \delta_{эл} J_1(2\psi_m) - \eta \tilde{H} - g(\psi_m - \tilde{\psi}_m), \quad (4.5.5)$$

где  $\tilde{H} = \frac{1}{2}F - F\sin^2\beta_c + \frac{1}{4}H$ ,  $F = J_1(2\psi_m)\cos 2\beta + E_1(2\psi_m)\sin 2\beta$ ,  
 $H = J_1(4\psi_m)\cos 4\beta + E_1(4\psi_m)\sin 4\beta$ ,  $\delta_{эл} = U^2 / U_{пор}^2$  – безразмерный квадрат приложенного к НЖК низкочастотного напряжения  $U_{пор} = (\pi / L)(8\pi K / \Delta\varepsilon_f)^{1/2}$  – пороговое напряжение перехода Фредерикса в низкочастотном поле),  $\eta = pf_0 / p_{пор}$  – безразмерная плотность мощности световой волны на оси светового пучка ( $p = cn_{\perp} |A|^2 / 8\pi$ ,  $p_{пор} = (\pi^2 / L^2)(cn_{\perp} K / \Delta\varepsilon)$  – пороговая плотность мощности светоиндуцированного перехода Фредерикса в гомеотропно ориентированном НЖК),  $g = L^2 / \pi^2 b^2$  (значение  $g = 0$  соответствует плоской волне). Мощность гауссова пучка с перетяжкой  $w$  равна  $P = \pi w^2 p / 2$  и, поэтому параметр  $\eta$  можно представить в виде  $\eta = P / P_0$ , где  $P_0 = P_{i\delta} / f_0$ ,  $P_{пор} = \pi w^2 p_{пор} / 2$ . Функция  $\tilde{\psi}_m$  определяется уравнением

$$-\tilde{\psi}_m + \delta_{эл} J_1(2\tilde{\psi}_m) = 0, \quad (4.5.6)$$

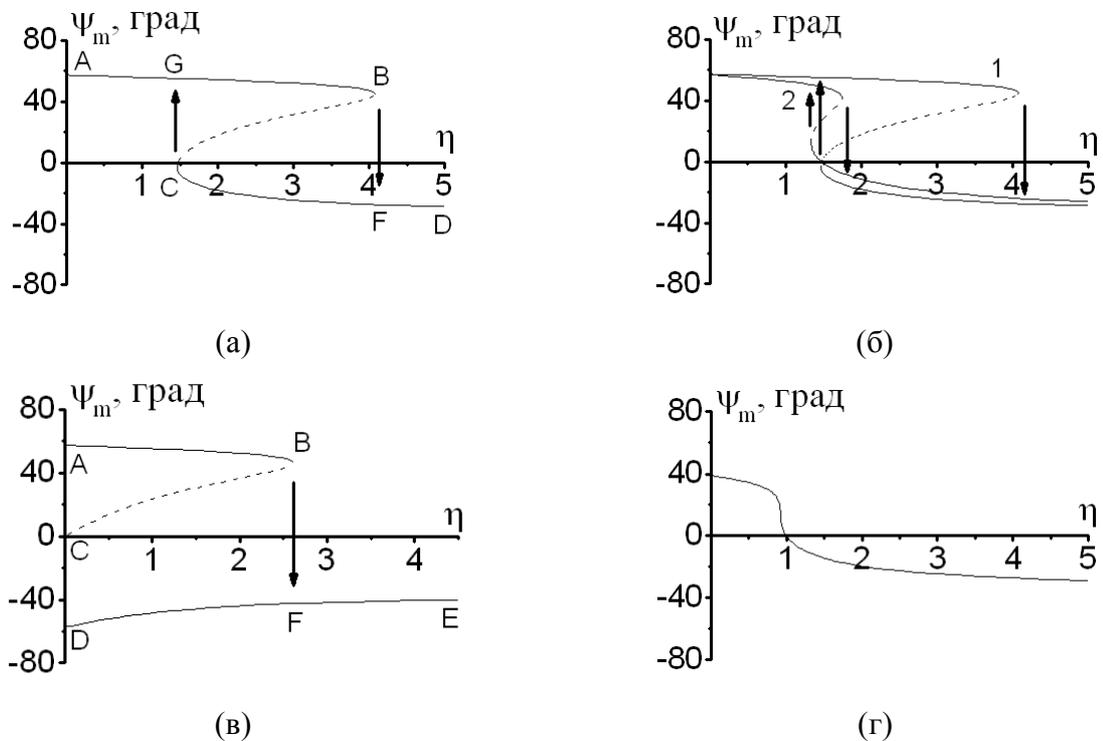


Рис. 4.24. Теоретические зависимости угла поворота директора  $\psi_m$  от параметра  $\eta = P / P_0$  ( $P$ -мощность светового пучка,  $P_0 = 3.07$  мВт) при наклонном падении (а, б, г) пространственно ограниченного светового пучка и (в) плоской световой волны: (а)  $g = 0.56$ ,  $U = 1.45$  В, (б)  $g = (1) 0.56$ , (2) 7,  $U = 1.45$  В; (в)  $g = 0$ ,  $U = 1.45$  В, (г)  $g = 0.56$ ,  $U = 1.24$  В. Устойчивые состояния показаны сплошными кривыми,

неустойчивые - штриховыми.

Зависимости стационарных решений уравнения (4.5.5) от параметра  $\eta$  при различных значениях  $U$  и  $g$  представлены на рис. 4.24. Из рис. 4.24а ( $U = 1.45$  В ( $\delta_{эл} = 1.74$ ) и  $g = 0.56$ ) видно, что зависимость  $\psi_m(\delta_{эл})$  состоит из двух устойчивых (AB и CD) и одной неустойчивой (CB) ветвей. Ветви AB и CB отвечают положительным значениям угла  $\psi_m$ , а ветвь CD - отрицательным. Эти ветви соответствуют устойчивым конфигурациям поля директора, схематически показанным на рис 4.21а и 4.21б. При увеличении мощности пучка  $\eta$  происходит переход с верхней ветви (точка B) на нижнюю ветвь (точка F). Обратный переход при уменьшении  $\eta$  происходит между точками C и G. Параметры  $g = 0.56$  и  $P_0 = 3.07$  мВт подбирались по экспериментальным значениям относительной ширины области бистабильности  $\Delta_r$  и мощностей, при которых происходят скачкообразные переходы (рис. 4.22д). При уменьшении ширины светового пучка  $\Delta_r$  уменьшается (рис. 4.24б), что вполне соответствует эксперименту. Для плоской волны (рис. 4.24в) обратный переход отсутствует. При постоянной ширине пучка уменьшение напряжения  $U$  приводит к исчезновению бистабильности (рис. 4.24а и 4.24г), что согласуется с экспериментом. Зависимость числа колец, полученная с помощью формул раздела 1.2, также близка к экспериментальной (рис. 4.22д).

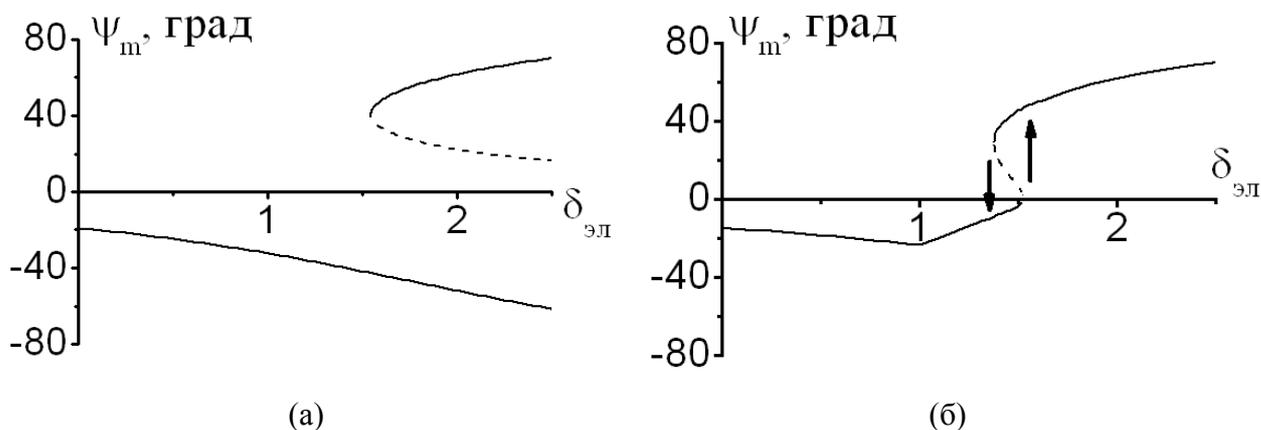


Рис. 4.25. Теоретические зависимости угла поворота директора  $\psi_m$  от параметра  $\delta_{эл}$  при наклонном падении (а) плоской световой волны ( $g = 0$ ) и (б) пространственно ограниченного светового пучка ( $g = 0.56$ ) при  $P = 4$  мВт. Устойчивые состояния показаны сплошными кривыми, неустойчивые - штриховой.

Рассчитанная с помощью соотношений (4.5.5) и (4.5.6) зависимость угла поворота директора  $\psi_m$  от безразмерного квадрата напряжения  $\delta_{эл}$  при  $P = 4$  мВт и  $g = 0.56$  представлена на рис. 4.25а. Как и в эксперименте, происходит ориентационный переход первого рода. В согласии с экспериментом, расчет дает увеличение ширины области

бистабильности с возрастанием  $P$ . В плоской волне (рис. 4.25б) переход должен отсутствовать.

Можно заключить, что развитая теория адекватно описывает ориентационные переходы в пространственно ограниченном световом пучке и низкочастотном поле.

Таким образом, обнаружен и исследован новый тип обратимых ориентационных переходов первого рода (“геометрических” переходов) в НЖК, находящемся под воздействием наклонно падающего ограниченного светового пучка и низкочастотного электрического поля.

Показано, что такие переходы наблюдаются как при изменении мощности светового пучка  $P$  (при постоянном низкочастотном напряжении  $U = \text{const.}$ ), так и при изменении  $U$  ( $P = \text{const.}$ ). Установлено, что ширины соответствующих областей бистабильности возрастают при увеличении напряжения  $U$ , мощности  $P$ , и ширины светового пучка. Полученные значения ширины области бистабильности при оптическом переходе значительно (на порядок) превышают величины, характерные для ориентационных обратимых переходов при нормальном падении световой волны.

Разработана простая теория ориентационных переходов, которая объясняет основные экспериментальные закономерности. Показано, что обратимое переключение между различными состояниями поля директора при “геометрических” переходах обусловлено взаимной ориентацией светового и низкочастотного полей, а также пространственной ограниченностью светового пучка.

В заключение отметим, что исследованные переходы должны наблюдаться и в прозрачных (нелегированных) кристаллах. При этом, однако, требуются значительно большие значения мощности световых пучков.

#### **4.6. Запоминаемая переориентация директора в жидких кристаллах**

При исследовании взаимодействия непрерывного лазерного излучения с прозрачными НЖК, а также с нематическими и смектическими матрицами с примесью красителей, было обнаружено, что достаточно длительное (минуты и десятки минут) воздействие света может приводить к запоминанию переориентации директора, обусловленной светоиндуцированным изменением ориентирующих свойств поверхностей (“поверхностная оптическая ориентация”). В настоящем параграфе представлены результаты экспериментального исследования запоминаемой переориентации директора [108\*–111\*].

#### 4.6.1 Обзор литературы

Эффект поверхностной оптической ориентации директора НЖК (в англоязычной литературе photoalignment, light-induced anchoring transitions) впервые был обнаружен в образцах, содержащих поглощающие молекулы (или фрагменты молекул) заранее внедренные в ориентирующие поверхностные слои [38, 284-286]. Он также наблюдался и в образцах НЖК, первоначально содержащих поглощающие молекулы не в ориентантах, а в качестве примесей к прозрачной жидкокристаллической матрице [288-290] или в чистой нематической матрице в области поглощения [291]. В обоих случаях светоиндуцированное направление легкого ориентирования  $\mathbf{d}$  может быть как перпендикулярно, так и параллельно световому полю  $\mathbf{E}$ . В качестве механизмов фотоориентации в первом случае рассматриваются поляризационно-чувствительные химические реакции [284, 286, 292] и изменение ориентационного распределения молекул поверхностного слоя [293, 294], в частности, при фотоизомеризации молекул азокрасителя [294]. Во втором случае (фоточувствительные молекулы первоначально содержатся в объеме НЖК) образование оси легкого ориентирования в планарных НЖК связывается с процессами светоиндуцированных адсорбции и десорбции молекул в поверхностном слое [292, 295-297]. Например, при адсорбции на поверхности НЖК преимущественно оседают возбужденные молекулы, т.е. молекулы, параллельные световому полю  $\mathbf{E}$ . В результате образуется ось легкого ориентирования  $\mathbf{d} \parallel \mathbf{E}$ . При десорбции, наоборот, молекулы, параллельные световому полю  $\mathbf{E}$  покидают поверхностный слой, что приводит к возникновению оси легкого ориентирования  $\mathbf{d} \perp \mathbf{E}$ . Конкуренция этих процессов может приводить к зависимости направления оси  $\mathbf{d}$  от дозы облучения. Эффект светоиндуцированной поверхностной переориентации директора привлекателен для получения ориентированных ЖК ячеек для дисплеев, записи изображений и хранения информации, изготовления фазовых решеток и других приложений [292, 298-309].

Насколько нам известно, к началу наших исследований поверхностные светоиндуцированные ориентационные эффекты для НЖК с поглощающими молекулами в объеме кристалла для случая гомеотропной ориентации (первоначальной или созданной светом) не изучались. Единственным исключением является цикл работ [310-313]. В [310] наблюдался переход планарно ориентированного НЖК, целиком состоящего из азомолекул, в гомеотропный под действием неполяризованного УФ облучения (после прекращения облучения НЖК возвращался к планарной ориентации через 2 мин). Этот переход объясняется образованием слоя адсорбированных на поверхности молекул и их транс-цис изомеризацией (при этом постоянный дипольный момент цис-изомера выше, чем у транс

изомера, что способствует адсорбции). Цис-молекулы прикрепляются к подложке ( $\text{SiO}_x$ ) и за счет стерического взаимодействия с молекулами, находящимися в объеме НЖК, приводят к гомеотропной ориентации. После прекращения облучения молекулы возвращаются в транс-состояние и НЖК восстанавливает планарную ориентацию. Влияние изменения формы молекулы на светоиндуцированное изменение ориентации было подтверждено в [311]. В этой работе исследовались нематические матрицы с добавками (9%) двух азокрасителей (К1 (3,3'-дигексилокси-2,2'-диметилазобензол), К2(4,4'-дигексилоксиазобензол)), один из которых (К1) имел в цис-состоянии палочкообразную форму, а другой (К2) – изогнутую. Жидкокристаллические материалы заливались в ячейки со стеклянными подложками без покрытия, которые давали случайную планарную ориентацию. Переход к гомеотропной ориентации под действием УФ излучения (как неполяризованного [311, 312], так и линейно поляризованного [310]) наблюдался только для НЖК с примесью азокрасителя К2.

#### *4.6.2. Запоминаемая светоиндуцированная переориентация в гомеотропно ориентированных НЖК*

В наших исследованиях в качестве нематических матриц использовались жидкокристаллические материалы ЖКМ-1277, ЖКМ-1282 (НИОПИК, Россия) и Е63 (Мерк, Германия). Спектры поглощения нематических матриц имеют полосу поглощения с максимумом в ультрафиолетовой области. В качестве поглощающих добавок использовались азокрасители метиловый красный (МК), ДЭАНАБ, К22, КД-1, КД-184, антрахиноновые красители КД-4, К19, D4, краситель КД-10, содержащий антрахиноновый и азобензольный фрагменты (поглощение обусловлено антрахиноновым фрагментом), и стильбеновый краситель ДЭАНС. Формулы красителей и максимумы полос поглощения в видимом диапазоне приведены в Таблице 1.

Горизонтально поляризованные световые пучки аргонового или аргон-криптонового лазеров ( $\lambda = 458, 515, 647$  нм) и твердотельного лазера с диодной накачкой ( $\lambda = 532$  нм) фокусировались (радиус перетяжки составлял  $\sim 40\text{--}80$  мкм по уровню  $e^{-2}$  от максимума интенсивности) в гомеотропно ориентированные образцы (толщина  $L$  образцов варьировалась от 60 до 100 мкм). Поляризация света соответствовала необыкновенной волне.

При освещении чистых (нелегированных) матриц ЖКМ-1282 и Е63 световым излучением с длиной волны  $\lambda = 458$  нм ( $P \sim 10$  мВт) в течение времени порядка десятков минут возникают кольца абберационной самодефокусировки. Эти кольца не исчезают при уменьшении мощности светового пучка до зондирующей, что свидетельствует о “запоминании” деформации поля директора. Для ЖКМ-1277 эффект памяти не наблюдался.

Добавление красителей К19 и КД-10 в матрицу ЖКМ-1288 и красителя D4 в матрицу Е63 расширяет спектральный диапазон эффекта памяти (он наблюдается для всех исследованных длин волн). Кроме того, эффект памяти проявляется для матрицы ЖКМ-1277 при добавлении красителей МК ( $\lambda = 458\text{--}647$  нм при 0.3% МК и  $\lambda = 458\text{--}532$  нм при 0.1% МК), КД-10 ( $\lambda = 458\text{--}647$  нм) и ДЭАНС ( $\lambda = 458$  нм). Для ЖКМ-1282 с примесью красителей ДЭАНАБ, К22, КД-1, КД-4, КД-184 и ДЭАНС эффект памяти наблюдался только на длине волны  $\lambda = 458$  нм, что не позволяет сделать вывод о влиянии этих красителей на возникновение запоминаемой деформации поля директора в смеси с нематической матрицей ЖКМ-1282. При этом для КД-184 память не наблюдалась также для смеси с матрицей ЖКМ-1277: однако, для смеси ЖКМ-1277 + ДЭАНС имеет место эффект памяти на длине волны 473 нм.

Характерная микроскопическая картина деформации поля директора представлена на рис. 4.26. Она состоит из двух пятен (от каждой из двух внутренних стенок кюветы с НЖК), центры которых сдвинуты относительно друг друга на расстояние  $l = Ltg\beta$ , ( $\beta$  - угол преломления е-волны). При приложении к ячейке низкочастотного электрического поля картина сильно ослабляется; после снятия поля она полностью восстанавливается. Вид картины и её поведение в низкочастотном поле полностью подтверждают её обусловленность изменением ориентирующих свойств поверхности.

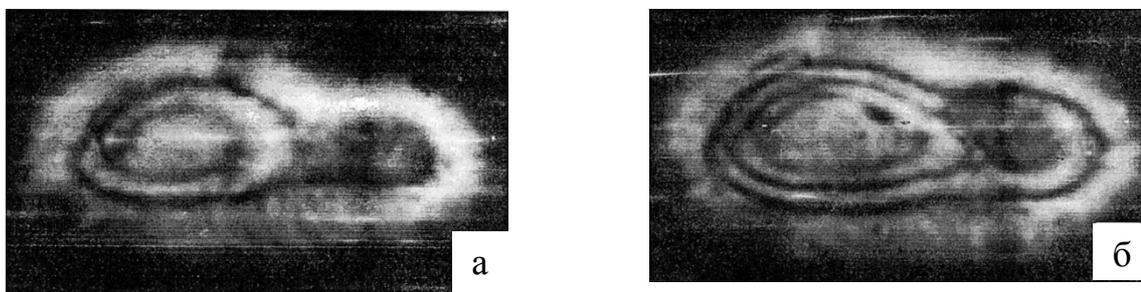
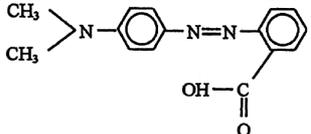
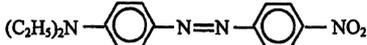
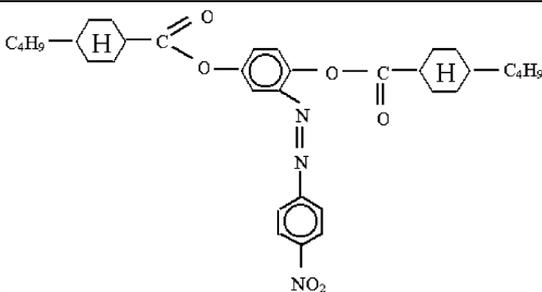
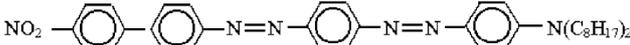
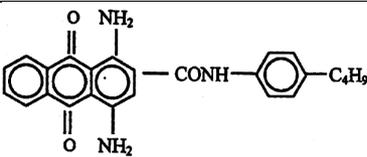
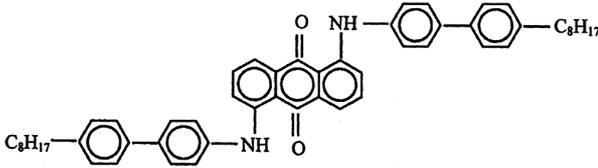
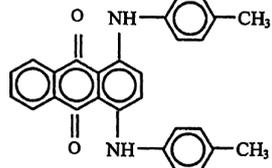
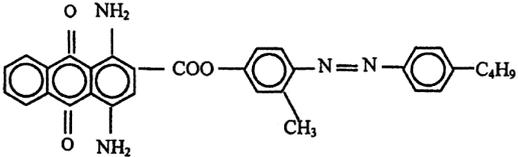
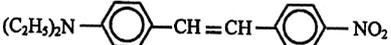


Рис. 4.26. Фотографии искажения поля директора в гомеотропно ориентированном образце ЖКМ-1282+0.2% К19, полученные в скрещенных поляризаторах с помощью микроскопа Полам Л-213 через (а) 20 минут и (б) 20 часов после облучения световым пучком. Поляризатор и анализатор пропускают свет, поляризованный под углом  $45^\circ$  к плоскости поляризации (горизонтальной) записывающего светового пучка.

Процесс переориентации директора может продолжаться даже после прекращения облучения. Это видно из сопоставления рис. 4.26а и 4.26б, а также из рис. 4.27. Как следует из рис. 4.27, для проявления этого эффекта необходимо достаточно значительная деформация поля директора (соответствующая  $N = 1.5$ ). Переориентация после прекращения облучения наблюдалась для красителей К19 и КД-10.

Таблица 1

Формула красителя	Максимум полосы поглощения $\lambda_{\max}$ (нм)
	(МК) 500
	(ДЭАНАБ) 490
	(К22) 450
	(КД-1) 510
	(КД-184) 530
	(КД-4) 600
	(К19) 530
	(D4) 650
	(КД-10) 650
	(ДЭАНС) 600

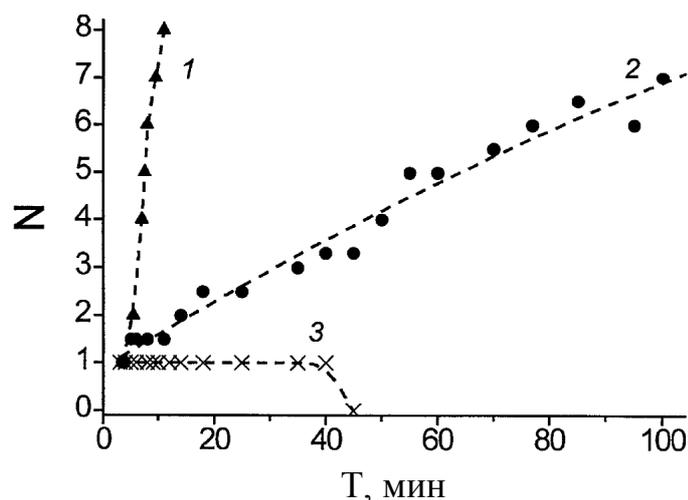


Рис. 4.27. Временная зависимость числа колец абerrационной самодифокусировки  $N$  для гомеотропно ориентированного НЖК ЖКМ-1277 + КД-10 ( $P = 7$  мВт,  $\lambda = 458$  нм,  $\alpha = 52^\circ$ ): (1) непрерывное освещение, (2) освещение прекращено через 5 минут (при  $N = 1.5$ ), (3) освещение прекращено через 3 минуты (при  $N = 1$ ). Значения  $N$  после прекращения освещения получены с помощью зондирующего пучка.

Знак наблюдаемого самовоздействия светового пучка при облучении НЖК может изменяться с течением времени. Например, при облучении чистых матриц ЖКМ-1282 и Е63 он изменяется с положительного (самофокусировка) на отрицательный (самодифокусировка). Самофокусировка, очевидно, соответствует обычной переориентации нематической матрицы, вызванной воздействием света на индуцированные диполи. Дифокусировка соответствует повороту директора от светового поля на стенках ячейки.

Для НЖК с примесью красителей динамика самовоздействия может зависеть от длины волны. Так, для смеси Е63+D4 на длине волны  $\lambda = 458$  нм самофокусировка сменяется дифокусировкой, на длине волны  $\lambda = 647$  нм самодифокусировка сменяется самофокусировкой. Для ЖКМ-1277+МК имеет место обратная ситуация: самофокусировка сменяется дифокусировкой на длине волны  $\lambda = 647$  нм и самофокусировка следует за самодифокусировкой при  $\lambda = 458$  нм. В данном случае первоначально наблюдаемая самодифокусировка связана с переориентацией директора, вызванной изменением межмолекулярных сил при поглощении световых квантов. Самодифокусировка и самофокусировка, наблюдаемые на финальной стадии облучения соответствуют повороту директора перпендикулярно световому полю (Е63+D4 при  $\lambda = 458$  нм и ЖКМ-1277+МК при  $\lambda = 647$  нм) или параллельно световому полю (Е63+D4 при  $\lambda = 647$  нм и ЖКМ-1277+МК при  $\lambda = 458$  нм). Таким образом, наличие красителя может изменять направление переориентации на стенках ячейки. При этом направление поворота директора при эффекте

памяти, индуцированном одним и тем же красителем (МК в ЖКМ-1277), может зависеть от длины волны света.

Насколько нам известно, исследования оптической поверхностной переориентации проводились только с азокрасителями, преимущественно с МК. В наших работах эффект светоиндуцированной поверхностной ориентации наблюдался для красителей самой разной структуры (азокрасителя МК, антрахиноновых красителей К19 и D4, красителя КД-10 с азобензольным и антрахиноновым фрагментами и стильбенового красителя ДЭАНС), что свидетельствует об общности механизмов этого эффекта.

Отметим, что в работе [314] при долговременном (90 мин) облучении гомеотропно ориентированного образца E7 + 1 % МК нормально падающим линейно поляризованным пучком (с плотностью мощности  $\sim 280$  мВт/см<sup>2</sup>) наблюдался поверхностный поворот директора на 63°. Этот эффект объяснялся образованием канавок, параллельных световому полю **E** с шириной  $\sim 1$  мкм, в адсорбированном слое МК, наличие которых было подтверждено методом атомно-силовой микроскопии.

Установление конкретных механизмов оптической переориентации для изученных нами систем требует проведения экспериментов с широкими световыми пучками (для определения направления оси легкого ориентирования) и привлечения других методов исследования для определения свойств слоя адсорбированных молекул.

Можно, однако, предположить, что решающую роль играют процессы адсорбции и десорбции молекул. Конкуренция этих процессов, как и в случае планарной ориентации, может приводить к повороту оси легкого ориентирования как параллельно, так и перпендикулярно световому полю. Нельзя исключить и образование канавок, однако этот эффект, насколько нам известно, наблюдался только для азосоединений и не может объяснить различные направления поворота директора на поверхности.

В случае нематических матриц ЖКМ-1282 и E63 переориентация директора может быть связана с поглощением света молекулами самой матрицы (на краю полосы поглощения  $\lambda = 457$  нм) или примесями.

Процесс переориентации директора после прекращения облучения может быть связан с изменением структуры адсорбированного слоя. Возможно, что поляризованный свет сначала создает в этом слое преимущественную ориентацию части молекул вдоль некоторого направления. Далее к этому направлению подстраиваются и другие молекулы слоя. При этом возможна дополнительная ориентационно-селективная адсорбция молекул красителей.

Отметим, что эффекты возрастания степени ориентации после прекращения облучения, наблюдались ранее в лэнгмюровских [315] и полимерных пленках [316]. Такой эффект зарегистрирован также в аморфных пленках диазокрасителя [317].

#### 4.6.3. Запоминаемая светоиндуцированная переориентация в гомеотропно ориентированном смектическом жидком кристалле

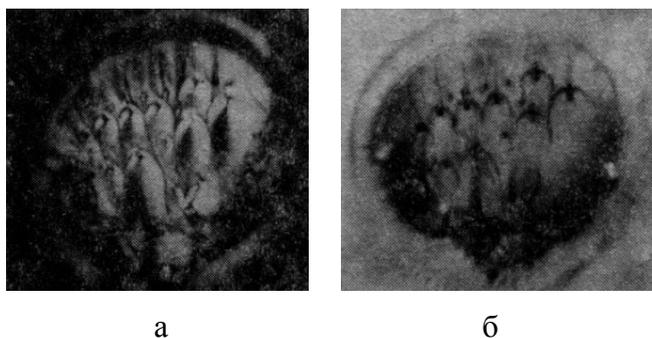


Рис. 4.28. Искажения поля директора в гомеотропно ориентированном смектическом жидком кристалле ОЦБФ+ 1% МК ( $P = 110$  мВт,  $T = 26^\circ\text{C}$ ,  $L = 40$  мкм), вызванные горизонтально поляризованным световым пучком ( $\lambda = 647$  нм): (а) скрещенные поляризаторы, (б) параллельные поляризаторы.

Запоминаемая переориентация директора наблюдалась также в смектической фазе жидкого кристалла ОЦБФ с примесью 1% МК. При освещении гомеотропной ячейки толщиной  $L = 40$  мкм в течение времени  $t > 1-3$  мин световым пучком ( $\lambda = 647$  нм) возникает деформированная область (диаметром 60–200 мкм) с конфокальной структурой. Вид картины зависит от времени облучения, мощности светового пучка  $P$  и температуры кристалла. Пример светоиндуцированной деформации представлен на рис. 4.28. Деформация является поляризационно-чувствительной: ось конфокальных доменов перпендикулярна направлению электрического поля световой волны. Конфокальная текстура сохраняется после нагрева НЖК термостатом до изотропной фазы и последующего охлаждения до комнатной температуры. Это однозначно указывает на светоиндуцированное изменение ориентирующих свойств поверхностей.

Таким образом, длительное (минуты и десятки минут) воздействие непрерывного видимого светового излучения, наклонно падающего на гомеотропно ориентированные нелегированные НЖК (ЖКМ-1282 и Е63) и НЖК с примесью красителей (азокрасителя МК, антрахиноновых красителей К19 и D4, красителя КД-10 с азобензольным и антрахиноновым

фрагментами и стильбенового красителя ДЭАНС), приводит к изменению ориентирующих свойств границы раздела ориентант–жидкий кристалл.

Поворот оси легкого ориентирования происходит в плоскости падения световой волны. Для нематических матриц поворот происходит по направлению от светового поля. Для НЖК с примесью красителей направление поворота зависит от вида красителя и длины световой волны. Наблюдалась запоминаемая переориентация директора в гомеотропно ориентированном смектическом жидком кристалле с примесью азокрасителя МК.

Впервые наблюдался эффект переориентации директора, обусловленной изменением ориентирующих свойств поверхности после прекращения облучения.

Поверхностная оптическая переориентация директора может быть связана со светоиндуцированными адсорбцией и десорбцией поглощающих свет молекул. Продолжение переориентации после прекращения облучения свидетельствует о темновой трансформации слоя адсорбированных молекул.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ ПО ГЛАВЕ IV

1. Обнаружен эффект знакопеременности ориентационной нелинейности. Показано, что направление светоиндуцированной переориентации директора в НЖК с примесью ряда исследованных азокрасителей под действием необыкновенной волны зависит от геометрии взаимодействия светового поля  $\mathbf{E}$  и директора  $\mathbf{n}$  (угла  $\Psi$  между  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{n}$ ). При  $\Psi < \Psi_{\text{кр}}$  директор поворачивается параллельно световому полю (показатель преломления увеличивается), а при  $\Psi > \Psi_{\text{кр}}$  – перпендикулярно полю (показатель преломления уменьшается). Направление переориентации директора и, соответственно, знак нелинейности, также зависят от поляризации света.

2. Исследована оптическая ориентация для ЖК систем с примесью гребнеобразного полимера и дендримеров, содержащих боковые азофрагменты, и для ЖК систем с примесями низкомолекулярных красителей, аналогичных по строению азофрагментам полимера и дендримеров. Установлено, что фактор усиления вращающего момента для ЖК систем с полимером и дендримером пятой генерации существенно превышает фактор усиления для ЖК систем с низкомолекулярными красителями. Для ЖК системы с полимером получено наибольшее (по абсолютной величине) известное значение отношения фактора усиления к поглощению  $\eta_{\alpha} = \eta / (\alpha_{\parallel} + 2\alpha_{\perp}) = -2.3 \text{ см}^{-1}$ .

3. Впервые наблюдался ориентационный переход Фредерикса первого рода в НЖК под действием линейно поляризованного света в отсутствие дополнительных внешних воздействий; переход сопровождается бистабильностью поля директора. Переход происходит в НЖК, содержащем примеси дендримера с поглощающими азофрагментами. Род оптического перехода и ширина области бистабильности могут перестраиваться поворотом плоскости поляризации света и внешним низкочастотным полем.

Показано, что воздействие света превращает переход Фредерикса, индуцированный низкочастотным полем, из перехода второго рода в переход первого рода. Ширина области бистабильности возрастает с увеличением интенсивности световой волны, вплоть до необратимой деформации поля директора.

4. Показано, что переходы первого рода и бистабильность поля директора обусловлены зависимостью фактора усиления нелинейности от угла между световым полем и директором НЖК. Развита теория ориентационных переходов, хорошо согласующаяся с экспериментальными результатами.

5. Предложен механизм светоиндуцированного поворота директора поглощающих НЖК, обусловленный нецентральностью потенциала взаимодействия возбужденной молекулы красителя и молекулы нематической матрицы.

6. Обнаружен и исследован новый тип обратимых ориентационных переходов первого рода (“геометрических” переходов) в НЖК, находящемся под воздействием наклонно падающего ограниченного светового пучка и низкочастотного электрического поля. Такие переходы наблюдаются при изменении мощности светового пучка  $P$  (при постоянном низкочастотном напряжении  $U = \text{const.}$ ) и при изменении  $U$  ( $P = \text{const.}$ ). Установлено, что ширины соответствующих областей бистабильности возрастают при увеличении напряжения  $U$ , мощности  $P$ , и ширины светового пучка. Полученные значения ширины области бистабильности при оптическом переходе значительно (на порядок) превышают величины, характерные для ориентационных обратимых переходов при нормальном падении световой волны.

Разработана теория ориентационных переходов, которая объясняет основные экспериментальные закономерности. Обратимое переключение между различными состояниями поля директора при “геометрических” переходах обусловлено взаимной ориентацией светового и низкочастотного полей, а также пространственной ограниченностью светового пучка.

7. Установлено, что длительное (минуты и десятки минут) воздействие непрерывного видимого светового излучения, наклонно падающего на нелегированные гомеотропно ориентированные НЖК, НЖК с примесью красителей различной структуры (азокраситель, стильбеновый краситель, антрахиноновые красители), и смектический жидкий кристалл с примесью азокрасителя приводит к изменению ориентирующих свойств границы раздела ориентант–жидкий кристалл.

Поворот оси легкого ориентирования происходит в плоскости падения световой волны. Направление поворота зависит от вида красителя и длины световой волны. Ориентация директора, обусловленная изменением ориентирующих свойств поверхности, может происходить и после прекращения облучения.

Поверхностная оптическая переориентация директора может быть связана со светоиндуцированными адсорбцией и десорбцией поглощающих свет молекул. Продолжение переориентации после прекращения облучения свидетельствует о темновой трансформации слоя адсорбированных молекул.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Впервые наблюдался светоиндуцированный фазовый переход в жидких кристаллах, аналогичный переходу Фредерикса в низкочастотных электрических и магнитных полях и отвечающий изменению преимущественного направления молекул (директора). Переход происходит в нематической фазе и имеет пороговый характер при невозмущенной ориентации директора кристалла, перпендикулярной вектору светового поля. Деформации структуры кристалла могут быть весьма глубокими, вплоть до переориентации директора на угол  $90^\circ$ .

2. Эффект светоиндуцированного перехода является нелинейно-оптическим, сопровождается изменением поляризации светового пучка. При этом возникает эффективное самовоздействие света уже в условиях малой его интенсивности  $\sim 10^3$  Вт/см<sup>2</sup> на оси гауссова пучка с перетяжкой  $\sim 10^{-6}$  см<sup>2</sup>.

3. В силу самовоздействия и малости длины волны света по сравнению с толщиной кристалла светоиндуцированный переход качественно отличается от ориентационных фазовых переходов в низкочастотных полях, в том числе:

- генерируются колебания поля директора в обыкновенной световой волне;
- появляется зависимость порога перехода от ширины светового пучка;
- скорости переориентации и релаксации директора нелинейно зависят от мощности светового пучка;
- возникает абберрационная самофокусировка светового пучка с большими значениями расходимости (до  $\sim 25^\circ$ ), светоиндуцированного показателя преломления (до  $\sim 0.2$ ) и его нелинейности (до  $n_2 = 0.3 \cdot 10^{-2}$  Вт/см<sup>2</sup>, что на одиннадцать порядков больше нелинейного коэффициента классического для поляризационной оптики материала - сероуглерода);
- обнаруживается высокая нелинейная оптическая активность с величиной удельной константы до  $\sim 1$  град·см/Вт.

4. Изучено комбинированное воздействие на кристалл света и постоянного электрического поля с напряжением ниже порогового. Оно оказывается не аддитивным. Световое поле снимает экранировку кристалла наведенными зарядами и порог перехода по напряженности постоянного поля становится близким к порогу в низкочастотном поле. При этом самовоздействие света сохраняется, но трансформация светового пучка принципиально отличается от таковой в отсутствие постоянного поля, расходимость теряет симметрию.

5. Обнаружено, что, в отличие от НЖК, в холестерических жидких кристаллах (ХЖК) при сопоставимых плотностях мощности  $\sim 10^3$  Вт/см<sup>2</sup> и условиях освещения

самовоздействие света приводит не к слабо асимметричной абберационной расходимости, а к дифракционной картине. Эта картина обусловлена появлению наведенных светом двумерных периодических структур из-за изменения шага холестерической спирали при фото-конформационных внутримолекулярных переходах вещества ХЖК.

6. Исследован класс НЖК, легированных поглощающими свет частицами в виде как высокомолекулярных соединений разной структуры, содержащих азофрагменты, так и низкомолекулярных красителей с аналогичными азофрагментами. Установлено, что оптический вращающий момент, индуцируемый высокомолекулярными соединениями, в несколько раз превышает момент, индуцируемый низкомолекулярными красителями. Добавка 0.5% гребнеобразного полимера повышает коэффициент нелинейности нематической матрицы в 60 раз.

7. В НЖК с фотоконформационными поглощающими добавками возникает дополнительная обратная связь между поворотом директора и оптическим вращающим моментом. Она использована для управления типом фазового перехода в НЖК. Впервые реализован светоиндуцированный переход первого рода в НЖК с примесью дендримера в отсутствие иных внешних воздействий. Для него характерна рекордно широкая область (до 0.4) бистабильности поля директора. Род оптического перехода может переключаться при изменении поляризации света или добавлении низкочастотного поля.

Воздействие света превращает переход, индуцированный низкочастотным полем, из перехода второго рода в переход первого рода.

8. Для указанных выше наблюдаемых новых явлений построены физические модели, позволяющие в большинстве случаев описывать их количественно.

Совокупность полученных результатов представляет собой новое крупное научное достижение – решение задачи о нелинейном ориентационном взаимодействии поляризованного света с жидкими кристаллами.

Все представленные результаты получены в отделе Оптики низкотемпературной плазмы ФИАН. Работа поддерживалась грантами Министерства образования и науки Российской Федерации, РФФИ и РНФ.

Я глубоко благодарен В.Ф. Китаевой, В.Н. Очкину, Н.Н. Соболеву и А.П. Сухорукову за постоянную поддержку и внимание, помощь и плодотворное обсуждение результатов работы.

Я искренне признателен своим коллегам и соавторам М.И. Барнику, А.Ю. Бобровскому, Н.И. Бойко, И.А. Будаговскому, М.П. Смаеву, Д. Б. Терскову, В.Ю. Федоровичу, С.А. Швецову, В.П. Шibaеву, совместные работы с которыми включены в диссертацию.

Автор благодарен коллективу сотрудников Отдела оптики низкотемпературной плазмы за доброжелательное отношение и поддержку.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Stephen, M.J., and Stanley, J.P., *Physics of liquid crystals* // Rev.Mod. Phys. – 1974. – Vol. 46, N 4. – P. 617–704.
2. de Gennes, P.G., and Prost, J., *The Physics of Liquid crystals*. – Oxford Univ. Press, 1993. – 597 p.
3. Блинов, Л.М., *Электро- и магнитооптика жидких кристаллов*. – М.: Наука, 1978. – 384 с.
4. Чандрасекар, С., *Жидкие кристаллы*. – М.: Наука, 1980, – 344 с.
5. Пикин, С.А., *Структурные превращения в жидких кристаллах*. – М.: Наука, 1981, – 344 с.
6. Сонин, А.С., *Лиотропные нематики* // УФН. – 1987. – Т. 153, № 2. – С. 273–310.
7. Блинов, Л.М., *Жидкие кристаллы: структура и свойства*. – М.: Книжный дом “ЛИБРИКОМ”, 2013, – 480 с.
8. Клеман, М., Лаврентович, О.Д., *Основы физики частично упорядоченных сред: жидкие кристаллы, коллоиды, фрактальные структуры и биологические объекты*. – М.: Физматлит, 2007, – 480 с.
9. Васильев, А.А., Касагент, Д., Компанец, И.Н., Парфенов, А.В., *Пространственные модуляторы света*. – М.: Радио и связь, 1987, – 320 с.
10. Томилин, М.Г., Невская, Г.Е., *Фотоника жидких кристаллов*. Санкт-Петербург: Издательство Политехнического университета, 2011, – 742 с.
11. Жаркова, Г.М., *Оптические эффекты в жидких кристаллах и их применение в аэрогидродинамическом эксперименте*. – Новосибирск: НГУ, 2000, – 39 с.
12. Шабанов, В.Ф., Ветров, С.Я., Шабанов, А.В., *Оптика реальных фотонных кристаллов*. – Новосибирск: СО РАН, 2005, – 240 с.
13. Палто, С. П., Блинов, Л.М., Барник, М.И., Лазарев, В.В., Уманский, Б.А., Штыков, Н.М., *Фотоника жидкокристаллических структур. Обзор* // Кристаллография. – 2011. – Т. 56, № 4. – С. 667–697.
14. Chodorow, U., Parka, J., and Garbat, K., *Spectral and photorefractive properties of nematic liquid crystals from the CHVT family in the terahertz range*, // Liq. Cryst. – 2013. – Т. 40, № 8. – С. 1089 – 1094.
15. Чистяков, И.Г. и Усольцева, В.А., *Жидкие кристаллы и их роль в медицине и биологии*. – Иваново: Ивановский государственный медицинский институт, 1962, – 24 с.
16. Браун, Г. и Уолкен, Дж., *Жидкие кристаллы и биологические структуры*. – М.: Мир, 1982, – 200 с.
17. Петрова, Г.П., *Анизотропные жидкости. Биологические структуры*. – Физический факультет МГУ, 2005, – 112 с.

18. Беляков, В.А., Сонин, А.С., *Оптика холестерических жидких кристаллов*. – М.: Наука, 1982, – 360 с.
19. Беляков, В.А., *Дифракционная оптика периодических сред сложной структуры*. – М.: Наука, 1988, – 254 с.
20. Чилая, Г.С., *Влияние внешних воздействий и предпереходных явлений на структурные превращения холестерических жидких кристаллов* // Кристаллография. – 2000. – Т. 45, № 5. – С. 944–960.
21. de Gennes, P.G., *Soft matter* // Rev. Mod. Phys. – 1992. – Т. 153, № 2. – P. 645–648.
22. Lehman, O., *Struktur, System und magnetisches Verhalten flüssiger Kristalle und deren Mischbarkeit mit festen*, Ann. Phys., 2, 649–705 (1900). // Ann. Phys.. – 1900. – Vol. 2, – P. 649–705.
23. Сонин, А.С., *Дорога длиною в век. Из истории науки о жидких кристаллах*. – М.: Наука, 1988, – 224 с.
24. Репьева, А. и Фредерикс, В., *К вопросу о природе анизотропно-жидкого состояния вещества* // ЖРФХО, часть физическая. – 1927. – Т. 59, № 2. – С. 183–200.
25. Фредерикс, В.К. и Золина, В., *О применении магнитного поля к измерению сил, ориентирующих анизотропные жидкости в тонких однородных слоях*, // ЖРФХО, часть физическая. – 1930. – Т. 62, № 5. – С. 457–464.
26. Zocher, H., Birstein, V., *Beitrage zur Kenntnis der Mesophasen (Zwischenaggregatzustände). V. Über die Beeinflussung durch das elektrische und magnetische Feld*, Zeitschrift Phys. Chem. A. – 1929. – Vol. 142, – P. 186–194.
27. Фредерикс, В., Цветков, В., *Об ориентирующем воздействии электрического поля на молекулы анизотропных жидкостей* // ДАН СССР. – 1935. – Т. 2, № 7. – С. 528–534.
28. Фредерикс, В. и Цветков, В., *О движении, возникающем в анизотропных жидкостях под действием электрического поля* // ДАН СССР. – 1935. – Т. IV(IX), № 3(72). – С. 123–126.
29. Deuling, H. J., *Deformation of Nematic Liquid Crystals in an Electric Field* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 1972. – Vol. 19, N 2. – P. 123–131.
30. Brochard, F., Leger, L., and Meyer, R.B., *Fredericksz transition of a homeotropic liquid crystal in rotating magnetic field* // J. Phys. – 1975. – Vol. 36, N 3. Coll. C1, – P. C1-209-C1-213.
31. Guyon, E., *Second order phase transitions: models and analogies*, Am. J. Phys., 43(10), 877–881 (1975). // Am. J. Phys.. – 1975. – Vol. 43, N 10. – P. 877–881.
32. Frisken, B.J. and Palffy, P. -Muhoray, *Electric-field-induced twist and bend Fredericksz transition in nematic liquid crystals* // Phys. Rev. A. – 1989. – Vol. 39, N 3. – P. 1513–1518.
33. Frisken, B.J. and Palffy, P. -Muhoray, *Fredericksz transition in nematic liquid crystals: The effects of an in-plane electric field* // Phys. Rev. A. – 1989. – Vol. 40, N 10. – P. 6099–6102.

34. Shelton , J.W. and Shen, Y.R., *Phase-matched Third-harmonic Generation in Cholesteric Liquid Crystals* // Phys. Rev. Lett. – 1970. – Vol. 25, N 1. – P. 23–26.
35. Sackmann, E., *Photochemically Induced Reversible Color Changes in Cholesteric Liquid Crystals* // J. Am. Chem. Soc.. – 1971. – Т. 93, № 25. – С. 7088–7090.
36. Kahn, F.J., *Ir-laser-addressed thermo-optic smectic liquid-crystal storage displays* // Appl. Phys. Lett.. – 1973. – Т. 22, № 3. – С. 111–113.
37. Volterra, V., Wiener, E. -Avnear, *Cw thermal lens effect in thin layer of nematic liquid crystal* // Opt. Comm.. – 1974. – Т. 12, № 2. – С. 194–197.
38. Ichimura, K., Suzuki, Y., Seki, T., Hosoki, A., and Aoki, K., *Reversible Change in Alignment Mode of Nematic Liquid Crystals Regulated Photochemically by “Command surfaces” Modified with an Azobenzene Monolayer* // Langmuir. – 1988. – Vol. 4, N 5. – P. 1214–1216.
39. Wong, G.K.L., and Shen, Y.R., *Optical-Field-Induced Ordering in the Isotropic Phase of a Nematic Liquid Crystal* // Phys. Rev. Lett. – 1973. – Vol. 30, N 19. – P. 895–897.
40. Wong, G.K.L., and Shen, Y.R., *Transient Self-Focusing in a Nematic Liquid Crystal in the Isotropic Phase* // Phys. Rev. Lett.. – 1974. – Vol. 32, N 10. – P. 527–530.
41. Hanson, E.G., Shen, Y.R., and Wong, G.K.L., *Experimental Study of Self-Focusing in a Liquid Crystalline Medium* // Appl. Phys.. – 1977. – Vol. 14, N 1. – P. 65–77.
42. Аракелян, С.М., Ляхов, Г.А., Чилингарян, Ю.С., *Нелинейная оптика жидких кристаллов* // УФН. – 1980. – Т. 131, № 1. – С. 3–44.
43. Дмитриев, С.Г., *Электромагнитная волна большой интенсивности в холестерическом жидком кристалле* // ЖЭТФ. – 1973. – Т. 65, Вып. 6. – С. 2466–2469.
44. Ляхов, Г.А., Макаров, В.А., *Светоиндуцированный переход из нематической в холестерическую фазу жидкого кристалла* // Вестник МГУ, сер. физ. астроном.. – 1977. – Т. 18, № 3. – С. 106–107.
45. Лембриков, В.И., *Об одном нелинейном эффекте взаимодействия электромагнитного поля с нематическим кристаллом* // ЖТФ. – 1979. – Т. 49, № 3. – С. 667–670.
46. Herman , R.M. and Serinko, R.J., *Nonlinear-optical processes in nematic liquid crystals near Freedericksz transition* // Phys. Rev. A. – 1979. – Vol. 19, N 4. – P. 1757–1769.
47. Зельдович, Б.Я., Табирян, Н.В., *Вынужденное рассеяние света в мезофазе нематический жидкого кристалла* // Письма в ЖЭТФ. – 1979. – Т. 30, № 8. – С. 510–513.
48. Зельдович, Б.Я., Мерзликин, С.К., Пилипецкий, Н.Ф., Сухов, А.В., *Наблюдение вынужденного ориентационного света вперед в планарном нематике* // Письма в ЖЭТФ. – 1985. – Т. 41, № 10. – С. 418–421.
49. Зельдович, Б.Я., Пилипецкий, Н.Ф., Сухов, А.В., Табирян, Н.В., *Гигантская оптическая нелинейность в мезофазе НЖК* // Письма в ЖЭТФ. – 1980. – Т. 31, № 5. – С. 287–292.

50. Tabiryan, N.V. and Zel'dovich, B.Ya., *The Orientational Optical Non-linearity of Liquid Crystals I. Nematics* // Mol. Cryst. Liq. Cryst.. – 1980. – Т. 62, N 3-4. – С. 237–250.
51. Золотько, А.С., Китаева, В.Ф., Кроо, Н., Соболев, Н.Н., Чиллаг, Л., *Влияние поля световой волны на нематическую фазу жидкого кристалла ОЦБФ* // Письма в ЖЭТФ. – 1980. – Т. 32, № 2. – С. 170-174.
52. Akhmanov, S.A., Krindach, D.P., Migulin, A.V., Sukhorukov, A.P., and Khokhlov, R.V., *Thermal Self-Actions of Laser Beams* // IEEE J. Quantum Electron.. – 1968. – Т. 4, N 10. – С. 568–575.
53. Khoo, I.C. and Zhuang, Shu-Lu, *Nonlinear optical amplification in a nematic liquid crystal above the Freedericksz transition* // Appl. Phys. Lett.. – 1980. – Vol. 37, N 1. – P. 3–4.
54. Csillag, L., Janossy, I., Kitaeva, V.F., Kroo, N., Sobolev, N.N., and Zolot'ko, A.S., *Laser Induced Reorientation of Nematic Liquid Crystals* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 1981. – Vol. 78, – P. 173-181.
55. Золотько, А.С., Китаева, В.Ф., Кроо, Н., Соболев, Н.Н., Чиллаг, Л., *Переход Фредерикса в кристалле МБА, вызванный полем световой волны* // Письма в ЖЭТФ. – 1981. – Т. 34, № 5. – С. 263-267.
56. Китаева, В.Ф., Золотько, А.С., Соболев, Н.Н., *Самофокусировка лазерного излучения при переходе Фредерикса* // Успехи физических наук. – 1982. – Т. 138, № 2. – С. 324-328.
57. Золотько, А.С., Китаева, В.Ф., Соболев, Н.Н., Сухоруков, А.П., *Самофокусировка лазерного излучения при переходе Фредерикса в нематической фазе жидкого кристалла* // ЖЭТФ. – 1981. – Т. 81, № 3. – С. 933-941.
58. Золотько, А.С., Китаева, В.Ф., Соболев, Н.Н., Сухоруков, А.П., *Нестационарные и поляризационные эффекты при ориентационной самофокусировке в нематических жидких кристаллах* // Известия АН СССР, сер. физ.. – 1982. – Т. 46, № 10. – С. 2005-2011.
59. Золотько, А.С., Китаева, В.Ф., Куюмчян, В.А., Соболев, Н.Н., Сухоруков, А.П., *Светоиндуцированный фазовый переход второго рода в пространственно-ограниченной области НЖК* // Письма в ЖЭТФ. – 1982. – Т. 36, № 3. – С. 66–69.
60. Золотько, А.С., Китаева, В.Ф., Кроо, Н., Соболев, Н.Н., Сухоруков, А.П., Трошкин, В.А., Чиллаг, Л., *Незатухающие осцилляции директора НЖК в поле световой волны обыкновенного типа* // ЖЭТФ. – 1984. – Т. 87, № 3. – С. 859–864.
61. Золотько, А.С., Китаева, В.Ф., Соболев, Н.Н., Сухоруков, А.П., *К теории ориентационной самофокусировки световой волны обыкновенного типа* // Вестник МГУ, серия 3, физика, астрономия. – 1985. – Т. 26, № 5. – С. 43–49.
62. Zolot'ko, A.S., Kitaeva, V.F., Sobolev, N.N., Fedorovich, V.Yu., Sukhorukov, A.P., Kroo, N., N. Kroo, and Csillag, L., *Polarization dynamics of an ordinary light wave interacting with a nematic liquid crystal* // Liq. Cryst.. – 1993. – Vol. 15, N 6. – P. 787–797.

63. Золотько, А.С., Китаева, В.Ф., Федорович, В.Ю., *Самовоздействие циркулярно поляризованной световой волны в гомеотропно ориентированном нематической жидком кристалле* // Препринт ФИАН. – 1986. № 326. – С. 1-1.
64. Золотько, А.С., Сухоруков, А.П., *Переход Фредерикса в НЖК под действием циркулярно поляризованной световой волны* // Письма в ЖЭТФ. – 1990. – Т. 52, № 1. – С. 707-710.
65. Santamato, E., Daino, B., Romagnoli, M., Settembre, M., and Shen, Y.R., *Collective Rotation of Molecules Driven by the Angular Momentum of Light in a Nematic Film* // Phys. Rev. Lett.. – 1986. – Vol. 57, N 19. – P. 2423–2426.
66. Золотько, А.С., Китаева, В.Ф., Кроо, Н., Соболев, Н.Н., Сухоруков, А.П., Чиллаг, Л., *Характер абберационной картины при самофокусировке светового пучка, вызванной переориентацией директора в жидких кристаллах* // ЖЭТФ. – 1982. – Т. 83, № 4. – С. 1368–1375.
67. Золотько, А.С., Китаева, В.Ф., Криндач, Н.И., Соболев, Н.Н., *Асимметрия поляризации абберационной картины при ориентационной самофокусировке* // Краткие сообщения по физике. – 1985. № 8. – С. 51–54.
68. Золотько, А.С., Китаева, В.Ф., *Поляризационные эффекты при ориентационной абберационной самофокусировке в нематических жидких кристаллах* // ЖЭТФ. – 1986. – Т. 91, вып. 1(7). – С. 131–139.
69. Золотько, А.С., Китаева, В.Ф., Терсков, Д.Б., *Тепловая, ориентационная и фотоориентационная нелинейности жидкого кристалла из азоксимолекул* // ЖЭТФ. – 1994. – Т. 106, вып. 6(12). – С. 1722-1739.
70. Будаговский, И.А., Золотько, А.С., Китаева, В.Ф., Смаев, М.П., *Взаимодействие света с нематическими жидкими кристаллами, содержащими азокси- и азомолекулы*, // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 2004. № 10. – С. 26–38.
71. Budagovsky, I.A., Zolot'ko, A.S., Kitaeva, V.F., and Smayev, M.P., *Light Self-Action in NLCs with Orientational and Thermal Nonlinearities* // Mol. Cryst. Liq. Cryst.. – 2006. – Vol. 453, – P. 71–82.
72. Руденко, Е.В., Сухов, А.В., *Фотоиндуцированная электропроводность и фоторефракция в нематике* // Письма в ЖЭТФ. – 1994. – Т. 59, № 2. – С. 133–136.
73. Руденко, Е.В., Сухов, А.В., *Оптически индуцированное разделение зарядов в нематике и обусловленная им ориентационная нелинейность* // ЖЭТФ. – 1994. – Т. 105, № 6. – С. 1621–1634.
74. Khoo, I.C., Li, H., Liang, Y., *Observation of orientational photorefractive effects in nematic liquid crystals* // Opt. Lett.. – 1994. – Vol. 19, N 21. – P. 1723–1725.
75. Будаговский, И.А., Золотько, А.С., Китаева, В.Ф., Очкин, В.Н., Смаев, М.П., Барник, М.И., *Самовоздействие светового пучка в нематических жидких кристаллах в постоянном электрическом поле* // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 2006. № 3. – С. 24 – 34.

76. Zolot'ko, A.S., Budagovsky, I.A., Kitaeva, V.F., Ochkin, V.N., Shakun, A.V., Smayev, M.P., and Barnik, M.I., *Orientational Interaction of a Light Beam and NLCs Subjected to External DC Field*, // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 2006. – Vol. 454, – P. 407–414.
77. Budagovsky, I.A., Ochkin, V.N., Smayev, M.P., Zolot'ko, A.S., and Barnik, M.I., *Asymmetric aberrational patterns at light beam self-action in nematic liquid crystals* // Proceedings of SPIE. – 2007. – Vol. 6729, – P. 67293E.
78. Будаговский, И.А., Золотько, А.С., Смаев, М.П., Барник, М.И., *Самовоздействие светового пучка в нематических жидких кристаллах в присутствии постоянного электрического поля* // ЖЭТФ. – 2010. – Т. 138, вып. 1(7). – С. 150–161.
79. Золотько, А.С., Китаева, В.Ф., Соболев, Н.Н., Федорович, В.Ю., Штыков, Н.М., *Светоиндуцированная периодическая решетка в ХЖК* // Письма в ЖЭТФ. – 1986. – Т. 43, № 10. – С. 477–479.
80. Золотько, А.С., Китаева, В.Ф., Федорович, В.Ю., Штыков, Н.М., *Периодическая структура, возникающая в холестерическом жидком кристалле в широком температурном интервале вблизи фазового перехода* // Краткие сообщения по физике. – 1987. № 3. – С. 34–36.
81. Kitaeva, V.F. and Zolot'ko, A.S., *Square Periodic Distortions of the Director Field in Cholesteric Liquid Crystals* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. Sci. Technol, Sec. B: Nonlinear Optics. – 1992. – Vol. 2, – С. 261–279.
82. Золотько, А.С., Китаева, В.Ф., Терсков, Д.Б., *Рассеяние света на структурах, созданных лазерным пучком в жидком кристалле ОЦБФ вблизи фазового перехода смектик-нематик. Эффект памяти* // ЖЭТФ. – 1992. – Т. 101, № 6. – С. 1827–1835.
83. Золотько, А.С., Китаева, В.Ф., Кроо, Н., Чиллаг, Л., *О светоиндуцированных структурах в смектических жидких кристаллах* // Краткие сообщения по физике. – 1992. № 11. – С. 58–62.
84. Золотько, А.С., Китаева, В.Ф., Кроо, Н., Чиллаг, Л., *Особенности воздействия узкого светового пучка на смектический жидкий кристалл* // ЖЭТФ. – 1993. – Т. 103, № 5. – С. 1609–1618.
85. Kitaeva, V.F., Zolot'ko, A.S., *Features of Interaction of a Narrow Light Beam with a Smectic OCBP. Memory effect* // J. Russ. Laser Res.. – 1994. – Vol. 15, N 2. – P. 164–175.
86. Barnik, M.I., Kitaeva, V.F., Rumyantsev, V.G., Zolot'ko, A.S., *Thermomechanical effect in liquid crystals* // Mol. Cryst. Liq. Cryst.. – 1997. – Vol. 299, – P. 91–95.
87. Kitaeva, V.F., Sobolev, N.N., Zolot'ko, A.S., Csillag, L., and Kroo, N., *Light Diffraction by Laser Beam Created “Channels” in Nematic Liquid Crystals* // Mol. Cryst. Liq. Cryst.. – 1983. – Vol. 91, № 1. – P. 137–143.
88. Барник, М.И., Золотько, А.С., Китаева, В.Ф., *Особенности самовоздействия светового излучения с нематическим жидким кристаллом, легированным красителями* // ЖЭТФ. – 1997. – Т. 111, № 6. – С. 2059–2073.

89. Janossy, I., Lloyd, A.D., and Wherrett, B.S., *Anomalous optical Fredericksz transition in an absorbing liquid crystal* // Mol. Cryst. Liq. Cryst.. – 1990. – Vol. 179, – P. 1–12.
90. Janossy, I., Csillag, L. and Lloyd, A.D., *Temperature dependence of the optical Fredericksz transition in dyed nematic liquid crystals* // Phys. Rev. A. – 1991. – Т. 44, № 12. – С. 8410–8413.
91. Барник, М.И., Золотко, А.С., Румянцев, В.Г., Терсков, Д.Б., *Светоиндуцированная переориентация директора в нематическом жидком кристалле, легированном азокрасителями* // Кристаллография. – 1995. – Т. 40, № 4. – С. 746–750.
92. Terskov, D.B., Zolot'ko, A.S., Barnik, M.I., and Rumyantsev, V.G., *Optical Bistability of the Director in an absorbing nematic liquid crystal* // Mol. Materials. – 1996. – Vol. 6, N 3. – P. 151–162.
93. Kitaeva, V.F., Zolot'ko, A.S., and Barnik, M.I., *Orientational optical nonlinearity of absorbing nematics liquid crystals* // Mol. Materials. – 2000. – Vol. 12, N 4. – P. 271–293.
94. Janossy, I. and Szabados, L., *Photoisomerization of azo-dyes in nematic liquid crystals* // J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.. – 1998. – Vol. 7, N 4. – P. 539–551.
95. Szabados, L., Janossy, I., and Kosa, T., *Light-induced Bulk Effects in Nematic Liquid Crystals Doped with Azo-dyes* // Mol. Cryst. Liq. Cryst.. – 1998. – Vol. 320, – P. 239–248.
96. Будаговский, И.А., Золотко, А.С., Очкин, В.Н., Смаев, М.П., Бобровский, А.Ю., Шibaев, В.П., Барник, М.И., *Ориентационная оптическая нелинейность, индуцированная гребнеобразными полимерами в нематическом жидком кристалле* // ЖЭТФ. – 2008. – Т. 133, № 1. – С. 204–214.
97. Zolot'ko, A.S., Budagovsky, I.A., Ochkin, V.N., Smayev, M.P., Bobrovsky, A.Yu., Shibaev, V.P., Boiko, N.I., Lysachkov, A.I., and Barnik, M.I., *Light-induced director reorientation in nematic liquid crystals doped with azobenzene-containing macromolecules of different architecture* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 2008. – Vol. 488, – P. 265–278.
98. Budagovsky, I.A., Ochkin, V.N., Smayev, M.P., Zolot'ko, A.S., Bobrovsky, A.Yu., Boiko, N.I., Lysachkov, A.I., Shibaev, V.P., and Barnik, M.I., *Light interaction with the NLC–dendrimer system* // Liq. Cryst.. – 2009. – Vol. 36, № 1. – P. 101–107.
99. Будаговский, И.А., Золотко, А.С., Очкин, В.Н., Смаев, М.П., Швецов, С.А., Бобровский, А.Ю., Бойко, Н.И., Шibaев, В.П., Барник, М.И., *Ориентационная оптическая нелинейность нематических жидких кристаллов, индуцированная высокомолекулярными азосодержащими азосоединениями* // Высокомолекулярные соединения, серия А. – 2011. – Т. 53, № 8. – С. 1337–1348.
100. Бабаян, Э.А., Будаговский, И.А., Золотко, А.С., Смаев, М.П., Швецов, С.А., Бойко, Н.И., Барник, М.И., *Оптическая бистабильность поля директора нематического жидкого кристалла, легированного дендримерами* // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 2010. № 8. – С. 46–54.

101. Babayan, E.A., Budagovsky, I.A., Shvetsov, S.A., Smayev, M.P., Zolot'ko, A.S., Boiko, N.I., and Barnik, M.I., *Light- and electric-field induced first-order orientation transition in a dendrimer-doped liquid crystal*, // Phys. Rev. E. – 2010. – Vol. 82, – P. 061705.
102. Karn, A.J., Arakelian, S.M., Shen, Y.R., Ong, H.L., *Observation of Magnetic-Field-Induced First-Order Optical Freedericksz Transition in a Nematic Film* // Phys. Rev. Lett.. – 1986. – Vol. 57, N 4. – P. 448–451.
103. Wu, J.J., Chen, Shu-Hsia, *Electric-controlled intrinsic optical bistability in nematic liquid crystals* // J. Appl. Phys.. – 1989. – Vol. 66, N 3. – P. 1065–1070.
104. Золот'ко, А.С., *О механизме светоиндуцированной ориентации молекул в поглощающих нематических жидких кристаллах* // Письма в ЖЭТФ. – 1998. – Т. 68, № 5. – С. 410–414.
105. Barnik, M.I., Kharchenko, S.A., Kitaeva, V.F., and Zolot'ko, A.S., *Reorientation of Director of Nematic Liquid Crystals, Doped with Azodyes, under Light and Low-Frequency Fields* // Mol. Cryst. Liq. Cryst.. – 2002. – Vol. 375, – P. 363-372.
106. Золот'ко, А.С., Смаев, М.П., Китаева, В.Ф., Барник, М.И., *Бистабильность поля директора нематического жидкого кристалла в низкочастотном электрическом и пространственно ограниченном световом полях* // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 2004. № 3. – С. 7–15.
107. Золот'ко, А.С., Смаев, М.П., Китаева, В.Ф., Барник, М.И., *Обратимые ориентационные переходы первого рода, индуцированные в нематическом жидком кристалле пространственно ограниченным световым пучком и низкочастотным электрическим полем* // Квантовая электроника. – 2004. – Т. 34, № 12. – С. 1151–1156.
108. Барник, М.И., Золот'ко, А.С., Китаева, В.Ф., *Светоиндуцированная память в нематическом жидком кристалле, легированном красителем* // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 2001. № 1. – С. 36–44.
109. Barnik, M.I., Kitaeva, V.F., and Zolot'ko, A.S., *Peculiarities of Light-induced Memory in NLCs* // Mol. Cryst. Liq. Cryst.. – 2003. – Vol. 391, № 1. – P. 111–122.
110. Zolot'ko, A.S., Budagovsky, I.A., Smayev, M.P., , and M.I Barnik, *Asymmetric Aberration Pattern at Light-Beam Self-Action in NLC Doped with Stilbene Dye* // Mol. Cryst. Liq. Cryst.. – 2008. – Vol. 488, № 1. – P. 11–22.
111. Золот'ко, А.С., Китаева, В.Ф., *Светоиндуцированная переориентация смектического жидкого кристалла с эффектом памяти* // Письма в ЖЭТФ. – 1994. – Т. 59, № 1. – С. 34–39.
112. Karat , P.P. and Madhusudana, N.V., *Elastic and optical properties of some 4' - n - alkyl - 4 - cyanobiphenyls* // Mol. Cryst. Liq. Cryst.. – 1976. – Vol. 36, № 1-2. – P. 51–64.
113. Karat , P.P. and Madhusudana, N.V., *Elasticity and orientational order in some 4' - n - alkyl - 4 - cyanobiphenyls: Part II* // Mol. Cryst. Liq. Cryst.. – 1977. – Т. 40, № 1-4. – С. 239–245.

114. де Жё, В., *Физические свойства жидкокристаллических веществ*. – М.: Мир, 1982, – 152 с.
115. Proust, J.E., Ter, L. -Minussian-Saraga, and Guyon, E., *Orientation of a nematic liquid crystal by suitable boundary surfaces // Sol. State Comm.* – 1972. – Vol. 11, N 9. – P. 1227–1230.
116. Тихонов, А.Н., Самарский, А.А., *Уравнения математической физики*. – М.: Наука, 1972, – 736 с.
117. Urbach, W., Hervet, H., and Rondelez, F., *Thermal diffusivity measurements in nematic and smectic phases by forced Rayleigh light scattering // Mol. Cryst. Liq. Cryst.* – 1978. – Т. 46, № 3-4. – С. 209–221.
118. Csillag, L., Janossy, I., Kitaeva, V. F., Kroo, N., Sobolev, N.N., *The influence of the finite size of the light spot on the laser induced reorientation of liquid crystals // Mol. Cryst. Liq. Cryst.* – 1982. – Т. 84, № 1-4. – С. 125-135.
119. Durbin, S.D., Arakelian, S.M., Shen, Y.R., *Optically-induced birefringence and Fredericks transition in a nematic liquid crystal // Phys. Rev. Lett.* – 1981. – Vol. 47, N 19. – P. 1411–1414.
120. Durbin, S.D., Arakelian, S.M., Shen, Y.R., *Laser induced diffraction rings from a nematic-liquid-crystal film // Opt. Lett.* – 1981. – Vol. 6, N 9. – P. 411–413.
121. Зельдович, Б.Я., Мерзликин, С.К., Пилипецкий, Н.Ф., Сухов, А.В., Табирян, Н.В., *Светоиндуцированный переход Фредерикса в поле наклонной о-волны // Письма в ЖЭТФ*. – 1983. – Т. 37, № 12. – С. 563–571.
122. Золотько, А.С., Китаева, В.Ф., Преображенский, Н.Г., Трашкеев, С.И., *К теории перехода Фредерикса в световом поле // Краткие сообщения по физике*. – 1982. № 1. – С. 12–18.
123. Зельдович, Б.Я., Табирян, Н.В., Чилингарян, Ю.С., *Переход Фредерикса под действием световых полей // ЖЭТФ*. – 1981. – Т. 81, № 1. – С. 72–83.
124. Рубин, П.Л., *Порог ориентационной самофокусировки гауссова светового пучка в нематических жидких кристаллах // Квантовая электроника*. – 1985. – Т. 12, № 11. – С. 2344–2347.
125. Ахманов, С.А., Криндач, Д.П., Сухоруков, А.П., Хохлов, Р.В., *Нелинейная дефокусировка лазерных пучков // Письма в ЖЭТФ*. – 1967. – Т. 6, № 2. – С. 509–513.
126. Dabby, F.W., Gustafson, T.K., Whinnery, J.R., and Kohanzadeh, Y., *Thermally self-induced phase modulation of laser beams // Appl. Phys. Lett.* – 1970. – Vol. 16, N 9. – P. 362–365.
127. Арнольд, В.И., *Особенности, бифуркации и катастрофы // УФН*. – 1983. – Т. 141, № 4. – С. 569-590.
128. Кравцов, Ю.А., Орлов, Ю.И., *Каустики, катастрофы и волновые поля // УФН*. – 1983. – Т. 141, № 4. – С. 591-627.
129. Гилмор, Р., *Прикладная теория катастроф, Т. 1*, – М.: Мир, 1984. – 350 с.

130. Постон, Т., И.Стюарт, Теория катастроф и ее приложения. – М., Мир, 1980. – 608 с.
131. Борн, М., Вольф, Э., Основы оптики. – М.: Наука, 1973. – 720 с.
132. Tabiryan, N.V., Nersisyan, S.R., and Warenghem, M., *Nonlinear Interaction of Light with Transversely Moving Medium* // Phys. Rev. Lett.. – 1996. – Vol. 77, N 16. – P. 3355–3358.
133. Tabiryan, N.V., Nersisyan, S.R., and Warenghem, M., *Interaction of light with a transversely moving nonlinear medium: Beyond Doppler laser velocimetry* // J. Appl. Phys. – 1998. – Vol. 83, N 1. – P. 1–7.
134. Зельдович, Б.Я., Табирян, Н.В., *Теория светоиндуцированного перехода Фредерикса (СПФ)* // ЖЭТФ. – 1982. – Т. 82, № 4. – С. 1126–1146.
135. Ong, Hap Liew, *Optically induced Freedericksz transition and bistability in a nematic liquid crystal* // Phys. Rev. A. – 1983. – Т. 28, № 4. – С. 2393–2407.
136. Зельдович, Б.Я., Табирян, Н.В., *Ориентационная оптическая нелинейность жидких кристаллов* // Успехи физических наук. – 1985. – Т. 147, № 4. – С. 633–674.
137. Pieransky, P., Brochard, F., Guyon, E., *Static and dynamic behavior of a nematic liquid crystal in a magnetic field. Part II: Dynamics* // J. de Physique. – 1973. – Vol. 34, N 1. – P. 35–48.
138. Галстян, С.Р., Гарибян, О.В., Табирян, Н.В., Чилингарян, Ю.С., *Светоиндуцированный переход Фредерикса в жидком кристалле* // Письма в ЖЭТФ. – 1981. – Т. 33, № 9. – С. 454–458.
139. Кравцов, Ю.А., Орлов, Ю.И., *Геометрическая оптика неоднородных сред.* – М.: Наука, 1980. – 304 с.
140. Кнеппе, Н., Schneider, F., and Sharma, N.K., *Rotational viscosity  $\gamma_1$  of nematic liquid crystals* // J. Chem. Phys.. – 1982. – Vol. 77, N 6. – P. 3203–3208.
141. Аракелян, С.М., Арушанян, Л.Е., Чилингарян, Ю.С., *Флуктуации и рассеяние света в нематических жидких кристаллах при фазовых переходах во внешних полях* // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, № 10. – С. 1949–1956.
142. Drevencek Olenik, I., Jarbinsek, M., and Copic, M., *Localized Soft Mode at Optical-Field-Induced Freedericksz Transition in a Nematic Liquid Crystal* // Phys. Rev. Lett.. – 1999. – Vol. 82, N 10. – P. 2103–2106.
143. Cipparrone, G., Duca, D., Umeton, C., and Tabiryan, N.V., *Observation of Doppler-like Redshift due to Light Interaction with Matter* // Phys. Rev. Lett.. – 1993. – Vol. 71, N 24. – P. 3955–3958.
144. Cipparrone, G., Duca, D., Versace, C., Umeton, C., and Tabiryan, N.V., *The Decay of Unstable Orientational States of Nematic Liquid Crystals Interacting with a Laser Field,* // J. Phys. – 1997. – Vol. 7, N 9. – P. 1143–1153.
145. Cipparrone, G., Duca, D., Tabiryan, N.V., *Self Heterodyning: A Versatile Technique to Investigate Nematic Liquid Crystals* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 1995. – Vol. 261, N 1. – P. 187–195.

146. Китаева, В.Ф., Кроо, Н., Соболев, Н.Н., Сухоруков, А.П., Федорович, В.Ю., Чиллаг, Л., *Возбуждение автоколебаний директора нематического жидкого кристалла* // ЖЭТФ. – 1985. – Т. 89, вып. 3(9). – С. 905–910.
147. Алавердян, Р.Б., Аракелян, С.М., Караян, А.С., Чилингарян, Ю.С., *Наблюдение временных неустойчивостей при динамической самодифракции света в анизотропной неоднородной среде* // Письма в ЖТФ. – 1987. – Т. 13, – С. 119.
148. Аракелян, С.М., Караян, А.С., Чилингарян, Ю.С., *Адиабатические и неадиабатические искажения модулированных структур, наведенных лазерным полем в нематических жидких кристаллах* // Квантовая электроника. – 1982. – Т. 9, № 12. – С. 2481–2490.
149. Аракелян, С.М., Арушанян, Л.Е., Даллакян, А.Ю., Караян, А.С., Чилингарян, Ю.С., *Самомодуляция световых волн в гомеотропно ориентированных нематических жидких кристаллах* // Изв. АН СССР, сер. физ.. – 1983. – Т. 47, № 12. – С. 2453–2463.
150. Преображенский, Н.Г., Трашкеев, С.И., *К вопросу о светоиндуцированном переходе Фредерикса (СПФ) в поле наклонной о-волны* // Оптика и спектроскопия. – 1986. – Т. 60, № 3. – С. 541–546.
151. Преображенский, Н.Г., Трашкеев, С.И., *Светоиндуцированный переход Фредерикса в поле наклонной неплоской о-волны* // Оптика и спектроскопия. – 1987. – Т. 62, № 1. – С. 86–90.
152. Tabiryan, N.V., Tabiryan, A.I. -Muzaryan, Carbone, V., Cipparrone, G., Umeton, C., Versace, C., Tschudi, T., *Temporal instability due to competing spatial patterns in liquid crystals in the light field* // Opt. Comm.. – 1998. – Vol. 154, N 1-3. – P. 70–74.
153. Santamato, E. and Shen, Y.R., *Pseudo-Stokes parameter representation of light propagation in layered inhomogeneous uniaxial media in the geometric optics approximation* // J. Opt. Soc. Am. A. – 1987. – Vol. 4, N 2. – P. 356–359.
154. Santamato, E., Maddalena, P., Marrucci, L., and Piccirillo, B., *Experimental study of the molecular reorientation induced by the ordinary wave in a nematic liquid crystal film* // Liquid Crystals. – 1998. – Vol. 25, N 3. – P. 357–362.
155. Russo, G., Carbone, V., and Cipparrone, G., *Nonlinear dynamics optically induced in nematic liquid crystals* // Phys. Rev. E. – 2000. – Vol. 62, N 4. – P. 5036–5042.
156. Carbone, V., Cipparrone, G., and Russo, G., *Homoclinic gluing bifurcations during the light induced reorientation in nematic-liquid-crystal films* // Phys. Rev. E. – 2001. – Vol. 63, – P. 051701.
157. Demeter, G., Krimer, D.O., *Light-induced dynamics in nematic liquid crystals—a fascinating world of complex nonlinear phenomena* // Phys. Rep. – 2007. – Vol. 448, N 5. – P. 133–162.
158. Преображенский, Н.Г., Трашкеев, С.И., *Многомодовый режим колебаний директора нематического жидкого кристалла в световом поле наклонной о-волны* // Оптика и спектроскопия. – 1987. – Т. 62, № 6. – С. 1404–1407.

159. Demeter, G. and Kramer, L., *Transition to Chaos via Gluing Bifurcations in Optically Excited Nematic Liquid Crystals* // Phys. Rev. Lett.. – 1999. – Vol. 83, N 23. – P. 4744–4747.
160. Demeter, G., *Complex nonlinear behavior in optically excited nematic liquid crystals* // Phys. Rev. E. – 2000. – Vol. 61, N 6. – P. 6678–6688.
161. Demeter, G., Krimer, D.O., and Kramer, L., *Numerical study of optically induced director oscillations in nematic liquid crystals: Transition to chaos via homoclinic gluings and the role of backflow* // Phys. Rev.E. – 2005. – Vol. 72, N 5. – P. 051712.
162. Золотько, А.С., Сухоруков, А.П., *Теория бистабильности НЖК при переходе Фредерикса в поле циркулярно поляризованной световой волны* // Препринт № 18/1989 Физического факультета МГУ. – 1989. – С. 1-5.
163. Marrucci, L., Abbate, G., Ferraiuolo, S., Maddalena, P., and Santamato, E., *Self-induced stimulated light scattering in nematic liquid crystals: Theory and experiment* // Phys. Rev. A. – 1992. – Vol. 46, N 8. – P. 4859–4868.
164. Brasselet, E., Galstian, T.V., Dube, L.J., Krimer, D.O., and Kramer, L., *Bifurcation analysis of optically induced dynamics in nematic liquid crystals: circular polarization at normal incidence* // J. Opt. Soc. Am. – 2005. – Vol. 22, N 8. – P. 1671–1680.
165. Brasselet, E, Krimer, D.O., and Kramer, L., *Light-induced instabilities driven by competing helical patterns in long-pitch cholesterics* // Eur. Phys. J. E. – 2005. – Vol. 17. – P. 403–411.
166. Santamato, E., Abbate, G., Maddalena, P., Marrucci, L., and Shen, Y.R., *Laser-Induced Nonlinear Dynamics in a Nematic Liquid-Crystal Film* // Phys. Rev. Lett. – 1990. – Vol. 64, N 12. – P. 1377–1380.
167. Krimer, D.O., Kramer, L., Brasselet, E., Galstian, T.V., and Dube, L.J., *Bifurcation analysis of optically induced dynamics in nematic liquid crystals: elliptical polarization at normal incidence* // J. Opt. Soc. Am. – 2005. – Vol. 22, N 8. – P. 1681–1690.
168. Brasselet, E., Piccirillo, B., and Santamato, E., *Three-dimensional model for light-induced chaotic rotations in liquid crystals under spin and orbital angular momentum transfer processes* // Phys. Rev. E. – 2008. – Vol. 78, N 3. – P. 031703.
169. Vella, A., Setaro, A., Piccirillo, B., and Santamato, E., *On-off intermittency in chaotic rotation induced in liquid crystals by competition between spin and orbital angular momentum of light* // Phys. Rev. E. – 2003. – Vol. 67, N 5. – P. 051704.
170. Piccirillo, B., Vella, A., and Santamato, E., *Optical Freedericksz transition in liquid crystals and transfer of the orbital angular momentum of light* // Phys. Rev. E. – 2003. – Vol. 69, N 2. – P. 021702.

171. Желудев, Н.И., Карасев, В.Ю., Костов, З.М., Нунупаров, М.С., *Гигантский экситонный резонанс в нелинейной оптической активности* // Письма в ЖЭТФ. – 1986. – Т. 43, № 12. – С. 578–581.
172. Драчев, П. Перминов, С.В., Раутиан, С.Г., Сафонов, В.П., *Гигантская нелинейная оптическая активность в агрегированном нанокompозите серебра* // Письма в ЖЭТФ. – 1998. – Т. 68, № 8. – С. 618–622.
173. Аракелян, С.М., Галстян, С.Р., Гарибян, О.В., Караян, А.С., Чилингарян, Ю.С., *Сильные эффекты нелинейной оптической активности в нематической фазе жидкого кристалла* // Письма в ЖЭТФ. – 1980. – Т. 32, № 9. – С. 561–565.
174. Железняков, В.В., Кочаровский, В.В., Кочаровский, Вл.В., *Линейное взаимодействие волн в оптике жидких кристаллов* // ЖЭТФ. – 1980. – Т. 79, вып. 5(11). – С. 1735–1758.
175. Berry, M.V., *Waves and Thom's theorem* // Adv. Phys. – 1976. – Vol. 25, N 1. – P. 1–26.
176. Berry, M.V., and Upstill, C., *Catastrophe optics: morphologies of caustics and their diffraction patterns* // Progress in Optics. – 1980. – Vol. XVII. – P. 257–346.
177. Tabiryan, N.V., Zel'dovich, B.Y., Kreuzer, M., Vogeler, T., *Higher-dimensionality caustics owing to competing reorientation of a liquid crystal by laser beams* // J. Opt. Soc. Am. B. – 1996. – Vol. 13, N 7. – P. 1426–1430.
178. Нерсисян, С.Р., Табирян, Н.В., *Магнитоиндуцированный гистерезис перехода Фредерикса в световом поле* // Оптика и спектроскопия. – 1983. – Т. 55, № 4. – С. 782–784.
179. Nersisyan, S.R. and Tabiryan, N.V., *Hysteresis of Light-induced Fredericksz Transition due to the Static Electric Field* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 1984. – Vol. 116, N 1-2. – P. 111–114.
180. Ong, Hiap Liew, *Magnetic-field-enhanced and -suppressed intrinsic optical bistability in nematic liquid crystals* // Phys. Rev. A. – 1985. – Vol. 31, N 5. – P. 3450–3453.
181. Vogeler, T., Kreuzer, M., Tschudi, T., and Tabiryan, N.V., *Observation of optical Fredericksz transition in a resonator* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 1984. – Vol. 251. – P. 159–166.
182. Аракелян, С.М., *Оптическая бистабильность, мультистабильность и неустойчивости в жидких кристаллах* // Успехи физических наук. – 1987. – Т. 153, № 4. – С. 579–618.
183. Santamato, E., Sasso, A., Bruzzese, R., and Shen, Y.R., *Intrinsic optical transistor in homeotropically aligned nematic liquid crystal films* // Opt. Lett. – 1986. – Vol. 11, N 7. – P. 452–454.
184. Galstyan, T.V. and Drnoyan, V., *Light-Driven Molecular Motor* // Phys. Rev. Lett. – 1997. – Vol. 78. – P. 2760–2763.
185. Marrucci, L., Maddalena, P., Arnore, G., Sirleto, L., and Santamato, E., *Liquid crystal reorientation induced by completely unpolarized light* // Phys. Rev. E. – 1998. – Vol. 57, N 3. – P. 3033–3037.

186. Galstyan, T.V., Yesayan, A.A., and Drnoyan, V., *Partially polarized light-induced Freedericksz transition in nematic liquid crystals* // Phys. Rev. E. – 1998. – Vol. 58, N 4. – P. 4605–4613.
187. Chen, S.-H. and Shen, Y., *Optical phase conjugation in a nematic liquid-crystal film modulated by a quasi-static electric field* // JOSA B. – 1997. – Vol. 14, N 7. – P. 1750–1753.
188. Khoo, I.C. and Liang, Y., *Stimulated orientational and thermal scattering and self-starting phase conjugation with nematic liquid crystals* // Phys. Rev. E. – 2000. – Vol. 62, N 5. – P. 6722–6733.
189. Brasselet, E., Miroshnichenko, A.E., Chen, D.F., Krolikowski, W., and Kivshar, Y.S., *Polarization nonlinear optical response of photonic structures with a liquid crystal defect* // Opt. Lett. – 2009. – Vol. 34, N 4. – P. 488–490.
190. Miyakawa, K., Yoshinaga, A., and Ariyoshi, D., *Textures in thin films of nematic liquid crystals induced by strongly focusing a circularly polarized light* // Phys. Rev. E. – 2011. – Vol. 83. – P. 031704.
191. Peccianti, M., Assanto, G., *Nematicons*. // Phys. Rep. – 2012. – Vol. 516, N 4-5. – P. 147–208.
192. Izdebskaya, Ya.V., Rebling, J., Desyatnikov, A.S., Assanto, G., and Kivshar, Yu.S., *All-optical switching of a signal by a pair of interacting nematicons* // Opt. Exp. – 2012. – Vol. 20, N 22. – P. 24701–24707.
193. Аракелян, С.М., Чилингарян, Ю.С., *Нелинейная оптика жидких кристаллов*. – М.: Наука, 1984. – 360 с.
194. Simomi, F., *Nonlinear Optical Properties of Liquid Crystals and Polymer Dispersed Liquid Crystals*, – Singapore: World Scientific, 1997. – 259 p.
195. Tabiryan, N.V., Sukhov, A.V., and Zel'dovich, B.Ya., *Orientational Optical Nonlinearity of Liquid Crystals* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 1986. – Vol. 136, N 1. – P. 1–139.
196. Khoo, I.C., *Nonlinear optics of liquid crystalline materials* // Phys. Rep. – 2009. – Vol. 471, N 5-6. – P. 221–267.
197. Csillag, L., Eber, N., Janossy, I., Kroo, N., Kitaeva, V.F., and Sobolev, N.N., *Reorientation of Liquid crystals by Superimposed Optical and Quasistatic Electric Fields* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 1982. – Vol. 89. – P. 287–293.
198. Barnik, M.I., Kharchenko, S.A., Kitaeva, V.F., and Zolot'ko, A.S., *Reorientation of Director of Nematic Liquid Crystals, Doped with Azodyes, under Light and Low-Frequency Fields* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 2002. – Vol. 375. – P. 363–372.
199. Wiederrecht, G.P., Yoon, B.A., Wesielewski, M.R., *High Photorefractive Gain in Nematic Liquid Crystals Doped with Electron Donor and Acceptor Molecules* // Science. – 1995. – Vol. 270, N 5243. – P. 1794–1797.

200. Khoo, I.C., Guenther, B.D., Wood, M.V., Chen, P., and Shih, Min-Yi, *Coherent beam amplification with a photorefractive liquid crystals* // Opt. Lett. – 1997. – Vol. 22, N 16. – P. 1229–1231.
201. Wiederrecht, G.P. and Wasielewsky, M.R., *Photorefractivity in Polymer-Stabilized Nematic Liquid Crystals*, J. Am. Chem. Soc. – 2005. – Vol. 22, N 8. – P. 1681–1690. 120, 3231–3226 (1998).
202. Khoo, I.C., Shih, M.Y., Wood, M.V., Chen, P.H., *Extremely nonlinear photosensitive nematic liquid crystal film*, Synthetic Metals. – 2005. – Vol. 22, N 8. – P. 1681–1690. 115, 145–150 (2000).
203. Khoo, I.C., Wood, M.V., Shih, M.Y., Chen, P.H., *Extremely nonlinear photosensitive liquid crystals for image sensing and sensor protection*, Opt. Exp. – 2005. – Vol. 22, N 8. – P. 1681–1690. 4(11), 432–442 (1999).
204. Ono, H. and Kawatsuki, N., *Orientalional holographic grating observed in liquid crystals sandwiched with photoconductive polymer films* // Appl. Phys. Lett. – 1997. – Vol. 71. – P. 1162–1964.
205. Zhang, I., Ostroverkhov, V., Singer, K.D., Reshetnyak, V., and Reznikov, Yu., *Electrically controlled surface diffraction gratings in nematic liquid crystals* // Opt. Lett. – 2000. – Vol. 25, N 6. – P. 414–414.
206. Boichuk, V., Kucheev, S., Parka, J., Reshetnyak, V., Reznikov, Y., Shiyanovskaya, I., Singer, K.D., Slussarenko, S., *Surface-mediated light-controlled Friedericksz transition in a nematic liquid crystal cell* // J. Appl. Phys. – 2001. – Vol. 90, N 12. – P. 5963–5967.
207. Pagliusi, P., Cipparrone, G., *Surface-induced photorefractive-like effect in pure liquid crystals* // Appl. Phys. Lett. – 2002. – Vol. 80, N 2. – P. 168–170.
208. Pagliusi, P., Cipparrone, G., *Charge transport due to photoelectric interface activation in pure nematic liquid-crystal cells* // J. Appl. Phys. – 2002. – Vol. 92, N 9. – P. 4863–4869.
209. Lucchetti, L., Gentili, M., Simoni, F., Pavliuchenko, S., Subota, S., and Reshetnyak, V., *Surface-induced nonlinearities of liquid crystals driven by an electric field* // Phys. Rev. E. – 2008. – Vol. 78. – P. 061706.
210. Будаговский, И.А., Золотько, А.С., Лобанов, А.Н., Смаев, М.П., Цховребов, А.М., Аверюшкин, А.С., Барник, М.И., *Исследование фототока в жидкокристаллических ячейках, обнаруживающих фоторефрактивный эффект* // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 2010. № 2. – С. 31–41.
211. Song, L., Lee, Wing-Kee, and Wang, Xiaosheng, *AC electric field assisted photo-induced high efficiency orientational diffractive grating in nematic liquid crystals* // Opt. Express. – 2006. – Vol. 14, N 6. – P. 2197–2202.

212. Korneychuk, P.P., Tereshchenko, O.G., Reznikov, Yu.A., *Hidden surface photorefractive gratings in a nematic liquid crystal cell in the absence of a deposited alignment layer* // JOSA B. – 2006. – Vol. 23, N 6. – P. 1007–1011.
213. Khoo, I.C., Chen, K., Williams, Y.Z., *Orientational Photorefractive Effect in Undoped and CdSe Nanorods-Doped Nematic Liquid Crystal—Bulk and Interface Contributions* // IEEE J. Selected Topics Quantum Electron. – 2006. – Vol. 12, N 3. – P. 443–450.
214. Sun, X., Pei, Y., Zhang, J., Hou, C., *Optical amplification in multilayer photorefractive liquid crystal films* // Appl. Phys. Lett. – 2007. – Vol. 90. – P. 201115.
215. Pagliusi, P., Provenzano, C., Cipparrone, G., *Surface-induced photorefractivity in twistable nematics: toward the all-optical control of gain* // Opt. Express. – 2008. – Vol. 16, N 21. – P. 16343–16351.
216. Kubytskyi, V.O., Reshetnyak, V.Y., Sluckin, T.J., Cox, S.J., *Theory of surface-potential-mediated photorefractivelike effects in liquid crystals* // Phys. Rev. E. – 2009. – Vol. 79. – P. 011703.
217. Shurpo, N.A., Serov, S.V., Shmidt, A.V., Margaryan, H.L., Kamanina, N.V., *Features of fullerenes and carbon nanotubes for nonlinear optics and display application* // Diamond Rel. Mater. – 2009. – Vol. 18, N 5-8. – P. 931–934.
218. Korniychuk, P.P., Gabovich, A.M., Singer, K., Voitenko, A.I., and Reznikov, Yu.A., *Transient and steady electric currents through a liquid crystal cell* // Liq. Cryst. – 2010. – Vol. 37, N 9. – P. 1171–1181.
219. Kim, Eun Ju., Yang, Hye Ri, Lee, Sang Jo, Kim, Gun Yeup, Lee, Ji Woun, and Kwak, Chong Hoon, *Two beam coupling gain enhancements in porphyrin:Zn-doped nematic liquid crystal by using grating translation technique with an applied dc field* // Opt. Commun. – 2010. – Vol. 283, N 7. – P. 1495–1499.
220. Агашков, А.В., *Резонансная доменная фоторефрактивность в структуре жидкий кристалл–фотопроводящий ориентирующий слой* // ЖТФ. – 2010. – Т. 80, № 7. – С. 96–104.
221. Emoto, A., Maeda, K., Tanaka, K., Kawatsuki, N., and Ono, H., *Orientational photoreactive effects in nematic liquid crystals on silver sulfide thin films* // Appl. Phys. Lett. – 2010. – Vol. 97, N 4. – P. 041919.
222. Reshetnyak, V.Yu., Pinkevich, I.P., Cook, G., Evans, D.R., and Sluckin, T.J., *Two-beam energy exchange in a hybrid photorefractive-flexoelectric liquid-crystal cell* // Phys. Rev. E. – 2010. – Vol. 81, N 3. – P. 031705.
223. Fengfeng Yao, Yanbo Pei, Yu Zhang, Changyu Ren, Xiudong Sun, and Zhiwei Lü, *Photorefractive gratings in C<sub>60</sub>-doped nematic liquid crystals under non-biased sinusoidal alternating electric fields* // Liq. Cryst. – 2011. – Vol. 38, N 7. – P. 907–910.

224. Anczykowska, A., Bartkiewicz, S., Nyk, M., and Mysliwiec, J., *Study of semiconductor quantum dots influence on photorefractivity of liquid crystals* // Appl. Phys. Lett.. – 2012. – Vol. 101, N 10. – P. 101107.
225. Ying Xiang, Yi-Kun Liu, Zhi-Yong Zhang, Hong-Jun You, Tian Xia, Everett Wang, and Zheng-Dong Cheng, *Observation of the photorefractive effects in bent-core liquid crystals* // Opt. Express. – 2013. – Vol. 21, N 3. – P. 3434–3444.
226. Deykoon, A.M., Soskin, M.S., Swartzlander Jr., G.A., , *Nonlinear optical catastrophe from a smooth initial beam* // Opt. Lett. – 1999. – Vol. 24, N 17. – P. 1224–1226.
227. Nye, J.F., *Rainbow scattering from spheroidal drops—an explanation of the hyperbolic umbilic foci* // Nature. – 1984. – Vol. 312. – P. 531–532.
228. Kaduchak, G., Marston, P.L., *Hyperbolic umbilic and  $E_6$  diffraction catastrophes associated with the secondary rainbow of oblate water drops: observations with laser illumination* // Appl. Opt. – 1994. – Vol. 33, N 21. – P. 4697–4701.
229. Abbate, G., Ferrauolo, A., Maddalena, P., Marrucci, L., and Santamato, E., *Optical reorientation in cholesteric nematic mixtures* // Liq. Cryst. – 1993. – Vol. 14, N 5. – P. 1431–1438.
230. Winful, H.G., *Nonlinear reflection in cholesteric liquid crystals: Mirrorless optical bistability* // Phys. Rev. Lett. – 1982. – Vol. 49, N 16. – P. 1179–1182.
231. Зельдович, Б.Я., Табирян, Н.В., *Ориентационное воздействие световой волны на холестерическую мезофазу* // ЖЭТФ. – 1982. – Т. 82, № 1. – С. 167–176.
232. Lee, J.-C., Schmid, A., and Jacobs, S.D., *Effects of Anchoring Under Intense Optical Fields in a Cholesteric Liquid Crystal* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 1989. – Vol. 166, N 1. – P. 253–265.
233. Matsui, T., Ozaki, M., and Yoshino, K., *Tunable photonic defect modes in a cholesteric liquid crystal induced by optical deformation of helix* // Phys. Rev. E. – 2004. – Vol. 69. – P. 061715.
234. Лукишова, С.Г., Беляев, С.В., Лебедев, К.С., Магулария, Е.А., Шмид, А.В., Малимоненко, Н.В., *Нелинейное просветление пленки непоглощающего хирального нематика в условиях селективного отражения* // Письма в ЖЭТФ. – 1996. – Т. 63, № 6. – С. 403–407.
235. Jisoo Hwang, N.Y. Ha, H.J. Chang, Byongchoo Park, and J.W. Wu, *Enhanced optical nonlinearity near the photonic bandgap edges of a cholesteric liquid crystal* // Opt. Lett. – 2004. – Vol. 29, N 22. – P. 2644–2646.
236. Jisoo Hwang and J.W. Wu, *Determination of optical Kerr nonlinearity of a photonic bandgap structure by Z-scan measurement* // Opt. Lett. – 2004. – Vol. 30, N 8. – P. 875–877.
237. Yarmolenko, S.N., Kutulya, L.A., Vaschenko, V.V., Chepeleva, L.V., *Photosensitive chiral dopants with high twisting power* // Liq. Cryst. – 1994. – Vol. 16, N 5. – P. 877–882.
238. Lee, H.-K., Doi, K., H. Harada, Tsutsumi, O., Kanazawa, A., Shiono, T., and Ikeda, T., *Photochemical Modulation of Color and Transmittance in chiral Liquid Crystal Containing an*

- Azobenzene as a Photosensitive Chromophore* // J. Phys. Chem. B. – 2000. – Vol. 104, N 20. – P. 7023–7028.
239. Chilaya, G., Chanishvili, A., Petriashvili, G., Barberi, R., Bartolino, R., De Santo, M. P., Matranga, M.A., and Collings, P., *Light Control of Cholesteric Liquid Crystals Using Azoxy-Based Host Materials* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 2006. – Vol. 453, N 1. – P. 123–140.
240. Алавердян, Р.Б., Аракелян, С.М., Чилингарян, Ю.С. *Эксперимент по оптической бистабильности в нелинейной системе с распределенной обратной связью* // Письма в ЖЭТФ. – 1985. – Т. 42, № 9. – С. 366–369.
241. Золотько, А.С., Китаева, В.Ф., Федорович, В.Ю., *О некоторых свойствах периодических структур, возникающих в холестерических жидких кристаллах* // Препринт ФИАН. – 1988. № 122. – 21 С.
242. Золотько, А.С., Китаева, В.Ф., *Квадратные периодические искажения поля директора в холестерических жидких кристаллах* // Препринт ФИАН. – 1988. № 231. – 42 С.
243. Барник, М.И., Беляев, С.В., Гребенкин, М.Ф., Румянцев, В.Г., Селиверстов, В.А., Цветков, В.А., Штыков, Н.М., *Электрические, оптические и вязкостно-упругие свойства жидкокристаллической смеси азоксисоединений* // Кристаллография. – 1978. – Т. 23, № 4. – С. 805–810.
244. Nakemi, H., Jagodzinski, E.F., and DuPre, D.B., *The determination of the elastic constants of a series of n-alkylcyanobiphenyls by anisotropy of turbidity* // J. Chem. Phys. – 1983. – Vol. 78, N 3. – P. 1513–1518.
245. Шустин, О.Л., Черневич, Т.Г., Федорова, А.И., Яковлев, И.А., *Светоиндуцированные превращения в нематических жидких кристаллах с большим временем жизни возбужденного состояния* // Письма в ЖЭТФ. – 1986. – Т. 43, № 2. – С. 105–108.
246. Золотько, А.С., Китаева, В.Ф., Ермилова, М.П., *Фоторефрактивная нелинейность НЖК “смесь А”* // Препринт ФИАН. – 1990. № 37. – 13 С.
247. Delrieu, J.M., *Comparison between square, triangular, or one dimensional lattice of distortions in smectic A and cholesteric crystals for superposed strain and magnetic field of any directions* // J. Chem. Phys. – 1974. – Vol. 60, N 3. – P. 1081–1086.
248. Clark, N.A. and Meyer, R.B., *Strain-induced instability of monodomain smectic A and cholesteric liquid crystals* // Appl. Phys. Lett. – 1973. – Vol. 22, N 10. – P. 493–494.
249. Теренин, А.Н., *Фотоника молекул красителей и родственных органических соединений*. – Л.: Наука, 1967. – 616 С.
250. Scaramuzza, N., Bartolino, R., and Barbero, G., *Buckling instabilities in cholesterics* // J. Appl. Phys. – 1982. – Vol. 53, N 12. – P. 8593–8598.

251. Eber, N., *Undulation Instability in Compensated Cholesterics*. – Budapest: Reprint KFKI-1984-86, Central Research Institute for Physics, 1984. – 12 P.
252. Кац, Е.И., *Оптические свойства холестерических жидких кристаллов // ЖЭТФ*. – 1971. – Т. 59, № 5. – С. 1854.
253. Акопян, Р.С., Зельдович, Б.Я., Табирян, Н.В., *Оптика холестерического жидкого кристалла вдали от брэгговского резонанса // ЖЭТФ*. – 1982. – Т. 83, Вып. 5(11). – С. 1770–1776.
254. Kashnow, R.A. and Bigelow, J.E., *Diffraction from a liquid crystal phase grating // Appl. Opt.* – 1973. – Vol. 12, N 10. – P. 2302–2304.
255. Hrozhyk, U.A., Serak, S.V., Tabiryan, N.V., and Bunning, T.J., *Periodic structures generated by light in chiral liquid crystals // Opt. Exp.* – 2007. – Vol. 15, N 5. – P. 9273–9280.
256. Adorjan, A., Stojadinovic, S., Sukhomlinova, L., Twieg, R., and Sprunt, S., *Light Scattering Study of a Twist Grain Boundary Liquid Crystal // Phys. Rev. Lett.* – 2003. – Vol. 90, N 3. – P. 035503.
257. Folks, W.R., Reznikov, Yu.A., Chen, L., Khizhnyak, A.I., and Lavrentovich, O.D., *Low-Power Laser Induced Instabilities in Smectic A Liquid Crystals // Mol. Cryst. Liq. Cryst.* – 1995. – Vol. 261, N 1. – P. 259–270.
258. Folks, W.R., Reznikov, Yu.A., Yarmolenko, S.N. & Lavrentovich, O.D., *Light-Induced Periodic Lattice of Defects in Smectic A and C Liquid Crystals: Structural and Dynamical Aspects // Mol. Cryst. Liq. Cryst.* – 1997. – Vol. 292, N 1. – P. 183–197.
259. Lansac, Y., Glaser, M.A., Clark, N.A., and Lavrentovich, O.D., *Photocontrolled nanophase segregation in a liquid-crystal solvent // Nature*. – 1999. – Vol. 398, N 6722. – P. 54–57.
260. Акопян, Р.С., Зельдович, Б.Я., *Термомеханические эффекты в деформированных нематиках // ЖЭТФ*. – 1984. – Т. 87, Вып. 5(11)– С. 1660-1669.
261. Barbero, G., Dozov, I., Palierné, J.F., and Durand, G., *Order Electricity and Surface Orientation in Nematic Liquid Crystals // Phys. Rev. Lett.* – 1986. – Vol. 56, N 19. – P. 2056–2059.
262. Cladis, P.E. and Torsa, S., *Growth of a smectic A from a bent nematic phase and the smectic light valve // J. Appl. Phys.* – 1975. – Vol. 46, N 2. – P. 584–599.
263. Volterra, V., E. Wiener-Avnear, *Light Induced Isotropic Holes in Nematic Liquid Crystals // Appl. Phys. A*. – 1975. – Vol. 6, N 2. – P. 257–259.
264. Stein, R.S., Rhodes, M.R., *Photographic Light Scattering by Polyethylene Films // J. Appl. Phys.* – 1960. – Vol. 31, N 11. – P. 1873–1884.
265. Janossy, I. and Kosa, T., *Laser-Induced Effects in Dyed Nematics // Mol. Cryst. Liq. Cryst.* – 1991. – Vol. 207, N 1. – P. 189.

266. Simoni, F., Cipparone, G., Umeton, C., and Khoo, I.C., *Self-pulsing of the laser light transmitted by a nonlinear liquid-crystal interface near the phase transition* // Opt. Lett. – 1988. – Vol. 13, N 10. – P. 886–888.
267. Kamensky, V.G., Cipparone, G., Umeton, C., and Simoni, F., *Origin of Optical Self-Pulsing at a liquid Crystal Interface* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 2005. – Vol. 207. – P. 331–339.
268. Janossy, I. and Lloyd, A.D., *Low-power optical reorientation in dyed nematics* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 1991. – Vol. 202. – P. 77–84. 202, 77–84 (1991).
269. Janossy, I. and Kosa, T., *Influence of anthraquinone dyes on optical reorientation of nematics liquid crystals* // Opt. Lett. – 1992. – Vol. 17, N 7. – P. 1183–1185.
270. Kosa, T., Palffy-Muhoray, P., Zhang, H., and Ikeda, T., *Large optical torque enhancement by oligothiophene dye in a nematic liquid crystal host* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 2004. – Vol. 421. – P. 107–115.
271. Харченко, С.А., *Ориентационное самовоздействие света в нематических жидких кристаллах, легированных азокрасителями* // Магистерская диссертация. М.: МФТИ, 2000.
272. Janossy, I. and Szabados, L., *Optical reorientation of nematic liquid crystals in the presence of photoisomerization* // Phys. Rev. E. – 1998. – Vol. 58, N 4. – P. 4598–4604.
273. Benkler, E., Janossy, I., and Kreuzer, M., *Control of Orientational Nonlinearity through Photoisomerization in Dye Doped Nematics* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 2002. – Vol. 375. – P. 701–711.
274. Barnik, M.I., Kharchenko, S.A., Kitaeva, V.F. and Zolot'ko, A.S., *Orientational optical nonlinearity and memory effect in absorbing nematic liquid crystals* // International Conference on Nonlinear Light Scattering Spectroscopy, XIX European CARS Workshop. – Moscow, 2000, Book of Abstracts, – P. 51.
275. Ong, H.L., *External field enhanced optical bistability in nematic liquid crystals* // Appl. Phys. Lett. – 1985. – Vol. 46, N 9. – P. 822–824.
276. Chen, H., Wu, J.J., *Observation of the first-order Fredericksz transition in a nematic film induced by electric and optical fields* // Appl. Phys. Lett. – 1988. – Vol. 52, N 23. – P. 1998–2000.
277. Wu, J.J., Ong, G.-S., Chen, S.-H., *Observation of optical field induced first-order electric Fredericksz transition and electric bistability in a parallel aligned nematic liquid-crystal film* // Appl. Phys. Lett. – 1988. – Vol. 53, N 21. – P. 1999–2001.
278. Marrucci, L., and Paparo, D., *Photoinduced molecular reorientation* // Phys. Rev. E. – 1997. – Vol. 56, N 2. – P. 1765–1772.
279. Santamato, E., Abbate, G., Maddalena, P., Marrucci, L., Paparo, D., Massera, E., *Optical reorientation in dye-doped nematics* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 1997. – Vol. 302. – P. 111–120.

280. Janossy, I., *Molecular interpretation of the absorption-induced reorientation of nematics liquid crystals* // Phys. Rev. E. – 1994. – Vol. 49, N 4. – P. 2957–2963.
281. Palto, P. and Durand, G., *Friction Model of Photoinduced Reorientation of optical Axis in Photooriented Langmuir–Blodgett Films* // J. Phys. II. – 1995. – Vol. 5, N 7. – P. 963–978.
282. Базаров, И.П., Геворкян, Э.В., *Статистическая теория твердых и жидких кристаллов.* – М.: Издательство МГУ, 1983.
283. Бараш, Ю.С., *Силы Ван-дер-Ваальса.* – М.: Наука, 1988. – 344 С.
284. Дядюша, А.Г., Козенков, В.М., Марусий, Т.Я., Резников, Ю.А., Решетняк, В.Ю., Хижняк, А.И., *Светоиндуцированная планарная ориентация нематического жидкого кристалла на анизотропной поверхности без микрорельефа* // Укр. физ. журн.. – 1991. – Т. 36, № 7. – С. 1059–1062.
285. Gibbons, W.M., Shannon, P.J., Sun, S.-T., and Swetlin, B.J., *Surface-mediated alignment of nematic liquid crystals with polarized light* // Nature. – 1991. – Vol. 351, N 6321. – P. 49–50.
286. Schadt, M., Schmitt, K., Kozinkov, V., and Chigrinov, V., *Surface-Induced Parallel Alignment of Liquid crystals by Linearly Polymerized Photopolymers* // Jpn. J. Appl. Phys. – 1992. – Vol. 31, N 7. – P. 2155–2164.
287. Дядюша, А.Г., Марусий, Т.Я., Резников, Ю.А., Решетняк, В.Ю., Хижняк, А.И., *Ориентационный эффект, обусловленный изменением анизотропии взаимодействия жидкий кристалл – ограничивающая поверхность* // Письма в ЖЭТФ. – 1992. – Т. 56, № 1. – С. 18–21.
288. Sun, S.-T., Gibbons, W.M., and Shannon, P.J., *Alignment of guest-host liquid crystals with polarized laser light* // Liq. Cryst. – 1992. – Vol. 12, N 5. – P. 869–874.
289. Marusii, T., Reznikov, Y., Voloshchenko, D., and Reshetnyak, V., *Surface Driven Orientation Effect in NLC Cell* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 1994. – Vol. 251, N 1. – P. 209–218.
290. Voloshchenko, D., Khyzhnyak, A., Reznikov, Y., and Reshetnyak, V., *Control of an Easy-Axis on Nematic-Polymer Interface by Light Action to Nematic Bulk* // Jpn. J. Appl. Phys. – 1995. – Vol. 34, Pt. I, N 2A. – P. 566–571.
291. Magyar, G., West, J., Reznikov, Yu., and Yaroshchuk, O., *Light Induced LC Alignment on the Isotropic Non-Photosensitive Surface* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 1999. – Vol. 329, N 1. – P. 71–79.
292. Yaroshchuk, O. and Reznikov, Y., *Photoalignment of liquid crystals: basics and current trends* // J. Mater. Chem. – 2012. – Vol. 22. – P. 286–300.
293. Reznikov, Y., Ostroverkhova, O., Singer, K.D., Kim, J.-H., Kumar, S., Lavrentovich, O., Wang, B., and West, J.L., *Photoalignment of Liquid Crystals by Liquid Crystals* // Phys. Rev. Lett. – 2000. – Vol. 84, N 9. – P. 1930–1933.
294. Janossy, I., Vajda, A., Paksi, T., and Kosa, T., *Photoinduced Surface Alignment: the Role of Liquid-Crystalline Order* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 2001. – Vol. 359. – P. 157–166.

295. Ouskova, E., Reznikov, Yu., Shiyonovskii, S.V., Su, L., West, J.L., Kuksenok, O.V., Francescangeli, O., and Simoni, F., *Photo-orientation of liquid crystals due to light-induced desorption and adsorption of dye molecules on an aligning surface* // Phys. Rev. E. – 2001. – Vol. 64. – P. 051709.
296. Fedorenko, D., Ouskova, E., Reshetnyak, V., and Reznikov, Yu., *Evolution of light-induced anchoring in dye-doped nematics: Experiment and model* // Phys. Rev. E. – 2006. – Vol. 73. – P. 031701.
297. Fedorenko, D., Slyusarenko, K., Ouskova, E., Reshetnyak, V., Ha, KiRyong, Karapinar, R., and Reznikov, Yu., *Light-induced gliding of the easy axis of a dye-doped nematic liquid crystal* // Phys. Rev. E. – 2008. – Vol. 77. – P. 061705.
298. Gibbons, W.M., Kosa, T., Palffy, P., Muhoray, Shannon, P.J., Sun, S.T., *Continuous gray-scale image using optically aligned nematic liquid-crystals* // Nature. – 1995. – Vol. 377, N 6544. – P. 43–46.
299. Chigrinov, V.G., Kwok, H.S., Takada, H., and Takatsu, H., *Liquid crystal photoalignment: history and future* // Proc. SPIE. – 2007. – Vol. 6487. – P. 64870F.
300. Gibbons, W.M., Shannon, P.J., and Sun, S-T., *Optically Controlled Alignment of Liquid Crystals: Devices and Applications* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 1994. – Vol. 251, N 1. – P. 191–208.
301. Shannon, P.J., Gibbons, W.M., Sun, S.T., *Patterned optical-properties in photopolymerized surface-aligned liquid-crystal films* // Nature. – 1994. – Vol. 368, N 6471. – P. 532–533.
302. Gibbons, W.M. and Sun, S.T., *Optically generated liquid crystal gratings* // Appl. Phys. Lett. – 1994. – Vol. 65, N 20. – P. 2542–2544.
303. Blinov, L.M., Cipparrone, G., Mazzula, A., Provenzano, C., Palto, S.P., Barnik, M.I., Arbuzov, A.V., and Umanskii, B.A., *Electric field controlled polarization grating based on a hybrid structure “photosensitive polymer–liquid crystal”* // Appl. Phys. Lett. – 2005. – Vol. 87, – P. 061105.
304. Gorkhali, S.P., Cloutier, S.G., Crawford, G.P., and Pelcovits, R.A., *Stable polarization grating recorded in azo-dye-doped liquid crystals* // Appl. Phys. Lett.. – 2006. – Vol. 88, – P. 251113.
305. Escuti, M.J. and Jones, W.M., *A Polarization-Independent Liquid Crystal Spatial Light Modulator* // Proc. SPIE. – 2006. – V. 6332, – P. 63320M.
306. Chigrinov, V.G., Kwok, H.S., Takada, H., and Takatsu, H., *Liquid crystal photoalignment: history and future* // Proc. SPIE. – 2007. – Vol. 6487, – P. 64870F.
307. Slussarenko, S., Murauski, A., Du, T., Chigrinov, V., Marrucci, L., and Santamato, E., *Tunable liquid crystal q-plates with arbitrary topological charge* // Opt. Exp. – 2011. – Vol. 19, N 5. – P. 4085–4090.

308. Hu, W., Shrivastava, A.K., Lin, X.W., Liang, X., Wu, Z.-J., Sun, J.-T., Zhu, G., Chigrinov, V., and Lu, Y.-Q., *Polarization independent liquid crystal gratings based on orthogonal photoalignments* // Appl. Phys. Lett.. – 2012. – Vol. 100, N 11. – P. 111116.
309. Chigrinov, V.G., *Photoalignment and photopatterning in liquid crystal photonics* // Proc. SPIE. – 2012. – Vol. 8279, – P. 827911.
310. Komitov, L., Ichimura, K., and Strigazzi, A., *Light-induced anchoring transition in a 4, 4' - disubstituted azibenzene nematic liquid crystal* // Liq. Cryst.. – 2000. – Vol. 27, N 1. – P. 51–55.
311. Komitov, L., Ruslin, C., Matsuzawa, Y., and Ichimura, K., *Photoinduced anchoring transitions in a nematic doped with azo dyes* // Liq. Cryst.. – 2000. – Vol. 27, N 8. – P. 1011–1016.
312. Komitov, L. and Ichimura, K., *Photo-induced Changes of Bulk and Surface Liquid Crystal Properties* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. – 2001. – Vol. 360, N 1. – P. 161–191.
313. Ruslin, C., Komitov, L., Matsuzawa, Y., and Ichimura, K., *Effect of Conformations of Trans- and Cis-Azobenzenes on Photoinduced Anchoring Transitions in a Nematic Liquid Crystal* // Jpn. J. Appl. Phys.. – 2000. – Vol. 39, part 2, N 2A. – P. L104–L106.
314. Fuh, A.Y.-G., Liu, C.-K., Cheng, K.-T., Ting, C.-L., Chen, C.-C., Chao, P. C.-P., and Hsu, H.-K., *Variable liquid crystal pretilt angles generated by photoalignment in homeotropically aligned azo dye-doped liquid crystals* // Appl. Phys. Lett.. – 2009. – Vol. 95, – P. 161104.
315. Козенков, В.М., Юдин, С.Г., Катышев, Е.Г., Палто, С.П., Лазарева, В.Т., Барачевский, В.А., *Фотоиндуцированная оптическая анизотропия в мультислойных лэнгмюровских пленках* // Письма ЖТФ. – 1986. – Т. 12, № 20. – С. 1267-1272.
316. Puchkovs'ka, G.A., Reshetnyak, V.Yu., Tereshchenko, A.G., Yaroshchuk, O.V., and Lindau, J., *Kinetic characteristics of light induced anisotropy and mechanisms of the molecular alignment in azo dye containing polymer film* // Mol. Cryst. Liq. Cryst.. – 1998. – Vol. 321, N 1. – P. 31–43.
317. Джанг, Я.С., Козенков, В.М., Магницкий, С.А., Нагорский, Н.М., *Фотохромные и фотоанизотропные свойства азокрасителя AD-1 в различных агрегатных состояниях* // Препринт № 12/2006 Физического факультета МГУ. – 2006. – 43 с.