

535.375.5

**ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ, МУЛЬТИСТАБИЛЬНОСТЬ  
И НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ****С. М. Аракелян**

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	579
2. Физическая картина дисперсионной оптической бистабильности . . . . .	583
2.1. Стационарный случай. 2.2. Нестационарные режимы и неустойчивости.	
2.3. Другие оптические системы с бистабильностью. . . . .	590
3. Оптическая бистабильность в жидких кристаллах . . . . .	596
4. Внутренняя оптическая бистабильность при светоиндуцированном структурном фазовом переходе в нематическом жидком кристалле . . . . .	598
5. Индуцированная внешними полями переориентация в нематическом жидком кристалле — аналогия с нелинейным осциллятором . . . . .	603
6. Неустойчивости и стохастичность в экспериментах по светоиндуцированной переориентации директора в жидких кристаллах в условиях возбуждения объемных решеток . . . . .	612
6.1. Воздействие лазерного поля на жидкий кристалл. 6.2. Эксперимент. 6.3. Обсуждение. . . . .	614
7. Заключение . . . . .	
Список литературы . . . . .	

## 1. ВВЕДЕНИЕ

**1.1.** Явление оптической бистабильности (ОБ), мультистабильности является общим свойством нелинейной оптической системы с обратной связью и означает, что существуют два (несколько) стабильных ее состояния, соответствующие различным значениям амплитуд или поляризаций светового поля (см., например, <sup>1-3,5,11</sup>).

Хотя первые демонстрации ОБ были выполнены около двадцати лет назад в активных усиливающих системах <sup>13, 102</sup>, однако фактически только в восьмидесятые годы работы по данной тематике получили широкое распространение.

В настоящее время уже сформулированы основные понятия в этой области и дана классификация систем с ОБ (см, например, <sup>1</sup>). Обычно их подразделяют на гибридные и системы с внутренней (intrinsic) ОБ. В первом случае, помимо светового поля, используются также статические поля (электрические); зависимость параметров системы от интенсивности или поляризации света появляется благодаря электрическому сигналу (от включенного в цепь обратной связи детектора), воздействующему на нелинейную среду и управляющему интенсивностью или поляризацией волны. Во втором — речь идет о полностью оптических системах, когда зависимость от интенсивности (поляризации) света параметров среды возникает из-за прямого взаимодействия света с веществом. Иногда говорят о внутренней бистабильности в более узком смысле: только когда обратная связь в системе реализуется в отсутствие зеркал (беззеркальная ОБ) <sup>57</sup> \*).

\*) Все большее значение сейчас приобретают системы с распределенной обратной связью (световые волны непрерывно взаимодействуют во многих сечениях нелинейной среды) <sup>31, 106</sup>.

ОБ может проявляться как в активных усиливающих системах, так и в пассивных (невозбужденных). Последние наиболее интересны с точки зрения приложений (они просты, компактны, требуют малых мощностей).

К бистабильности приводит как нелинейное поглощение — абсорбционная ОБ (работает мнимая часть нелинейной восприимчивости), так и нелинейная дисперсия — дисперсионная ОБ (лазерное поле изменяет показатель преломления среды, работает действительная часть нелинейной восприимчивости).

В ряде случаев оба механизма ОБ проявляются одновременно.

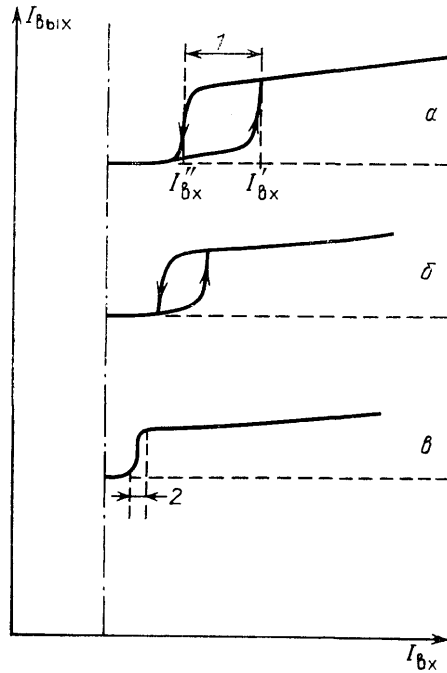


Рис. 1. Типичные характеристики оптически бистабильной системы<sup>2</sup>.

Эффективно уменьшая макроскопическую обратную связь, можно уменьшать ширину области бистабильности вплоть до ее исчезновения (последовательный переход рис. а — в). Области с ОБ (1) и с дифференциальным усилением (2) отмечены тонкими стрелками на рис. а и в соответственно

Типичные характеристики систем с ОБ показаны на рис. 1<sup>2</sup>. При увеличении интенсивности  $I_{вх}$  падающего на систему оптического излучения происходит плавное увеличение выходящей из нее световой интенсивности  $I_{вых}$  до тех пор, пока  $I_{вх}$  не достигнет критического значения  $I'_{вх}$ , при котором  $I_{вых}$  испытывает скачок — система переходит во второе состояние (см. рис. 1, а). При уменьшении  $I_{вх}$  значение  $I_{вых}$  следует вдоль верхней ветви кривой, соответствующей этому второму состоянию системы, до некоторого значения  $I_{вх} = I''_{вх}$ , где  $I''_{вх} < I'_{вх}$ , при котором происходит обратный скачок  $I_{вых}$  на нижнюю ветвь кривой — система возвращается в исходное, первое состояние. В области между двумя критическими точками  $I'_{вх}$  и  $I''_{вх}$  система может находиться в двух устойчивых состояниях (два значения  $I_{вых}$ ) для заданного значения  $I_{вх}$  — возникает гистерезис; с обеих сторон бистабильной области, когда система испытывает скачок, говорят о ее переключении с одного состояния на другое. Таким образом, в системах с ОБ их состояние зависит от направления, в котором изменяется управляющий

параметр (в данном случае  $I_{вх}$ ) — они обладают памятью. Это обусловлено многозначностью режимов в оптической системе при наличии нелинейности. Конкретная форма гистерезисной кривой \*) определяется обратной связью, реализованной в системе (см. рис. 1, б); гистерезис может даже исчезнуть (см. рис. 1, в), и зависимость  $I_{вых}$  от  $I_{вх}$  становится однозначной. При достаточно крутом наклоне этой кривой малые изменения  $I_{вх}$  приводят к большим изменениям  $I_{вых}$  — возникает режим дифференциального усиления (при  $\partial I_{вых} / \partial I_{вх} > 1$  в области переключения на рис. 1, в). Он позволяет, например, в случае двух падающих пучков (одного слабого  $I_c$ , а другого мощного  $I_m$ ) производить с помощью малых изменений  $I_c$  сильное изменение проходящей интенсивности ( $I_m$ ), как это обычно происходит в электронных транзисторах. Такие оптические элементы обычно называют трансфазорами. С другой стороны, при  $\partial I_{вых} / \partial I_{вх} \ll 1$  система работает как ограничитель мощности. Отмеченные режимы ее работы можно

\*) Необходимо отметить, что гистерезисный вид зависимости  $I_{вых}$  от  $I_{вх}$  еще не означает, что система обладает ОБ; в частности, это относится к импульсным системам, причем не только нелинейным, но и даже линейным с дисперсией<sup>7</sup>.

также использовать при создании логических элементов («или», «и» и др.) и в принципе обеспечить полный набор операций булевой алгебры<sup>1</sup>.

ОБ, основывающаяся на интерференции двух или нескольких световых пучков, требует когерентных световых полей, и поэтому для этого необходимо лазерное излучение. Системы без интерференции в принципе могут работать и в поле широкополосных источников света, хотя для чисто оптических схем необходимы лазерные источники, имеющие достаточную для экспериментального наблюдения ОБ мощность излучения. Кроме того, для вынужденных процессов требуется преодоление порога их возбуждения, поэтому здесь также необходимы лазерные поля<sup>16</sup>.

В некоторых случаях (лазерные системы с усилением; вынужденные процессы, для развития которых необходимо преодоление порога их возбуждения) вид гистерезисной кривой отличается от представленного на рис. 1: скачок на верхнюю ветвь (и обратно) происходит с нулевого значения управляемого параметра  $(I_{\text{вых}})^*$ <sup>70</sup>. Однако это различие не принципиально; например, для лазеров оно определяется конкретным видом зависимости коэффициента лазерного усиления от поля. В большинстве случаев эта зависимость представляет из себя кривую с одним максимумом. При более сложной зависимости (в частности, наличие двух экстремумов — минимума и максимума на кривой усиления для лазерного резонатора с активной средой и нелинейной поглощающей ячейкой) гистерезисная петля и для лазерных систем имеет стандартный для пассивной системы вид рис. 1<sup>1</sup>. Экспериментально это продемонстрировано в<sup>104</sup>.

Для всех трех перечисленных выше классов систем с ОБ (гибридных, зеркальных и беззеркальных) возможны различные режимы — стационарные, квазистационарные (переходные), автоколебательные стохастические. Все эти режимы в той или иной степени уже достаточно хорошо изучены, но каждый раз использование новой нелинейной среды позволяет выявить разные аспекты и по-новому расставить акценты в физической картине ОБ и в ее практическом использовании.

В частности, большое значение имело применение полупроводниковых материалов, в которых используются сильные экситонные нелинейности<sup>1, 113, 114</sup>. Быстрый прогресс в технологии этих материалов (и прежде всего в создании многослойных структур — сверхрешеток с квантовыми ямами (multiple quantum well structures); см., например, <sup>108, 109</sup>) привел к тому, что устройства с ОБ приобрели и, несомненно, практическое значение. В настоящее время на этих материалах уже созданы оптические триггеры с быстроедействием (время включения)  $10^{-12}$  с и энергией переключающего сигнала  $10^{-12}$  Дж<sup>1</sup>. Последнее наряду с успехами в разработке волоконных световодов и реализацией устойчивых нелинейных режимов распространения в них пикосекундных и фемтосекундных лазерных импульсов (формирование оптических солитонов), несомненно, можно рассматривать как крупный шаг на пути создания сверхбыстродействующих оптических компьютеров<sup>106\*\*</sup>). Речь здесь идет не только о новой элементной базе, но и о новой архитектуре компьютеров — с параллельной обработкой информации<sup>1, 106</sup>. Простейшая модель такого оптического компьютера будет создана, по-видимому, в ближайшие несколько лет<sup>1</sup> (при этом важно не само по себе быстроедействие каждого элемента, а количество элементов для параллельно срабатывающих двумерных систем).

\*) Именно возможность появления гистерезиса при лазерной генерации позволяет говорить о фазовом переходе первого рода<sup>102</sup>. Для пространственных флуктуаций излучения на пороге лазерной генерации эти вопросы исследовались в<sup>105</sup>.

\*\*) По быстроедействию оптические логические элементы уже сейчас находятся вне конкуренции; предельные значения составляют  $10^{-14}$  с<sup>1</sup>. В качестве накачки удобно использовать полупроводниковые перестраиваемые по частоте лазерные диоды, в производстве которых в последнее время достигнут большой прогресс<sup>14</sup>.

Таким образом, исследование ОБ связано с большим количеством не только новых физических явлений, но и интересными приложениями.

**1.2.** В полной мере оба эти аспекта проявляются, когда в качестве нелинейной среды используются такие материалы, как жидкие кристаллы (ЖК). Трудно переоценить роль, которую играют ЖК в первую очередь в изучении нового класса нелинейных оптических явлений, объединенных под общим названием ОБ. Именно для ЖК удается провести практически полный комплекс исследований ОБ. Главные достижения здесь — это, во-первых, детальное изучение нестационарных и переходных режимов ОБ в нелинейных резонаторах Фабри — Перо с количественным сопоставлением теории и эксперимента; такие исследования впервые были проведены с ЖК<sup>41 \*</sup>. Во-вторых, для ЖК реализуется истинная внутренняя ОБ в отсутствие зеркал<sup>57,62</sup>. При этом, кроме получивших уже широкое распространение систем с распределенной обратной связью<sup>10,31</sup>, здесь возможны специфические для ЖК пороговые эффекты<sup>12</sup>, которые в терминах физики воздействия мощного излучения на вещество являются лазерно-индуцированными фазовыми переходами, не связанными с изменением температуры<sup>34,106</sup>. В-третьих, ЖК позволяют исследовать неустойчивости и закономерности перехода к хаосу в нелинейной оптической системе, в том числе и для ее поляризационных характеристик<sup>38, 111</sup>. Особенно важно, что развитие этих процессов можно детально проследить экспериментально. Это относится, в частности, к такому принципиальному вопросу, каким является выяснение конкретного сценария перехода к хаосу в реальном физическом процессе<sup>15</sup>. И, наконец, в-четвертых, использование гибридных схем, где наряду со световыми к ЖК прикладываются и квазистатические поля<sup>39</sup>, а также изменение граничных условий<sup>80,84</sup> существенно расширяет качественную картину ОБ, снижает пороговые характеристики и уменьшает времена релаксации. Эти последние два свойства уже используются для создания фазовых транспарантов достаточного разрешения и быстрого действия при коррекции фазовых фронтов световых волн, в том числе и в ИК диапазоне (см., например,<sup>39</sup>).

Возможность проведения всех этих исследований, имеющих большой физический интерес, определяется необычными свойствами ЖК, благодаря которым сильные нелинейно-оптические эффекты в них становятся возможными в поле сравнительно маломощных (непрерывных) лазеров: в некоторых случаях величина индуцированного лазерным полем изменения показателя преломления достигает здесь значений порядка десятых долей при интенсивностях, не превышающих  $100 \text{ Вт/см}^2$ <sup>12</sup>. Такая очень сильная оптическая ориентационная нелинейность ЖК — нематических ЖК (НЖК)—связана с большой анизотропией молекул и коллективным характером их взаимодействия с внешним полем; в настоящее время она хорошо изучена (подробности можно найти, например, в<sup>12,90,92</sup>).

Хотя сильная оптическая нелинейность ЖК достаточно инерционна и главные преимущества их использования связаны с выяснением физической картины ОБ, однако и прикладной аспект использования ЖК представляет определенный интерес<sup>\*\*</sup>). Мы уже говорили о гибридных схемах, которые наиболее перспективны в данный момент для практических целей<sup>39</sup>. Кроме того, во многих случаях (при различных технологических процессах, при длительном контроле работы тех или иных устройств, при создании датчиков длительного, накопительного действия и т. д.) часто необходимы сильно инерционные системы, медленно меняющие свои свойства (например, пропускание). Такие системы сейчас широко разрабатываются в молекулярной элек-

\*) Достигаемые здесь скорости переключения обычно невелики<sup>12</sup>.

\*\*) В частности, была продемонстрирована работа оптического транзистора на ЖК<sup>78</sup>.

троники<sup>40</sup>. ЖК могут стать здесь весьма ценными материалами, на основе которых возможно создание оптических устройств, характеризующихся высокой помехоустойчивостью к кратковременным случайным воздействиям, а также обладающих динамической памятью — накоплением определенного свойства от импульса к импульсу.

В настоящем обзоре основной акцент сделан на физическом аспекте использования ЖК — исследовании ОБ и различных неустойчивостей, возникающих для светоиндуцированных эффектов в ЖК. Чтобы дать более конкретное представление о диапазоне входящих сюда главным образом физических проблем, в обзор включен вводный раздел (2), с которого мы и начнем обсуждение.

## 2. ФИЗИЧЕСКАЯ КАРТИНА ДИСПЕРСИОННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ БИСТАБИЛЬНОСТИ

Поскольку в ЖК в подавляющем числе случаев наблюдается дисперсионная ОБ, представляется целесообразным предпослать основному тексту статьи краткую сводку данных о работе простейшего бистабильного устройства, демонстрирующего дисперсионную бистабильность, — резонатора Фабри — Перо (РФП), заполненного оптически прозрачной средой с нелинейным показателем преломления<sup>2</sup>. Обратная связь обеспечивается здесь многократными отражениями света от зеркал ( $d$  — расстояние между ними,  $R$  — коэффициент отражения) внутри резонатора; показатель преломления среды  $n = n_0 + n_2 I$ , где  $I$  — интенсивность света внутри резонатора<sup>6</sup>.

### 2.1. Стационарный случай

Для данной системы записываем стандартную формулу для интенсивности проходящего света  $I_{\text{вых}}$  с естественным добавлением в нее фазового сдвига, обусловленного нелинейностью среды.

Простейшая техника расчета, которая может быть использована в качестве первого приближения, основана на процедуре, принятой в линейной оптике, когда световое поле на выходе из резонатора рассматривается как сумма ряда для амплитуд поля при последовательных прохождении света через нелинейную среду из-за многократных отражений от зеркал резонатора \*).

Тогда связь между падающей ( $I_0$ ) и проходящей ( $I_{\text{вых}} = GI$ ) интенсивностями определяется обычным соотношением

$$I = I_0 G^{-1} \left( 1 + F \sin^2 \frac{\Phi}{2} \right)^{-1}, \quad (1)$$

где  $F = 4R/(1 - R)^2$ ,  $G = n_0(1 - R)/(1 + R)$ ,  $\Phi = (4\pi n_0 d/\lambda) + (4\pi n_2 d/\lambda)I \equiv \Phi_0 + \Phi_2 I$ ,  $\Phi_0$  характеризует начальную отстройку от резонанса пропускания РФП,  $\lambda$  — длина волны света.

Поскольку  $\Phi$  зависит от  $I$ , то (1) устанавливает неявную связь между  $I$  и  $I_0$ . Решение (1) удобно провести графически, и таким образом могут быть выявлены различные режимы нелинейного РФП<sup>16, 17</sup>.

Действительно, точки пересечения прямых линий (рис. 2, а), определяемых уравнением для пропускания  $T \equiv I_{\text{вых}}/I_0 = GII_0^{-1}$ , с кривой (1) задают режимы такого РФП. При малых значениях  $I_0$  существует только одно решение (точка А); более высокие значения  $I_0$  могут приводить к наличию трех решений (точки В, С и D). Зависимость  $T$  от  $I_0$  показана на рис. 2, б бистабильная характеристика резонатора  $I_{\text{вых}}$  как функция от  $I_0$  приведена на рис. 2, в.

\*) Этот расчет ограничивает применимость (1) случаем малой интенсивности света (ср. с<sup>38</sup>), когда еще можно пользоваться принципом суперпозиции.

Проанализируем более детально условия возникновения различных режимов для  $\Phi \ll 1$  (при  $n_2 > 0$ ,  $\Phi_0 < 0$  \*).

Обозначая  $I_0 \equiv x_0$ ,  $I \equiv x$ , легко свести (1) к виду

$$x_0 = x \left\{ 1 + F \left[ \frac{1}{2} (\Phi_0 + \Phi_2 x) \right]^2 \right\} G. \quad (2)$$

Правая часть (2) есть функция от  $x - f(x)$ , и (2) описывает зависимость  $y = f(x)$ . Она изображена на рис. 3, где  $x_{1,2}$  определяются из уравнения  $df/dx=0$ :

$$x_{1,2} = [-2\Phi_0 \mp (\Phi_0^2 - 12F^{-1})^{1/2}] (3\Phi_2)^{-1}.$$

Здесь возможно несколько случаев.

а) При наличии двух неравных решений (2) РФП приводит к ОБ. Критические значения световых интенсивностей  $I'_0$ ,  $I''_0$ , при которых она возникает, т. е. наблюдается гистерезис (см. рис. 2), находятся из условий  $x_0 = f(x_2)$  — скачок вверх и  $x_0 = f(x_1)$  — скачок вниз. Эти значения  $I_0$  зависят, естественно, от  $\Phi_0$ , причем необходимо, чтобы  $|\Phi_0| > 12/F$ .

Проведем численные оценки для случая, когда в качестве нелинейной среды в РФП используется ЖК. Например, для  $R \sim 0,9$ ,  $\Phi_0 = -0,15$ ,  $\lambda = 0,5$  мкм, и, принимая во внимание обычные для НЖК значения  $n_2 \approx 0,01$  см<sup>3</sup>/эрг,  $d = 100$  мкм,  $n_0 \approx 1,5$ , получаем  $I'_0 \approx 0,1$  Вт/см<sup>2</sup>, что легко достижимо в поле маломощных непрерывных лазеров.

б) Если (2) имеет одно решение ( $x_1 = x_2$ ), то ОБ не возникает. Это соответствует условию  $\Phi_0 = \Phi_{0,\min} \equiv -(12/F)^{1/2}$ , которое определяет пороговую интенсивность  $I_{0,\text{пор}}$  для наблюдения ОБ:

$$I_{0,\text{пор}} = c \cdot (8\pi)^{-1} \cdot 16 \cdot (3\sqrt{3})^{-1} G \Phi_2^{-1} F^{-1/2}. \quad (3)$$

Выражение (3) с точностью до численных множителей совпадает с величиной  $I_{0,\text{пор}}$ , приведенной в <sup>16</sup> (ср. также с <sup>17</sup>). Из (3) для указанных выше значений параметров

Рис. 2. Графическое решение для уравнений (1) и  $T = I_{\text{вых}} I_0^{-1}$ , которое приводит к ОБ (объяснения см. в тексте) <sup>17</sup>

имеем  $I_{0,\text{пор}} \approx 0,03$  Вт/см<sup>2</sup>, т. е. чрезвычайно низкую по сравнению с традиционными нелинейными средами величину.

в) Если  $|\Phi_0| < 12/F$ , то кривая рис. 3 не имеет точек перегиба, т. е. в РФП реализуется однозначная связь между  $x$  и  $x_0$ . Здесь возможно осуществление двух режимов: дифференциального усиления,  $dx/dx_0 > 1$ , и ограничения мощности:  $\partial x/\partial x_0 \ll 1$  <sup>2</sup>.

Легко показать, что в рассматриваемом случае первое из условий всегда выполняется для малых  $I$ :  $I < 2/\Phi_2 (3FG)^{1/2}$ , где  $1/G \gg 1$ ; это приводит к значению  $\Phi_{\text{нл}} \equiv \Phi_2 I < 0,2$  при  $R = 0,9$ ,  $n_0 = 1,5$ . Если  $\Phi_0 \rightarrow \Phi_{0,\min}$ ,

\*) Вывод необходимых для ОБ условий в более общем случае, когда учтена нелинейность системы, проявляющаяся не только в ее фазовых, но и в амплитудных параметрах, проведен в <sup>105</sup>.

т. е.  $x_1 \rightarrow x_2$ , то  $\partial x / \partial x_0 \rightarrow \infty$ . Таким образом, на каждой из ветвей гистерезисной петли реализуется наиболее эффективный режим дифференциального усиления. Аналогичный анализ можно провести и для режима ограничения мощности. Например, когда  $\Phi_0 \sim 0$ , для  $\Phi^{\text{нл}}$  имеем условие  $\Phi^{\text{нл}} \gg \gg 2 (3FG)^{-1/2}$ , что для тех же значений  $R$ ,  $n_0$  дает приближенную оценку

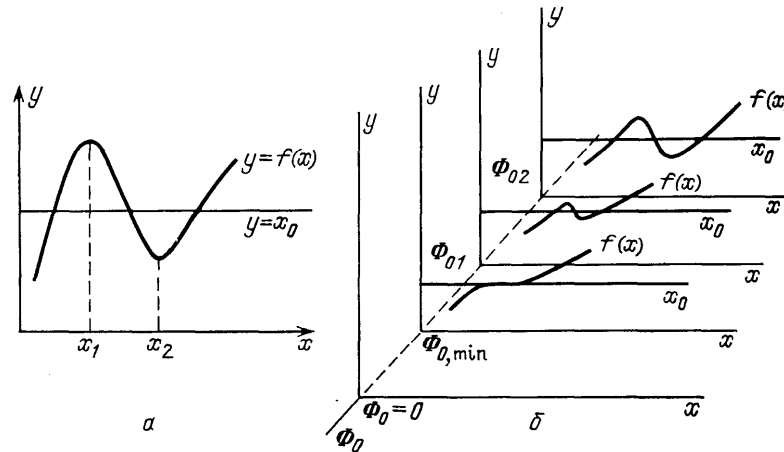


Рис. 3. а — Графическое решение уравнения (2), представленное в плоскости  $x, y$ . б — Трехмерная картина решений для разных значений  $\Phi_0 < 0$ :  $|\Phi_{0, \min}| < |\Phi_{01}| < < |\Phi_{02}|$ ; для каждого  $\Phi_0$  решение есть точка пересечений линий  $y = f(x)$  и  $y = x_0$  в плоскости  $x, y$

$\Phi^{\text{нл}} \gg 0,2$ . Отсюда для максимума пропускания РФП ( $x \sim x_0$ ) при типичных значениях параметров ( $n_2 \sim 10^{-2} \text{ см}^3/\text{эрг}$ ,  $d = 100 \text{ мкм}$ ,  $\lambda = 0,5 \text{ мкм}$ ) получаем  $I_0 \gg 0,5 \text{ Вт/см}^2$ . Та же оценка для  $\text{CS}_2$  ( $n_2 \sim 10^{-11} \text{ см}^3/\text{эрг}$ ,  $d = 1 \text{ см}$ ,  $\lambda = 1 \text{ мкм}$ ) дает  $I_0 \gg 2,5 \text{ МВт/см}^2$ .

Нетрудно проанализировать также условия возникновения мультистабильности в РФП. Например, второй гистерезис (второй скачок) при  $F \gg 1$  достигается, если  $x_0 \sim GFx \sim (GF/\Phi_2)\pi$ ; для ЖК это требует  $I_0 \sim 1 \text{ кВт/см}^2$ .

## 2.2. Нестационарные режимы и неустойчивости

Теперь проанализируем работу нелинейного РФП, когда он находится в поле импульсного излучения. Физические процессы, происходящие в этом случае, определяются, естественно, временными параметрами задачи, и необходимо ввести такие понятия, как длительность лазерного импульса  $\tau_p$ , время релаксации нелинейного отклика среды  $\tau_M$ , время обхода резонатора световой волной на одном проходе  $t_r = 2dn/c$ . Различные режимы возникают при различных соотношениях между этими временами.

Нестационарные и переходные режимы в нелинейном РФП детально исследованы в <sup>41</sup>, где проведено количественное сопоставление теории и эксперимента и получено их прекрасное совпадение. В качестве нелинейной среды использовалась среда с керровской нелинейностью — изотропная фаза НЖК. Для проведения численного анализа в нестационарном случае применялся уже отмечавшийся стандартный метод расчета — учет последовательных многократных отражений света от зеркал резонатора и суммирование бесконечного ряда из амплитуд поля для проходящего излучения ( $E_T$ ). В приближении малых изменений амплитуд поля за время одного обхода резонатора для световой волны и с учетом дебаевского механизма релаксации для нелинейного отклика среды (время  $\tau_M$ ) получаются

следующие соотношения:

$$\tau_M \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \Phi = \frac{3\omega d n_2}{c} (|E_F|^2 + |E_B|^2), \quad (4)$$

$$|E_T|^2 = n_0 T |E_F|^2 = n_0 T |E_B|^2 R^{-1}, \quad (5)$$

где  $E_F$ ,  $E_B$  — амплитуды прямой и обратной волн внутри резонатора, соответственно,  $T$  и  $R$  — коэффициенты пропускания и отражения (по интенсивности) зеркал,  $\Phi = (\omega/c) \oint [\delta n(t, z)] dz$  — нелинейный набег фазы при

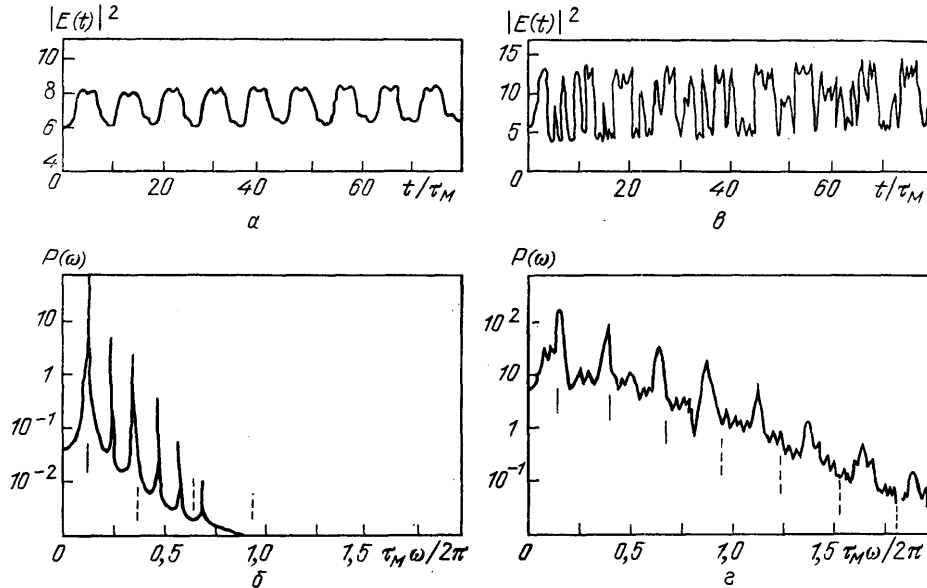


Рис. 4. Временная зависимость  $|E|^2$  по <sup>19</sup>.

$B = 0,3$ ,  $t_R/\tau_M = 3,5$  и  $A = 2,17$  (а),  $A = 2,85$  (б). Спектр  $P(\omega)$  для  $B = 0,3$ ;  $t_R/\tau_M = 3,5$  и  $A = 2,17$  (б),  $A = 2,85$  (г). Сплошные линии и штриховые вертикальные линии на зависимостях рис. б и г показывают значения  $\omega \tau_M/2\pi$  для неустойчивого и устойчивого режимов соответственно

одном обходе резонатора,  $\delta n(t, z) = (\delta n_F + \delta n_B)$  — зависящая от интенсивности света добавка к показателю преломления  $n_0$  в квазистационарном случае:

$$\delta n_{F,B} = n_2 |E_{F,B}|^2 + 2n_2 |E_{B,F}|^2.$$

В интегральной форме уравнение (4) записывается в виде

$$\Phi(t) = \frac{3\omega d n_2 (1+R)^3}{n_0 c T \tau_M} \int_{-\infty}^t |E_T(t')|^2 \exp[-(t-t')\tau_M^{-1}] dt'. \quad (6)$$

Уравнения (4)–(6) описывают динамические свойства нелинейного РФП и позволяют проанализировать задачу (численным расчетом) при разных соотношениях между  $\tau_p$ ,  $\tau_M$  и  $t_R$ .

Основные режимы, возникающие в нелинейном РФП, сводятся к следующим перечисленным ниже.

При  $t_R \gg \tau_M$  наблюдаются такие явления, как скачок (включение) фазы <sup>18</sup>, возникновение колебаний с периодом  $2t_R$  и переход к состоянию хаоса (оптической турбулентности) <sup>19, 20</sup>. Время включения в этом случае  $> t_R$ .

При  $t_R \sim \tau_M$  наблюдаются различные переходные режимы: регулируемое переключение фазы и дисперсионное распыление импульса <sup>21</sup>. Время включения здесь  $\gg \tau_M$ ,  $t_R$ .



При  $t_R \ll \tau_M$  возникает режим автоколебаний<sup>4</sup> и критическое замедление параметров системы, характерное для фазового перехода I рода<sup>22</sup>. Время включения  $\gg \tau_M$  (оно может быть намного меньше при импульсном возбуждении<sup>23</sup>).

Некоторые конкретно полученные для разных режимов результаты по ОБ для ЖК будут приведены в разделе 3. Что касается неустойчивостей, то в эксперименте их возникновение удобнее наблюдать для кольцевого резонатора, когда световая волна распространяется только в одном направлении. В этом случае уравнение для  $\Phi(t)$  сохраняет вид (4), но с другим выражением в правой части. Для реальных на практике случаев его можно записать в форме<sup>19</sup>

$$\tau_M \frac{\partial \Phi(t)}{\partial t} + \Phi(t) \approx A^2 [1 + 2B \cos(\Phi(t - t_R) - \Phi_0)], \quad (7)$$

где  $A$ ,  $B$  — некоторые коэффициенты,  $\Phi_0$  — как и ранее, начальная отстройка от максимума пропускания резонатора. При этом световое поле

$$|E(t)|^2 \approx A^2 + 2A^2B \cos(\Phi(t) - \Phi_0). \quad (8)$$

Численное решение (7), которое описывает временное поведение для выходящей световой интенсивности, показано на рис. 4 для двух значений параметров  $A$  и  $B$ . Там же приведена и спектральная картина. Виден процесс удвоения периода (см. рис. 4, а, б) и возникновение хаоса (см. рис. 4, в, г).

На рис. 5 показаны результаты эксперимента<sup>19</sup> для гибридного бистабильного устройства, в котором наблюдалось удвоение периода и возникновение хаоса при изменении соотношения между  $t_R$  и  $\tau_M$  \*).

Важно подчеркнуть, что переход к хаосу не связан в этих случаях с шумами системы. Эти неустойчивости принято называть неустойчивостями Икеды<sup>1</sup>.

Возможны и другого типа неустойчивости, характеризующие оптическую нестабильность, — регенеративные пульсации интенсивности лазерного излучения, проходящего через РФП, заполненный средой с двумя конкурирующими механизмами оптической нелинейности и с разными временами нелинейного отклика<sup>4</sup>. Их возникновение легко понять, исходя из графического анализа, подобного рассмотренному на рис. 2<sup>43</sup>. Действительно, в стационарном случае полный набег фазы за один цикл прохода излучения в РФП можно записать в первом приближении как

$$\begin{aligned} \Phi &= \Phi_0 + \Phi_\theta + \Phi_T, \\ \Phi_\theta &= K\alpha_\theta T I_0, \quad \Phi_T = K\alpha_T T I_0, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\Phi_0$  не зависит от интенсивности,  $K$  — константа, определяемая параметрами РФП,  $\alpha_\theta$  и  $\alpha_T$  — коэффициенты пропорциональности, соответ-

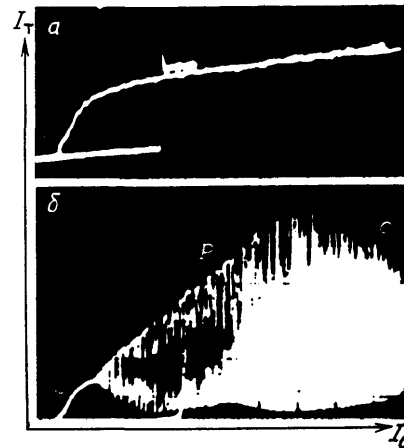


Рис. 5. а — Зависимость  $I_T$  от  $I_0$  при последовательном медленном увеличении и уменьшении  $I_0$  от нуля до некоторого максимального значения и обратно за время  $t = 30$  с<sup>19</sup>;  $t_R = 160$  мкс  $\ll \tau_M = 1$  мс. б — То же, что и в случае рис. а, но  $t_R = 40$  мс  $\gg \tau_M = 1$  мс.

S, P и C — устойчивое, периодическое и хаотическое состояния системы на верхней ветви зависимости гистерезисной кривой рис. а

\*) Работа такого устройства на ЖК недавно была продемонстрирована в<sup>118</sup> (см. и<sup>122</sup>).

ствующие двум механизмам \*) индуцирования  $\Phi$ ,  $T$  — коэффициент пропускания РФП. На рис. 6 зависимость (9) имеет вид прямой линии. Рабочая точка РФП определяется тогда одной из точек пересечения этой линии с кривой пропускания РФП  $I_T$ . Однако рабочая точка, скажем  $O$  (см. рис. 6), действительно описывает стабильный режим работы РФП, если только она устойчива по отношению к быстрым тепловым флуктуациям (ориентационный механизм не успевает сработать). Поэтому из-за теплового механизма

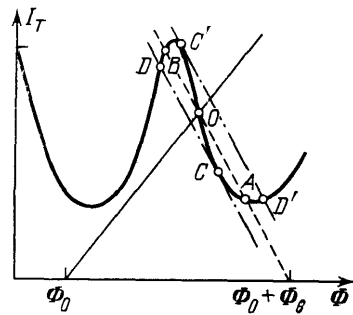


Рис. 6. К объяснению автоколебательного режима<sup>43</sup>.

$O$  — рабочая точка; штриховая и штрихпунктирные прямые — сдвиг фазы из-за нагрева излучением, сплошная прямая — решение уравнения (9), сплошная толстая линия — кривая пропускания РФП

рабочая точка может сместиться в положение  $A$  (или  $B$ ). Затем из-за того, что лазерная интенсивность в резонаторе  $I$  в точке  $A$  меньше (или больше в точке  $B$ ), ориентационный механизм приводит к уменьшению (или увеличению)  $\Phi_\theta$ . Это приводит к смещению рабочей точки от  $A$  к  $C$  (или от  $B$  к  $C'$ ) — штриховая линия на рис. 6 смещается влево (или вправо). После точки  $C$  (или  $C'$ ) из-за действия теплового механизма происходит перемещение в положение  $D$  (или  $D'$ ). Результирующее увеличение (или уменьшение)  $I$  теперь увеличивает (или уменьшает)  $\Phi_\theta$  благодаря ориентационному механизму и смещает рабочую точку от  $D$  к  $C$  (или от  $D'$  к  $C$ ), затем происходит переключение в положение  $D'$  (или  $D$ ) и смещение по направлению к  $A$  (или  $B$ ). Затем цикл  $ACDC'D'A$  повторяется и наступает автоколебательный режим работы РФП, не ограниченный во времени. Период пульсаций должен быть порядка ориентационного времени релаксации  $\tau_\theta$ .

Исходя из приведенной выше картины, справедливой при  $\tau_T \ll \tau_\theta$ , легко видеть, что пороговая интенсивность  $I_{\text{колеб}}$  должна определяться из условия, когда пунктирная линия на рис. 6 является касательной к кривой пропускания РФП в точке перегиба:

$$|K\alpha_T I_{\text{колеб}}|^{-1} = \left| \frac{dT}{d\Phi} \right|_{\max} \approx \frac{F^{1/2}}{2}, \quad (10)$$

где  $F$  — коэффициент резкости РФП.

Особенно многообразны подобные явления в лазерных системах различного типа, в которых при определенных условиях такие неустойчивости скорее являются правилом, чем исключением<sup>1</sup> (см. и<sup>123</sup>).

Интересный режим для пассивной нелинейной системы с ОБ предсказан в<sup>105</sup> — в определенных условиях \*\*) оказывается возможным получение временной последовательности коротких световых импульсов при одиночном затравочном импульсе, вводимом в систему; экспериментальная демонстрация эффекта проведена пока на модельном устройстве при возбуждении акустической волны (ср. с<sup>123</sup>).

\*) Пусть, например, первый из них — молекулярная переориентация, сильный, но медленный ( $\tau_\theta \sim c$ ), второй — лазерный нагрев, слабый, но более быстрый ( $\tau_T \sim 0,01$  с), как это обычно бывает для НЖК<sup>43</sup>.

\*\*) Длительность затравочного импульса должна быть меньше времени его пробега по резонатору; импульс обладает пьедесталом (для него удовлетворяется условие стационарности), благодаря которому система находится в области гистерезиса (в простейшем случае достаточно ограничиться рассмотрением безынерционной нелинейной среды).

### 2.3. Другие оптические системы с бистабильностью

Выше была рассмотрена сравнительно простая система — нелинейный РФП. Разумеется, этим не исчерпываются схемы оптических систем, в которых может возникать ОБ и могут развиваться неустойчивые процессы. Даже для РФП возможны более сложные схемы. В частности, они могут быть созданы с помощью различных элементов, работающих как на прохождение, так и на отражение<sup>110</sup>. В последнем случае возможно использование селективных отражателей на основе диэлектриков (интерференция от пластин; дифракция на апертурах и на различных, в том числе и наведенных внешними полями, структурах; отражение вблизи углов полного внутреннего отражения и Брюстера и т. д.), тонких слоев металлов или полупроводников, нанесенных на диэлектрик. К задаче с нелинейным РФП сводится и более общая задача о распространении света в нелинейном слое конечной толщины; граничные условия обеспечивают появление отраженных волн, которые приводят к обратной связи.

В оптике явления, обусловленные обратной связью, достаточно многообразны: поскольку здесь обратная связь осуществляется для полей, то возникают новые нелинейные эффекты — обусловленная пространственной модуляцией пучка поперечная ОБ<sup>35</sup>, поляризационная ОБ и мультистабильность, поляризационный хаос<sup>106</sup>. Вопросы, связанные с поляризацией излучения, в таких задачах в настоящее время выделяются в самостоятельную область исследования и имеют исключительно важное значение. Что касается пространственно ограниченных световых пучков, то здесь могут возникать различные самоподдерживающиеся пространственно неоднородные режимы, в частности, бегущие волны переключения в РФП<sup>35</sup>. Такие автоволновые процессы характерны для активных распределенных сред с диффузией<sup>36, 121</sup>. Поэтому для пространственно неоднородных пучков можно говорить о гистерезисах двух типов: во-первых, связанных с профилем пучка, которые исчезают для очень узких пучков, и, во-вторых, определяемых мощностью излучения<sup>35</sup>.

По сути дела ОБ может возникать в любой нелинейной системе с обратной связью и является достаточно универсальным свойством<sup>1</sup>. Действительно, выражение (2) имеет вид кубического уравнения. Производя замену переменных  $x' = x + 2\Phi_0 (3\Phi_2)^{-1}$ , его можно переписать в более удобной форме:

$$\Phi_2^2 x'^3 + \left(4F^{-1} - \frac{1}{3}\Phi_0^2\right)x' + \left[4x_0 G^{-1} F^{-1} - 2 \cdot \frac{1}{3}\Phi_0 \Phi_2^{-1} \left(4F^{-1} - \frac{1}{3}\Phi_0^2\right)\right] = 0. \quad (11)$$

К (11) легко свести динамическое уравнение, описывающее колебания нелинейного (ангармонического) осциллятора<sup>8, 27</sup>. Анализ возникающих здесь режимов детально проведен в теории нелинейных колебаний; для оптики в связи с ОБ эти задачи, по-видимому, впервые были рассмотрены в<sup>27</sup>. На микроскопическом языке речь здесь идет о хорошо известной для нелинейной оптики проблеме — учете ангармонизма в атомных системах. В данном случае локальный нелинейный отклик среды уже нельзя считать малым<sup>106</sup>. Обратная связь в нелинейном осцилляторе обеспечивается зависимостью между его собственной частотой и амплитудой колебаний — свойством неизохронности<sup>8</sup> (ср. с<sup>9</sup>).

Естественным для волновых процессов результатом использования этой модели осциллятора, который часто называют осциллятором Дюффинга\*), является появление волновой бистабильности — ОБ и гистерезисные явления переносятся на распространяющуюся волну<sup>106</sup>. При больших интен-

\*) Мультистабильность обеспечивается здесь обобщением на случай осциллятора с несколькими собственными частотами колебаний.

сивностях стохастизация колебаний нелинейного осциллятора<sup>107</sup> будет приводить и к стохастизации волнового процесса<sup>26,121</sup>. На сегодняшний день именно эти явления представляют наибольший интерес<sup>106</sup>. Таким типом ОБ обладает широкий класс нелинейных оптических явлений<sup>\*)</sup>. По существу, многие системы с ОБ могут быть сведены к этому случаю.

Для проявления ОБ, как известно, в нелинейной системе должна быть некоторая особая точка, вблизи которой ее свойства сильно меняются. Тогда при наличии начальной отстройки от этой точки благодаря нелинейности системы и возникновения в ней сильной обратной связи происходит переход между двумя устойчивыми состояниями<sup>\*\*)</sup>, определяющими ОБ. Появление такой особой точки может быть связано с тем или иным резонансом в системе (нелинейный РФП<sup>17</sup>, ангармонический осциллятор<sup>27</sup>) или при явлениях полного внутреннего отражения<sup>29</sup>, при возбуждении поверхностных волн<sup>30</sup>, в системах с распределенной обратной связью<sup>31</sup>, при светоиндуцированном просветлении первоначально неоднородной среды<sup>32</sup> и т. д. Другая возможность — сама физика явления допускает пороговые по интенсивности света взаимодействия (самофокусировка<sup>33</sup>, специфическая для ЖК пороговая переориентация молекул<sup>12,34</sup> и др.). Мы здесь не проводим различия между двумя типами гистерезиса — первым, когда меняется только состояние светового поля<sup>\*\*\*</sup>), и вторым, когда сама нелинейная среда изменяет свое состояние. Оба эти случая мы относим к режимам с ОБ.

ОБ, основанная на взаимодействии двух плоских волн, распространяющихся навстречу друг другу в изотропной среде с керровской нелинейностью и приводящих к индуцированию анизотропии в среде, характеризуется интересной особенностью. Зависимость выходных параметров световой волны от входных не только многозначна (и тем самым в системе возникает гистерезис), но имеются специфические изолированные полубесконечные ветви, когда число скачков вниз и вверх неодинаково<sup>37</sup>. В квазистационарном режиме существуют, кроме того, ветви, с которых система может спускаться только вниз (скачки вниз), но не вверх. Эти решения связаны с внутренним резонансом в нелинейной системе, индуцируемым полем при четырехволновом взаимодействии. Они возникают при определенном виде кубической нелинейности среды и могут играть важную роль в возникновении неустойчивостей в системе (ср. с.<sup>120</sup>). Однако возможно, что эти решения связаны с упрощенной моделью нелинейной среды и приближениями, используемыми при расчете. В частности, пренебрежение поглощением может играть здесь решающую роль — хорошо известно, например, что именно поглощение (наличие затухания) обеспечивает переход между разными состояниями при ОБ в ангармоническом осцилляторе<sup>8</sup>. Необходимо учитывать также нестационарность задачи (ср. с.<sup>75, 120</sup>).

### 3. ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ В ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

В настоящее время многие из явлений, приводящих к ОБ, экспериментально исследовались в ЖК. Прежде чем переходить к конкретному обсуждению некоторых из недавно рассмотренных здесь задач, представляется целесообразным дать краткий конспективный обзор полученных результатов, позволяющий оценить диапазон уже выполненных для ЖК исследований.

Детальное количественное теоретическое и экспериментальное изучение оптического отклика нелинейного РФП, включая нестационарный случай,

\*) В частности, четырехволновые взаимодействия<sup>28</sup>, вынужденное рассеяние<sup>16,27</sup> и др.

\*\*) Возможна реализация режимов, когда верхнее состояние не соответствует стационарному — в системе, например, в этом состоянии могут возникать осцилляции<sup>19</sup> (см. рис. 5).

\*\*\*) Иногда об ОБ говорят только в этом случае<sup>1</sup>, но это, по существу, вопрос определения.

было проведено в <sup>41</sup>, где в качестве нелинейной среды керровского типа использовалась изотропная фаза нематического ЖК (НЖК).

Измерения проводились при расстройках  $\Phi_0 = 0$ ;  $-0,1\pi$ ;  $-0,2\pi$  ( $\Phi_0 = 2\omega n_0 d/c$ ), каждая из которых соответствовала определенной моде нелинейного РФП в устойчивом состоянии. Рис. 7 показывает три типичных

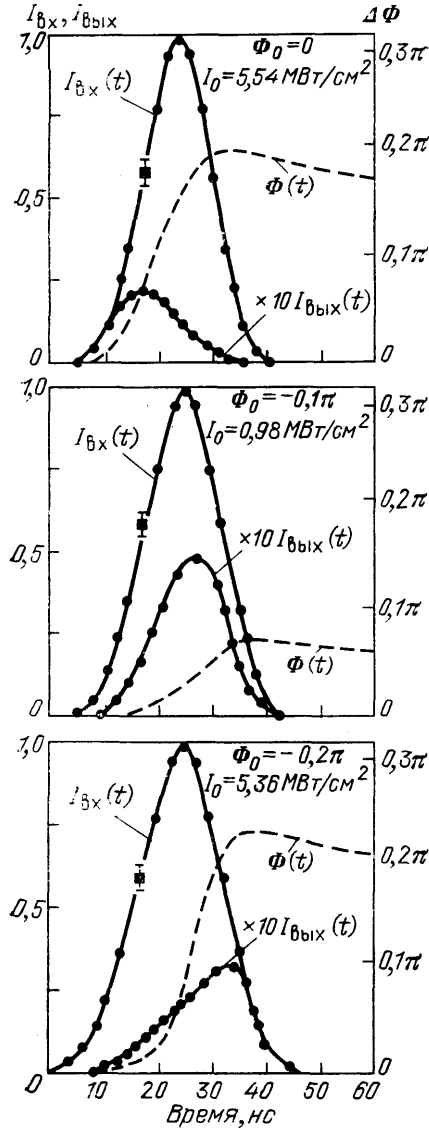


Рис. 7. Входная  $I_{вх}(t)$  и выходная  $I_{вых}(t)$  интенсивности нелинейного РФП в зависимости от времени при трех значениях начальной отстройки  $\Phi_0$ .

Сплошные кривые рассчитаны из уравнений (4) — (6), штриховые — индуцированный полем набег фазы  $\Phi(t)$ ;  $I_0$  — пиковая интенсивность входного сигнала

примера. Теоретические кривые выходных импульсов получены из уравнений (4) — (6). Можно также показать, что при  $t_R \ll \tau_p \ll \tau_M$  зависимость  $|E_T(t_{max})|^2$  от  $|E_0(t_{max})|^2$ , где моменту  $t = t_{max}$  соответствует максимальная величина  $\Phi$ , должна выходить на характеристическую кривую для стационарного состояния нелинейного РФП (рис. 8). При этом возможны три различных режима работы: ограничения мощности (рис. 8, а), дифференциального усиления (рис. 8, б) и бистабильный (рис. 8, в).

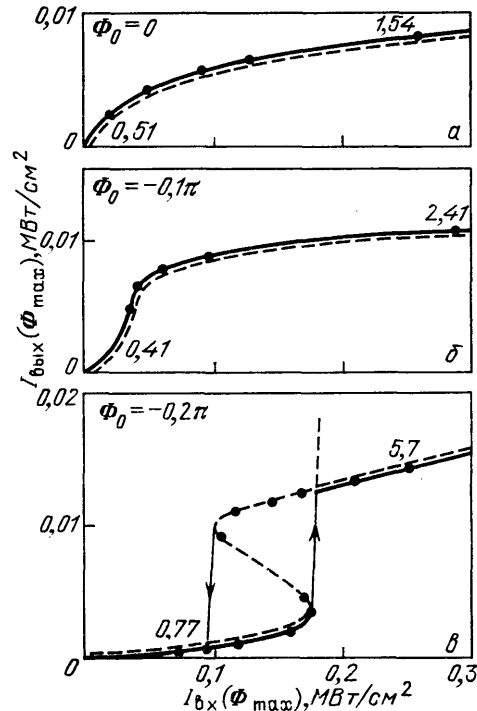


Рис. 8. Зависимость  $I_{вых}$  от  $I_{вх}$  при максимальной задержке фазы  $\Phi_{max}$  для трех значений  $\Phi_0$  (а — в).

Штриховые линии — стационарные кривые нелинейного РФП. Сплошные кривые рассчитаны численно для квазистационарного режима ( $\tau_p = 2$  нс,  $I_0 = 0,3$  МВт/см²); цифры около экспериментальных точек показывают значения пиковой интенсивности  $I_0$  в эксперименте (в МВт/см²)

При уменьшении  $\tau_M$  вид зависимости будет изменяться. В режиме рис. 8, в это отклонение проявляется главным образом в области отрицательной кривизны. В пределе очень малых  $\tau_M$  кривая становится похожей

на характеристическую кривую переключения для фазы, что хорошо согласуется с указанной зависимостью для квазистационарного режима работы при максимуме интенсивности входного импульса  $I_{\text{max}} = 0,3 \text{ МВт/см}^2$ .

В эксперименте<sup>41</sup> получены также зависимости  $I_T(t)$  и  $\Phi(t)$  как функции от  $I_0(t)$  при уменьшении времени молекулярной релаксации от  $\tau_M \gg \tau_p \gg t_R$  до  $\tau_M \ll t_R \ll \tau_p$ . При  $\tau_M \gg \tau_p$  кривые  $\Phi(t)$  демонстрировали нестационарный отклик среды на поле в РФП; если же  $\tau_M \ll \tau_p$ , среда практически мгновенно успевала следить за изменением поля в РФП и  $\Phi(t) \sim I_T(t)$ . Был количественно прослежен переход от нестационарного случая к квазистационарному. Для режима ограничения мощности ( $\Phi_0 = 0$ ) зависимость  $I_T$  от  $I_0$  в нестационарном случае имела вид петли, которая быстро трансформировалась в линию для случаев, все более далеких от переходных. В режиме дифференциального усиления ( $\Phi_0 = -0,1 \pi$ ) наблюдался тот же характер зависимости, но гистерезисная кривая для  $I_T$  как функции

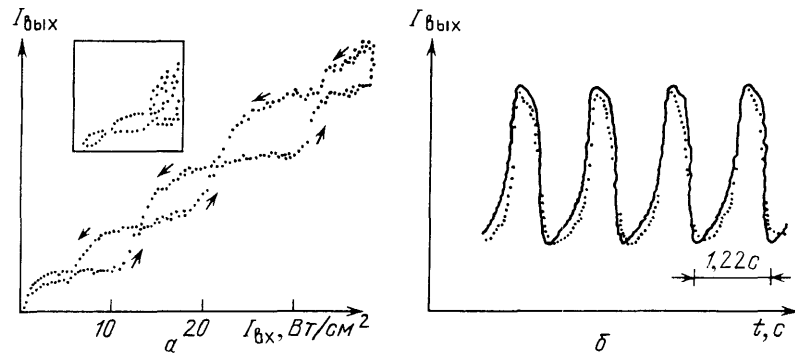


Рис. 9. Мультистабильные характеристики (а) и осцилляции (б) РФП с НЖК в условиях эксперимента<sup>43</sup>.

Вверху рис. а — петли и возникновение автоколебаний при других (более выгодных) начальных условиях. Измеренные значения параметров таковы:  $\tau_0 = 1,6 \text{ с}$ ,  $\tau_T = 0,015 \text{ с}$ ,  $\alpha_0 = 0,011 \text{ см}^2 \text{ Вт}^{-1}$ ,  $\alpha_T = 0,0013 \text{ см}^2 \text{ Вт}^{-1}$ . Измеренное значение пороговой интенсивности, при превышении которой наступал автоколебательный режим работы РФП, составляло  $I_{\text{колеб}} \approx 63 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ . Оценка по формуле (10) с учетом параметров РФП в эксперименте<sup>43</sup>  $K = 7$ ,  $F = 20$  приводит к значению  $I_{\text{колеб}} \approx 50 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ . Измеренный период пульсаций равнялся  $1,2 \text{ с}$ .

от  $I_0$  имела более ярко выраженный вид в квазистационарном пределе. Бистабильный режим ( $\Phi_0 = -0,2 \pi$ ) демонстрировал более резкий переход между двумя рассмотренными предельными случаями. В нестационарном пределе зависимость  $I_T(I_0)$  также имела форму петли, однако направление обхода по ней было противоположно отмеченным выше режимам.

Результаты при  $\tau_M \ll t_R \ll \tau_p$  соответствовали условиям, при которых должны были развиваться неустойчивости Икеды, однако в эксперименте<sup>41</sup> регистрирующий световое излучение детектор был слишком инерционен. Кроме того, для проявления неустойчивостей Икеды необходимы были интенсивности света в 50 раз больше, чем использовались в эксперименте<sup>1</sup>.

Сильные эффекты ОБ в РФП с ЖК в нематической фазе впервые рассматривались в<sup>42</sup>. Для этого случая ОБ и мультистабильность наблюдались в<sup>43</sup> в поле  $\text{Ag}^+$ -лазера, где получен также переход к автоколебательному режиму (нелинейность среды определялась ориентационным и тепловым механизмами) (рис. 9; ср. с рис. 6). Подобный режим был получен также при помещении ячейки с НЖК внутри резонатора  $\text{Ag}^+$ -лазера<sup>44</sup>. ОБ проявляется для РФП и в поле последовательности наносекундных лазерных импульсов — из-за сильной обратной связи уже несколько импульсов оказывается достаточным для проявления эффектов накопления<sup>42</sup>.

Основные особенности нестационарных процессов в ЖК, находящихся в мезофазе, связаны с тем, что время  $\tau_M$  зависит от толщины ячейки и характерного масштаба возникающих деформаций<sup>12</sup>. Поэтому значение  $\tau_M$  можно

плавно изменять в широких пределах (реально — от  $10^{-6}$  до десятков секунд). Более того,  $\tau_M$  по существу имеет смысл времени «выключения» нелинейности при снятии внешнего поля ( $\tau_M \equiv \tau_{\text{выкл}}$ ); время же включения  $\tau_{\text{вкл}}$  само зависит от интенсивности и может также плавно изменяться. В определенных геометриях (пороговая переориентация) появляется, кроме того, специфическое время «запаздывания»  $\tau_0$  из-за эквивалентности двух возможных, но противоположных направлений переориентации директора в начальный момент<sup>24</sup>. Необходимо учитывать и эффекты накопления нелинейных свойств ЖК при воздействии последовательности коротких (наносекундных, а возможно, и пикосекундных) лазерных импульсов<sup>25</sup>. Таким образом, динамика развития ориентационных процессов в ЖК может иметь достаточно сложный вид.

Поляризационная ОБ с холестерическим ЖК (ХЖК), обладающим закрученной по пространству спиральной структурой, обсуждалась в<sup>45</sup> — здесь возникают для РФП не только скалярные (по частоте), но и поляризационные моды (экспериментально ОБ в поляризации проходящих волн была продемонстрирована для НЖК еще в<sup>46</sup>). Хаотические режимы как в поляризационных, так и в амплитудных характеристиках при рассмотрении нелинейного РФП с изотропной фазой ХЖК, обладающего оптической активностью, обнаружены в<sup>112</sup>.

Беззеркальные схемы с ОБ также уже реализованы экспериментально для ЖК, хотя исследования носят пока демонстрационный характер. Нелинейное отражение (при тепловом механизме нелинейности) на границе раздела НЖК и стекла при полном внутреннем отражении наблюдалось в<sup>47</sup>. Оптический гистерезис при возбуждении поверхностных плазмонов на границе НЖК с металлом зарегистрирован в<sup>48</sup> (рис. 10). С явлениями на поверхности связано наблюдение ОБ в системе фотополупроводник — НЖК<sup>49</sup> — статическое поле, возникающее в фотополупроводнике из-за эффекта аномального фотонапряжения, приводит к поверхностной переориентации НЖК, характеризуемой гистерезисом при последовательном увеличении и уменьшении интенсивности падающего света (рис. 11). В ячейке с двумя подложками с полупроводниковыми пленками легко наблюдать тристабильную характеристику (двойной гистерезис) (см. рис. 11, в): благодаря рассеянию света в объеме ЖК гистерезис из-за действия поля на ЖК на выходной подложке проявляется при больших интенсивностях падающего света, чем на входной подложке. Введение дополнительной обратной связи (отражающего зеркала) приводит к увеличению области ОБ (см. рис. 11, б). Нелинейное просветление в слое НЖК с двумя свободными поверхностями описано в<sup>50</sup> \*). Сравнительно простая теория нелинейного просветления НЖК на основе молекулярной теории нелинейного рассеяния когерентного света — в условиях оптической ориентации молекул<sup>71,73</sup>, — приводящего к ОБ, развита в<sup>55</sup> (здесь можно говорить еще об одном механизме ОБ; ср. с<sup>6</sup>).

ОБ в ЖК с распределенной обратной связью может реализоваться либо из-за эффектов самодифракции, когда периодические структуры наводятся самим лазерным излучением<sup>51,53–55</sup>, либо если ЖК сам пространственно неоднороден (ХЖК, смектические ЖК)<sup>83</sup>. В первом случае возникновение ОБ должно быть связано с насыщением нелинейности (для коэффициента нелинейной связи  $\gamma d$ , где  $d$  — толщина, а  $\gamma$  определяется нелинейной добавкой к показателю преломления  $\Delta n^{\text{нл}}$ , должно выполняться соотношение  $\gamma d \geq 10$ <sup>31</sup>; в современных экспериментах достигнуто пока условие  $\gamma d \sim 2$ <sup>56</sup>). Во втором — ОБ определяется наведением  $\Delta n^{\text{нл}}$  в условиях брэгговского резонанса<sup>57</sup> \*\*) (поляризационная ОБ для этого случая обсуждается в<sup>58</sup>).

\*) Экспериментально этот эффект был зарегистрирован для НЖК по рассеянию света еще в<sup>51</sup> и отдельно исследовался в<sup>52</sup>.

\*\*) Интересно, что пропускание системы в этом случае может быть записано в форме (1).

Экспериментально этот последний эффект наблюдался в <sup>59</sup> (см. рис. 11, *з*) на тепловом механизме нелинейности смеси ХЖК и НЖК с красителем в поле маломощного He — Ne-лазера. (Некоторые схемы с ОБ для ХЖК по аналогии с работами <sup>32, 33, 57</sup> обсуждаются в <sup>60</sup>.) В <sup>61</sup> зарегистрирован гистерезис

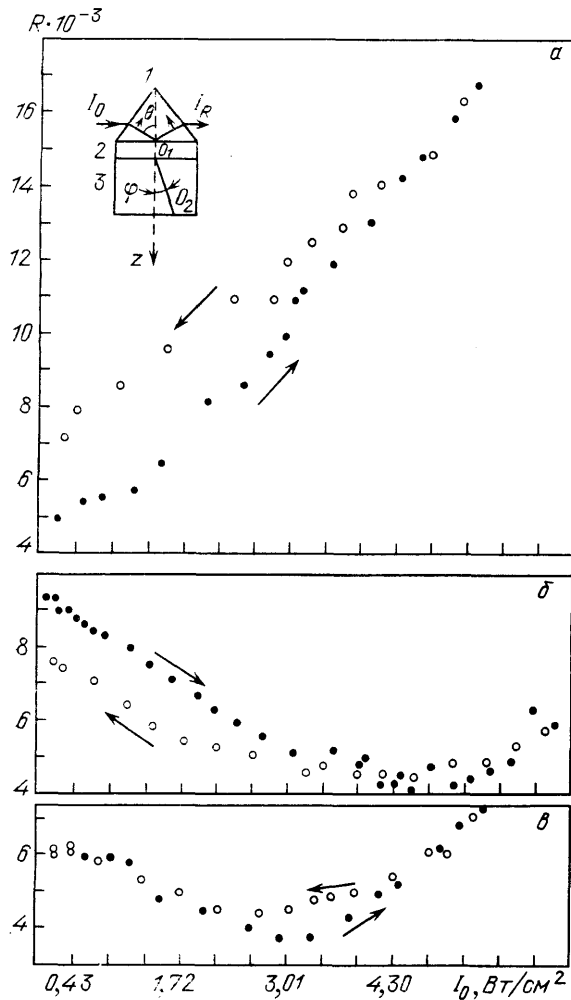


Рис. 10. Гистерезисные кривые при возбуждении нелинейных поверхностных электромагнитных волн в эксперименте по нарушенному полному внутреннему отражению в системе (см. вставку на рис. *а*) призма (1) — металлическая пленка (2) — НЖК (3) <sup>48</sup>.

$O_1, O_2$  — направление оптической оси НЖК;  $I_0, I_R$  — интенсивности падающего и отраженного света соответственно,  $R \equiv I_R/I_0$ . Начальные отстройки от угла  $\theta_p$ , при котором осуществляется резонанс поверхностных плазмонов: *а*)  $\theta_p - \theta \approx -1^\circ$ ; *б*)  $\theta_p - \theta \approx 1^\circ$ ; *в*)  $\theta_p - \theta \approx 30'$ . Конкретный вид гистерезиса определяется начальной отстройкой  $\theta_p - \theta$  от резонанса и тем состоянием системы, в котором она находится при изменении направления обхода гистерезисной петли (начало обхода соответствовало увеличению  $I_0$ ). Эксперимент проведен с He — Ne-лазером ( $\lambda = 0,633 \text{ мкм}$ ) для НЖК 5ЦБ,  $\varphi = 0^\circ$ .

при импульсном возбуждении ХЖК, который определяется искажением формы светового импульса из-за релаксации среды (наблюдение гистерезиса в этом случае еще не означает ОБ<sup>7</sup>).

Первое экспериментальное наблюдение истинной внутренней ОБ в НЖК, связанной с пороговой переориентацией молекул в лазерном поле — индуцируемым полем фазовым переходом <sup>34</sup>, описано в <sup>62</sup>. В эксперименте по рассеянию света <sup>63</sup> получено резкое возрастание амплитуды флуктуации на пороге переориентации НЖК (рис. 12) — аналог критической опалесценции при температурных фазовых переходах. Критическое поведение демонстрируют и временные параметры <sup>54, 62</sup>.

ОБ, связанная с апертурными эффектами — самофокусировкой света <sup>33, 72</sup> и др., в которых изменение поперечной структуры светового пучка приводит к обратной связи (она может быть создана и с помощью оптических элементов — отражающих зеркал, линз, диафрагм, поляризаторов и т. п.), наблюдалась для НЖК в <sup>64</sup>. Именно в ЖК эти эффекты наиболее сильны и приводят к специфической кольцевой структуре для проходящего света <sup>65</sup>.



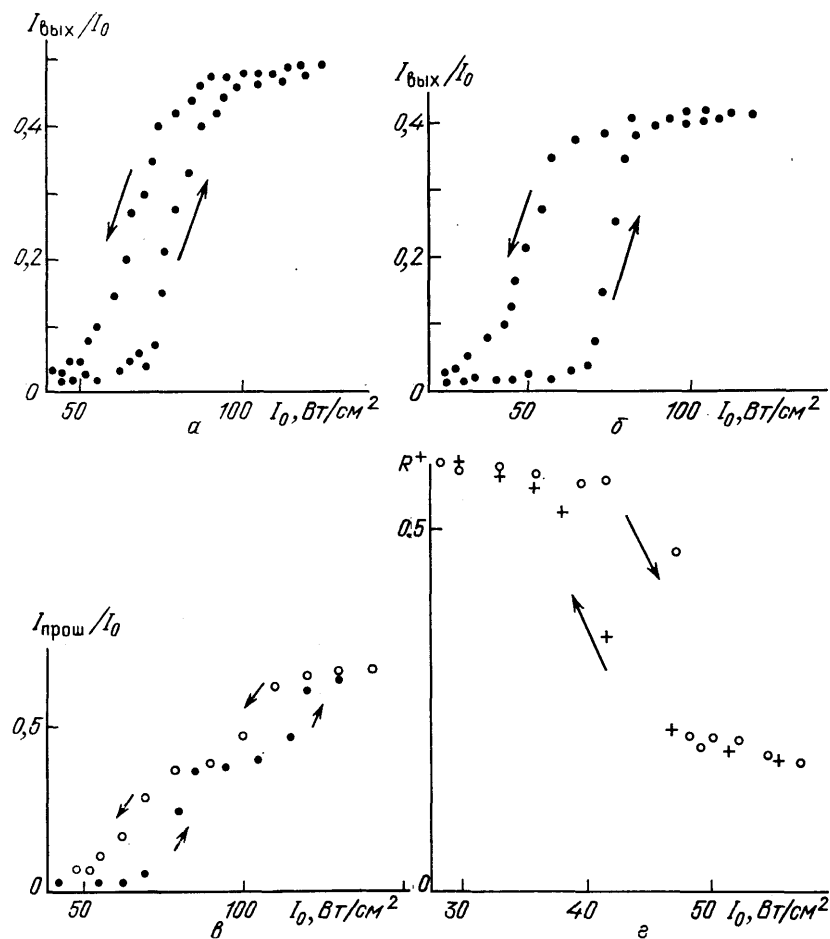


Рис. 11. *а* — Гистерезис на зависимости интенсивности прошедшего света  $I_{\text{вых}}$  от интенсивности падающего света  $I_0$  в системе фотополупроводник — НЖК при последовательном увеличении и уменьшении  $I_0$ . *б* — Расширение гистерезисной петли при введении частично отражающего зеркала ( $r = 60\%$ ) для прошедшего излучения. *в* — Двойной гистерезис (тристабильность) в ячейке НЖК с полупроводниковыми пленками на обеих подложках; индуцируемые светом статические электрические поля из-за эффекта аномального фотонапряжения параллельны на обеих подложках. *г* — Гистерезис на зависимости коэффициента отражения света  $R^+ \equiv I_{\text{отр}} I_0^{-1}$  (в условиях брэгговского резонанса для смеси ХЖК) от  $I_0$  при ее последовательном увеличении и уменьшении (отмечено стрелками). Измерения велись по стационарным точкам, когда устанавливался равновесный температурный режим в образце для каждого значения  $I_0$ . Для всех случаев эксперименты проведены с He — Ne-лазером ( $\lambda = 0,633$  мкм) для НЖК 5ЦБ (*а* — *в*)<sup>48</sup> и для смеси ХЖК (*г*)<sup>59</sup>.

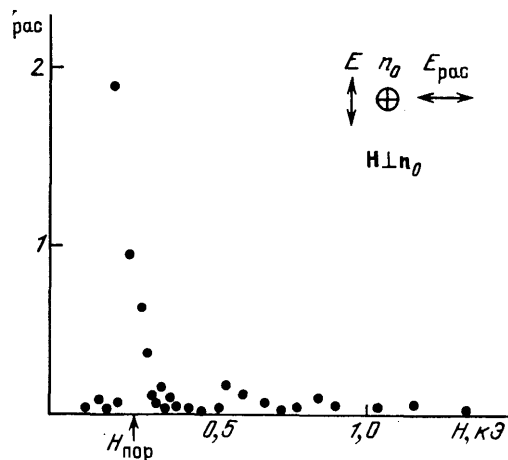


Рис. 12. Зависимость от  $H$  интенсивности рассеянного (в направлении падающего пучка) на поперечных флуктуациях директора  $n_0$  света ( $I_{\text{рас}}$ ) на пороге перехода Фредерикса в статическом магнитном поле  $H$ <sup>63</sup>.

Вверху показана начальная геометрия (гомеотропная ячейка, НЖК—МББА) в плоскости, перпендикулярной направлению распространения света; поляризация света  $E \parallel H$ ; стрелкой отмечено пороговое значение  $H_{\text{пор}}$ .

Таким образом, широкий круг нелинейно-оптических явлений в ЖК приводит к ОБ. В следующих разделах мы более подробно остановимся на обсуждении некоторых эффектов, которые в настоящее время представляют наибольший интерес.

#### 4. ВНУТРЕННЯЯ ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ ПРИ СВЕТОИНДУЦИРОВАННОМ СТРУКТУРНОМ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ В НЕМАТИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ

Характерной особенностью светоиндуцированных эффектов в ЖК является наличие порога по световой интенсивности  $I_{\text{пор}}$ , при превышении которого происходит переориентация директора  $\mathbf{n}_0$ , характеризующего среднее направление ориентации молекул — оптическую ось, и система из первоначального состояния с однородной ориентацией среды переходит в другое — неоднородное. Наличие особой точки — порога явления не связано здесь с наличием резонатора и позволяет говорить о внутренней ОБ. Два состояния системы, в которых она может находиться соответствуют интенсивностям падающего света  $I < I_{\text{пор}}$  и  $I > I_{\text{пор}}$ . Переход между этими двумя устойчивыми состояниями может сопровождаться гистерезисной зависимостью, например, для нелинейного фазового набег при последовательном увеличении и уменьшении  $I$ , если соответствующим образом подобрана обратная связь<sup>3</sup>.

В данном случае обратная связь определяется самосогласованностью задачи: световое поле искажает структуру НЖК, которая влияет на параметры проходящего излучения — происходит самомодуляция света. При этом из-за упругих свойств среды обеспечивается нелокальность нелинейного отклика. Поэтому гистерезис, характеризующий фазовый переход I рода, может возникать при соответствующих значениях самих материальных параметров среды. Они фактически определяют макроскопические условия эксперимента и эффективно могут изменяться, например, выбором граничных условий или использованием наряду со световым полем дополнительных статических электрических или магнитных полей<sup>34</sup>.

К этому выводу можно подойти с несколько иных позиций<sup>12</sup>: поскольку речь идет о светоиндуцированных фазовых переходах, то внешние условия (наличие дополнительного внешнего поля или изменение угла падения света) могут менять характер фазового перехода, переводя его из перехода II рода (нет гистерезиса) в переход I рода (с гистерезисом). Для НЖК это означает, что при преодолении порога ( $I > I_{\text{пор}}$ ) в первом случае угол переориентации  $\theta$  молекул, а значит и нелинейный фазовый набег  $\Phi^{\text{нл}}$  для проходящего излучения, меняется непрерывно, а во втором — скачком<sup>34</sup>.

В работе<sup>62</sup> приводятся результаты первого наблюдения гистерезиса при светоиндуцированной (поле  $\mathbf{E}$ ) пороговой переориентации НЖК в присутствии статического магнитного поля  $\mathbf{H}$ . В эксперименте измерялись амплитудные и временные характеристики  $\Phi^{\text{нл}}$ , наведенного в 5ЦБ излучением  $\text{Ag}^+$ -лазера ( $\lambda = 0,51$  мкм), как при разных, но фиксированных значениях  $I$  в зависимости от изменения  $H$  ( $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ ,  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}_0$ ), так и наоборот. Во втором случае результаты показаны на рис. 13. Видно, что гистерезис (на зависимости  $\Phi^{\text{нл}}$  от  $I$ ) возникал для  $H \geq H_{\text{к}}$ . Значения  $I_{\text{к}}$ ,  $H_{\text{к}}$  наиболее точно могут быть оценены из измерений времен включения ( $\tau_{\text{вкл}}$ ) и выключения ( $\tau_{\text{выкл}}$ ) нелинейности, соответствующих «мгновенному» открыванию, и закрыванию излучения  $\text{Ag}^+$ -лазера. Получены значения  $I_{\text{к}} \approx 84$  Вт/см<sup>2</sup>,  $H_{\text{к}} \approx 181$  Э.

Для малых  $I$  зависимости  $\tau_{\text{вкл}}^{-1}$  от  $I$  при разных значениях  $H$  имели линейный вид. Для больших  $H$  они немонотонны и демонстрировали критический ход.

Роль магнитного поля в данной геометрии сводится к увеличению  $I_{\text{пор}}$  и  $\tau_{\text{выкл}}$  и уменьшению  $\tau_{\text{выкл}}$ , если  $I$  не очень велико ( $I < 200$  Вт/см<sup>2</sup>).  
 При  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$  ( $\mathbf{E}, \mathbf{H} \perp \mathbf{n}_0$ ) в определенных случаях (о- и е-волны внутри НЖК) наблюдался интересный эффект исчезновения переориентации, возни-

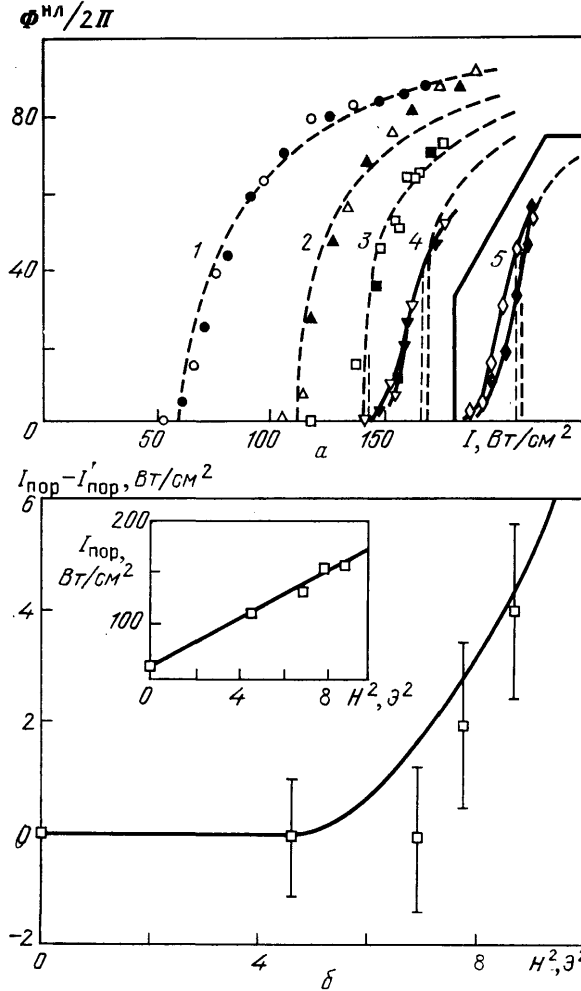


Рис. 13. а — Зависимости индуцированного световым полем  $\mathbf{E}$  нелинейного фазового набега  $\Phi^{\text{nl}}$  от интенсивности света  $I$  для геометрии светоиндуцированного перехода Фредерикса при разных значениях магнитного поля  $H$ :  $H/H_0 = 0$  (1), 0,92 (2), 1,15 (3), 1,32 (4) и 1,35 (6), где  $H_0$  — пороговое значение для перехода Фредерикса в магнитном поле,  $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ . Значки — эксперимент, темные — при увеличении  $I$ , светлые — при уменьшении  $I$ ; линии — расчет. б — Ширина гистерезиса  $I_{\text{пор}} - I'_{\text{пор}}$  как функция от  $H$  из работы [62], два значения пороговых интенсивностей получены при увеличении и уменьшении  $I$  соответственно, на вставке — возрастание  $I_{\text{пор}}$  при увеличении  $H$ , использовался НЖК 5ЦБ,  $d = 380$  мкм

кающей при  $H > H_0$  в отсутствие светового поля ( $H_0$  — пороговое значение для перехода Фредерикса в магнитном поле) (см. раздел 6).

Стандартное для НЖК выражение для плотности свободной энергии  $F$  как функции от амплитуды малого угла переориентации  $\theta_m$ , выступающего в роли параметра порядка, имеет вид (см., например, [34])

$$F = -C\theta_m^2 + \frac{1}{2}B\theta_m^4 + \frac{1}{3}G\theta_m^6 + \dots, \quad (12)$$

$$\theta = \theta_m \sin \frac{\pi z}{d},$$

где коэффициент  $C = (I/I_{\text{пор}}^0)^{1/2} - 1$  определяет порог светоиндуцированного перехода Фредерикса; параметр  $B$  в случае  $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ ,  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}_0$  определяется параметрами среды и  $H$ :

$$B = \frac{1}{4} \left( 1 - \frac{K_{33} - K_{11}}{K_{33}} \right) - \frac{9}{4} \left( 1 - \frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}} \right) - \frac{9}{4} \left( 1 - \frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}} \right) \frac{\chi_a H^2}{K_{33} (\pi/d)^2},$$

$K_{ii}$  — упругие константы,  $\epsilon_{\perp}$ ,  $\epsilon_{\parallel}$  — компоненты оптической диэлектрической проницаемости поперек и вдоль директора соответственно,  $\chi_a$  — анизо-

тропия магнитной восприимчивости; константа  $G > 0$  для известных НЖК. Отсутствие нечетных по степеням  $\theta_m$  членов в (12) связано с эквивалентностью двух направлений переориентации директора ( $\pm \theta_m$ )<sup>24</sup>.

При  $H = 0$  в большинстве НЖК (в частности, для 5ЦБ)  $B > 0$  и возникает светоиндуцированный фазовый переход II рода; если увеличивать  $H$ , то  $B$  может изменить знак,  $B < 0$ ; тогда в системе происходит фазовый переход I рода, обладающий гистерезисом. Таким образом, находят объяснение результаты рис. 13. Однако изменение  $\Phi^{nl}$  (а значит, и  $\theta_m$ ) на пороге переориентации происходит в эксперименте достаточно плавно. Это отличие от

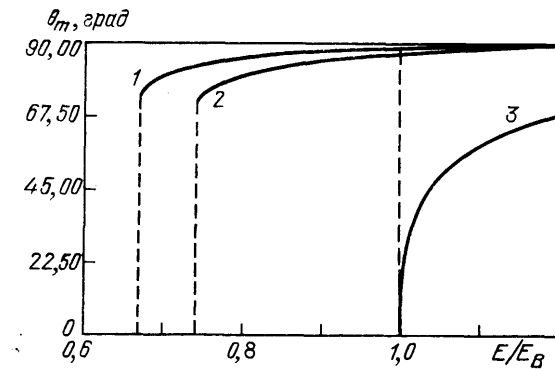


Рис. 14. Расчетные кривые для зависимости максимума угла переориентации  $\theta_m$  от нормированной напряженности  $E/E_B$  квазистатического электрического поля частоты  $f$  для НЖК RO-TN-200 в геометрии порогового перехода Фредерикса<sup>62</sup>.

$K_{11} = 9,21 \cdot 10^{-7}$  дин,  $K_{33} = 14,83 \cdot 10^{-7}$  дин,  $\epsilon_{\perp} = 7,58$ ;  $E_B$  — пороговое значение поля при его уменьшении: 1:  $f = 10$  кГц,  $\epsilon_{\parallel} = 26,00$ ,  $B = -0,376$ ,  $E_B = 0,67 E_B$  (переход I рода); 2:  $f = 140$  кГц,  $\epsilon_{\parallel} = 21,50$ ,  $B = -0,330$ ,  $E_B' = 0,74 E_B$  (переход I рода); 3:  $f = 560$  кГц,  $\epsilon_{\parallel} = 9,36$ ,  $B = 0,013$  (переход II рода);  $E_B = \pi d^{-1} \times (4\pi K_{33} \epsilon_{\parallel} / \epsilon_a \epsilon_{\perp})^{1/2}$ .

предсказания простой теории<sup>34</sup> связано, по-видимому, с необходимостью учета тепловых флуктуации директора (см. рис. 12), а также с ограниченностью лазерного пучка.

Значение  $B = 0$  при выполнении условия  $C = 0$  (и автоматическом равенстве нулю коэффициента при  $\theta_m^3$  в (12)) определяет трикритическую точку в системе. Теоретическая оценка трикритических параметров для 5ЦБ ( $B = 0$ , если  $H = H_c = 0,92 H_0$ , или  $I = 1,78 I_{пор}^0$ ) приводит к значениям, близким к полученным в эксперименте.

Возможность гистерезиса при переориентации не является специфическим оптическим эффектом<sup>66</sup>. На рис. 14 для примера приведены расчеты для НЖК RO-TN-200 во внешнем квазистатическом электрическом поле. Интересная особенность этого случая — возможность изменения характера фазового перехода при изменении частоты  $f$  поля, которая определяет знак анизотропии диэлектрической проницаемости среды<sup>67</sup>.

##### 5. ИНДУЦИРОВАННАЯ ВНЕШНИМИ ПОЛЯМИ ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ В НЕМАТИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ — АНАЛОГИЯ С НЕЛИНЕЙНЫМ ОСЦИЛЛЯТОРОМ

Представляет интерес рассмотрение светоиндуцированных эффектов в НЖК с точки зрения общих схем ОБ, которые позволяют целенаправленно выявлять различные режимы, включая и переход к динамическому хаосу. Полезной оказывается здесь аналогия с задачей о нелинейном (ангармоническом) осцилляторе<sup>55</sup>.

Хотя само описание ОБ и неустойчивостей в рамках модели ангармонического осциллятора (уравнение Дюффинга) относится к колебаниям микроскопических систем (атомы, молекулы) с сильной локальной нелинейностью, однако и для протяженных систем (при взаимодействии и самовоздействии световых полей в нелинейной среде) обращение к этой модели может быть весьма полезным. Оказывается, что в целом ряде случаев уравнения, описывающие такие явления, могут быть сведены к виду, сходному с уравне-

нием нелинейного осциллятора \*). Это позволяет провести общий анализ возможных режимов в нелинейной динамике этих систем, выявить условия их наблюдения. В частности, такой подход конструктивен для ЖК (особенно на начальных этапах анализа), воздействие внешних полей на которые возможно в разных геометриях. Использование этой аналогии позволяет конкретизировать условия возникновения различных режимов. Здесь можно рассмотреть два аспекта<sup>55</sup>.

Нетрудно убедиться, что обычное уравнение для переориентации директора НЖК может быть представлено в виде пространственного аналога уравнения ангармонического осциллятора. Проявлением общего свойства неизохронности такого осциллятора<sup>8</sup> в случае НЖК является зависимость характерного масштаба индуцированной полем решетки показателя преломления от величины поля. Резонанс вынужденных колебаний в общем случае обеспечивается многопучковой геометрией, когда структура деформаций, создаваемых световыми полями, выполняющими роль внешней силы, становится подобной уже индуцированной в НЖК другим полем.

Действительно, можно показать, что уравнение, например, для порогового перехода Фредерикса в статическом магнитном поле  $\mathbf{H} \parallel x$ , когда к гомеотропно ориентированному НЖК (директор  $\mathbf{n}_0 \parallel z$ ) одновременно приложено и световое поле  $\mathbf{E}$ , в геометрии беспороговой переориентации (угол падения  $\alpha$ ;  $\widehat{\mathbf{E}\mathbf{n}_0} \neq 0^\circ, 90^\circ$ ) при углах переориентации  $\theta \ll 1$  может быть записано в виде

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + R'_0 \theta + \beta' \theta^3 = p I_z, \quad (13)$$

где

$$R'_0 = \left(\frac{\pi}{d}\right)^2, \quad \beta' = -\frac{2}{3} \left(\frac{\pi}{d}\right)^2 \frac{H^2}{H_{\text{пор}}^2},$$

$$p = -\varepsilon_a \varepsilon_{\perp}^{1/2} \operatorname{tg} \alpha \left[ K_{33} \varepsilon_{\parallel} c \left( 1 + \frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} \operatorname{tg}^2 \alpha \right)^{1/2} \right]^{-1},$$

$I_z$  —  $z$ -компонента вектора Пойнтинга для света. Уравнение (13) есть пространственный аналог уравнения для ангармонического осциллятора, совершающего колебания в поле периодической внешней силы<sup>8</sup> (правая часть (13) должна быть представлена в виде  $I_z = I_{z0} \sin R^{1/2} z$ ,  $R^{1/2}$  — пространственная частота колебаний). Его можно обобщить и с учетом затухания или флуктуаций. Тогда в первом случае в левую часть (13) добавляется член с вязкостью  $\gamma$ ,  $-\gamma K_{33}^{-1} \partial \theta / \partial t$ ; если для простоты считать, что  $\theta$  от времени ( $t \geq 0$ ) зависит экспоненциально,  $\theta = \theta_0 e^{at}$ , где  $\theta_0$  — среднеквадратичная флуктуация,  $a$  — некоторый параметр, зависящий от  $H$ ,  $I_z$ , то происходит переобозначение  $R'_0$ . Во втором — в правую часть (13) вводится случайная  $\delta$ -коррелированная по пространству «сила»  $f(z)$ , причем  $\langle f(z) \rangle = 0$ ,  $\langle f(z) f(z') \rangle = 2D \delta(z - z')$ , где  $D$  — коэффициент диффузии ориентации ( $D \approx R_0'^2 K_{33} / \gamma$ ) (ср. с<sup>68</sup>).

Однако прямое использование уравнения (13) для анализа ОБ в ЖК связано с определенными трудностями из-за отсутствия в нем члена с первой производной по  $z$  — в ангармоническом осцилляторе именно подобный член, содержащий  $\partial/\partial t$  (во **временной** задаче) и описывающий затухание, обеспечивает переход между двумя состояниями бистабильной системы<sup>8</sup>.

Кроме того, аналогия с ангармоническим осциллятором прослеживается при сохранении момента инерции  $\mathcal{J}$  в динамике НЖК (ср. с<sup>69</sup>).

Для определенности рассмотрим случай, когда гомеотропно ориентированный НЖК находится в поле двух пересекающихся световых волн (поле

\*) Обычно для ЖК предполагается аperiодическое затухание ориентационных деформаций, но по крайней мере в начальной стадии процесса переориентации можно говорить о колебаниях директора. Такой подход для анализа динамики переориентации НЖК при наличии диссипации с учетом обратных потоков развит в<sup>121</sup>.

$\mathbf{E} = (E_x, 0, E_z)$  при наличии статического магнитного поля  $\mathbf{H} = (H, 0, 0)$  (рис. 15). Стандартная процедура варьирования свободной энергии системы, состоящей из полей и среды, с учетом временных производных для угла переориентации  $\theta(z, t)$  директора НЖК  $\mathbf{n} = (\sin \theta, 0, \cos \theta)$  приводит с точностью до кубических членов по  $\theta$  к уравнению \*)

$$\frac{d^2\theta_0}{dt^2} + R_0\theta_0 + \beta\theta_0^3 + \alpha_0 \frac{d\theta_0}{dt} = B \cos \Omega t \quad (14)$$

(можно показать, что при  $\theta_0 > 0, 1, H/H_{\text{пор}} \sim 2$  и  $I \gg 1$  кВт/см<sup>2</sup> членами  $\sim \theta_0^2$  можно пренебречь). Для простоты здесь сделан ряд обычных для динамики НЖК предположений, в частности, не учитывается анизотропия его

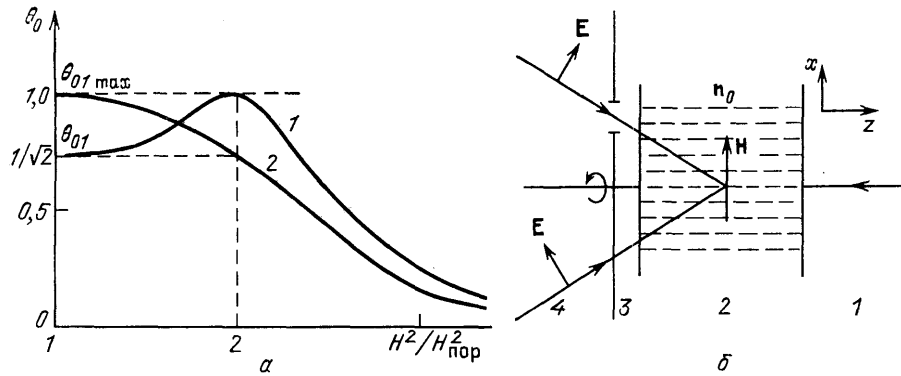


Рис. 15. а — Амплитуда  $\theta_0$  — угла отклонения директора как функция магнитного поля  $H$ , определяющего собственную частоту колебаний системы  $\omega_0$ , для двух случаев <sup>55</sup>: 1 —  $\mathcal{Y} \neq 0$ ; 2 —  $\mathcal{Y} = 0$ ; для  $\mathcal{Y} \neq 0$  значения  $\theta_{01}$  и  $\theta_{01\text{max}}$  соответствуют  $\omega_0 = 0$  ( $H/H_{\text{пор}} = 1$ ) и  $\omega_0 = \Omega$  ( $H/H_{\text{пор}} = (H/H_{\text{пор}})_{\text{max}}$ ); расчет выполнен для следующих условий:  $\mathcal{Y} = 3 \cdot 10^{-5}$  г/см,  $d = 10$  мкм,  $\Omega = 10^3$  Гц,  $K = 10^{-6}$  дин,  $\gamma = 10^{-2}$  г·см/с,  $I/I_{\text{пор}} = 1$ ,  $(H/H_{\text{пор}})_{\text{max}}^2 = 2$ . б — Геометрия задачи: 1 — зондирующий пучок; 2 — ЖК; 3 — модулятор, позволяющий получать для интенсивности зависимость  $I = I_0 \sin R^{1/2}t$ ; 4 — анализатор

упругих свойств (константа упругости  $K$ ), рассмотрена только первая гармоника ориентационного искажения исходной ориентации НЖК  $\theta = \theta_0 \sin \pi z/d$ ,  $\theta_0 = \theta_{01} e^{i\Omega t}$ , и значения параметров таковы:  $\beta = -\chi_a H^2/4\mathcal{Y}$ ,

$$R_0 = \left[ \chi_a H^2 - K \left( \frac{\pi}{d} \right)^2 \right] \frac{1}{\mathcal{Y}} \equiv \chi_a H_{\text{пор}}^2 \frac{1}{\mathcal{Y}} \left( \frac{H^2}{H_{\text{пор}}^2} - 1 \right)$$

определяет собственную частоту  $\omega_0$  колебаний в такой системе ( $R_0 \equiv \omega_0^2$ ),  $H_{\text{пор}}$  — пороговое значение магнитного поля для перехода Фредерикса,  $\chi_a$  — анизотропия магнитной восприимчивости,  $d$  — толщина НЖК,  $B = (\epsilon_a/4\pi^2\mathcal{Y}) (\mathcal{E}_x^* \mathcal{E}_z + \mathcal{E}_x \mathcal{E}_z^*)$ ,  $\epsilon_a$  — оптическая анизотропия диэлектрической проницаемости,  $|\mathcal{E}_x|^2 = |\mathcal{E}_x|^2 \cos \Omega t$ ,  $|\mathcal{E}_z|^2 = |\mathcal{E}_z|^2 \cos \Omega t$  \*\*),  $\theta_{01} = B [(\omega_0^2 - \Omega^2) + i\gamma_0\Omega]^{-1}$ ,  $\alpha_0 = \gamma/\mathcal{Y}$ ,  $\gamma$  — вязкость. Для простоты мы не учитываем поправки на локальное поле, поэтому  $|\mathcal{E}|^2 = (8\pi/cn) I$ , где  $I$  — интенсивность света,  $n$  — показатель преломления, и, считая, что разность фаз между  $\mathcal{E}_x$  и  $\mathcal{E}_z$  отсутствует, имеем  $B = (2\epsilon_a I/\pi c n \mathcal{Y})$ .

Нелинейное уравнение (14) при  $\alpha_0 \equiv 0$  есть уравнение Дюффинга <sup>8</sup>. Если  $\beta > 0$  и  $R_0 > 0$ , все решения (14) периодические. Принципиальное отличие их от движений, описываемых линейным уравнением ( $\beta \equiv 0$ ), заключается в том, что частота колебаний (14), определяемая  $R_0^{1/2}$ , зависит от

\*) Интересно, что в рассматриваемой геометрии слабые световые поля оказывают конкурирующее воздействие на переориентацию НЖК; для сильных полей такое воздействие суммируется. (Эксперимент проведен в <sup>116</sup>.)

\*\*) В эксперименте проще получить ступенчатые «разнополярные» световые импульсы; расчет легко провести и для этого случая.

амплитуды  $\theta_{01}$  — свойство неизохронности. При  $\beta < 0$  и  $R_0 > 0$  малым энергиям  $W$  системы соответствуют движения, качественно напоминающие гармонические. С увеличением  $W$  существует критическое значение  $W_k$  — при  $W > W_k$  не могут существовать периодические движения. Значение  $W_k \neq R_0^2 4\beta^{-1} |\beta|^{-1}$ ; оно достигается при  $\theta_{01} = \pm (-R_0 \beta^{-1})^{1/2}$ . Неограниченные движения могут существовать и при  $W < W_k$ , если только, начальное отклонение достаточно велико.

Если  $R_0 < 0$ , а  $\beta > 0$ , имеются два положения устойчивого равновесия с  $\theta_{01} = \pm (-R_0 \beta^{-1})^{1/2}$ , соответствующие двум возможным направлениям отклонения директора, и одно — неустойчивого с  $\theta_{01} = 0$ . В этом случае движение только периодическое.

Таким образом, условие  $R_0 = 0$  определяет пороговое значение в данном случае для  $H$ , при котором возникают деформации НЖК ( $\theta \neq 0$ ). Вынужденные колебания нелинейного осциллятора (14) приводят к гистерезису зависимости амплитуды его колебаний,  $|\theta_{01}|$ , от частоты  $R^{1/2} \equiv \Omega$  вынуждающей силы; при этом зависимость  $|\theta_{01}(R)|$  имеет резонансный вид ( $\alpha_0 \ll R^{1/2}$ ;  $R \sim R_0$ ). Если  $R$  зафиксировать, то гистерезис появляется при поочередном возрастании и убывании  $I$  вновь как следствие непрерывной деформации резонансной кривой. Условие существования резонанса  $\alpha_0 \ll R^{1/2}$  фактически определяет область значений параметров НЖК, при которых реализуется колебательный режим.

Нетрудно оценить пороговую световую интенсивность  $I_{OB}$ , для которой в рассматриваемой нами геометрии будет возникать ОБ. Для этого решение (14) ищем в виде  $\theta_0 = A(t) \sin(\Omega t + \varphi(t))$ ; тогда нетрудно получить укороченные уравнения для  $A(t)$  и  $\varphi(t)$  по методу Ван-дер-Поля, из которых  $I_{OB}$  оценивается величиной (см. <sup>8, 15</sup>)

$$I_{OB} = \frac{4\pi c n \gamma \Omega}{\epsilon_a} \left( \frac{5\gamma \Omega}{6\chi_a H^2} \right)^{1/2}.$$

Для значений параметров (см. ниже)  $\gamma = 10^{-5}$  г/см,  $\gamma = 10^{-2}$ ,  $\Omega = 10^8$  Гц или  $\gamma = 10^{-8}$  г/см,  $\gamma = 10^{-2}$ ,  $\Omega = 10^5$  Гц получаем  $I_{OB} \sim 50$  кВт/см<sup>2</sup> или  $I_{OB} \sim 50$  МВт/см<sup>2</sup> соответственно.

Наиболее интересен случай, когда гистерезис возникает на пороге переориентации; тогда можно говорить об индуцируемом полем фазовом переходе I рода (ср. с <sup>34</sup>). Физическая причина появления ОБ в этом случае связана с неопределенностью переориентации в начальный момент — оба направления отклонения директора эквивалентны. При подходе к порогу со стороны больших полей в системе уже реализовано одно из возможных состояний, поэтому не эквивалентны случаи возрастания и убывания поля.

В других геометриях можно показать, что вместо (14) появляется аналог нелинейного уравнения Матье; развитие параметрических неустойчивостей и в этой задаче хорошо известно <sup>8 \*</sup>).

Уравнение (14) также обобщается с учетом флуктуаций, т.е. рассматривается развитие тепловых флуктуаций директора в присутствии светового поля. — для этого надо ввести в правую часть случайную силу  $f(t)$ . Решение (14) с  $f(t)$  в виде гауссовской и  $\delta$ -коррелированной по времени проанализировано в <sup>68</sup>. Его статистическое поведение определяется знаком  $R_0$ ; при  $R_0 = 0$  осуществляется переход от режима с максимумом при  $\theta = 0$  для стационарного распределения вероятностей величины  $\theta$ ,  $P(\theta)$ , к режиму с максимумами  $P(\theta)$  при  $\theta = \pm (-R_0 \beta^{-1})^{1/2}$  (для простоты считаем  $I = 0$ ). При этом для  $R_0 = 0$  резко возрастают флуктуации, а значит, и рассеяние света (см. рис. 12). Таким образом, включается дополнительный канал потерь для энергии, вводимой в систему, который при превышении порога переориентации исчезает. Поэтому появляется гистерезис из-за рассеяния

<sup>\*</sup>) Привлекательным является описание ориентационных эффектов в ЖК в рамках модели связанных осцилляторов <sup>101</sup> (две компоненты поля внутри ЖК).

света для переориентации в области порога при поочередном увеличении и уменьшении поля. Экспериментально он был, по-видимому, зарегистрирован в <sup>63</sup>. Наличие максимума рассеяния в критической области развития поперечных флуктуации директора — на пороге перехода Фредерикса, конечно, может быть обосновано и обычными методами термодинамики ЖК <sup>24</sup>, но оно имеет весьма общее значение и свойственно именно фазовым переходам I рода <sup>15, 70</sup>.

Анализ режимов с ОБ для НЖК можно провести и для других геометрий задачи, а также при учете неоднородности поля в среде, нежестких граничных условий (они определяют характер индуцируемых полем фазовых переходов) и т. д.

Целесообразность описания эффектов переориентации в форме универсальных уравнений (13), (14) важна с точки зрения обнаружения перехода к динамическому хаосу при взаимодействии внешних полей с ЖК (ср. с. <sup>121</sup>). Использование ЖК для выяснения конкретного сценария перехода к хаосу особенно привлекательно в эксперименте. Области значений параметров, входящих в уравнения (13), (14), при которых поведение системы становится хаотическим, определены в <sup>26</sup>. Таким образом, оказывается реальным целенаправленный поиск в эксперименте этих имеющих чрезвычайно важное значение состояний системы.

Основной вопрос, который возникает здесь для временной задачи, — насколько правомочно сохранение в (14) члена с  $\mathcal{J} \neq 0$ . Обычно его величину считают пренебрежимо малой, порядка момента инерции отдельной молекулы. Но для НЖК ориентационные эффекты определяются коллективными эффектами переориентации ансамбля молекул — директора, поэтому можно предположить, что макроскопическое значение  $\mathcal{J}$  может быть и немалым \*) (ср. с. <sup>69</sup>).

Простая оценка величины макроскопического момента инерции для директора НЖК на единицу объема ( $\mathcal{J}$ ) может быть проведена, исходя из размеров того локального объема с характерным масштабом  $r_d$ , который ассоциируется с директором. Действительно, по определению  $\mathcal{J} = m_d r_d^2 / V_d = \rho r_d^2$ , где  $\rho$  — плотность НЖК ( $\rho \approx 1$  г/см<sup>3</sup>) \*\*). Для оценки  $r_d$ , основываясь на соотношениях размерности, легко получить связь <sup>96</sup>  $\gamma = r_d v \rho$ , где  $\gamma$  — вязкость,  $v$  — параметр, имеющий размерность скорости (ср. с. <sup>69</sup>). Для типичных НЖК  $\gamma \sim 0,1$ – $1$  пуаз; считая  $v \sim 10^5$  см/с (скорость звука \*\*)), имеем  $r_d = 10^{-6}$ – $10^{-5}$  см, поэтому  $\mathcal{J} \sim 10^{-12}$ – $10^{-10}$  г/см. Приведенное значение  $r_d$  соответствует корреляционной длине когерентности НЖК <sup>24</sup>. Если  $v$  связывать с распространением ориентационных волн — солитонов, то  $r_d$  соответствует толщине  $d$  слоя НЖК; для  $r_d \sim d \sim 10$  мкм имеем  $\mathcal{J} \sim 10^{-6}$  г/см. В этом случае близкая оценка для  $\mathcal{J}$  может быть получена из соотношения  $v = (K/\mathcal{J})^{1/2}$ , где  $K$  — коэффициент упругости <sup>69</sup>.

Определенный ответ на этот вопрос может дать эксперимент. Уравнения движения НЖК во внешнем (магнитном) поле с учетом момента инерции  $\mathcal{J}$  директора приводят к появлению солитонных решений <sup>69</sup>. Наблюдение в эксперименте таких режимов позволяет оценить значение  $\mathcal{J}$ . Однако намного проще определение  $\mathcal{J}$  в прямом эксперименте, когда для НЖК реализован колебательный режим (см. рис. 15). Действительно, если записать уравнение (14) в линейном по  $\theta_0$  приближении, то его решение с учетом сдвига фаз между результирующими колебаниями и вынуждающей силой для двух

\*) Например, в случае ориентационной нелинейности ее значение в мезофазе именно из-за коллективности взаимодействия на много порядков превышает нелинейность изотропного раствора тех же молекул <sup>12</sup>.

\*\*) Для молекулярного момента инерции ( $\mathcal{J}_M$ ) имеем  $\mathcal{J}_M = m_M h^2 / V_M \sim 10^{-14}$  г/см (считаем молекулы цилиндрами высотой  $h = 2 \cdot 10^{-7}$  см и радиусом основания  $r_M = 5 \cdot 10^{-8}$  см;  $m_M \sim 4 \cdot 10^{-22}$  г).

\*\*\*) Длина звуковой волны  $\lambda_3$ , которую необходимо учитывать для распространяющейся волны в среде с размером неоднородных областей  $l_H$ , определяется условием  $\lambda_3 < l_H$ .



случаев ( $\mathcal{J} = 0$  и  $\mathcal{J} \neq 0$ ) приводит к зависимостям, которые представлены на рис. 15. Конкретные значения используемых при расчете параметров приведены в подписи к рисунку.

Значения углов переориентации  $\theta_{01}$ ,  $\theta_{01 \max}$  и соответствующих им фазовых набегов  $\Phi_1^{\text{нл}}$ ,  $\Phi_{\max}^{\text{нл}}$  зондирующего светового пучка, с помощью которого регистрируется переориентация НЖК, для характерных точек кривых рис. 15 приведены в таблице при разных значениях материальных параметров

Значения углов переориентации  $\theta_{01}$ ,  $\theta_{01 \max}$  (см. рис. 15) и соответствующие им значения фазовых набегов  $\Phi_1^{\text{нл}}$ ,  $\Phi_{\max}^{\text{нл}}$  для разных параметров ЖК

$\mathcal{J}$ , г/см	$\gamma$ , пуаз	$d$ , мкм	$\Omega$ , Гц	$H/H_{\text{пор}}$	$I/I_{\text{пор}}^*)$	$\theta_{01}$	$\Phi_1^{\text{нл}}$	$\theta_{01 \max}$	$\Phi_{\max}^{\text{нл}}$
$10^{-8}$	$10^{-1}$	100	$10^5$	$10^2$	10	$10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-3}$	$10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-3}$
$10^{-5}$	$10^{-1}$	100	$10^4$	10	10	$7 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-2}$
$10^{-5}$	$10^{-2}$	10	$10^3$	2	1	$1/\sqrt{2}$	5	1	7
$10^{-5}$	1	10	$10^4$	$10^2$	1	$10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-3}$	$10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-3}$
$10^{-5}$	1	100	$10^4$	$10^4$	10	$10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-3}$	$10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-3}$
$10^{-3}$	$10^{-1}$	100	$10^3$	$10^4$	10	$10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-2}$	$10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-1}$

\*)  $I_{\text{пор}}$  — пороговая световая интенсивность для светоиндуцированного перехода Фредерикса в гомеотропной ячейке при нормальном падении света.

НЖК и разных условиях эксперимента. Легко убедиться, что, например, выполнение условия  $(\theta_{01 \max} - \theta_{01})/\theta_{01 \max} \geq 0,1$ , обеспечивающее достаточное для эксперимента различие кривых рис. 15, приводит к требованию  $\Omega \geq 0,45 \gamma/\mathcal{J}$ . В этом случае различие значений  $H/H_{\text{пор}}$  для характерных точек кривой с  $\mathcal{J} \neq 0$  (кривая 1 на рис. 15) также превышает 0,1, т. е. легко регистрируется в эксперименте.

В реальных случаях приведенные в таблице данные говорят о возможности измерения  $\mathcal{J}$  скорее для специально подобранных ЖК с экзотическими свойствами — с малой величиной вязкости  $\gamma$  при больших значениях  $r_d$ , определяющих  $\mathcal{J}$ . Однако при увеличении  $r_d$  хотя как  $\mathcal{J}$ , так и  $\gamma$  оба увеличиваются, внося противоположный вклад при наблюдении различий между двумя кривыми на рис. 15, но в первом случае такой рост происходит более сильно ( $\mathcal{J} \sim r_d^2$ , а  $\gamma \sim r_d^*$ ). Поэтому увеличение коллективности взаимодействия \*\*) улучшает условия реализации колебательных режимов в динамике ЖК.

## 6. НЕУСТОЙЧИВОСТИ И СТОХАСТИЧНОСТЬ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО СВЕТОИНДУЦИРОВАННОЙ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ ДИРЕКТОРА В ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ В УСЛОВИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ ОБЪЕМНЫХ РЕШЕТОК

### 6.1. Воздействие лазерного поля на жидкий кристалл

Оно делает неустойчивым исходное равновесное состояние среды, в которой начинают развиваться эффекты переориентации, определяющие индуцированные полем структурные фазовые переходы<sup>24</sup>. Для распространяющейся волны это приводит к образованию объемных решеток — в системе реализуется распределенная обратная связь.

\*) Считаем, что  $v$  при этом не изменяется.

\*\*) Она возникает в области температурных фазовых переходов<sup>24</sup>, при стохастизации процесса<sup>96</sup> и т.д.

Развивающиеся здесь процессы самомодуляции света определяются взаимным влиянием нормальных волн в среде<sup>74,75</sup>. Для НЖК характерный пространственный масштаб, на котором происходит перекачка энергии между двумя волнами с ортогональными поляризациями, определяется величиной  $1/\sqrt{A_i^2}$ <sup>54</sup>, т. е. биениями (характерный параметр —  $q_z$ ) между двумя осциллирующими компонентами поля (здесь  $A_i^2$  — интенсивность каждой из компонент цветового поля ( $i = 1, 2$ ),  $v = q_z^{-1} \epsilon_a \cdot 16^{-1} \pi^{-1} K_{22}^{-1}$ ,  $q_z$  —  $z$ -компонента вектора  $\mathbf{q} = \mathbf{k}_e - \mathbf{k}_0$ ,  $\mathbf{k}_e$ ,  $\mathbf{k}_0$  — волновые векторы волн с необыкновенной и обыкновенной поляризациями соответственно). Для ХЖК такое периодическое перераспределение энергии между волнами приводит к так называемым маятниковым решениям<sup>76</sup>. Наличие двух ортогональных; поляризаций внутри среды и их взаимодействие приводит к временным неустойчивостям в проходящем свете. Возникновение осцилляций при возбуждении светом неадиабатических деформаций в НЖК впервые зарегистрировано в серии экспериментов<sup>38</sup>. Были получены различные режимы колебаний: затухающий, строго периодический и стохастический. Сами причины, по которым в ЖК возникают волны разных поляризаций, могут быть достаточно многообразны. Это, во-первых, появление другой поляризации из-за светоиндуцированной переориентации<sup>54</sup> \*). Во-вторых, волны двух поляризаций могут распространяться в ЖК уже в линейном случае. Это связано либо с эллиптичностью поляризации света, падающего на первоначально однородно ориентированный ЖК, либо при линейной поляризации света — с неоднородностью структуры ЖК. Она определяется как несимметричностью граничных условий (гибридно ориентированные образцы<sup>80</sup>), так и специфической закрученностью его структуры (ХЖК). Другая возможность — использование многопучковых схем, когда на ЖК падает несколько волн разных поляризаций. Нелинейность взаимодействия света со средой (порогового типа) обеспечивает во всех этих случаях запись сложных решеток из-за суммарного действия разных компонент поля. В-третьих, рассеяние света в ЖК в ортогональную поляризацию также может приводить к записи решеток при достаточной интенсивности падающего света.

Различные комбинации возможны, наконец, и когда на ЖК наряду со световым полем воздействуют и другие квазистатические (в частности, магнитные) или акустические поля, которые сами создают неоднородности в среде и способны возбуждать различные неустойчивости<sup>85, 99</sup>.

Мы остановимся сейчас на анализе некоторых из этих неустойчивостей, возникающих из-за нелинейно-оптического взаимодействия света с ЖК, которые проявляются в интенсивности и поляризации проходящего света. Такие неустойчивости принято подразделять на две группы: регенеративные временные пульсации<sup>4</sup> и неустойчивости Икеды<sup>19</sup>. Последние характеризуют переход к оптическому хаосу, и выявление таких осцилляционных по времени режимов имеет важное значение для исследования стохастичности волновых нелинейно-оптических взаимодействий в неоднородно-анизотропных средах.

## 6.2. Эксперимент

В работах<sup>111,116</sup> экспериментально зарегистрированы временные осцилляции при распространении световых волн с ортогональными поляризациями внутри НЖК. Реализованы различные схемы динамической самодифракции света<sup>75</sup> в анизотропной среде<sup>111</sup>: (а) при возбуждении неадиабатических деформаций в геометрии пороговой переориентации НЖК для случая косо-го падения света на образец<sup>54</sup>, (б) при воздействии светового излучения на

\*) Интересно, что лазерный пучок меньшей по интенсивности компоненты поляризации самофокусируется быстрее из-за перекачки энергии от более мощной компоненты, т.е. происходит выравнивание их интенсивностей<sup>12</sup>.

неоднородно (гибридно) ориентированный НЖК<sup>80</sup>, при нормальном падении на НЖК (в) двух когерентных встречных волн с несовпадающими по направлению линейными поляризациями света и (г) эллиптически поляризованного света. Возникновение осцилляции во всех этих случаях связано с энергообменом между различными компонентами поляризаций светового поля, осуществляемым благодаря нелинейности среды.

В эксперименте использовались гомеотропно ориентированные образцы НЖК 5ЦБ. Наведенная лазерным излучением ( $\text{Ag}^+$ -лазер,  $\lambda = 0,51$  мкм,

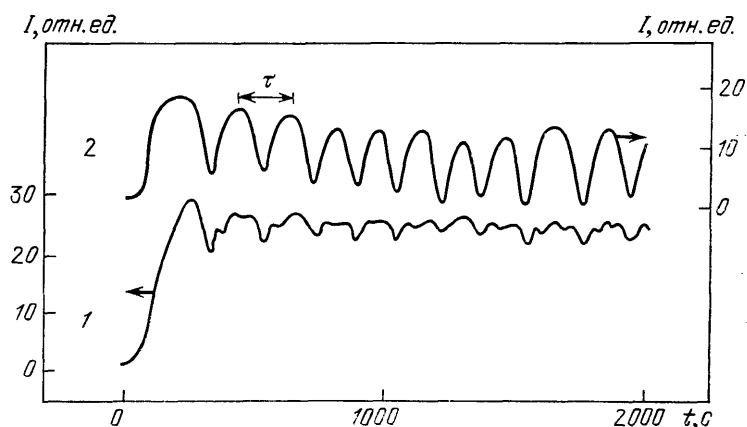


Рис. 16. Типичные временные осцилляции при пороговой переориентации гомеотропного НЖК в поле наклонной о-волны для пучков накачки (1) и зондирующего излучения (2)<sup>116</sup>. Превышение над порогом  $I/I_{\text{пор}} \approx 1,5$ ; период осцилляции  $\tau \approx 170$  с. Параметры эксперимента: НЖК — 5ЦБ;  $d = 130$  мкм;  $T = 24,8^\circ\text{C}$ . Осцилляции лучше выявляются для зондирующего пучка (область зондирования 10 мкм, диаметр основного пучка 600 мкм). При увеличении  $I/I_{\text{пор}}$  картина осцилляции усложняется, и при  $I/I_{\text{пор}} \approx 3$  возникают нерегулярные процессы

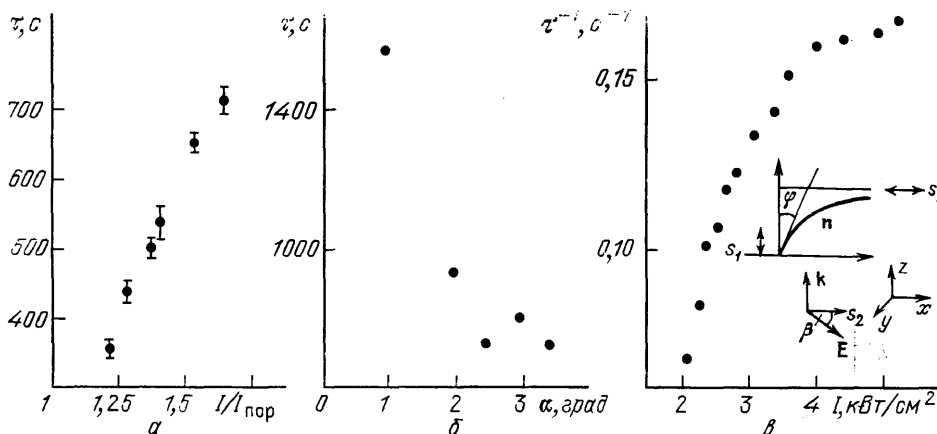


Рис. 17. а, б — Зависимость периода  $\tau$  осцилляции от  $I$  при фиксированном  $\alpha = 2,5^\circ$  (а) и от  $\alpha$  при фиксированном  $I/I_{\text{пор}} \approx 1,6$  (б); параметры эксперимента — те же, что и на рис. 16<sup>116</sup>. в — Период временных осцилляций  $\tau$  как функция от  $I$  для  $d = 50$  мкм и  $\beta = 90^\circ$  (гибридная ячейка)<sup>116</sup>; на вставке — геометрия эксперимента

диаметр пучка 600 мкм, мощность до 3 Вт) переориентация НЖК измерялась как по характерной абберационной картине<sup>65</sup>, так и с помощью слабого зондирующего пучка  $\text{He} - \text{Ne}$ -лазера ( $\lambda = 0,63$  мкм, эффективная область зондирования  $\sim 10$  мкм), позволявшего исследовать локальную область НЖК (в центре пучка  $\text{Ag}^+$ -лазера), а не интегральную картину, поэтому осцилляции здесь были выражены более четко (рис. 16).

На рис. 17 приведены результаты для зависимости периода временных осцилляций  $\tau$  от интенсивности падающего света  $I$  для геометрий (а) и (б).

В первом случае (рис. 17, а), в отличие от <sup>38</sup>, увеличение  $I$  приводило к увеличению  $\tau$ ; для больших  $I$  осцилляции не наблюдались — картина переориентации была устойчивой, а при дальнейшем увеличении  $I$  возникали нерегу-

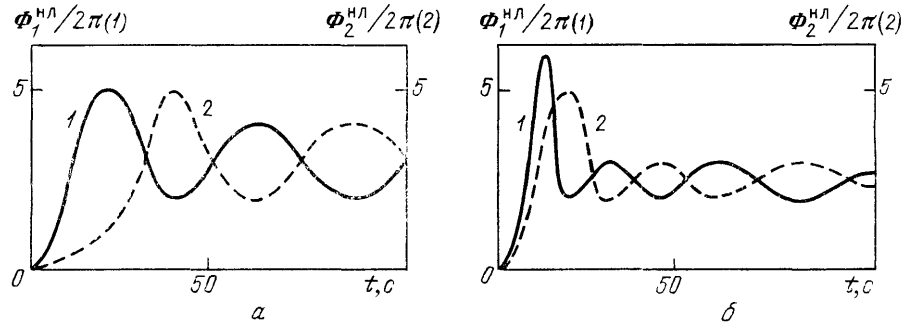


Рис. 18. Осцилляции в случае действия на НЖК двух встречных когерентных лазерных пучков с несовпадающими по направлению линейными поляризациями  $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{E}_2$  <sup>116</sup>. Интенсивности обоих пучков одинаковы:  $I_1 = I_2 = 230$  Вт/см<sup>2</sup>. Толщина слоя НЖК  $d = 200$  мкм. Угол между  $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{E}_2$  равен  $90^\circ$  (а) и  $80^\circ$  (б)

лярные процессы. Во-втором — рис. 17, в  $\tau$  падало с увеличением  $I$ ; при  $I \gtrsim 5$  кВт/см<sup>2</sup> наступало насыщение.

Для геометрии (в) осцилляции проявлялись в каждом пучке и происходили в противофазе (рис. 18). При одинаковой интенсивности пучков они затухали в течение приблизительно десяти периодов; максимальные их

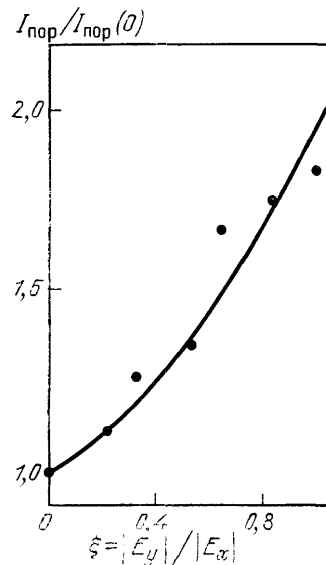


Рис. 19. Зависимость  $I_{\text{пор}}$  от эллиптичности  $\xi = |E_y|/|E_x|$  поляризации нормально падающего на ячейку с 5ЦБ света <sup>116</sup>.

Толщина слоя НЖК 200 мкм. Точки — эксперимент <sup>116</sup>, линия — расчет по формуле  $I_{\text{пор}}(\xi)/I_{\text{пор}}(0) = 1/[1 + (1 - \xi^2)^{1/2}]$  из работы <sup>79</sup>

соответствовали случаю, когда поляризации волн  $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{E}_2$  были ортогональны; при уменьшении угла между  $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{E}_2$  осцилляции были выражены слабее и для  $\mathbf{E}_1 \parallel \mathbf{E}_2$  картина переориентации была стационарной. Различные режимы автоколебаний реализовывались при относительном изменении интенсивности компонент полей и изменении угла  $(\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2)$ .

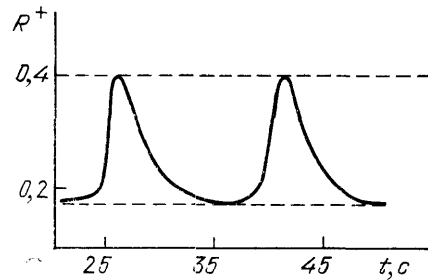


Рис. 20. Пульсации отраженного от ХЖК излучения, происходящие в начальный момент при «мгновенном» увеличении  $I$  <sup>59</sup>;  $R^+ \equiv I_{\text{отр}} I_0^{-1}$

В случае (г) наблюдалось увеличение пороговой интенсивности  $I_{\text{пор}}$  для переориентации при переходе от линейной поляризации (вдоль  $x$ , компонента  $E_x$ ) падающего света к эллиптической — появление второй компоненты поля  $E_y$  (рис. 19). При увеличении  $E_y$  (переориентация из-за действия  $E_x$

сохраняется), начиная с некоторого значения  $E_y > E_{y0}$ , также возникали незатухающие во времени осцилляции (ср. с <sup>77</sup>). При  $E_y \sim E_k$  они появлялись, когда интенсивность компоненты  $E_y$  была порядка  $I_{\text{пор}}$ , и затухали за несколько периодов. Для  $E_y \gg E_k$  восстанавливалась стационарная картина пороговой переориентации.

Осцилляции интенсивности и поляризации проходящего света в поле циркулярно поляризованной падающей волны зарегистрированы в <sup>119</sup>.

В ХЖК возможно возникновение **временных** осцилляции другого типа, появляющихся в результате зависящих от  $I$  условий Брэгга — селективного

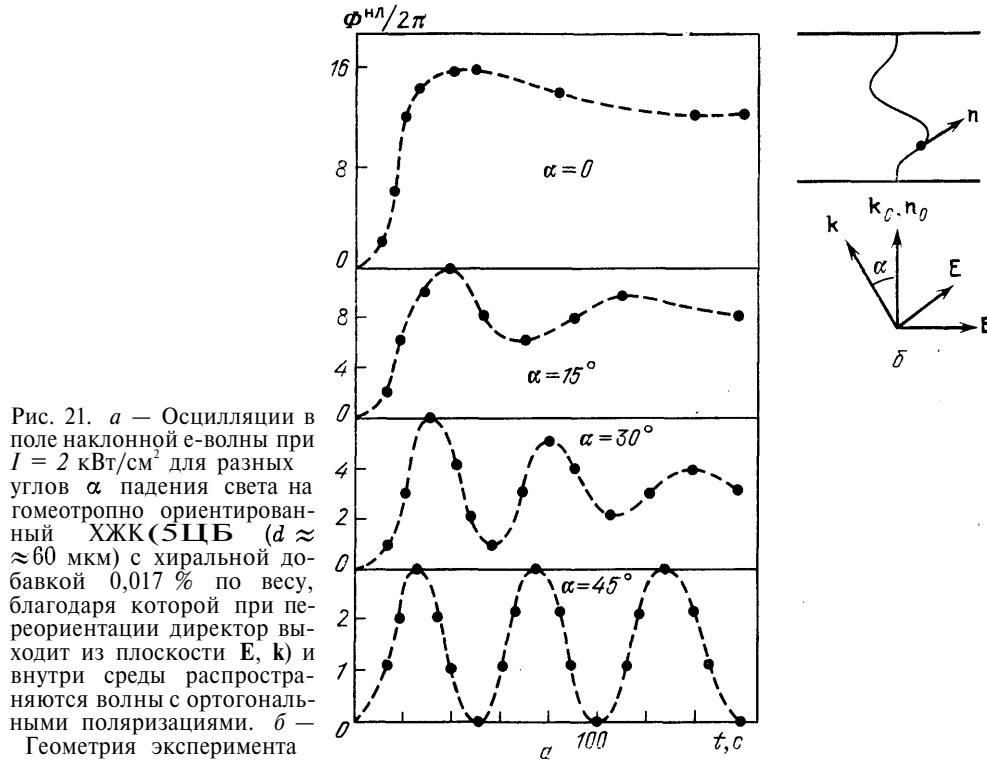


Рис. 21. а — Осцилляции в поле наклонной е-волны при  $I = 2 \text{ кВт/см}^2$  для разных углов  $\alpha$  падения света на гомеотропно ориентированный ХЖК (5ЦБ ( $d \approx 60 \text{ мкм}$ ) с хиральной добавкой 0,017 % по весу, благодаря которой при переориентации директор выходит из плоскости  $E, k$ ) и внутри среды распространяются волны с ортогональными поляризациями. б — Геометрия эксперимента

отражения света <sup>59</sup>. В эксперименте такой режим удобнее наблюдать на механизме лазерного нагрева ХЖК. Типичные **временные осцилляции**, полученные в <sup>59</sup> для этого случая, показаны на рис. 20 для смеси ХЖК, позволившей проводить наблюдения в поле непрерывного излучения He — Ne-лазера ( $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$ ) для ячейки толщиной 10 мкм при  $I \sim 40 \text{ Вт/см}^2$ .

Неустойчивости и осцилляционный режим наблюдаются также и при светоиндуцированном переходе Фредерикса в ХЖК с гомеотропной ориентацией на стенках, которая является однородной и устойчивой при  $d < d_k = K_{33} p / 2K_{22}$ ,  $p$  — шаг спирали свободного ХЖК <sup>82</sup>. Временные осцилляции возникали при наклонном падении (угол  $\alpha$ ) излучения  $\text{Ag}^+$ -лазера как о-, так и е-поляризаций — рис. 21; характер осцилляции определялся  $\alpha$ : при  $\alpha = 45^\circ$  они были незатухающими <sup>116</sup>.

### 6.3. Обсуждение

Рассмотрим случай, когда свет распространяется в пространственно неоднородной, модулированной среде. Параметром, который изменяется под действием света, является угол отклонения  $\phi$  директора \*).

\*) Речь здесь идет о неадиабатических по пространству деформациях НЖК, когда по аналогии с временными задачами необходим учет членов  $\partial\phi/\partial z \sim q_z^{-1} \ll d$ .

Методика расчета основывается на приближении геометрической оптики<sup>74</sup>, т. е. локально среда представляется как одноосная и поле-внутри нее имеет компоненты с обыкновенной (о) и необыкновенной (е) поляризациями. Подробности для НЖК даны в<sup>111</sup>.

Физика наблюдаемых явлений сводится к следующему. При наличии внутри среды двух волн с ортогональными поляризациями переориентация директора происходит в двух плоскостях<sup>12</sup>. В простом, случае равенства упругих констант. К НЖК уравнения движения директора  $\mathbf{n} = (\sin \psi \cos \varphi, \sin \psi \sin \varphi, \cos \psi)$ , где  $\varphi = \varphi(z, t)$ ,  $\psi = \psi(z, t)$  — углы переориентации, записываются в наглядном виде

$$K \sin^2 \psi \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -M e_z + \gamma \sin^2 \psi \frac{\partial \varphi}{\partial t},$$

$$K \left[ -\sin \psi \cdot \cos \psi \left( \frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right] = -M (e_z \cos \varphi - e_x \sin \varphi) + \gamma \frac{\partial \psi}{\partial t}, \quad (15)$$

где

$$M = \frac{\epsilon_a}{16\pi} \{(\mathbf{nE})[\mathbf{nE}^*] + (\mathbf{nE}^*)[\mathbf{nE}]\},$$

$\gamma$  — вязкость,  $e_{x,y,z}$  — орты вдоль соответствующих осей. Система уравнений (15) характеризует равенство моментов вращения директора из-за действия упругих сил (левые части) и светового поля (первые слагаемые правых частей). В последнем случае в первом уравнении (15) стоит момент вращения при фиксированном  $\psi$ , во втором — при фиксированном  $\varphi$ . Вторые слагаемые определяют динамику процесса.

В данном случае из-за анизотропии среды изменяется, поляризация проходящего света и в соответствии с (15) возникает неоднородная по  $z$  переориентация НЖК — индуцируется объемная решетка показателя преломления. Ее отличительная особенность — характерный масштаб («период» — расстояние между нулями функции) неодинаков вдоль  $z$  и зависит не только от анизотропии среды ( $q_z$ ), но и от интенсивности света  $I$  внутри НЖК. При изменении  $\alpha$  происходит сложная трансформация решетки. Во-первых, возникает изменение ее масштаба при неизменном числе «периодов», укладываемых на всей толщине образца. Во-вторых, при некоторых  $\alpha_i$  происходит изменение и самого этого числа. Значение световой интенсивности, необходимое для записи модулированной структуры в НЖК, определяется масштабом индуцированных искажений (легче записываются решетки с плавными по  $z$  искажениями, чем с резкими) и полным их числом на толщине образца (т. е. важна интегральная по толщине НЖК энергия). Поэтому в первом случае возникает зависимость  $I_{\text{пор}}(\alpha)$ , а во втором — скачок  $I_{\text{пор}}$  при  $\alpha_i$ , который определяет особую точку системы.

Конфигурация индуцируемой полем решетки для разных  $\alpha$  показана на рис. 22, а.

Для зависимости пороговой интенсивности при возбуждении неадиабатических деформаций  $I_{\text{пор}}(\alpha)$  легко видеть, что возникают гистерезисные характеристики при последовательном увеличении и уменьшении  $\alpha$ . При этом числа скачков вверх и вниз не совпадают (рис. 22, б) (ср. с<sup>37</sup>). Существенно, что при больших  $\alpha$ , требующих больших значений  $I$ , разные ветви для последовательных скачков  $I_{\text{пор}}$ , а главное — соответствующие им значения  $\alpha_i$ , сближаются, поэтому практически система может находиться в разных состояниях — это соответствует переходу к хаотическому режиму (при уменьшении  $\alpha$  система следует вдоль одной (какой именно — дело случая) из ветвей рис. 22, б). В эксперименте такие состояния реально можно наблюдать при наличии, кроме светового ( $\mathbf{E}$ ), также и магнитного поля  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{E}$ ; тогда достаточны уже небольшие  $I \sim I_{\text{пор}}(\alpha = 0)$ , а скачки возникают при изменении  $H^{\text{III}}$ .

Для светового поля внутри такой неоднородно-анизотропной среды можно написать уравнения для о-( $A$ )- и е-( $B$ )-компонент поляризации, в том числе и в общей геометрии, когда внутри среды взаимодействуют как

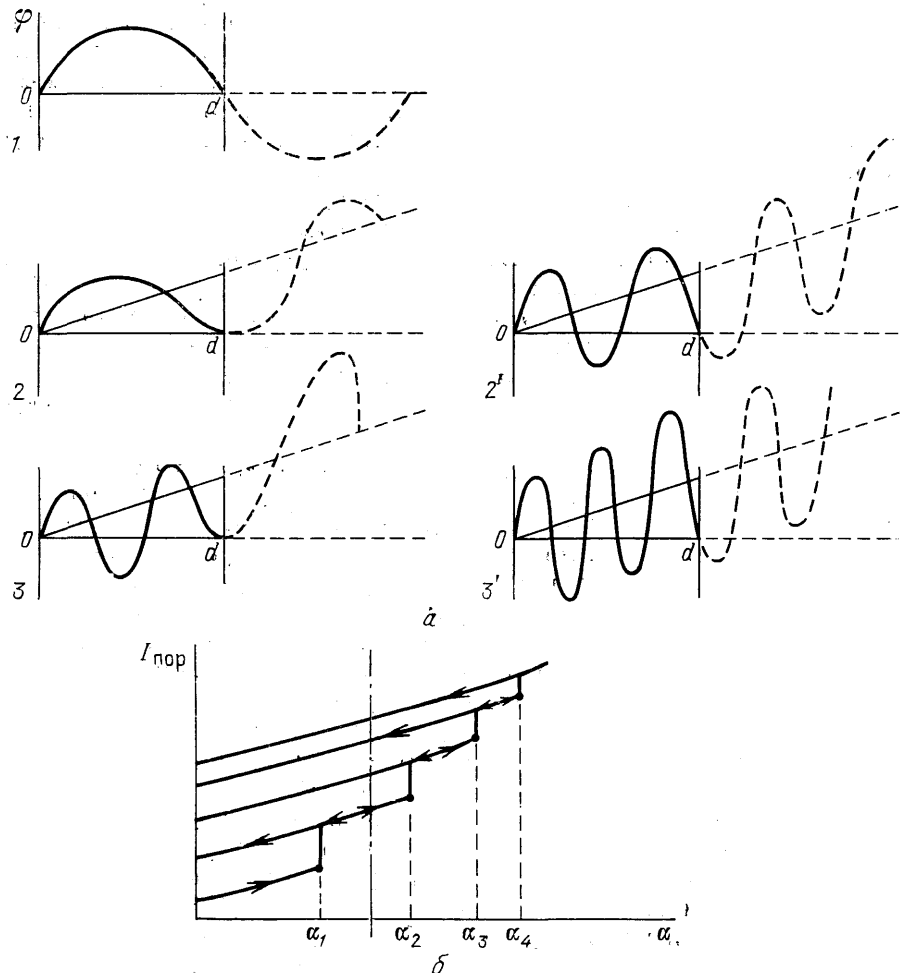


Рис. 22.  $a$  — Структура искажений, возникающая в ЖК под действием светового поля (пороговая переориентация гомеотропного образца при косом падении о-волны), для разных значений угла падения света  $\alpha$ ; 1:  $\alpha = 0$ ,  $\varphi \sim \sin(\pi z/d)$ ; 2:  $\alpha_1 \approx 5,7^\circ$  (первый скачок  $I_{\text{пор}}$ ),  $\varphi \sim \sin[(3\pi z/2d) + (z/d)]$ ; 3:  $\alpha_2 \approx 7,5^\circ$  (второй скачок),  $\varphi \sim \sin[(5\pi z/2d) + (z/d)]$ ;  $\varphi$  — угол переориентации; зависимости 2, 3 и 2', 3' соответствуют модулированным структурам на нижней и верхней ветвях при скачках  $I_{\text{пор}}$  соответственно; расчет сделан для МББА,  $d = 100$  мкм; формула для угла переориентации —

$$\varphi(z, t) \sim ((\chi^2 - q_z^2) \chi^{-1} \sin \chi z + q_z^2 z) e^{vt/\gamma},$$

где  $\chi = (Q/K)^{1/2}$ ,  $Q = (\varepsilon_a/8\pi)(k_0/k_e) |A_{\text{гр}}|^2 + Kq_z^2$ ,  $A_{\text{гр}}$  — граничное значение амплитуды поля,  $K$  — константа упругости.  $b$  — Гистерезис для  $I_{\text{пор}}(\alpha)$ . Штрих-пунктирная вертикальная линия показывает возможные состояния системы, в которых она может находиться, при данном  $\alpha$ , когда изменяется интенсивность света

прямые ( $A_+$ ,  $B_+$ ), так и обратные ( $A_-$ ,  $B_-$ ) волны. Эти уравнения описывают поведение во времени амплитуд и поляризаций проходящих волн.

Нетрудно убедиться, что, например, для циркулярно поляризованных волн временные осцилляции в поляризации сразу получаются в случае упрощающего предположения  $\partial\varphi/\partial z = \text{const}$  (отсюда следует, что при  $t \rightarrow \infty$

$\partial\psi/\partial t = 0$  и  $\partial\varphi/\partial t = \text{const}'$  \*) (ср. с <sup>119</sup>). Осцилляции же интенсивности световой волны (кольцевой картины для проходящего света) требуют решения задачи без этого предположения, но оно наталкивается на серьезные трудности даже при численном анализе (перекачка энергии в этом случае связана с эллиптичностью поляризации света). Качественно возникновение временных осцилляции интенсивности может быть тем не менее понято.

Действительно, поскольку  $I_{\text{пор}}$  существует только для о-волны, то перекачка энергии от нее в е-компоненту уменьшает значение интенсивности для первой из них и порог уже не преодолевается — система возвращается в исходное состояние. (Этот энергообмен происходит как во время переходных режимов, так и из-за записи в среде смещенной — следствие зависимости периода от  $I$  — относительно светового поля решетки — см. <sup>75</sup>.) Но тогда пропадает е-компонента световой волны внутри среды и интенсивность о-компоненты вновь достаточна для возбуждения переориентации. Существенно, что этот механизм срабатывает только вблизи порога переориентации, когда перекачка энергии в е-компоненту, хотя и является достаточно слабым эффектом ( $\sim \psi$ ), но все же оказывает сильное влияние на процесс переориентации. Это находит подтверждение в эксперименте, где осцилляции наблюдаются для значений  $I$  вблизи  $I_{\text{пор}}$  \*\*). Заметим, что другие альтернативные объяснения не удовлетворяют этому экспериментальному факту <sup>38</sup>. Увеличение периода осцилляций  $\tau$  с возрастанием  $I$  (рис. 17, а) также может быть понято с этих позиций — чем больше  $I$  (при фиксированном  $\alpha$ ), тем меньшее значение имеет перекачка энергии в е-компоненту, и для  $I \gg I_{\text{пор}}$  переориентация стационарна — осцилляции отсутствуют. Уменьшение  $\tau$  при увеличении  $\alpha$  ( $I$  фиксировано) (рис. 17, б) определяется возрастанием  $I_{\text{пор}}$  ( $\alpha$ ) для данной геометрии эксперимента, и как следствие — относительно увеличивается роль перекачки энергии в е-компоненту в процессе переориентации. Сам факт развития временных осцилляций в противофазе для двух компонент поля в эксперименте с двумя встречными волнами (см. рис. 18) говорит о правильности картины осцилляций, основывающейся на энергообмене между волнами разных поляризаций.

Если появление второй компоненты поляризации внутри среды связано не с возникновением деформаций, а определяется поляризацией падающего света (эллиптически или циркулярно поляризованное излучение) или изначальной неоднородностью среды (гибридные ячейки, ХЖК \*\*\*) , то конкуренция этих компонент поляризации благодаря нелинейному взаимодействию в среде также приводит к осцилляциям подобного типа — рис. 20, 21 \*\*\*\*). Увеличение интенсивности  $I$  падающего света будет приводить в этом случае к уменьшению периода осцилляций (см., например, рис. 17, в) — каждая из компонент обладает достаточной интенсивностью для индуцирования искажений в среде, и увеличение  $I$  делает энергообмен между ними более эффективным. Если эти компоненты создают искажения среды с разными временами релаксации (разные интенсивности компонент, индуцированные решетки с разным периодом — например, адиабатические

\*) Угол  $\psi$  определяет отклонение директора от исходной ориентации и приводит к нелинейному фазовому набегу для проходящего света ( $\psi$  удовлетворяет граничным условиям  $\psi(z=0) = \psi(z=d) = 0$ ); для каждого  $\psi$  вращение директора определяется углом  $\varphi$  (угловая скорость —  $\partial\varphi/\partial t$ ), который отвечает за вращение поляризации света (аналог предела Могена для ХЖК <sup>12</sup>).

\*\*) Возможность осцилляции уже сразу видна из (15): при увеличении  $\psi$  ( $\partial\psi/\partial t > 0$ ) легко видеть, что эффективно возрастает анизотропия среды, и поэтому  $\partial\varphi/\partial z$  возрастает; это приводит к уменьшению действующего значения поля внутри среды — порог переориентации не преодолевается, и система возвращается к исходному состоянию ( $\partial\psi/\partial t < 0$ ), затем процесс повторяется.

\*\*\*) Для  $\beta \neq 0$  воздействие света на гибридный НЖК выводит  $\mathbf{n}$  из плоскости  $\mathbf{s}, \mathbf{s}_2$  (рис. 17, в), поэтому возникают две компоненты поляризации проходящего света.

\*\*\*\*) Для циркулярно поляризованного света такие пульсации в НЖК, как уже отмечалось, наблюдались в <sup>119</sup>, а в ХЖК — в <sup>59</sup>.



и неадиабатические деформации среды в ортогональных плоскостях), то возникают регенеративные пульсации<sup>4, 43 \*</sup>. Осцилляции для ХЖК (см. рис. 20) зависят от начального состояния системы — с какой точки на кривой брэгговского отражения она стартует при включении лазера; в частности, в определенных условиях возможны являются незатухающие во времени осцилляции (из-за различия времен установления температуры и шага спирали).

Подчеркнем, что в случае конкурирующего действия двух полей на ЖК возникающая искаженная структура не сводится к простой сумме двух деформаций; даже в случае порогового перехода Фредерикса в магнитном поле  $\mathbf{H}$  переориентация может не появляться для  $H > H_{\text{пор}}$  в присутствии светового поля  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$  в геометрии, когда оно индуцирует (пороговым образом) неадиабатические деформации<sup>111</sup>. Возможен и обратный эффект. В достаточно сильном световом поле конкурирующие (по геометрии — см., например, рис. 15) компоненты поляризации ( $\mathbf{E}_1 \perp \mathbf{E}_2$ ) могут увеличивать суммарную переориентацию — в этом случае учет более высоких членов по углу переориентации  $\varphi$  (достаточно сохранить члены  $\sim \varphi$ ) приводит для обеих компонент к вкладу в  $\varphi$  с одинаковыми знаками (он играет основную роль при  $I_1 \approx I_2$  и зависит от  $\text{tg}^2 \alpha$ )<sup>116</sup>. Другая возможность — светоиндуцированная переориентация директора НЖК, происходящая в плоскости, перпендикулярной ( $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2$ ). В заключение отметим влияние ограниченности лазерного пучка (радиус  $r_0$ , кривизна фазового фронта  $1/R$ ). Фазовый набег  $\Phi(r)$ , где  $r$  — поперечная координата, для проходящей волны имеет вид (ср. с<sup>74</sup>)

$$\Phi(r) = k_0 \left[ r^2 (2R)^{-1} + \int_0^d \delta n(r, z) dz \right],$$

где  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $\delta n > 0$  — нелинейная добавка к показателю преломления, и в зависимости от того, сходящийся ( $R < 0$ ) или расходящийся ( $R > 0$ ) пучок реализуется в эксперименте, возникающая кольцевая картина будет существенно разной<sup>\*\*</sup>). Если в процессе переориентации изменяется знак  $R$  (например, вдоль  $z$  при больших  $d$ ; для типичных НЖК при  $I \sim 1$  кВт/см<sup>2</sup>,  $r_0 \sim 50$  мкм,  $\lambda \sim 0,5$  мкм длина самофокусировки оценивается значением в 500 мкм), то возможны осцилляции. Уменьшение  $r_0$  в результате самофокусировки также может вызывать осцилляции из-за зависимости  $I_{\text{пор}}(r_0)$ <sup>38 \*\*\*</sup>). По-видимому, именно эти эффекты проявлялись в эксперименте<sup>38</sup>, поскольку для них увеличение  $I$  должно приводить к уменьшению  $\tau$  (быстрее развивается самофокусировка света).

В заключение отметим, что возможность осцилляционного режима при светоиндуцированных эффектах в ЖК может быть обоснована достаточно общими причинами<sup>92, 93</sup>. Действительно, в случае медленно нестационарных сред<sup>74</sup> поправка к квазистационарному значению параметров среды, в частности, к диэлектрической проницаемости, которая определяется видом светоиндуцированных искажений, имеет мнимую (антиэрмитову) часть, отличную от нуля даже в отсутствие поглощения (см., например,<sup>74</sup> \*\*\*\*). Она характеризует дополнительный фазовый сдвиг между векторами электрических индукции и напряженности, возникающий из-за переориентации среды.

\*) В противном случае через некоторое время устанавливается равновесное состояние, соответствующее переориентации на некоторый эффективный и меньший, чем в случае действия одной компоненты поля, угол. Это объясняет результаты, представленные на рис. 18.

\*\*) Это наблюдалось в<sup>78</sup>.

\*\*\*). Определенную роль может также играть лазерный нагрев среды,  $I_{\text{пор}} = I_{\text{пор}}(T)$ ,  $T$  — температура<sup>12</sup>; в общем случае важна зависимость  $I_{\text{пор}}$  от какого-либо параметра задачи, который изменяется в процессе переориентации (в частности — от поляризации проходящего света (см. рис. 19), которая изменяется внутри среды).

\*\*\*\*) В этом случае отдельного обсуждения требуют энергетические инварианты задачи<sup>74, 87</sup>.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенный в настоящей статье материал показывает, что ЖК — уникальная среда, позволяющая наблюдать сильные нелинейные взаимодействия световых волн, явления оптической бистабильности и мультистабильности, неустойчивости и хаос.

Принципиальным моментом для развития этих процессов является то, что в ЖК мы имеем дело с очень сильными нелинейностями, приводящими к индуцированным полем структурным фазовым переходам, и таким образом природа возникающих здесь неустойчивостей основывается на самой физической сущности происходящих явлений. Это, в частности, позволило впервые наблюдать истинную внутреннюю (безрезонаторную) оптическую бистабильность, обусловленную реальными фазовыми переходами для нелинейной среды в световом поле. Обратная связь, необходимая для возникновения оптической бистабильности, определяется в данном случае характером эффектов самовоздействия света для ЖК, а именно — нелокальностью нелинейного отклика среды, когда распространяющаяся волна, испытывавшая воздействие среды в некоторой точке, сама способна влиять на состояние среды в той же точке.

В стандартных резонаторных схемах это обеспечивается отраженной от зеркала волной; для систем с распределенной обратной связью появление обратной волны — следствие брэгговского отражения от решетки. Для НЖК важной особенностью является то, что такая связь может возникать и в отсутствие обратной волны — благодаря, например, упругим свойствам среды обеспечивается отмеченная выше нелокальность взаимодействия света с веществом (наличие в уравнениях пространственных производных для  $\mathbf{n}$ ). Действительно, светоиндуцированная переориентация НЖК в каждой последующей точке по мере распространения волны влияет из-за упругости среды на состояние среды и в предыдущей точке, которая в свою очередь изменяет свойства проходящей волны \*). Поэтому, в частности, оптическая бистабильность становится возможной и в случае нелинейного рассеяния света в условиях оптической ориентации молекул <sup>52, 55</sup>. **Временным** параметром, аналогичным времени обхода резонатора, здесь является релаксационное время, характеризующее установление деформации в среде; оно определяет неустойчивости в системе (например, неустойчивости Икеды <sup>19</sup>),

Для распространяющихся волн определяющими являются нелинейные взаимодействия нескольких волн с различными поляризациями. Случайность (наличие флуктуаций директора) играет здесь решающую роль при возникновении под действием внешнего поля нового состояния ЖК. В ЖК осуществляется нелинейное взаимодействие волн с небольшим числом степеней свободы; в качестве них выступают две компоненты поляризации световой волны, энергообмен между которыми определяется, по существу, четырех-валновым параметрическим процессом (как в стационарном, так и в нестационарном случаях). Описание этих явлений может быть проведено на стандартном для нелинейной оптики языке вынужденного рассеяния, когда эффективный энергообмен осуществляется для волн с несовпадающими частотами (в среде образуются движущиеся смещенные относительно поля решетки); в случае среды с керровской нелинейностью такой подход развит в <sup>120</sup> \*\*), где проанализировано возникновение различных неустойчивых (хаотических) режимов.

\*) Обратная связь возникает и для переориентации в статическом поле; при этом, однако, необходима неоднородность поля внутри среды — аналог состояния системы для распространяющейся волны.

\*\*) Различие частот  $\omega$  и  $\omega'$  связано с процессами диссипации энергии в системе (она может иметь разный характер — тепловой, ориентационный и др.); максимальное усиление (для волны с меньшей частотой) соответствует условию  $\omega - \omega' = 1/\tau$ , где  $\tau$  — время релаксации нелинейности (для ЖК  $\tau \sim$  несколько секунд).

Выполненные к настоящему времени исследования уже привели к ряду важных физических результатов и будут способствовать дальнейшему развитию этого перспективного направления в нелинейной динамике сильно возбужденных систем.

Прежде всего здесь должны быть отмечены широкие возможности, которые открывают ЖК для детальных исследований временного развития сильных нелинейно-оптических явлений, включая количественную картину перехода к оптической турбулентности — хаосу. Экспериментальный аспект таких исследований — один из главных пунктов на современном этапе изучения этого универсального состояния сильно нелинейной системы (см. <sup>94, 100</sup>, а также недавний эксперимент <sup>122</sup>).

Вместе с тем именно ЖК позволяют перейти к систематическим исследованиям проявления мультистабильности и хаоса в реальных двумерных и трехмерных полях — в этом направлении уже сделаны первые шаги и получен ряд обнадеживающих результатов, в частности, для гибридных систем <sup>117</sup>. Стоит задача рассмотреть эти явления и в чисто оптических случаях, что, несомненно, имеет и большое практическое значение в плане создания новой архитектуры компьютеров на основе нелинейных образов, а не стандартной двоичной логики <sup>106</sup>.

Сценарии перехода к хаосу достаточно разнообразны; для ориентационных эффектов в ЖК может быть использован путь, обычно применимый для жидкостей <sup>15</sup>: стационарное (пространственно однородное) состояние через неравновесный фазовый переход переходит в другое стационарное (но пространственно неоднородное) состояние, которое в свою очередь сменяется осциллирующим состоянием \*) — возникает предельный цикл. Затем вместо одной должны возникнуть две основные частоты колебаний, и переходы такого рода будут продолжаться неограниченно. Такая картина, конечно, не является обязательной. В частности, как было показано в разделе 5, ориентационные эффекты во внешних полях могут быть описаны в рамках аналогии с ангармоническим осциллятором.

Конкретизация всех этих эффектов, выяснение условий их проявления и требований к параметрам ЖК, при которых эти режимы могут быть реализованы в эксперименте, — необходимый в настоящее время этап исследований. Очень интересны в связи с этим гидродинамические эффекты в ЖК. В частности, известные домены Капустина — Вильямса, возникающие в НЖК, могут быть рассмотрены с точки зрения образования периодических структур при переходе к динамическому хаосу <sup>88</sup>. Эффект появления высших (и дробных — субгармоник) порядков отражения света от ХЖК (при нормальном падении света на него он рассмотрен в <sup>87</sup>) также может быть проанализирован в рамках идеологии перехода к хаотическому поведению по сценарию удвоения периода. В этом же плане может быть рассмотрена и многократная дифракция света на наведенных им решетках в НЖК в стандартных схемах динамической самодифракции <sup>12</sup> (ср. с <sup>81</sup>).

Стоит подчеркнуть, то такое многообразие подобного типа неустойчивостей представляется неслучайным и, по-видимому, имеет смысл задача описания с единых позиций всех этих эффектов в ЖК в рамках достаточно общих нелинейных уравнений; см. <sup>100</sup> \*\*). Перспективным является в связи с этим подход, основанный на рассмотрении явлений с точки зрения многокомпонентных фазовых переходов. Последовательное описание этих и других

\*) Молекулярные параметры при возрастании управляющего системой параметра заменяются в данном случае кооперативными, характеризующими всю систему в целом <sup>96</sup>.

\*\*) Такое рассмотрение, позволившее выявить области неустойчивости, было проведено в <sup>89</sup> для НЖК с периодически изгибными деформациями, на который воздействует световое излучение. При наличии двух компонент поляризации поля внутри нелинейной среды полезным оказывается описание в рамках модели двух связанных (ортогональных) осцилляторов <sup>8</sup>: легко убедиться, что здесь оказываются выполненными условия возбуждения регенеративных пульсаций, возможны и стохастические состояния.

эффектов должно быть статистическим — с учетом флуктуаций<sup>94</sup>, например, основываясь на уравнениях Фоккера — Планка (см., в частности,<sup>95</sup> \*).

Выражаю свою искреннюю благодарность С. А. Ахманову за обсуждение плана настоящего обзора, а также за решающие поддержку и помощь в процессе работы над ним. Я признателен Ю. С. Чилингаряну за плодотворные дискуссии, А. С. Караяну за практическую помощь при написании обзора, В. А. Белякову, Н. И. Желудеву, В. А. Макарову и Г. И. Сурдутовичу за ряд ценных замечаний, которые были учтены в окончательной редакции рукописи.

Ереванский государственный  
университет

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gibbs H. M. Optical Bistability: Controlling Light with Light.— Orlando: Academic Press, 1985.
2. Miller D. A. B. // Laser Focus. 1982. V. 18, No 4. P. 79; 1984. V. 20, No. 8. P. 18; 1985. V. 21, No. 10. P. 85 (Spec. issue).
3. Special issues of Optical Bistability: Opt. Engng. 1985. V. 24, No. 1—2, 7—8; IEEE J. Quantum Electron. 1985. V. QE-21, No. 9.
4. Abraham E., Smith S. D. // Rep. Prog. Phys. 1982. V. 45. P. 815.
5. McCall S. L. // Appl. Phys. Lett. 1978. V. 32. P. 284.
6. Instabilities and Chaos in Quantum Optics/Eds F. T. Arecchi, R. G. Harrison.— Berlin: Springer-Verlag, 1985.
7. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн.— М.: Наука, 1979.
8. Smith P. W., Tomlinson W. J., Maloney P. J., Hermann J. P. // IEEE J. Quantum Electron.— 1981. V. QE-17. P. 340.
9. Блэкьер О. Анализ нелинейных систем/Пер. с англ. под ред. Р. В. Хохлова — М.: Мир, 1969;  
Моисеев Н. Н. Асимптотические методы нелинейной механики.— М.: Наука, 1981.
10. Kaplan A. E. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. P. 138; IEEE J. Quantum Electron. 1985. V. QE-21. P. 1544.  
Kaplan A. E., Elci A. // Phys. Rev. Ser. B. 1984. V. 29. P. 820; Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 537.
11. Feinberg J., Heiman D., Tanguay A. R., Hellwarth R. W. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. P. 1297.
12. Gibbs H. M., McCall S. L., Venkatesan T. N. C., Gossard A. C., Passner A., Wiegmann W. // Appl. Phys. Lett. 1979. V. 35. P. 451.
13. Miller A., Miller D. A. B., Smith S. D. // Adv. Phys. 1981. V. 30. P. 697.
14. Аракелян С. М., Чилингарян Ю. С. Нелинейная оптика жидких кристаллов.— М.: Наука, 1984.
15. Nathan M. I., Marinace J. C., Rutz R. F. et al. // J. Appl. Phys. 1965. V. 36. P. 473.  
Lasher G. J. // Sol. State Electron. 1964. V. 7. P. 707.
16. Mooradian A. // Phys. Today. 1985. V. 38, No. 5. P. 42.
17. Suematsu Y. // Ibidem. P. 32.
18. Хакен Г. Синергетика. Иерархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах/Пер. с англ. Под ред. Ю. Л. Климонтовича.— М.: Мир, 1985.
19. Луговой В. Н. // КЭ. 1979. Т. 6. С. 2053.
20. Felber F. S., Marburger J. H. // Appl. Phys. Lett. 1976. V. 28. P. 731; Phys. Rev. Ser. A. 1978. V. 17. P. 335.
21. Hopf F., Meystre P., Drummond P. D., Walls D. F. // Opt. Commun. 1979. V. 31. P. 245.
22. Ikeda K. // Ibidem. V. 30. P. 257.
23. Ikeda K., Diado H., Akimoto O. // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 45. P. 709.
24. Ахманов С. А., Желудев Н. И., Задоян Р. С. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т. 47. с. 521.
25. Makarov V. A., Pershin S. M., Podshivalov A. A., Zadoian R. S., Zheludev N. I. // Opt. Lett. 1983. V. 8. P. 557.
26. Goldstone J. A., Ho P. T., Garmire E. // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 37. P. 126.
27. Garmire E., Marburger J. H., Allen S. D., Winful H. G. // Ibidem. 1979. V. 37. P. 126.

\*) Речь здесь идет уже об открытых системах, поэтому основные термодинамические понятия, процедура варьирования и нахождение минимума свободной энергии для системы ЖК + поле требуют уточнений<sup>91, 94, 124</sup>.

23. Gibbs H. M. et al.//Ibidem. V. 35. P. 245.
24. Де Жен П. Ж. Физика жидких кристаллов/Пер. с англ. Под ред. А. С. Сонина.— М.: Мир, 1977;  
Чандрасекар С. Жидкие кристаллы/Пер. с англ. Под ред. А. А. Ведынова, И. Г. Чистякова.— М.: Мир, 1980.
25. Аракелян С. М., Караян А. С., Чилингарян Ю. С.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. С. 1617; Опт. и спектр. 1983. Т. 55. С. 675
26. Калафати Ю. Д., Малахов Б. А.//Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 37. С. 486.  
Arecchi F. T., Meucci R., Ruscioni G., Tredicce J.//Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 1217.  
Желудев Н. И., Макаров В. А., Матвеева А. В., Свирко Ю. П.//Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3 «Физика, астрономия». 1984. Т. 25. С. 106.
27. Flytzanis C., Tang C. L.//Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. P. 441.  
Djotian G. P., Minassian L. L.//Opt. Commun. 1984. V. 49. P. 117.
28. Agarwal G. P., Flytzanis C.//Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44. P. 1058; IEEE J. Quantum Electron. 1981. V. QE-17. P. 371.  
Flytzanis C., Agarwal G. P., Tang C. L.//Lasers and Applications/Eds Guimaraes et al.— Berlin: Springer-Verlag, 1981.— P. 317.
29. Каплан А. Е.//ЖЭТФ. 1977. Т. 72. С. 1710; IEEE J. Quantum Electron. 1981. V. QE-17. P. 336; Appl. Phys. Lett. 1981. V. 38. P. 67.  
Kaplan A. E., Smith P. W., Tomlinson W. J.//Proc. SPIE.— 1981.— V. 317. P. 305.  
Smith P. W., Tomlinson W. J., Maloney P. J., Kaplan A. E.//Opt. Lett. 1982. V. 7. P. 57.  
Tomlinson W. J., Gordon J. P., Smith P. W., Kaplan A. E.//Appl. Opt. 1982. V. 21. P. 2041.  
Smith P. W., Herman J. P., Tomlinson W. J., Maloney P. J.//Opt. Lett. 1980. V. 5. P. 323.
30. Wysin G. M., Simon H. J., Deck R. T.//Ibidem. 1981. V. 6. P. 30.  
Chen Y. J., Carter G. M.//Sol. State Commun. 1983. V. 45. P. 277; Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. P. 307.
31. Winful H. G., Marburger J. H.//Appl. Phys. Lett. 1980. V. 36. P. 613.  
Cronin-Golomb M., White J. O., Fischer B., Yariv A.//Opt. Lett. 1982. V. 7. P. 313.  
Кухтарев Н. В., Старков В. Н.//Письма ЖТФ. 1981. Т. 7. С. 692.  
Kaplan A. E., Law C. T.//IEEE J. Quantum Electron. 1985. V. QE-21. P. 24.  
Valley G. C., Dunning G. J.//Ibidem. 1984. V. 9. P. 513.
32. Альшулер Г. Б., Ермолаев В. С.//ДАН СССР. 1983. Т. 268. С. 844; Т. 273. С. 597.
33. Kaplan A. E.//Opt. Lett. 1981. V. 6. P. 360.  
Bjorkholm Y. E., Smith P. W., Tomlinson W. J., Kaplan A. E.//Ibidem. P. 345.  
Lee C. S., Osada H.//Ibidem. 1985. V. 10. P. 232.
34. Ong H. L.//Phys. Rev. Ser. A. 1983. V. 28. P. 2393; 1985. V. 31. P. 3450; Appl. Phys. Lett. 1985. V. 46. P. 822.
35. Розанов Н. Н.//Опт. и спектр. 1980. Т. 48. С. 108; ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 96; Письма ЖТФ. 1981. Т. 7. С. 351.  
Григорьянц А. В., Голик Л. Л., Елинсон М. И., Балкарей Ю. И.//КЭ. 1983. Т. 10. С. 1714; ДАН СССР. 1983. Т. 272. С. 65;  
Апанасевич С. П., Карпушко Ф. В., Синицын Г. В.//КЭ. 1985. Т. 12. С. 387.
36. Васильев В. А., Романовский Ю. М., Яхно В. Г.— УФН. 1979. Т. 128. С. 625.
37. Kaplan A. E., Law C. T.//IEEE J. Quantum Electron. 1985. V. QE-21. P. 1529.
38. Золотко А. С., Китаева В. Ф., Кроо Н., Соболев Н. Н., Сухоруков А. П., Трошкин В. А., Чиллаг Л.//Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 170; ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 859; 1985. Т. 89. С. 905.
39. Armitage D., Stefanov M. E.//CLEO'85, Digest of Technical Papers.— Baltimore, USA, P. 44.  
Armitage D.//Appl. Opt. 1984. V. 23. P. 2979.  
Wahl J., Jain S. C.//Ferroelectrics. 1984. V. 59. P. 481.
40. Лидоренко Н. С., Ильин Б. И. и др. Введение в молекулярную электроник/Под ред. Н. С. Лидоренко.— М.: Энергоатомиздат, 1984.
41. Bischofberger T., Shen Y. R.//Appl. Phys. 1978. V. 32. P. 156; Phys. Rev. Ser. A. 1979. V. 19. P. 1168.
42. Аракелян С. М., Караян А. С., Чилингарян Ю. С.//Взаимодействие лазерного излучения с жидкими кристаллами: Межвуз. сб. науч. тр./Под ред. С. А. Ахманова.— Ереван: ЕРГУ, 1982.— Вып. 1. С. 207; Опт. и спектр. 1983. Т. 55. С. 507.  
Kho I. C., Normandin R., So V. C. Y.//J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 7599.  
Kho I. C., Hou J. Y., Normandin R., So V. C. Y.//Phys. Rev. Ser. A. 1983. V. 27. P. 3251.

43. Cheung M. M., Durbin S. D., Shen Y. R. // Opt. Lett. 1983. V. 8. P. 39.  
Дарбин С. Д., Аракелян С. М., Ченг М. М., Шен И. Р. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т. 47. С. 2464. J. de Phys. Colloq. 1983. Т. 44. Р. 161.
44. Аракелян С. М., Даллакян А. Ю., Караян А. С., Чилингарян Ю. С. // Тезисы докладов конференции «Оптика лазеров». — Л.: ГОИ, 1984; Физика: Межвуз. сб. науч. тр. — Ереван: ЕРГУ, 1985. — Вып. 5. С. 65.
45. Аракелян С. М., Ерицян О. С., Караян А. С., Чилингарян Ю. С. // КЭ. 1980. Т. 7. С. 959; Опт. и спектр. 1981. Т. 50. С. 960.
46. Аракелян С. М., Галстян С. Р., Гарибян О. В. и др. // Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 561.
47. Khoо I. C. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 40. P. 645.  
Vach Н., Seaton С. Т., Stegeman G. I., Khoо I. C. // Opt. Lett. 1984. V. 9. P. 238.  
Delfino G., Mormile P. // Ibidem. 1985. V. 10. P. 618.
48. Аракелян С. М., Асланян Л. С., Григорян Г. Л., Нерсисян С. Ц., Чилингарян Ю. С. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49. С. 795.  
Phys. Lett. A. 1986. V. 118. P. 254; КЭ. 1987. Т. 14. С. 1324.
49. Алавердян Р. Б., Аракелян С. М., Казарян Р. А. и др. // ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 1617, 1843.
50. Chilingarian Yu. S., Nersisian S. R., Tabirian N. V. // J. de Phys. 1985. Т. 46. Р. 955.
51. Аракелян С. М., Арушанян Л. Е., Чилингарян Ю. С. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 1186; Тезисы докладов XI Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. — Ереван, 1982. — Ч. 2. С. 324.
52. Аракелян С. М., Арушанян Л. Е., Галстян С. Р. и др. // ЖТФ. 1982. Т. 52. С. 943.  
Аракелян С. М., Караян А. С., Чилингарян Ю. С., Эгнбян А. В. // Опт. и спектр. 1986. Т. 61. С. 368.
53. Durbin S. D., Arakelian S. M., Shen Y. R. // Opt. Lett. 1982. V. 7. P. 145.
54. Аракелян С. М., Караян А. С., Чилингарян Ю. С. // КЭ. 1982. Т. 9. С. 2481; Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т. 47. С. 2453.
55. Аракелян С. М., Караян А. С., Чилингарян Ю. С. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 1123; Опт. и спектр. 1986. Т. 61. С. 368; Труды III международной школы по лазерам и их применению. — Вильнюс: Мокслас, 1986. — С. 180.
56. Аракелян С. М., Дарбин С. Д., Шен И. Р. // Письма ЖТФ. 1982. Т. 8. С. 1353.
57. Winful Н. G. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 1179.
58. Аракелян С. М., Караян А. С., Чилингарян Ю. С. // Опт. и спектр. 1983. Т. 56. С. 224.
59. Алавердян Р. Б., Аракелян С. М., Чилингарян Ю. С. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 42. С. 366.
60. Зельдович Б. Я., Табириян Н. В. // КЭ. 1984. Т. 11. С. 2419.
61. Загайнова Л. И., Климушева Г. В., Крыжановский Н. П., Рухтарев Н. В. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 42. С. 353.
62. Arakelian S. M., Karn A., Ong H. L., Shen Y. R. // Postdead Session of CLEO'85: Baltimore, USA, 1985. Digest of Technical Papers Th Z10-1; Phys. Rev. Lett. Ser. A. 1986. V. 57. P. 448; Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 1182.
63. Аракелян С. М., Арушанян Л. Е., Чилингарян Ю. С. // Тезисы докл. XII Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. — М.: ИОФ АН СССР, 1985. — Ч. 1. С. 309; ЖТФ. 1986. Т. 56. с. 1949.
64. Khoо I. C., Liu T. H., Yan P. Y. et al. // Phys. Rev. Ser. A. 1984. V. 29. P. 2756.
65. Золотыко А. С., Китаева В. Ф., Кроо Н. и др. // Письма ЖЭТФ, 1980. Т. 32. С. 170.
66. Аракелян С. М., Караян А. С., Чилингарян Ю. С. ДАН СССР. 1984. Т. 275. С. 52.
67. Schadt M., Muller F. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1978. V. ED-25. P. 1125.
68. Кляцкин В. И. Статистическое описание динамических систем с флуктуирующими параметрами. — М.: Наука, 1975.
69. Ferguson J. L., Brown G. H. // J. Am. Oil Chem. Soc. 1968. V. 45. P. 120.  
Голо В. Л., Кац Е. И. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 1700.  
Каменский В. Г. // ЖЭТФ. 1984. Т. 83. С. 1262.  
Hsiung H., Shi L. P., Shen Y. R. // Phys. Rev. Ser. A. 1984. V. 30. P. 1453.  
Каменский В. Г., Рожков С. С. // ЖЭТФ, 1985. Т. 89. С. 106.
70. Казанцев А. П., Сурдутович Г. М. Квантовая теория лазеров // Ареки Ф., Скалли М., Хакен Г., Вайдлих В. Квантовые флуктуации излучения лазера/Пер. с англ. Под ред. А. П. Казанцева. — М.: Мир, 1974.  
Паташинский А. З., Покровский В. Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. — М.: Наука, 1975.
71. Келих С. Молекулярная нелинейная оптика/Пер. с польск. Под ред. И. Л. Фабелинского. — М.: Наука, 1981.

72. Smith P. W., Ashkin A. A., Tomlinson W. J. // Opt. Lett. 1981. V. 6. P. 284, 581; 1982. V. 7. P. 276, 347.
73. Hellwarth R. W. // Phys. Rev. Ser. A. 1985. V. 31. P. 533.
74. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред.— М.: Наука, 1980;  
Агранович В. М., Гинзбург В. Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов.— М.: Наука, 1979.— С. 432.
75. Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В., Одудлов С. Г., Соскин М. С. // УФН. 1979. Т. 129. С. 113.
76. Ляхов Г. А., Макаров В. А. // Изв. вузов Сер. «Радиофизика». 1979. Т. 22. С. 1453; 1981. Т. 24. С. 373.  
Беляков В. А., Сонин А. С. Оптика холестерических жидких кристаллов.— М.: Наука, 1982.
77. Santamato E., Shen Y. R. Unpublished, 1983.
78. Santamato E., Shen Y. R. // Opt. Lett. 1984. V. 9. P. 564; Intern. Conf. on Trends in Quantum Optics.— Bucarest.— 1985.
79. Зельдович Б. Я., Табирян Н. В., Чилингарян Ю. С. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. С. 72.  
Золотыко А. С., Китаева В. Ф., Соболев Н. Н., Сухоруков А. П. // Ibidem. С. 933.
80. Barbero G., Strigazzi A. // Fizica, Italy. 1981. V. 13. P. 85.  
Barbero G., Barberi R. // J. de Phys. 1983. T. 44. P. 609.  
Barbero G., Simoni F., Aiello P. // J. Appl. Phys. 1984. V. 55. P. 304.
81. Аракелян С. М., Арушанян Л. Е., Ншанян М. А., Чилингарян Ю. С. // ФТТ. 1978. Т. 20. С. 3131.  
Тихомирова Н. А., Чумакова С. П. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 42. С. 355.
82. Акопян Р. С., Алавердян Р. Б., Саакян В. В., Чилингарян Ю. С. // Кристаллография. 1985. Т. 30. С. 746.
83. Железняков В. В., Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. С. 1735; УФН. 1983. Т. 141. С. 257.
84. Witkowska-Borysewicz M., Sliwinski A. // J. de Phys. 1983. T. 44. P. 411.
85. Helfrich W. // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 29, pt. 2. P. 1583.
86. Климонтович Ю. Л. // Письма ЖТФ. 1984. Т. 10. С. 80.
87. Аракелян, С. М. Караян А. С., Чилингарян Ю. С. // Опт. и спектр. 1984. Т. 56. С. 725.
88. Арансон И. С., Гапонов-Грехов А. В., Рабинович М. И. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 92.
89. Ong H. L., Meyer R. B. // JOSA. Ser. A. 1983. V. 73. P. 167; 1985. V. 2. P. 198.  
Ong H. L. // Phys. Rev. Ser. A. 1985. V. 32. P. 1098.
90. Khoi I. C., Shen Y. R. // Opt. Engng. 1985. V. 24. P. 579.
91. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.— М.: Наука, 1982.
92. Зельдович Б. Я., Табирян Н. В. // УФН. 1985. Т. 147. С. 674.
93. Durbin S. D. Nonlinear Optics of Nematic Liquid Crystals.— Thesis for the degree of Doctor of philosophy in physics.— Berkeley, USA: University of California, 1984.
94. Леонтович М. А. Введение в термодинамику. Статистическая физика.— М.: Наука, 1983.
95. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику.— М.: Наука, 1981.
96. Климонтович Ю. Л. Статистическая физика.— М.: Наука, 1982.
97. Пятаевский Л. П. // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1450.
98. Band Y. B. // J. Appl. Phys. 1984. V. 56. P. 656.  
Ikeda K., Mizuno M. // IEEE J. Quantum Electron. 1985. V. QE-21. P. 1429.
99. Акопян Р. С., Зельдович Б. Я. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. С. 533.
100. Бабицкий В. И., Крупенин В. Л. Колебания в сильно нелинейных системах.— М.: Наука, 1985.
101. Ахманов С. А., Желудев Н. И., Свирко Ю. П. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. С. 1070.
102. Лисицын В. Н., Чеботаев В. П. // Письма ЖЭТФ. 1968. Т. 7. С. 3.  
Казанцев А. П., Раутман С. Г., Сурдутович Г. И. // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. С. 1409,  
Doyle W. M., Gerber W. D. // IEEE J. Quantum. Electron. 1968, v. QE-4. P. 870.
103. Аракелян С. М. Автореферат диссертации ... канд. физ.-мат. наук.— М.: МГУ, 1974.  
Пахалов В. Б. Автореферат диссертации ... канд. физ.-мат. наук.— М.: МГУ, 1977.
104. Дембовецкий В. В., Сурдутович Г. И. // Лазерные лучи: Распространение в средах и управление параметрами: Сб. науч. тр.— Хабаровск, 1985.— С. 111. // Синергетика-86.— Кишинев, 1986.— С. 45.

105. Вьюн В. А., Гайнер А. В., Сурдутович Г. И., Яковкин И. Б.// Письма ЖТФ. 1986. Т. 12. С. 799.
106. Ахманов С. А.//УФН. 1986, Т. 149. С. 361.
107. Заславский Г. М., Чириков Б. В.//УФН. 1971. Т. 105. С. 3.
108. Карпушко Ф. В., Киреев А. С., Морозов И. А., Сеницын Г. В., Стриженов Е. В.//ЖПС. 1977. Т. 26. С. 269.
109. Апанасевич С. П., Карпушко Ф. В., Сеницын Г. В.//ЖПС. 1983. Т. 38. С. 330; Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т. 47. С. 1963.
110. Троицкий Ю. В. Одночастотная генерация в газовых лазерах.— Новосибирск: Наука, 1975.
111. Arakelian S. M., Chilingarian Yu. S.//IEEE J. Quantum Electron. 1986. V. QE-22, No 8. P. 1276.  
Аракелян С. М., Чилингарян Ю. С., Акопян Р. С., Алавердян Р. Б., Караян А. С.//Тезисы докладов Международного симпозиума по поверхностным волнам в твердых телах и слоистых структурах.— Новосибирск, 1986.
112. Макаров В. А., Матвеева А. В., Стольниц М. М.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 799.
113. Днепровский В. С.//УФН. 1985. Т. 145. С. 149.
114. Рывкин Б. С.//ФТП. 1985. Т. 19. С. 3.
115. Гапонов-Грехов А. В., Рабинович М. И. Нелинейная физика, стохастичность и структуры//Физика XX века.— М.: Наука, 1984.  
Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн.— М.: Наука, 1984.
116. Алавердян Р. Б., Аракелян С. М., Караян А. С., Чилингарян Ю. С.//Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. С. 119; Опт. и спектр. 1987. Т. 63. С. 1073; Тезисы докладов Всесоюзной конференции «Оптика лазеров». — Л.: ГОИ, 1987.— С. 180; Физ. низк. температур. 1987 Т. 13. С. 665.
117. Ахманов С. А., Воронцов М. А., Шмальгаузен В. И. Препринт физ. фак. МГУ. № 2.— Москва, 1987;//Тезисы докладов Всесоюзной конференции «Оптика лазеров».—Л.: ГОИ, 1987.— С. 211.
118. Hong-jun Zhang, Sian-hua Dai.//Opt. Lett. 1986. V. 11. P. 245.
119. Santamato E., Daino B., Romagnoli M., Settembre M., Shen Y. R.//Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 2423.
120. Silberberger Y., Bar. J. I.//Ibidem. 1982. V. 48. P. 1541; JOSA 1984. V. 1. P. 662.
121. Каменский В. Г., Манаков С. В.//Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 499.
122. Zheludev N. I., Ruddock I. S., Illingworth R.//Mod. Opt. 1987. V. 34. P. 11.
123. Самсон А. М., Ранцевич В. А. Полистабильность, автоколебания и гистерезис в лазере с просветляющим фильтром при внешней подсветке: Препринт ИФ АН БССР № 452.— Минск, 1987.
124. Аракелян С. М.//Уч. зап. ЕрГУ. 1986. № 3. С. 139.