

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

535.51:530.122

**ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ  
И МУЛЬТИСТАБИЛЬНОСТЬ В НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКЕ**

***Н. И. Желудев***

(Московский государственный университет им М. В. Ломоносова)

**СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение. Поляризационная неустойчивость «в пространстве» и «во времени», собственные нелинейные поляризации, «жесткое» и «мягкое» спонтанное нарушение поляризационной симметрии . . . . .	683
2. Поляризационная неустойчивость в атомарных газах. Спонтанное нарушение симметрии, гистерезис и автоколебательные осцилляции . . . . .	687
3. Предельные направления поляризации, осцилляции поляризации, поляризационные мультистабильность и хаос в кубических кристаллах . . . . .	692
4. Поляризационная неустойчивость в средах с нелинейной гиротропией . . . . .	698
5. Деполяризация излучения при двухфотонном поглощении . . . . .	701
6. Поляризационная неустойчивость в изотропных средах: вращение эллипса поляризации — взаимодействие двух пучков . . . . .	703
7. Поляризационная неустойчивость в средах с двулучепреломлением . . . . .	706
8. Некоторые нерассмотренные вопросы и перспективы дальнейших исследований . . . . .	711
9. Заключение . . . . .	713
Список литературы . . . . .	714

**1. Введение.** Поляризационная неустойчивость «в пространстве» и «во времени», собственные нелинейные поляризации, «жесткое» и «мягкое» спонтанное нарушение поляризационной симметрии. В оптике слабых световых потоков (линейная оптика) поляризация электромагнитной волны в веществе не зависит от интенсивности света и однозначно связана с поляризацией излучения, падающего на границу раздела вакуум — исследуемая среда. Волны определенного типа поляризации, соответствующего типу симметрии среды (собственные волны), не изменяют поляризационных параметров. Например, в изотропной оптически активной жидкости (нерацемизированный раствор киральных молекул) собственные волны имеют круговую поляризацию. В кристаллах собственные волны, вообще говоря, эллиптически поляризованы, а в простейшем случае негиротропных одноосных кристаллов ортогонально поляризованы (так называемые О- и Е-волны). В диссипативных средах, обладающих линейным или циркулярным дихроизмом, волны с произвольной поляризацией в процессе распространения асимптотически приближается к одной из собственных волн среды. Весьма существенно, что поляризация света «на выходе» не содержит разрывов, а также разрывов производных поляризационных параметров выходящей волны по поляризационным параметрам исходного излучения.

Картина кардинально меняется в нелинейной оптике, когда коэффициенты преломления и поглощения вещества становятся функциями интенсивности излучения.

В последние годы объектами пристального изучения стали следующие специфически нелинейные поляризационные эффекты:

а) Поляризационная мультистабильность и поляризационный хаос «во времени». При адиабатическом изменении интенсивности (или поляризации света) «на входе» поляризация света «на выходе» — многозначная функция, содержащая устойчивые и неустойчивые ветви, т.е. физическое состояние поляризации зависит от «предыстории» системы (поляризационный гистерезис). При определенной комбинации параметров излучения и нелинейной среды, при стационарном излучении «на входе» поляризация света «на выходе» испытывает автоколебательные изменения или может возникнуть псевдохаотическое изменение поляризации во времени, имеющее непрерывный частотный спектр (рис. 1, а).

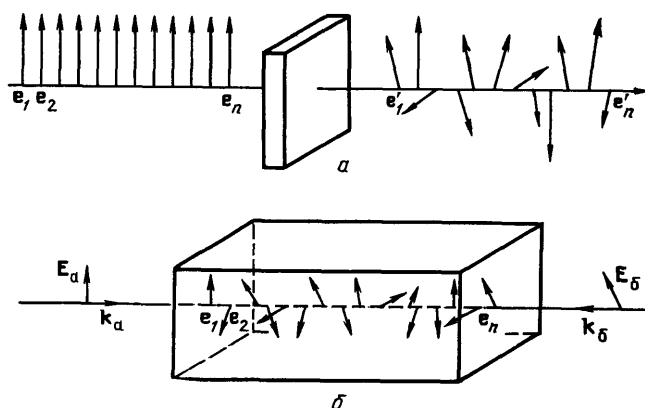


Рис. 1. а — Поляризационный хаос «во времени»; в результате взаимодействия с нелинейной системой поляризация света «непредсказуемо» изменяется;  $\mathbf{e}_m$  и  $\mathbf{e}'_m$  — единичные векторы, направленные вдоль электрического поля волны соответственно до и после взаимодействия; подстрочный индекс нумерует различные моменты времени; конкретный пример рассмотрен в разделе 2. б — Пространственный поляризационный хаос при встречном стационарном взаимодействии двух световых лучей в протяженной изотропной среде с нелинейностью «керровского» типа; подстрочные индексы у единичных векторов  $\mathbf{e}_m$ , определяющих направление электрического поля одной из волн ( $\mathbf{E}_a$ ), нумеруют здесь пространственную координату вдоль луча; подробнее см. в разделе 6

б) Поляризационная мультистабильность и поляризационный хаос «в пространстве». Здесь речь идет о квазистационарном случае, т.е. мы рассматриваем «замороженные» во времени распределения поляризационных параметров вдоль светового луча (световых лучей). В полной аналогии с «временным» случаем возможно существование различных стационарных устойчивых распределений в пространстве (аналог «временной» мультистабильности), осциллирующего изменения поляризационных параметров вдоль луча (аналог автоколебательных изменений) и хаотического поляризационного распределения (с непрерывным спектром по пространственным частотам). В последнем случае поляризационные параметры излучения «на выходе» из нелинейной среды сильно и «непредсказуемо» зависят от начальных условий. Это обстоятельство послужило причиной введения термина «срывная» (frustrated) поляризационная неустойчивость (рис. 1, б).

Формальное разделение на мультистабильность и неустойчивость «во времени» и «в пространстве» для реальных систем весьма условно. Но все же во многих случаях конкретные поляризационно-неустойчивые системы могут быть с большим основанием отнесены к тому или иному классу объектов; например, когда поляризационная неустойчивость «во времени» имеет локальную природу, обусловленную взаимодействием света с отдельным молекулярным осциллятором, мы имеем дело с чисто временной неустойчивостью.

Для анализа «временной» и «пространственной» поляризационной неустойчивости часто приходится прибегать к понятию «спонтанного нарушения поляризационной симметрии» (spontaneous polarization symmetry breaking). Будем различать два случая: «жесткое» и «мягкое» спонтанное нарушение симметрии. При изменении параметров нелинейно-оптической системы или интенсивности световой волны, по достижении определенного (порогового) значения, линейная поляризация световой волны скачком в результате развития флуктуации «переключается» в право- или левовращающую эллиптическую поляризацию. В идеальных условиях для изотропных направлений переключения поляризации при многократном повторении опыта происходят равновероятно в лево- и правовращающие состояния, что отражает свойство инверсионной симметрии пространства при учете электромагнитных взаимодействий (Р-инвариантность \*). Такой случай мы будем называть «жестким». Примеры «жесткого» спонтанного нарушения симметрии хорошо известны в механике. Таким свойством обладает поведение гравитационного маятника в поле тяготения, точка подвеса которого испытывает высокочастотные горизонтальные колебания<sup>1</sup>, или деформация стержня прямоугольного сечения, сжимаемого в продольном направлении<sup>2</sup>

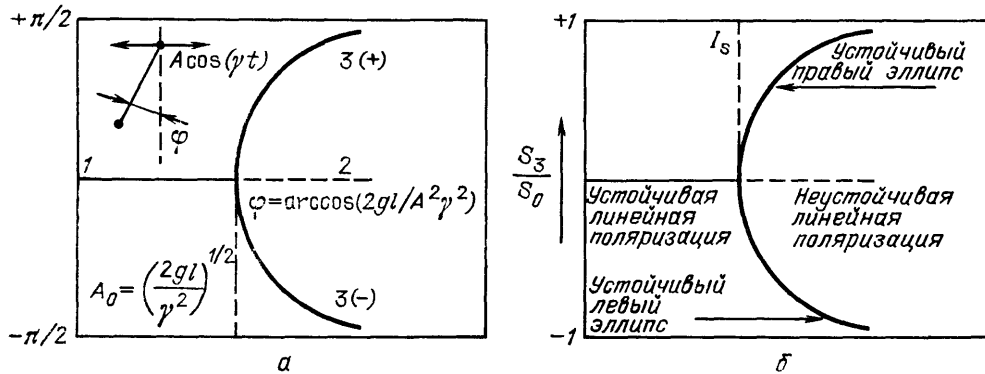


Рис. 2. «Жесткое» спонтанное нарушение симметрии в механической и оптической системах. *a* — Гравитационный маятник, точка подвеса которого колеблется по закону  $A \cos \gamma t$  ( $\gamma \gg (g/l)^{1/2}$ ) ( $g$  — ускорение силы тяжести); при достижении амплитуды колебаний  $A$  значения  $(2gl/\gamma^2)^{1/2}$  имеются два эквивалентных устойчивых симметричных состояния — левое и правое, значение угла отклонения от вертикали  $\varphi$  для которых определяется соотношением  $\cos \varphi = 2gl/A^2\gamma^2$ ; малейшие флуктуации параметров приводят к «перескоку» маятника из неустойчивого вертикального состояния (отрезок 2) на ветвь 3 (+) или 3 (–). *b* — Спонтанное нарушение поляризационной симметрии в оптической системе, например в резонаторе Фабри — Перо, заполненном нелинейной негиротропной изотропной средой, при линейной поляризации возбуждающего излучения; по горизонтальной оси — интенсивность света на входе в резонатор, по вертикальной — степень эллиптичности на выходе из оптической системы (упрощенная картина; подробнее см. раздел 2), которая испытывает скачок из линейного в эллиптическое состояние при превышении интенсивности накачки порогового значения  $I_s$

(рис. 2). В оптической системе с «мягким» спонтанным нарушением поляризационной симметрии определенные линейные поляризации света неустойчивы: в результате экспоненциального развития флуктуации излучение «на выходе» из системы может равновероятно повернуться по или против часовой стрелки или стать лево- правоэллиптически поляризованным. «Мягкий» эффект не имеет порога по интенсивности излучения (конкретный пример рассмотрен в разделе 3). В механике также есть системы с «мягким» спонтанным нарушением симметрии, например гравитационный маятник, удерживаемый в вертикальном «перевернутом» положении пружиной, тянущей вверх, имеющей нулевую деформацию в строго вертикальном положении маятника. Здесь в качестве параметра, испытывающего спонтанное нарушение

\*) О роли не сохраняющих четность слабых взаимодействий при спонтанном нарушении симметрии см. в разделе 4.

симметрии, выступает угол отклонения маятника от вертикали, а аналог интенсивности света — гравитационная сила.

В нелинейной поляризационной оптике важное физическое содержание имеют такие термины, как предельное направление поляризации<sup>3</sup> (Дыкман, Тарасов, 1977) или собственная нелинейная поляризация (nonlinear eigenpolarization)<sup>4</sup> (Каплан, 1983)), введенные по аналогии с понятием поляризации собственных волн в линейной оптике. Речь идет о состояниях поляризации света, не изменяющихся в процессе распространения мощного излучения в нелинейной среде. Понятие собственной нелинейной поляризации значительно сложнее и многообразнее своего эквивалента в линейной оптике. При нелинейном взаимодействии нескольких световых пучков (например, встречно распространяющихся) необходимо говорить о согласованных комбинациях поляризационных параметров и интенсивностей всех лучей (в случае двух волн — согласованных пар состояний поляризации и интенсивностей), когда их поляризации не изменяются в процессе распространения. В недавней работе Гаета, Бойда, Акерхальта и Милонни<sup>5</sup> (1987) установлено новое свойство нелинейно-оптических систем: с учетом конечности скорости установления нелинейного отклика (фактически речь идет о соизмеримости времени установления нелинейности и времени прохода светом нелинейной среды) нарушается устойчивость по крайней мере некоторых наборов нелинейных собственных поляризаций. Нарушение устойчивости имеет характер «жесткого» спонтанного нарушения поляризационной симметрии (подробнее см. в разделе 6).

Как правило, каждый конкретный случай поляризационной неустойчивости можно генеалогически связать с каким-либо известным нелинейным поляризационным эффектом. Простейший класс таких явлений — эффекты поляризационного самовоздействия, они наиболее подробно анализировались в качестве явлений, инспирирующих поляризационную неустойчивость, мультистабильность или хаос. Здесь мы имеем в виду эффект самовращения эллипса поляризации мощной электромагнитной волны<sup>6</sup> (Мейкер, Терхьюн, Сэвадж, 1964) и явление нелинейной гиротропии, т.е. изменение оптической активности среды в поле мощной линейно поляризованной световой волны<sup>7</sup> (Ахманов, Жариков, 1967), а также самоиндуцированное вращение поляризации в кубических кристаллах, вызванное анизотропией нелинейного поглощения<sup>3</sup> (Дыкман, Тарасов, 1977). Заметим, что тот или иной поляризационный эффект существенен при зарождении неустойчивости, когда нелинейное преобразование поляризации мало, и вклады различных механизмов можно рассматривать аддитивно. Как правило, в зоне параметров, для которых наблюдается поляризационная мультистабильность, имеет место неаддитивное нелинейное перемешивание вкладов различных нелинейно-оптических поляризационных эффектов<sup>8</sup>.

Работы по поляризационным неустойчивостям в оптике (если их понимать как работы по фазовым неустойчивостям) возникли не на пустом месте: радиофизики давно проявляли интерес к фазовой мультистабильности в нелинейных параметрических системах, где еще в 60-х годах удалось продемонстрировать би- и мультистабильные фазовые состояния (см. <sup>9</sup> (1963), <sup>10</sup> (1962) и <sup>11</sup> (1962)).

В настоящее время работы по поляризационной неустойчивости охватывают как исследование систем с внешней оптической обратной связью, кольцевых резонаторов и резонаторов Фабри — Перо, заполненных нелинейной средой различных типов симметрии, так и безрезонаторных систем на собственной или гибридной (электрооптической) нелинейности в однолучевых и многолучевых схемах. Многочисленную группу составляют работы по поляризационным неустойчивостям в волоконных световодах.

На рис. 3 представлена оптическая схема одного из первых экспериментов по исследованию поляризационной неустойчивости. Он был осуществлен именно в оптическом волокне. Экспериментальная техника уже многие годы

была готова к такого сорта исследованиям, однако только теоретические усилия последних лет в области поляризационной нелинейной оптики, оптической бистабильности и стохастической динамики простых систем позволили целенаправленно спланировать и поставить этот практически очень простой, но наглядный опыт.

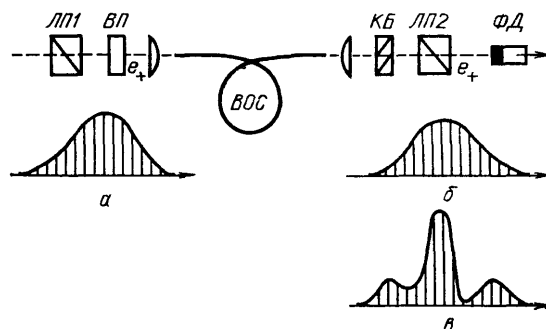
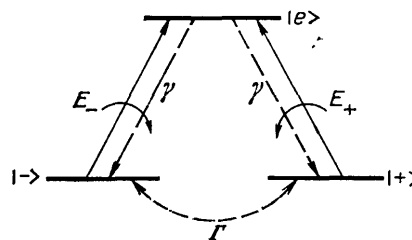


Рис. 3. Экспериментальное наблюдение поляризационной неустойчивости в волоконном световоде со слабым двулучепреломлением. Колоколообразный цуг пикосекундных световых импульсов (а) с циркулярной поляризацией  $e_+$  вводится в волоконный световод. При низких уровнях мощности регистрируемая фотоприемником  $\Phi Д$  правополяризованная компонента выходного излучения (б) повторяет форму импульса «на входе». При достижении критического значения интенсивности, которое можно оценить условием равенства индуцированного волной изменения коэффициента преломления и исходного двулучепреломления в волокне, круговая поляризация теряет устойчивость и в канале фотодетектора регистрируется сильно «изрезанный» импульс с правой циркулярной поляризацией (в).  $ЛП1$  и  $ЛП2$  — поляризационные призмы,  $ВП$  и  $КБ$  — четвертьволновая пластинка и компенсатор Бабиня,  $ВОС$  — волоконно-оптический световод (по <sup>118</sup>). Детали эксперимента описаны в разделе 7

Попытка дать очерк текущих исследований по поляризационной неустойчивости, являющейся подмножеством важнейшего раздела современной оптики — физики оптической бистабильности <sup>12</sup>, — предмет настоящего обзора.

**2. Поляризационная неустойчивость в атомарных газах. Спонтанное нарушение симметрии, гистерезис и автоколебательные осцилляции.** Первые экспериментальные и теоретические работы по поляризационной мультистабильности в атомарных газах были выполнены в результате исследования модели, предложенной Китано, Ябудзаки и Огавой <sup>13</sup> (1981), получившей впоследствии название  $\Lambda$ -системы. Речь идет об ансамбле двухуровневых атомов, имеющих вырожденный зеемановский уровень основного состояния и быстро релаксирующий верхний уровень (рис. 4). Китано, Ябудзаки

Рис. 4. Модель двухуровневого атома, используемая для анализа поляризационной неустойчивости в атомарных газах <sup>13</sup>. Основной переход происходит без изменения полного момента  $J = 1/2 \rightarrow J = 1/2$  и имеет вырожденный зеемановский подуровень основного состояния ( $\Lambda$ -система)



и Огава предсказали, что если газ таких гипотетических двухуровневых атомов поместить в резонатор Фабри — Перо, возбуждаемый линейно поляризованной электромагнитной волной с частотой, близкой к резонансу однофотонного поглощения, то при достижении определенного, порогового значения интенсивности света (жесткий режим) состояние поляризации на выходе из резонатора может принимать три значения: 1) линейная поляризация (исходная); 2) эллиптическая поляризация (правый эллипс); 3) зеркальная эллиптическая поляризация (левый эллипс). При интенсивности выше поро-

говой линейная поляризация неустойчива, т.е. система склонна к спонтанному нарушению поляризационной симметрии при флуктуациях поляризации входного излучения или флуктуационных отступлениях от равновероятного распределения атомов по направлению спина на ось светового пучка, причем при адиабатическом уменьшении интенсивности света переключение поляризации в линейное состояние происходит скачком при меньшей величине накачки (поляризационно-интенсивностный гистерезис). В зарубежной литературе за рассматриваемым эффектом закрепились два термина — «optical tristability (OT)» или «polarization switching (PS)».

Существование двух устойчивых эллиптических поляризаций в надпороговом режиме связано с циркулярным двулучепреломлением, возникающим в результате оптической накачки соответствующего зеемановского перехода и оказывающим влияние на изменение собственных частот резонатора и, как следствие, его коэффициента пропускания, отличного для волн, поляризованных по правому и левому кругу. Устойчивость эллиптической поляризации, т.е. тристабильность, обеспечивается выбором относительного спектрального положения контура линии поглощения и моды резонатора \*).

$\Lambda$ -система с достаточной степенью точности моделирует переход в парах натрия в буферном газе, используемом для подавления сверхтонкой структуры и эффекта выжигания провала. Условия наблюдения искомого эффекта зависят от настройки и добротности резонатора. При интенсивности света порядка интенсивности насыщения перехода поляризация выходного излучения возвращается к линейной.

Первая экспериментальная работа Чекки, Джусфреди, Петриела и Сальери<sup>16</sup> (1982) была выполнена с использованием непрерывного лазера на красителе в парах натрия  $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$  (589,6 нм). Наблюдался поляризационный гистерезис при сканировании интенсивности лазера в диапазоне 5—30 МВт, причем малое нарушение линейной поляризации на входе в резонатор приводило к выбору соответственно правого или левого гистерезисного цикла на выходе из системы. Оригинальная конструкция резонатора с «безоконной» кюветой предложена Гамильтоном, Сэндлом, Чилвелом, Сатчелом и Варрингтоном<sup>17</sup> (1983) для исследования режимов поляризационного переключения. Предложенная модернизация позволила снять проблему остаточного двулучепреломления в окнах и детально изучить поляризационный гистерезис и режимы переключения поляризации при сканировании частоты лазера.

Развивая идею оптической тристабильности, Китано, Ябужаки, Огава<sup>18</sup> (1981) рассмотрели поведение  $\Lambda$ -системы в резонаторе, к которому приложено статическое поперечное к лучу магнитное поле. Показано, что при определенных соотношениях между параметрами системы поляризация на выходе из резонатора испытывает осцилляции автоколебательного характера с частотой порядка ларморовской. Митчке, Млинек, Ланге<sup>19</sup> (1983) экспериментально наблюдали автоколебания при достижении магнитным полем величины в несколько десятков микротесла. Критическое значение поля зависело от добротности резонатора и отстройки от резонанса (рис. 5) (см. также работы Митчке, Млинек и др.<sup>20–22</sup> (1984) и<sup>23</sup> (1986)).

Дальнейший анализ  $\Lambda$ -системы в резонаторе, проведенный Сэваджем, Кармичелом и Волсом<sup>14</sup> (1982), показал, что в дисперсионном приближении (пренебрегается поглощением), при учете насыщения переходов асимметричные устойчивые состояния могут стать неустойчивыми, что приводит к возникновению для поляризации автоколебательного режима без приложения внешнего магнитного поля, удвоению периода колебаний или хаотическому

\*) Следует отметить, что теория Китано, Ябужаки и Огавы, базирующаяся на балансном уравнении, несмотря на значительную эвристическую ценность и правильное предсказание основных черт оптической тристабильности, несправедлива в области значений интенсивностей, необходимых для наблюдения эффекта. Адекватная теория была разработана позднее Сэваджем, Кармичелом и Волсом<sup>14</sup> (1982) и подробно изложена в работе Гамильтона<sup>15</sup> (1983).

движению, т.е. оптической поляризационной турбулентности. В более поздней работе Кармичел, Сэвадж и Волс<sup>24</sup> (1983) обнаружили сложную структуру хаоса с «окнами» периодического движения, свойственную аттрактору Лоренца или осциллятору Дуффинга (см. например, работу<sup>25</sup> (1984)).

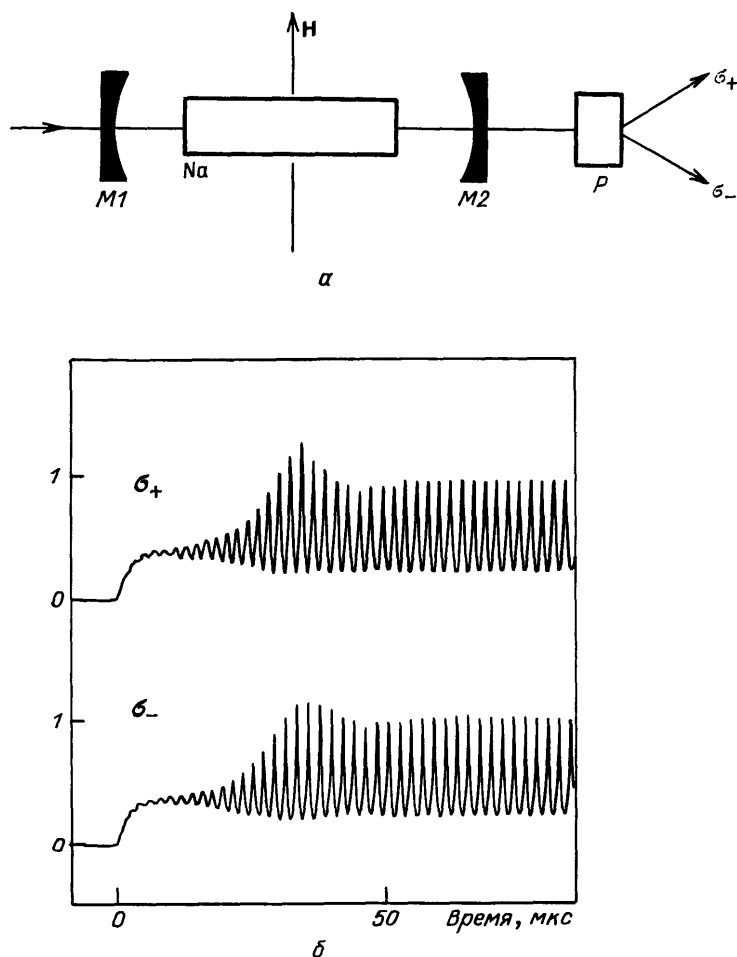


Рис. 5.  $\Lambda$ -атом в резонаторе Фабри — Перо в поперечном магнитном поле<sup>23</sup> (а); осциллограмма установления автоколебательного режима для интенсивностей циркулярных компонент излучения  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  на выходе из резонатора с натриевой кюветой во внешнем магнитном поле  $H$ , превышающем критическое значение; отметим противофазные колебания интенсивностей компонент  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ ; нуль по шкале времени соответствует моменту включения лазера;  $P$  — поляризационная призма,  $M_1$  —  $M_2$  — зеркала резонатора. Излучение на входе в резонатор линейно поляризовано (б)

Арекки, Курман и Полити<sup>26</sup> (1983) нашли мультистабильные (би- и квад-ростабильные решения) при учете когерентности основных состояний системы. Джусфреди, Сальери, Чекки, Арекки<sup>27</sup> (1985) исследовали резонатор Фабри — Перо с натриевыми парами без буферного газа в условиях конкуренции переходов между уровнями сверхтонкой и зеемановской структуры, обеспечивающей наличие мультистабильных состояний поляризации. Такая система существенно отличается от простого  $\Lambda$ -атома. Сложные гистерезисные кривые получены при сканировании частоты, изменении температуры и магнитного поля. Влияние насыщения переходов, плотности паров и настройки резонатора на гистерезисные циклы экспериментально изучала Джакобино<sup>28</sup> (1985). Спонтанное нарушение поляризационной симметрии в атомных парах при переходах  $J = 1/2 \rightarrow J = 3/2$  рассмотрели Адонц, Джотян, Канецян<sup>29</sup> (1984). Исследованиям поляризационной неустойчивости в кольцевом резо-

наторе посвящены работы Гамильтона, Бэллага, Сэндла<sup>30</sup> (1982), Арешева, Розанова, Муриной, Субашиева<sup>31</sup> (1982) и<sup>32</sup> (1983).

Китано, Ябузаки и Огава<sup>33</sup> (1984) обнаружили, что оптические поляризационные неустойчивости в  $\Delta$ -системе могут иметь место и без резонатора Фабри — Перо. Задержанная обратная связь, необходимая для возникновения хаоса, может быть получена с пластинкой  $\lambda/8$  и зеркалом, возвращающим значительную часть излучения обратно в кювету с газом (рис. 6). На этом примере можно просто и наглядно показать причины возникновения оптической поляризационной турбулентности (хаоса). Намагниченность  $M_z$  в направлении «по лучу» пропорциональна разности населенностей между подуровнями основного состояния и может быть получена из балансного уравнения.

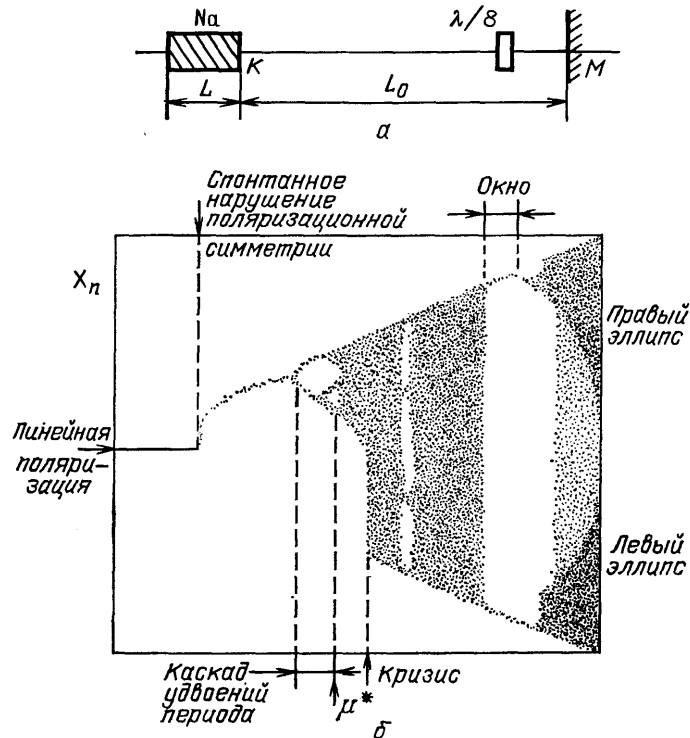


Рис. 6. Поляризационный хаос в оптической безрезонаторной системе. *a* — Оптическая схема, предлагаемая для наблюдения поляризационного хаоса<sup>32</sup>; кювета *K* содержит газ двухуровневых атомов ( $\Delta$ -система), например пары натрия; зеркало *M* возвращает часть света обратно в кювету через пластинку  $\lambda/8$ . *б* — При больших длинах линии задержки  $L_0$  описание намагниченности газа сводится к дискретному отображению  $X_{n+1} = \mu \sin X_n$ , где  $\mu$  играет роль интенсивности света; на бифуркационной диаграмме хаотическое изменение  $X$  в области  $\mu > \mu^*$  соответствует хаотическому поведению намагниченности газа, фарадеевского вращения и, следовательно, хаотизации поляризации за выходным зеркалом *M*

Если нормализованная интенсивность правополяризованного света  $I_+$  велика по сравнению с  $I_-$  и затуханием  $\Gamma/\sigma$ , то световое поле ориентирует по спине вдоль луча все атомы. Поляризация света в кювете поворачивается на угол, пропорциональный намагниченности и толщине кюветы  $L$ , изменение поляризации света приводит к изменению условий отражения излучения для системы зеркало — волновая пластинка. С учетом запаздывания на время  $t_R = 2L_0/c$  в оптической линии задержки на пути от кюветы к зеркалу и обратно можно получить самосогласованное уравнение для нормированной намагниченности  $m_z = M_z/M_0$ , определяющей поляризацию на выходе из системы (через зеркало):

$$\frac{dM_z(t)}{dt} = -(\Gamma + 2\sigma I_0) m_z(t) + R\sigma I_0 \sin [2klm_z(t - t_R)].$$



При достаточно большой задержке  $t_R$  линейной заменой переменных это уравнение может быть сведено к дискретному отображению

$$X_{n+1} = \mu \sin X_n,$$

где

$$X = 2klm_z \text{ и } \mu = 2klRI_0(\Gamma + 2I_0)^{-1};$$

$k$  — функция отстройки от резонанса.

Используя даже карманный калькулятор, можно убедиться, что указанное отображение демонстрирует хаотическое поведение (см. рис. 6, б). По какой из двух ветвей противоположной симметрии пойдет система в точке  $\mu = 1$  при адиабатическом изменении нормированной интенсивности  $\mu$ , определяется малыми флуктуациями в системе (спонтанные нарушения симметрии), например флуктуациями входной поляризации (система симметрична относительно замены  $X$  на  $-X$ , т.е. замены правовращающего поляризационного эллипса на левый). При изменении интенсивности света наблюдаются каскады удвоения периода, а затем функция поляризации от времени приобретает хаотический характер (поляризационная турбулентность). Более детальный анализ показывает, что хаотическое движение в такой системе демонстрирует так называемые «кризисы в хаосе»<sup>34</sup>, когда размер хаотического аттрактора (амплитуда поляризационных флуктуаций) может резко увеличиваться при малом изменении интенсивности.

Ябузаки, Окамото, Китано, Огава<sup>35</sup> (1984) экспериментально исследовали безрезонаторную  $\Lambda$ -систему (пары натрия с буферным газом) по оптической схеме рис. 6, а, но без оптической линии задержки. Хаотические движения в этом случае наблюдать не удалось, но система демонстрирует спонтанное нарушение симметрии. Как и в резонаторе Фабри — Перо, поперечное магнитное поле вызывает колебательные движения поляризации с частотой, близкой к ларморовской. Переходы (прыжки) между двумя устойчивыми ветвями (эллиптическими поляризациями с противоположными знаками) при изменении параметров не происходят, однако они могут быть вызваны дополнительным импульсом циркулярно поляризованного света. После тщательной юстировки системы, т.е. точной установки относительной ориентации поляризующей призмы и оси волновой пластинки, при достижении пороговой интенсивности разрушение симметрии (выход на одно из симметричных эллиптических решений) сопровождается «шумом выбора», который можно наблюдать около минуты. Если в цепи обратной связи заменить пластинку  $\lambda/8$  на комбинацию четвертьволновой и линейного поляризатора (призмы Глана), то система будет демонстрировать поляризационный гистерезис.

Маккорд и Балаг<sup>36</sup> (1985) указали на практически интересную возможность эффективного управления интенсивностью поляризованного по кругу пучка посредством второго луча, имеющего противоположный знак циркулярной поляризации за счет механизма селективной накачки в  $\Lambda$ -атомах.

Оптические переходы в  $\Lambda$ -атомах, как уже указывалось, происходят без изменения полного момента ( $J = 1/2 \rightarrow J = 1/2$ ). Баллаг, Джэйн<sup>37</sup> (1984), Париггер, Хэннафорд, Сэндл и Баллаг<sup>38</sup> (1985) обратили внимание на интересные поляризационные явления, которые могут наблюдаться в резонаторах Фабри — Перо, заполненных атомарным паром, при возбуждении переходов с изменением полного момента ( $J = 1 \rightarrow J = 0$ ). Такая атомная система принципиально отлична от  $\Lambda$ -системы. Поляризационная асимметрия здесь спонтанно не зарождается по причине зеемановской когерентности на уровне с  $J = 1$ . Однако при наложении продольного магнитного поля, разрушающего зеемановскую когерентность основного состояния, можно наблюдать интенсивностно-поляризационный гистерезис. В качестве объекта исследования выбраны пары самария (переход  $^7F_1 \rightarrow ^7F_0$ ,  $\lambda = 570,68$  нм). Схема эксперимента аналогична представленной на рис. 5, но магнитное

поле приложено не поперек луча, а вдоль, по схеме Фарадея. Результаты детального экспериментального исследования содержатся в работе Париггера, Хэннафорда и Сэндла<sup>39</sup> (1986), где, в частности, исследуются режимы переключения поляризации. Правополяризованная компонента излучения — неоднозначная функция интенсивности левополяризованной, а при инверсии направления магнитного поля ситуация зеркально меняется. Иными словами, можно говорить о поляризованной бистабильности, управляемой магнитным полем.

В настоящее время публикация работ по вопросам поляризационной неустойчивости в резонаторах Фабри — Перо, заполненных атомарными газами, практически полностью прекратилась. Однако основные идеи, выдвинутые в области поляризационного хаоса и поляризационной мультистабильности при исследовании  $\Lambda$ -атомов, оказались плодотворными при изучении других систем.

**3. Предельные направления поляризации, осцилляции поляризации, поляризационные мультистабильность и хаос в кубических кристаллах.** В линейной оптике поляризация волны, распространяющейся в произвольном направлении негиротропного кубического кристалла ( $m\bar{3}m$ ,  $m\bar{3}$ ,  $\bar{4}3m$ ),

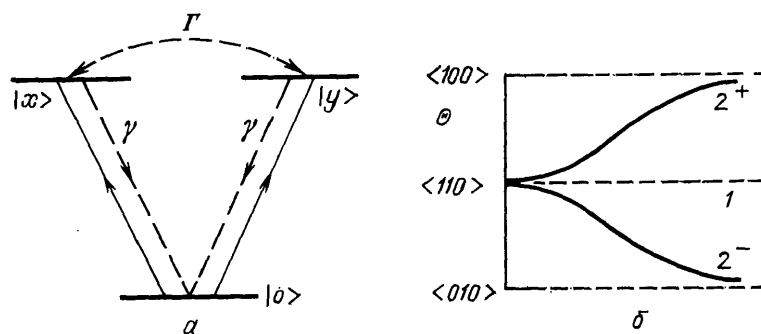


Рис. 7. «Мягкое», беспороговое спонтанное нарушение поляризационной симметрии в кубическом кристалле. а — Модель примеси в локальном поле кубического кристалла<sup>3</sup> —  $\nabla$ -система с трехкратно вырожденным возбужденным уровнем (состояние  $|z\rangle$  не показано); заселение уровней  $|x\rangle$  и  $|y\rangle$  происходит излучением, поляризованным по оси  $x$  и  $y$  соответственно/ б — «Мягкое» спонтанное нарушение поляризационной симметрии в диссипативном кубическом кристалле (отлична от нуля мнимая часть анизотропной части тензора  $\chi^{(3)}$ ); по горизонтальной оси  $I$  — интенсивность света на входе в кристалл, по вертикальной  $\theta$  — направление поляризации световой волны как функция координаты  $z$  в кристалле; ветвь 1 — неустойчивая, ветви  $2^+$  и  $2^-$  — устойчивые собственные нелинейные поляризации; на начальном участке  $\theta \sim \theta_0 \exp(\eta I z)$

сохраняется \*). Исследуя диссипативные механизмы нелинейного резонансного взаимодействия света с примесными уровнями в кубических кристаллах, имеющих трехкратно вырожденное возбужденное состояние, преобразующееся по векторному представлению кубической группы (рис. 7), Дыкман и Тарасов (см. <sup>3</sup> (1977) и <sup>41</sup> (1978)) обратили внимание на существование нового поляризационного эффекта: линейно поляризованный луч, идущий вдоль оси симметрии четвертого порядка кристалла (например,  $\langle 001 \rangle$ ), сохраняет состояние поляризации, только когда вектор электрического поля направлен вдоль  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 010 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$ ,  $\langle \bar{1}\bar{1}0 \rangle$ . Насыщение примесных уровней в волне, поляризация которой отлична от любой из указанных, сопровождается поворотом вектора поляризации к ближайшему из направлений  $\langle 100 \rangle$  или  $\langle 010 \rangle$ : сильнее поглощается более слабая компонента поля  $E_x$  или  $E_y$ . Поляризации  $\langle 110 \rangle$  или  $\langle \bar{1}\bar{1}0 \rangle$  неустойчивы: малейшая флуктуация экспоненци-

\*) При учете эффектов, обусловленных пространственной дисперсией второго порядка, в кубических кристаллах возможно слабое двулучепреломление, наблюдаемое экспериментально (см. подробнее<sup>40</sup>). Эффекты пространственной дисперсии первого порядка будут рассмотрены в разделе 4.

ально возрастает с толщиной образца, стремясь к ближайшей оси симметрии четвертого порядка. Таким образом, система склонна к мягкому беспороговому спонтанному нарушению поляризационной симметрии (первое экспериментальное наблюдение описано в работе <sup>42</sup>).

Жданов, Желудев, Ковригин и Яковлев <sup>43</sup> (1980) в более общей форме связали нелинейное преобразование поляризации в кубических кристаллах со знаком анизотропной комбинации тензора кубической нелинейной восприимчивости  $\Delta\chi^{(3)} = \chi_{1111}^{(3)} - 3\chi_{1122}^{(3)}$  и, экспериментально исследуя ориентационную зависимость нелинейного самовращения плоскости поляризации в арсениде галлия ( $\bar{4}3m$ ), обнаружили устойчивые и неустойчивые (отталкивательные) собственные поляризационные состояния для линейно поляризованного света. Этот вопрос был детально теоретически проанализирован Ждановым, Желудевым, Ковригиным, Яковлевым <sup>44</sup> (1981), Желудевым <sup>45</sup> (1981) и Желудевым, Петренко <sup>46,47</sup> (1984) для кристаллов высшей и средней категорий.

Анизотропия тензора нелинейной восприимчивости третьего порядка присуща всем кубическим кристаллам, где, в отличие от изотропной среды, комбинация компонент  $\Delta\chi^{(3)}$ , вообще говоря, отлична от нуля. Вклад в формирование анизотропной части дают не только примесные переходы, но и межзонные переходы, а также переходы с участием экситонных состояний \*).

Если поляризация отлична от собственной, ее структура по мере распространения света в среде трансформируется: поляризация поворачивается к ближайшему устойчивому направлению, скорость вращения зависит от величины мнимой части анизотропной части кубической нелинейной восприимчивости  $\text{Im } \Delta\chi^{(3)}$  и интенсивности света. Кроме того, возникает самоиндуцированная эллиптичность, зависящая от интенсивности, толщины кристалла, а также действительной части анизотропной части тензора  $\chi^{(3)}$ . Знак  $\text{Re } \Delta\chi^{(3)}$  определяет направление обхода эллипса концом вектора электрического поля \*\*). Знак анизотропной части тензора  $\chi^{(3)}$  зависит не только от типа кристалла, но и может меняться при сканировании длины волны излучения. В принципе, такая зависимость порождает совершенно новый тип поляризационных эффектов — спектрально-поляризационную неустойчивость. Малые изменения длины волн света в районе  $\Delta\chi^{(3)} = 0$  вызывают «переключение» устойчивых и неустойчивых осей и, следовательно, переключение поляризации на выходе из кристалла, принципиально вплоть до  $45^\circ$ . Масштаб эффекта определяется значением производной  $\partial \text{Im } \{\Delta\chi^{(3)}\} / \partial \lambda$ . Эта величина измерена для арсенида галлия ( $T = 300$  К,  $\partial \text{Im } \Delta\chi^{(3)} / \partial \lambda \simeq \simeq 10^{-9}$  СГС/мкм <sup>48</sup>). Нагрев кристалла также может приводить к изменению знака анизотропии; например, в арсениде галлия точка нелинейной изотропии ( $\Delta\chi^{(3)}(v_0) = 0$ ) смещается в красную область при увеличении температуры со скоростью  $\partial v_0 / \partial T \approx 3$  см<sup>-1</sup>/град. Эффект существенен для лазеров с относительно длинными импульсами, успевающими заметно разогреть кристалл: с ростом интенсивности из-за лучевого нагрева должны наблюдаться взаимная смена устойчивых и неустойчивых состояний поляризации и скачки поляризации в течение лазерного импульса (тепловая поляризационная неустойчивость). Разделение эффектов на самоиндуцированный поворот и самоиндуцированную эллиптичность правомерно только при малых нелинейных преобразованиях. В условиях сильного преобразования поляризации наступает неаддитивное перемешивание вкладов различных поляризационных эффектов самовоздействия (см. <sup>51</sup> (1982), <sup>8</sup> (1984)), основные особенности которого рассмотрены в работе <sup>51</sup> на примере кристаллов симметрии

\*) Детальный обзор причин, приводящих к нелинейной анизотропии непосредственно не соответствует целям настоящего обзора. По этому предмету см. работы <sup>42,48,50</sup>.

\*\*) Преобразование линейной поляризации возникает и при отражении от кубического кристалла; здесь, однако,  $\text{Re } \Delta\chi^{(3)}$  определяет самоиндуцированное вращение,  $\text{Im } \Delta\chi^{(3)}$  — самоиндуцированную эллиптичность. Эффект экспериментально обнаружен при отражении от поверхности  $\langle 001 \rangle$  кристалла GaAs (см. <sup>62</sup> (1988)).

цинковой обманки с учетом пространственной дисперсии нелинейности (см. раздел 4). Показано, что линейная на входе в среду поляризация стремится стать круговой, причем знак вращения зависит от ориентации начальной поляризации относительно осей симметрии кристалла и соотношений между компонентами тензора нелинейных восприимчивостей, малое изменение направления поляризации в районе неустойчивой собственной нелинейной поляризации вызывает сильное изменение поляризации на выходе — от право- до левополяризованной циркулярной волны. Задача поиска собственных нелинейных поляризаций в самовоздействии может быть решена в общем виде, без конкретизации характера нелинейности (достаточно предположить только, что  $|D^{nl}| \ll |D^l|$ , где  $D^l$ ,  $D^{nl}$  — линейная и нелинейная части электрической поляризации среды). Если мы ограничимся анализом распространения поперечных волн в кубических кристаллах и в двулучепреломляющих средах вдоль оптической оси, то условием на собственную нелинейную поляризацию будет выполнение следующей пропорции<sup>44–46</sup>

$$\frac{D_+^{nl}}{E_+} = \frac{D_-^{nl}}{E_-};$$

здесь  $D_{\pm}^{nl} = D_x^{nl} \pm iD_y^{nl}$ ;  $E_{\pm} = E_x \pm iE_y$ . Нелинейная индукция  $D^{nl}$  рассчитывается по полям  $E$  невозмущенной (линейной) задачи, т. е. с учетом линейного поглощения и гиротропии. Решения для компонент электрического поля, удовлетворяющие этой пропорции (заметим, что приравниваются комплексные числа), соответствуют поляризационным состояниям, которые не претерпевают зависящего от интенсивности изменения на фоне естественной гиротропии. Разумеется, если мы ищем собственные волны с линейной поляризацией, среда должна быть негиротропной.

Дыкман и Тарасов<sup>53</sup> (1982), Балащенко, Козлов<sup>54</sup> (1984) и Юмото, Оцука<sup>55</sup> (1985) методом анализа фазовых траекторий показали, что при некоторых соотношениях между компонентами тензора нелинейной восприимчивости в бездиссипативном кубическом кристалле возникает пространственная осцилляция эллипса поляризации вокруг осей симметрии кристалла. Сала изящно сформулировал поляризационную нелинейно-оптическую задачу для вектора Стокса \*), сведя рассмотрение к решению совокупности связанных нелинейных уравнений<sup>58</sup> (1984). Грегори и Вабниц<sup>59</sup> (1986) и независимо Тратник и Сайп (см. <sup>60</sup> (1986) и <sup>61,62</sup> (1987)) обнаружили глубокую аналогию между уравнениями для вектора Стокса в поляризационной задаче и уравнением Эйлера для углового момента твердого тела, вращающегося вокруг неподвижной точки, и с задачей «пропеллер-аэроплан»<sup>16</sup>. Видимо, система связанных уравнений Эйлера для вектора Стокса — наиболее красивая и универсальная форма записи соотношений поляризационной нелинейной оптики бездиссипативных систем. Нелинейность здесь состоит в том, что «частота прецессии», т. е. пространственный период колебаний поляризации, зависит от величины «прецессирующего вектора», т. е. интенсивности света. Следует ожидать, что переход к описанию систем с поглощением приведет к соотношениям типа уравнений движения твердого тела с одной закрепленной точкой с учетом трения; в этом случае даже малое трение может приводить к потере устойчивости и обогащению спектра дви-

\*) Аппарат 4-вектора Стокса  $S_i$  — один из возможных и весьма удобных способов описания поляризации света (см., например, работы Борна, Вольфа<sup>36</sup> (1973) и Розенберга<sup>37</sup> (1977)). Если компоненты поля электромагнитной волны заданы в декартовой системе, то  $S_i = E \hat{\sigma}_i E^*$ , где  $\hat{\sigma}_i$  — спинорные матрицы Паули:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}.$$

жения низкочастотными компонентами (так называемая «вековая неустойчивость»; см., например, <sup>64</sup>).

Вернемся к рассмотрению кубических кристаллов. Следуя работе Грегори и Вабница <sup>59</sup>, уравнение для вектора Стокса волны, идущей вдоль направления  $\langle 001 \rangle$  в кубическом кристалле будет записано в виде

$$\frac{d\mathbf{S}}{dz} = [\Omega_{nl}(\mathbf{S}) \mathbf{S}],$$

где вектор

$$\Omega_{nl} = 4\pi k_0 \chi_{1212}^{(3)} \left\{ 0, \left( 1 - \frac{\Delta\chi^{(3)}}{2\chi_{1212}^{(3)}} \right) S_2, -\frac{\Delta\chi^{(3)}}{2\chi_{1212}^{(3)}} S_3 \right\}.$$

В бездиссипативном случае переменные разделяются, и описание эволюции  $S_1 = |E_x|^2 + |E_y|^2$  сводится к уравнению Дуффинга без затухания и правой части

$$\frac{d^2 S_1}{dz^2} + \alpha S_1 + \beta S_1^3 = 0.$$

Таким образом, имеет место интересная пространственно-временная аналогия: изменение поляризационных параметров с толщиной образца аналогично колебаниям груза на нелинейной (негуковской) пружине. Бездиссипативное уравнение Дуффинга точно решается в эллиптических функциях Якоби, т. е. при любых параметрах задачи хаотического изменения поляризации с ростом толщины нет. Общую форму записи уравнений для вектора Стокса в средах с центром и без центра инверсии вдоль направлений, являющихся поворотными осями второй, третьей, четвертой, пятой (и выше) симметрии, рассмотрели Тратник и Сайп (см. <sup>60</sup> (1986), <sup>61</sup> (1987)). Случай кубического кристалла соответствует поворотной оси четвертого порядка. Оказывается, что во всех бездиссипативных средах имеется по крайней мере два интеграла движения: интенсивность света и более сложный интеграл, вовлекающий интенсивность в свободную энергию системы. Фактически это означает, что даже в наиболее общем случае система уравнений Эйлера для трех компонент вектора Стокса интегрируема и хаотических решений для задачи поляризационного самовоздействия нет.

Распределение поляризационных параметров вдоль луча с непрерывным спектром по пространственным частотам (поляризационный хаос) возникает в анизотропных кубических кристаллах при анализе более сложной модели. Юмото и Оцука <sup>55</sup> (1985) а также Грегори и Вабниц <sup>59</sup> (1986) рассмотрели встречное распространение двух пучков одинаковой частоты в кубическом кристалле (два связанных нелинейных уравнения Эйлера для параметров Стокса) и определили собственные нелинейные поляризации стационарной задачи: в зависимости от начальных параметров поляризаций для волн, входящих в кристалл с противоположных направлений, и в зависимости от отношений компонент тензора кубической нелинейной восприимчивости среды существуют два решения для пропорции между интенсивностями этих волн, определяющие собственные нелинейные поляризации. Однако при любом отношении интенсивностей и положительной анизотропии нелинейной рефракции волны, поляризованные вдоль биссектрис между осями симметрии четвертого порядка, — всегда собственные нелинейные волны. Не изменяют поляризацию и две встречные циркулярные волны одинаковой или противоположной киральности для любого соотношения между компонентами тензора нелинейной восприимчивости. Во всех остальных случаях, если поляризации или интенсивности лучей отличаются, при достижении порогового уровня возбуждения в среде возникает пространственный поляризационный хаос (аналогия с развитием во времени колебаний двух связанных нелинейных осцилляторов). Тратник и Сайп (см. <sup>60</sup> (1986), <sup>62</sup> (1987) и <sup>63</sup> (1988)) показали, однако, что только в случае распространения световых лучей (прямого и встречного) вдоль осей симметрии, отличных от  $C_n$  ( $n =$

$= 1, 2, 4$ ), существует необходимое количество интегралов движения, достаточное для полного интегрирования уравнений для вектора Стокса. Иными словами, как и любой динамический хаос, поляризационный хаос является следствием «избытка свободы» при встречном распространении лучей в кубических кристаллах. Симметричный анализ поляризационной бистабильности в топологическом аспекте проводился также Дыкманом<sup>65</sup> (1986).

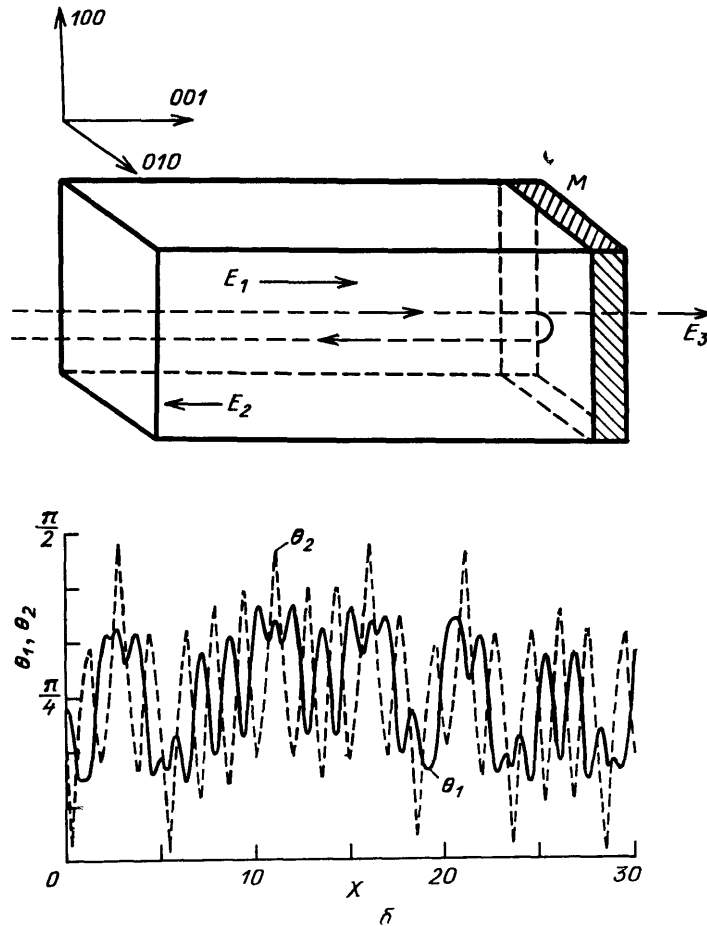


Рис. 8. Пространственная поляризационная неустойчивость в кубическом кристалле при встречном взаимодействии двух волн<sup>66</sup>. а — Схема для наблюдения «срывной» поляризационной неустойчивости с отражением от зеркала М. б — Распределение поляризации вдоль координаты кристалла  $x$ ;  $\theta_1$  и  $\theta_2$  — углы поворота поляризации для «прямой» и «обратной» волн соответственно в режиме «пространственный поляризационный хаос» (стационарная задача)

Хаотическое распределение поляризации в объеме кубического кристалла при взаимодействии двух встречных волн — новый вид детерминистической неустойчивости в консервативных системах, названной авторами работы<sup>55</sup> «срывной» (frustrated): малейшее изменение интенсивности или поляризации одного из лучей «на входе» в кристалл сопровождается непредсказуемым, порою очень резким изменением поляризации «на выходе».

Встречное распространение лучей может быть результатом отражения от внешнего или напыленного на грани кристалла зеркала. По существу, именно такой случай (наряду с резонатором Фабри — Перо, содержащим нелинейный кристалл) наиболее важен практически. Оцука и Юмото<sup>66,67</sup> (1986) рассмотрели такую конфигурацию, указав условия и области возникновения оптической поляризационной пространственной турбулентности (рис. 8).

Первые экспериментальные исследования срывной поляризационной неустойчивости были выполнены Желудевым, Задояном, Макаровым и соавторами<sup>68,69</sup> (1983), Довченко<sup>70</sup> (1984), Довченко, Желудевым, Задояном, Макаровым<sup>71</sup> (1984), исследовавшими поляризационное самовоздействие пикосекундных импульсов света в резонаторе Фабри — Перо. Время обхода резонатора составляло 20 пс, длительность импульса — 40 пс, т. е. такой случай близок скорее к случаю двух встречно распространяющихся пучков — падающего на кристалл и отраженного от заднего зеркала резонатора (рис. 9).

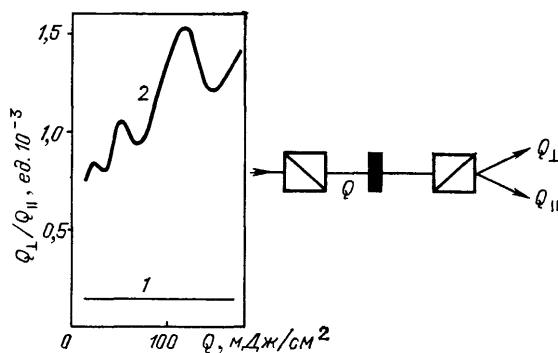


Рис. 9. Экспериментальные данные по «срывной» поляризационной неустойчивости в кубических кристаллах<sup>49,70,71</sup>. Представлена зависимость интегральной степени депolarизации  $Q_{\perp}/Q_{\parallel}$  (отношение энергии ортогональной и параллельной компонент поляризаций в импульсе) от плотности энергии импульса накачки  $Q$  после взаимодействия пикосекундного светового импульса с резонатором Фабри — Перо, состоящим из кристалла арсенида галлия с зеркалами, напыленными на гранях  $\langle 001 \rangle$  ( $r = 80\%$ ), при различных входных поляризациях (база резонатора  $d = 900$  мкм). Кривая 1 соответствует исходной ориентации поляризации вдоль направления  $\theta = \pi/4$ , которое является собственной нелинейной поляризацией. Коэффициент экстинкции в этом случае  $\sim 3 \cdot 10^{-4}$  не зависит от интенсивности и определяется качеством поляризационных призм. Кривая 2 соответствует  $\theta = \pi/8$ . Заметим немонотонный рост депolarизации от накачки

Детальный анализ квазистационарных поляризационных режимов кольцевого оптического резонатора, содержащего кубический кристалл, обладающий отличной от нуля нелинейной анизотропией, проведен Дыкманом и Тарасовым<sup>72,73</sup> (1984) для механизмов нелинейности, связанных с насыщением поглощения примесных центров и двухфотонным поглощением. Собственные нелинейные поляризации, их устойчивость, тип бифуркационных кривых и условия спонтанного нарушения поляризационной симметрии изучены для диссипативного ( $\text{Im } \Delta\chi^{(3)} \neq 0$ ) и реактивного ( $\text{Re } \Delta\chi^{(3)} \neq 0$ ) механизмов оптической нелинейности. В качестве среды для наблюдения оптической поляризационной бистабильности рассматривается кристалл KCl и центрами окраски  $F_A(\text{Li})$ , для которого оптическая бистабильность на «медленной» нелинейности центров окраски может наблюдаться при очень низких уровнях оптического воздействия ( $\sim 1$  мВт), а процессы установления находятся в диапазоне длительностей порядка десятков секунд. Юмото и Оцука предлагают в качестве возможного кандидата для наблюдения «срывной» поляризационной неустойчивости кристалл KTN ( $\text{KTa}_x\text{Nb}_{1-x}\text{O}_3$ ), имеющий нелинейную анизотропию на уровне  $\Delta\chi^{(3)} \sim 10^{-13}$  СГСЭ<sup>74</sup>. Поляризационная турбулентность здесь, видимо, может наблюдаться при интенсивностях порядка 4 ГВт/см<sup>2</sup>. В настоящее время нелинейная анизотропия измерена в ряде кубических кристаллов. Наибольшего значения анизотропная часть тензора  $\chi^{(3)}$  достигает вблизи однофотонного резонанса поглощения в арсениде галлия ( $\Delta\chi^{(3)} \sim 10^{-6} - 10^{-7}$  СГСЭ), где регистрируется «гигантское» самоиндуцированное изменение поляризации с удельной константой, превышающей 10 000 град/см<sup>75,76</sup>, и наблюдение срывной поляризационной неустойчивости, видимо, возможно при интенсивностях  $\sim 10$  МВт/см<sup>2</sup>.

Выше в этом разделе мы рассматривали пространственные распределения поляризации световой волны в анизотропной нелинейной среде, т. е. интересовались «пространственной» поляризационной неустойчивостью. Возможность наблюдения поляризационной неустойчивости в кубических кристаллах «во времени» предсказали Ахманов, Желудев, Свирко<sup>77</sup> (1982). Этот вопрос анализировали Желудев, Петренко, Свирко, Филиппова<sup>8</sup> (1984) и Ахманов, Желудев<sup>49</sup> (1986). Условия наблюдения «пространственной» и «временной» поляризационных неустойчивостей различны. Если первая может возникнуть в системе при достаточно большом уровне нелинейного преобразования поляризации света (высокая интенсивность излучения или длина кристалла) при наличии обратной связи (резонатор) или встречной волны, то неустойчивость, рассмотренная в работе<sup>77</sup>, может наблюдаться локально, без внешней обратной связи или резонатора (intrinsic polarization instability), на каждой отдельной молекуле среды. Здесь, однако, важно, чтобы кубическая нелинейность молекулярных осцилляторов была достаточно велика. Генезис временной поляризационной неустойчивости ясен, например, из модели среды, состоящей из пар ортогональных невзаимодействующих нелинейных осцилляторов, возбуждаемых соответственно различными ортогональными компонентами поляризации (модель кубического кристалла)\*): гистерезис в уровне возбуждения каждого из ортогональных осцилляторов порождает гистерезис в поглощении ортогональных компонент светового поля и, следовательно, поляризационный гистерезис. Численное моделирование поведения нелинейного осциллятора и системы из связанных осцилляторов в поле внешней силы приводит, как известно, к хаотическим решениям, т. е. в кубическом кристалле должен возникать «временной» поляризационный хаос. Условием его наблюдения является выполнение требования  $|\chi^{(3)}| |E^2| \sim 1$ . При низкой плотности нелинейных центров в кристаллической матрице поляризационная неустойчивость может иметь малую амплитуду, поскольку в данном случае механизм ее возникновения локализован, а суммарный эффект будет пропорционален плотности нелинейных центров.

Поляризационная неустойчивость в кубических кристаллах — на наш взгляд, один из случаев наиболее важных практически с точки зрения разработки элементов управления света светом с поляризационным кодированием информации. Простота системы и развитая технология сильнонелинейных полупроводниковых кубических кристаллов, таких как кремний, германий, арсенид галлия, тройной раствор ртуть-кадмий-теллур, открывает широкие перспективы в различных спектральных диапазонах.

**4. Поляризационная неустойчивость в средах с нелинейной гиротропией.** Несомненный интерес, в особенности для нелинейной оптики биологических объектов и спектроскопии экситонов в твердых телах, представляет круг исследований по поляризационной неустойчивости, связанной с нелинейной гиротропией, т. е. пространственной дисперсией нелинейности. Простейшее проявление нелинейной гиротропии — зависимость естественной оптической активности изотропной среды от интенсивности<sup>8</sup> (1967). Ковригин, Яковлев, Жданов, Желудев<sup>43,44</sup> (1981) показали, что пространственная дисперсия нелинейности, вводимая в феноменологическое описание через тензор  $P_i = \gamma_{ijklm}^{(3)} E_j E_k \nabla_m E_l$ , может приводить к самоиндуцированному повороту поляризации и для негиротропных кристаллов, например симметрии  $\bar{4}3m$ . Более подробный анализ нелинейной гиротропии провели Желудев<sup>45</sup> (1981) и Желудев, Петренко<sup>46,47</sup> (1984). При слабом поляризационном самовоздей-

\*) Осцилляторные классические модели нелинейной среды для описания амплитудных эффектов «внутренней» оптической бистабильности (intrinsic bistability) использовались рядом авторов (см., например, работы Флитцаниса, Танга<sup>78</sup> (1980), Голдстоуна, Гармай<sup>78,80</sup> (1984) и Макарова, Матвеевой<sup>81</sup> (1987)).



ствии изменения поляризации, обусловленные нелинейной анизотропией ( $\Delta\chi^{(3)}$ ) и нелинейной гиротропией ( $\gamma^{(3)}$ ), аддитивны.

Отметим важное различие нелинейного вращения плоскости поляризации света, связанное с нелинейной анизотропией и нелинейной гиротропией. Поворот плоскости поляризации, обусловленный отличием от нуля анизотропной компоненты мнимой части тензора  $\chi^{(3)}$ , P-четен, т. е. имеет симметрию, аналогичную вращению Фарадея: малый угол нелинейного поворота удваивается при прохождении туда — обратно. Эффект, связанный с пространственной дисперсией нелинейности, P-нечетен, аналогичен «сахарному» вращению — компенсируется при обратном проходе света. Пространственно-дисперсионное вращение бездиссипативно (реактивно), т. е. T-инвариантно, протекает в термодинамически обратимых условиях. Нелинейный поворот поляризации, связанный с анизотропией кубического кристалла, имеет диссипативную природу, необратим, т. е. T-неинвариантен \*).

Учет пространственной дисперсии нелинейности может привести (например, в кристаллах симметрии цинковой обманки) к изменению собственных нелинейных поляризаций при инверсии направления распространения света.

Нелинейная гиротропия ярко проявляется в средах с сильной нелокальностью нелинейного отклика. В качестве параметра пространственной дисперсии, определяющего масштабы нелокальности, выступает отношение характерного микроскопического размера в среде ( $\delta$ ), например в нерезонансном случае параметра решетки кристалла, к длине волны. Соответствующая восприимчивость может быть оценена<sup>48</sup> как  $\gamma^{(3)} \sim \delta\chi^{(3)}$ . При этой причине эффекты пространственной дисперсии нелинейности и связанная с ними поляризационная неустойчивость могут быть существенны в первую очередь в холестерических жидких кристаллах вблизи точки фазового перехода в изотропное состояние ( $\delta/\lambda \sim 10^{-1}$ ), киральных биологических макромолекулах ( $\delta/\lambda \sim 10^{-1}$ ), вблизи экситонных и биэкситонных резонансов поглощения в полупроводниках ( $\delta/\lambda \sim 10^{-2} - 2 \cdot 10^{-2}$ ).

В настоящее время по вопросу влияния нелинейной гиротропии на поляризационную неустойчивость выполнено лишь небольшое число работ. Макаров, Матвеева, Соольниц<sup>83</sup> (1986) и Макаров, Матвеева<sup>84</sup> (1988) рассмотрели изотропную нелинейную гиротропную среду (вращательная способность зависит от интенсивности), помещенную в кольцевой оптический резонатор. Учет пространственной дисперсии нелинейности сильно изменяет картину поляризационной неустойчивости по сравнению со случаем негиротропной нелинейной среды<sup>31,32</sup>, что наиболее ярко проявляется при линейной поляризации возбуждающего света: жесткое спонтанное нарушение поляризационной симметрии, свойственное негиротропным, право-левосимметричным нелинейным средам в резонаторе, здесь нарушается, «размягчается» киральным нелинейно-оптическим взаимодействием: даже при малых интенсивностях выходящее излучение эллиптически поляризовано. При больших интенсивностях (выше порога спонтанного нарушения симметрии в негиротропной системе) зависимость интенсивности и поляризационных характеристик выходящего излучения от уровня накачки проявляется очень сильно: нелинейная гиротропия обеспечивает появление новых замкнутых ветвей зависимости поляризации — интенсивность, смещает области устойчивости, возникают автоколебания.

Ахманов, Желудев, Свирко<sup>77</sup> (1982) рассчитали нелинейную восприимчивость ансамбля хаотически ориентированных зеркально-несимметричных молекул одного знака киральности в предположении, что каждая из молекул описывается нелинейной моделью Куна — совокупностью ортого-

\*) Симметрия других электро-магнитно-оптических поляризационных эффектов подробно рассмотрена в работе Барановой, Богданова, Зельдовича<sup>82</sup> (1977), терминологией которой мы здесь воспользовались.

нальных взаимодействующих осцилляторов, находящихся в поле электромагнитной волны:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 \dot{x} + \xi x + \frac{a}{3!} x^3 + \frac{b}{3!} (y^3 + 3x^2 y) + cxy^2 = \frac{eE_x}{m} e^{-ik_z D/2} + \text{к.с.},$$

$$\ddot{y} + \omega_0^2 \dot{y} + \xi y + \frac{a}{3!} y^3 + \frac{b}{3!} (x^3 + 3y^2 x) + cyx^2 = \frac{eE_y}{m} e^{ik_z D/2} + \text{к.с.}$$

Отсюда методом медленно меняющихся амплитуд можно получить неявное материальное уравнение изотропной гиротропной среды, учитывающее кубическую нелинейность молекулярных осцилляторов,

$$\mathbf{P} = \chi^{(1)} \mathbf{E} - i\Gamma [\mathbf{kP}] + R (2 (\mathbf{PP}^*) \mathbf{P} + (\mathbf{PP}) \mathbf{P}^*) - \\ - i\Gamma_2 (\mathbf{P} (k [\mathbf{PP}^*]) + [\mathbf{kP}] (\mathbf{PP}^*)),$$

допускающее многозначные решения для отклика среды. Установлено, что удельная гиротропия и круговой дихроизм такой системы — неоднозначные функции интенсивности света: при малых ( $|E|^2 \chi^{(3)} \ll 1$ ) интенсивностях имеет место обычная нелинейная оптическая активность, поляризационная

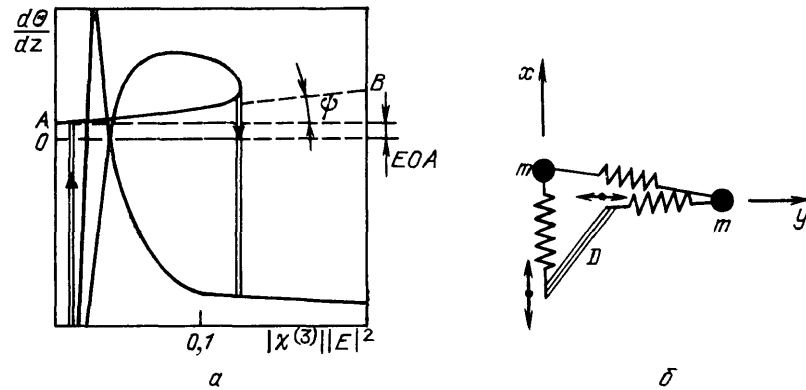


Рис. 10. Локальная поляризационная неустойчивость в гиротропных нелинейных жидкостях<sup>77</sup>. *a* — Удельная гиротропия  $d\theta/dz$  ансамбля киральных случайно ориентированных молекул;  $EOA$  — естественная гиротропия; тангенс угла наклона прямой  $AB$ , касательной к графику в точке  $|E|^2 = 0$ , пропорционален константе нелинейной оптической активности; стрелками обозначены переходы между устойчивыми ветвями. Многозначные решения — поляризационная мультистабильность. *б* — Куновская нелинейная модель оптически активной молекулы; предполагается, что осцилляторы, образующие молекулы, и упругая связь между осцилляторами нелинейны

мультистабильность возникает при интенсивностях света  $|E|^2 \chi^{(3)} \sim 1$ , причем для линейной входной поляризации знак результирующей гиротропии может в зависимости от «предыстории» и интенсивности света как совпадать, так и быть противоположным знаку естественной оптической активности (рис. 10).

Весьма реалистичным выглядит предложение<sup>85</sup> о наблюдении оптической поляризационной бистабильности в гиротропных кристаллах на фоне амплитудной бистабильности, обусловленной возрастающим поглощением в поле светового луча (bistability due to increasing absorption). В среде, имеющей резкую зависимость коэффициента поглощения от температуры, например в полупроводниковых материалах вблизи края фундаментального или экситонного поглощения, увеличение интенсивности света, распространяющегося через кристалл, приводит к увеличению его температуры вследствие диссипации части световой энергии. Увеличение температуры сопровождается возрастанием поглощения, что, в свою очередь, дополнительно увеличивает диссипацию световой энергии. Положительная обратная связь замыкается и возможны гистерезисные режимы на плоскости накачка — интенсивность прошедшего света (подробнее смотрим, например<sup>86</sup>). При

наблюдении бистабильности из-за возрастающего поглощения в гиротропной среде вследствие температурной зависимости гиротропии амплитудная бистабильность, очевидно, должна сопровождаться поляризационной. Здесь следует отметить важное свойство тепловых эффектов: с использованием непрерывных лазеров порог наблюдения оптической бистабильности не зависит от плотности мощности светового луча, но зависит только от его общей мощности, поскольку скорость уменьшения температуры в пятне нагрева увеличивается с уменьшением диаметра светового луча приблизительно с такой же скоростью, с какой возрастает плотность выделяемой мощности<sup>85</sup>. Фактически это означает, что тепловая амплитудно-поляризационная бистабильность может наблюдаться при незначительных, сколь угодно малых плотностях мощности (покуда диаметр светового пятна много меньше диаметра кристалла). В некоторых материалах, например  $\text{ZnP}_2$ <sup>85</sup>, нелинейная гиротропия за счет теплового механизма достигает гигантской величины  $2000 \text{ град}\cdot\text{см}^{-1} \text{ Вт}^{-1}$ . Наблюдение оптического поляризационного хаоса, видимо, возможно в двухлучевой схеме при использовании модулированной по времени накачки и гиротропной нелинейной среды (ср.<sup>87</sup>).

Здесь уместно обратить внимание на то, что работы по спонтанному нарушению симметрии при малых право-лево-несимметричных воздействиях (например, оптических) активно развиваются в последние годы в стереохимии. Для некоторых областей параметров внешнего воздействия (например, интенсивности освещения образца) устойчивое состояние изотропного вещества — смеси киральных молекул — асимметрично: один из зеркальных изомеров содержится в избытке. Вне этих областей стабильно только симметричное состояние, так называемый рацемат (смесь равного количества правых и левых элементов).

Чувствительность рацемического состояния к киральным воздействиям исключительно высока. Кондепуди и Нельсон<sup>88</sup> (1986) обсуждали возможность использования явления спонтанного нарушения симметрии для детектирования нарушения четности в слабом взаимодействии электрона с атомным ядром, которое приводит к снятию вырождения энергий молекулярных уровней право-левых изомеров на величину  $\Delta E$ . Предсказывается киральная селективность на уровне  $\Delta E/kT \sim 10^{-17} - 10^{-15}$ .

Взаимодействие смеси киральных молекул со светом может быть описано с использованием трехуровневой энергетической схемы, где верхний уровень — идентичное для всех молекул возбужденное состояние, а два нижних уровня соответствуют двум зеркальным изомерам<sup>89,90</sup> (Аветисов, Аникин, 1985) (ср. с  $\Lambda$ -системой<sup>13</sup>). Поскольку детектирование устойчивых пропорций правых и левых молекул в смеси и исследование кинетики разрушения рацемического состояния может проводиться также оптически, например по измерению естественной гиротропии или кругового дихроизма среды, то рассмотренный стереохимический эффект спонтанного нарушения киральной симметрии имеет прямое отношение к обсуждаемому вопросу поляризационной неустойчивости и может быть описан в терминах нелинейных восприимчивостей.

Вопрос об устойчивости рацемического состояния под действием излучения затрагивает сами основы органической жизни в связи с проблемой киральной чистоты биологического мира. Появилось первое сообщение о преимущественной фотодеструкции правой компоненты рацемата ароматической аминокислоты под действием линейно поляризованного света<sup>91</sup>.

**5. Деполяризация излучения при двухфотонном поглощении** Неустойчивость линейно поляризованного света в двухфотонно поглощающей изотропной среде, видимо, впервые рассмотрели Ритц и Бандилла<sup>92</sup> (1980), анализирувавшие стационарную картину взаимодействия света с ансамблем атомов при переходе между уровнями с одинаковым значением квантового числа полного момента  $J = 0$ ,  $\Phi$ -система (рис. 11). Одномодовой картины

недостаточно для описания двухфотонного поглощения: взаимодействуя с атомной системой, линейно поляризованное излучение, как показывает анализ, приобретает ортогональную компоненту, появление которой обусловлено неклассическим эффектом интерференции мод с ортогональными поляризациями, имеющими одинаковую частоту, направление и поглощающимися попарно между одними и теми же атомными уровнями. Квантовые

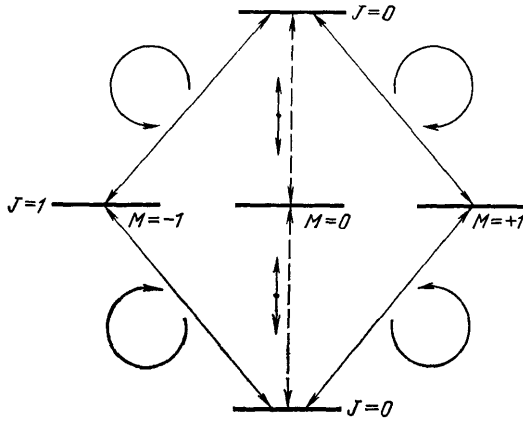


Рис. 11.  $\Phi$ -система. Правила отбора для двухфотонных переходов между уровнями с одинаковым значением квантового числа полного момента  $J = 0$ , используемые при рассмотрении задач о недостаточности одномодовой картины описания ДФП<sup>92</sup> и спонтанном нарушении поляризационной симметрии при двухфотонном поглощении. Если ось квантования направлена вдоль светового луча, двухфотонное возбуждение верхнего уровня может происходить по двум каналам через вырожденные уровни с  $J = 1$  и противоположными по знаку значениями величины квантового числа  $M$  оператора проекции магнитного момента. После взаимодействия света с  $\Phi$ -системой возникает деполаризованная компонента излучения. Если ось квантовая параллельна исходной поляризации, двухфотонные переходы происходят через уровни с  $M = 0$ , деполаризованной компоненты излучения не возникает

эффекты, рассмотренные Ритцем и Бандиллой, играют существенную роль в средах с сильным двухфотонным поглощением. Как известно, «гигантское» двухфотонное поглощение наблюдается в кристаллах хлористой меди при фотогенерации связанных состояний двух свободных экситонов (биэкситонов) (см., например, обзор Хауга и Клингширна<sup>93</sup> (1981)). Свойства симметрии при двухфотонных переходах в  $\text{CuCl}$  аналогичны рассмотренным на рис. 11<sup>94</sup> (1975). Оказывается, что учет зависимости энергии экситонных и биэкситонных уровней и правил отбора для двухфотонных переходов при возбуждении биэкситонов в кристаллах, подобных хлористой меди, в процессе распространения линейно поляризованного света в условиях сильного нелинейного поглощения приводит к жесткому спонтанному нарушению поляризационной симметрии (см.<sup>95</sup> (Чо, Итох, 1984),<sup>96</sup> (Иноуэ, 1986) и<sup>97</sup> (Кранц, Хауг, 1986)). Вследствие ренормализации (сдвига) и заселения экситонных и биэкситонных состояний при достижении некоторого порогового значения интенсивности  $I_s$  возникают два типа решений дисперсионного уравнения для волнового вектора  $\mathbf{k}$ :  $\mathbf{k}_{\text{лев}} = \mathbf{k}_{\text{прав}}$  (I) (неустойчиво) и  $\mathbf{k}_{\text{лев}} \neq \mathbf{k}_{\text{прав}}$  (II) (устойчиво): при малых флуктуациях линейной поляризации падающего света излучение на выходе из кристалла становится эллиптически поляризованным. По оценкам Кранца и Хауга<sup>97</sup> (1986), пороговая плотность мощности возбуждающего излучения находится на уровне  $I_s = 0,25 \text{ МВт/см}^2$  ( $\hbar\omega \sim 2,81 \text{ эВ}$ ). При толщине образца в несколько микрон и начальной эллиптичности на уровне долей процента для наблюдения практически полного перехода поляризации выходящего излучения в одну из циркулярных компонент необходимо в 10–100 раз превысить пороговое значение  $I_s$  (рис. 12).

Ряд нелинейно-оптических поляризационных экспериментов по исследованию хлористой меди может найти — по крайней мере, частичное — объяснение с привлечением феномена спонтанного нарушения симметрии при двухфотонном биэкситонном поглощении. Жданов, Желудев, Желудева (1980) осуществили попытку исследования нелинейной оптической активности (поляризационного самовоздействия линейно поляризованного света) в монокристаллических пленках хлористой меди, полученных испаре-

нием в вакууме высокочистого перекристаллизованного материала на подложке из каменной соли (скол  $\langle 001 \rangle$ ). Высокое качество монокристаллических пленок, столь необходимое для экспериментов по НОА, подтверждалось электронографическими исследованиями. Измерения проводились в ди-

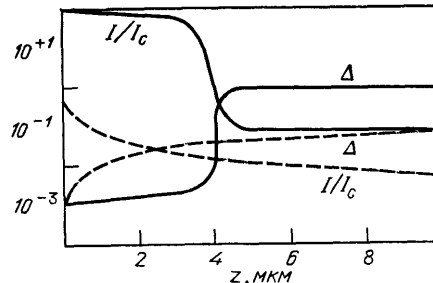


Рис. 12. Поляризационная неустойчивость в  $\text{CuCl}$  при двухфотонном поглощении. Результаты численного эксперимента<sup>97</sup> по зависимости степени деполаризации  $\Delta(z) = (I_+ - I_-)/(I_+ + I_-)$  и нормированной интенсивности света  $I(z)/I_s$  как функций толщины кристалла  $z$  при надпороговой интенсивности воздействия  $I(0) = 100 I_s$  (сплошные линии) и подпороговой интенсивности  $I(0) = 0,9 I_s$  (штриховые линии). Длина волны излучения — вблизи биэкситонного резонанса поглощения, пороговая интенсивность спонтанного нарушения поляризационной симметрии  $I_s = 0,25 \text{ МВт/см}^2$ . При толщине кристалла  $= 4 \text{ мкм}$  излучение в надпороговом режиме переходит из линейно поляризованного в поляризованное по кругу. Начальная степень эллиптичности света  $\Delta(0) \sim 10^{-8}$  (на рисунке  $I_s$  обозначено через  $I_0$ )

диапазоне интенсивностей  $3\text{--}10 \text{ МВт/см}^2$  на длине волны  $386 \text{ нм}$  с пленками толщиной  $3\text{--}35 \text{ мкм}$  (рис. 13). Наблюдалось «гигантское» двухфотонное поглощение, но измерение НОА провести не удалось — излучение на выходе из кристалла во всем указанном диапазоне интенсивностей имело поляризацию, кардинально отличающуюся от линейной: коэффициент пропускания

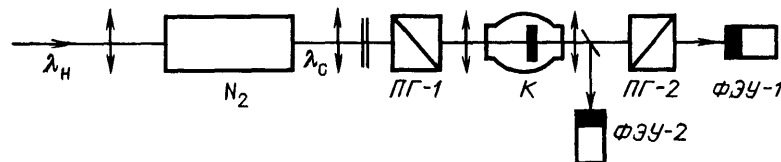


Рис. 13. Экспериментальная установка для изучения поляризационного самовоздействия в хлористой меди. Источник излучения, ВКР, — генератор на жидком азоте с  $\lambda_0 = 386,6 \text{ нм}$ , с накачкой от третьей гармоники  $\text{Nd}^{3+}$  АИГ-лазера;  $\lambda_H = 355 \text{ нм}$ ; ПГ-1 и ПГ-2 — призмы Глана. Поляризационные измерения осуществлялись с применением фотозлектронных умножителей ФЭУ-1 и ФЭУ-2, эпитаксиальная монокристаллическая пленка хлористой меди на подложке из хлористого натрия охлаждалась в азотном кристалле  $K$

поляризатора ПГ2 практически не зависел от его ориентации, в то время как коэффициент экстинкции системы поляризатор-образец-анализатор на длине волны  $0,532 \text{ мкм}$  (вдали от двухфотонного резонанса) составлял  $10^{-3}$ . Мы склонны рассматривать эти данные как проявление спонтанного нарушения поляризационной симметрии. Аналогичные результаты при гелиевых температурах получены также Куватой (М. Кувата, частное сообщение, 1988 г.). Зависящую от интенсивности света деполаризацию в хлористой меди исследовали также Итох и Катохно (см. <sup>99</sup> (1985) и <sup>100</sup> (1982)), Кувата и Нагасава (<sup>101</sup> (1987)); см. также комментарий<sup>98</sup> к работе<sup>100</sup>.

**6. Поляризационная неустойчивость в изотропных средах: вращение эллипса поляризации — взаимодействие двух пучков.** Эффект вращения эллипса поляризации мощной световой волны (см. <sup>7</sup> (1964) и <sup>102</sup> (1965)) — наиболее распространенный и исследованный поляризационный феномен в нелинейной оптике. МТС-эффект возможен в средах любого типа симметрии, например в изотропных. Анализируя модельную нелинейную среду,

состоящую из хаотически ориентированных некиральных нелинейных молекул \*), Ахманов, Желудев, Свирко<sup>77</sup> (1982) показали, что при достижении интенсивностью световой волны значения порядка  $|E|^2 \sim (\chi^{(3)})^{-1}$  самовращение эллипса поляризации перестает быть устойчивым, и локально (на каждой отдельной молекуле) возможно существование гистерезисного поляризационного отклика. Эффект возникает в том случае, если исходное излучение эллиптически поляризовано. Фактически поляризация света испытывает неустойчивость, а возможно, и хаотизируется, при таких интенсивностях, когда нелинейная добавка к коэффициенту преломления сравнивается с линейной. Для многих сред такое условие трудно выполнимо, так как необходимая плотность мощности пучка выше порога оптического пробоя.

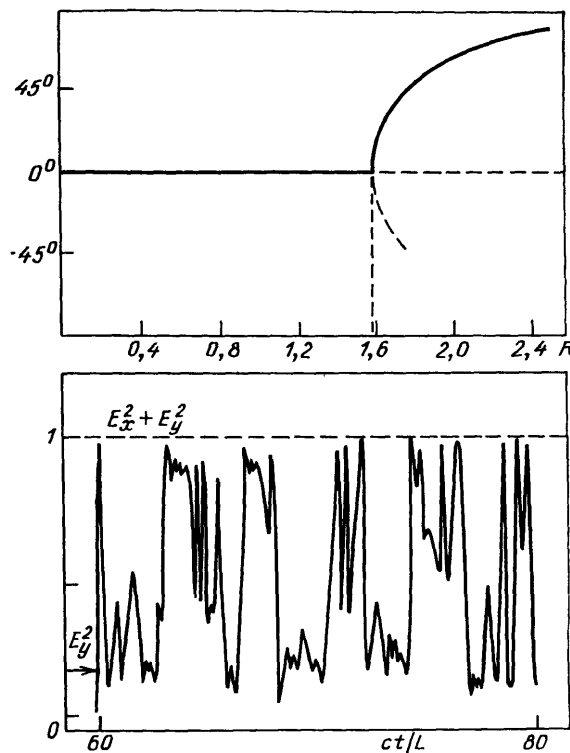
Каплан<sup>4</sup> (1983) и Каплан и Лау<sup>104</sup> (1985) рассмотрели пространственную неустойчивость поляризации в статической задаче о распространении двух встречных волн в изотропной среде с керровской и стрикционной нелинейностью. Если встречные волны линейно поляризованы, а их поляризации ортогональны или параллельны друг другу, или циркулярно поляризованы с одинаковыми или противоположными знаками циркулярных поляризаций, то поляризационные параметры волн не изменяются в процессе распространения света, т. е. они являются взаимосогласованными парами собственных нелинейных поляризаций (в изотропной нелинейной среде собственные нелинейные поляризации бегущей волны — круговая и линейная). Сала<sup>60</sup> (1984) показал, что, кроме того, существуют два эллиптических начальных состояния поляризации волны, для которых ее распространение в присутствии другой сильной эллиптически поляризованной волны не сопровождается изменением их поляризационных эллипсов, испытывающих чистое вращение. В остальных случаях взаимодействие встречных волн (см.<sup>105</sup> (Вабниц, Грегори, 1986) и<sup>4</sup> (Каплан, 1983)) приводит к появлению периодических, мультистабильных и хаотических пространственных распределений поляризации каждого из пучков (см. также<sup>106</sup> (Майер, 1984) и<sup>107</sup> (Даино Грегори, Вабниц, 1985)). Принципиальный шаг в исследовании поляризационной неустойчивости был сделан Гаетой, Бойдом, Акерхальтом и Милони (см.<sup>160</sup>). Показано, что в изотропной среде с конечным временем установления нелинейного отклика статические «замороженные» распределения поляризации «в пространстве», возникающие в результате взаимодействия встречных волн с не зависящей от времени исходной интенсивностью, перестают быть устойчивыми «во времени». В частности, при взаимодействии двух волн одинаковой линейной поляризации, которые, как было сказано выше, являются парой собственных нелинейных поляризаций стационарной задачи (эквивалентно случаю бесконечно «быстрой» нелинейности), можно выделить два важных случая. Если время установления нелинейного отклика  $\tau$  близко к времени  $Ln/c$  прохода светом нелинейного кристалла длиной  $L$ , хаотизация поляризации во времени возникает при любом соотношении интенсивностей встречных волн. Временная хаотизация поляризации соответственно сопровождается эффективной перекачкой энергии в поляризацию, перпендикулярную исходной, и обратно. Временная неустойчивость имеет пороговый характер и развивается как процесс спонтанного нарушения симметрии (рис. 14). При быстром, но конечном времени установления нелинейности  $\tau \ll Ln/c$  неустойчивость поляризации во времени развивается

\*) Здесь можно вспомнить достаточно близкую классическую аналогию из теории упругости<sup>2</sup> (1965): стержень круглого сечения подвергнут кручению. При достижении некоторой критической величины скручивающего момента прямолинейная форма стержня делается неустойчивой, например «барашки» и узелки на заведенном резиновом моторе детской авиамодели. Продолжая эту аналогию, можно сравнить поляризационную неустойчивость в гиротропных средах с деформацией кручения телефонного провода «пружинки». Здесь «барашки» — пример неустойчивости кирального объекта. Заметим, что ансамбль микроскопических пружинок — одна из возможных моделей как естественной гиротропии, так и нелинейной оптической активности<sup>103</sup> (1979).

только при несимметричном возбуждении, когда интенсивности встречно распространяющихся волн изначально не равны.

Значение полученного результата шире рассмотренного конкретного проявления<sup>5</sup>. Видимо, во многих случаях конечного времени установления нелинейности, соизмеримого с временем прохода света через нелинейный

Рис. 14. Спонтанное нарушение симметрии при встречном взаимодействии двух одинаково линейно поляризованных волн в изотропной среде с конечным временем  $\tau$  установления нелинейного отклика. При достижении суммарной интенсивности взаимодействующих волн порогового значения  $R = (|E_x|^2 + |E_y|^2) k \chi_{111}^{(3)} L \approx 1,6$  поляризация каждой из волн начинает поворачиваться в направлении, определяемом флуктуационной «затравкой». Угол поворота представлен как функция  $R$ . При значительном превышении порога по интенсивности распределение поляризации в объеме становится хаотическим. Причем в случае «быстрого» нелинейного отклика  $\tau \ll L/c$  ( $L$  — длина образца) хаотизация возникает только при несимметричном возбуждении. Компоненты поляризации одной из волн ( $E_x$ ) при  $R = 6$  представлены как функции времени (по<sup>5</sup>)



объект, возникает возможность для неустойчивости поляризации «во времени», родственной «макколовской» неустойчивости в нелинейных системах, имеющей два характерных времени релаксации<sup>12</sup>.

Тратник и Сайп<sup>109</sup> (1987) ввели понятие «поляризационный солитон», рассмотрев задачу о распространении встречных импульсов с произвольным распределением интенсивности и поляризации в бездиссипативной изотропной среде с кубической нелинейностью стрикционного типа. Ими указан класс решений, когда взаимодействие встречных импульсов сводится к вращению поляризационного распределения как целого. Найдены условия на «площадь» импульсов для двух важных случаев, при которых взаимодействие приводит к повороту всего поляризованного распределения на  $2\pi$  (т. е. импульсы восстанавливаются, «поляризационная прозрачность»), и когда поляризация «переключается» на ортогональное направление (случай, важный для разработки элементов управления света светом).

Термин «поляризационный домен» был введен Захаровым и Михайловым<sup>110</sup> (1987) применительно к задаче встречного взаимодействия волн в изотропных средах и средах, обладающих осью симметрии четвертого порядка. Под доменом поляризации понимается область с устойчивым состоянием поляризации. Доменные стенки — область переключения поляризаций, причем показано, что скорость перемещения и размер доменных стенок зависят от амплитуд и частот взаимодействующих волн.

Ксуан, Феррье, Газенжель, Ривуар<sup>111</sup> (1983) наблюдали поляризационную неустойчивость эллиптически поляризованных пикосекундных импульсов с длиной волны 0,532 мкм в нитробензоле,  $CS_2$  и ряде других жидкостей

при интенсивностях 100—2000 МВт/см<sup>2</sup>, но ниже порога вынужденного комбинационного рассеяния. Одним из возможных механизмов, порождающих поляризационную неустойчивость, может быть, на наш взгляд, взаимодействие эллиптически поляризованной волны накачки и встречной волны, отраженной от стенки кюветы: хаотическое распределение поляризации, возникающее в этом случае в объеме исследуемой жидкости в зоне «временного перекрытия» падающей и отраженной волн, должно быть весьма чувствительно к малым изменениям интенсивности возбуждающего пучка даже при измерении интегральных по импульсу поляризационных характеристик.

Если не говорить о волоконных световодах, где исследование самовращения эллипса поляризации затрудняется ростовым и деформационным двулучепреломлением (см. раздел 7), наиболее удобным модельным объектом для изучения взаимодействия эллиптически поляризованных пучков являются жидкие кристаллы, где пороговые поляризационные эффекты можно наблюдать при низких уровнях оптического воздействия<sup>158</sup>.

### 7. Поляризационная неустойчивость в средах с двулучепреломлением.

Волоконный световод со слабым двулучепреломлением — важнейший с практической точки зрения объект исследования поляризационных нелинейно-оптических эффектов. Двулучепреломление в волоконных световодах может

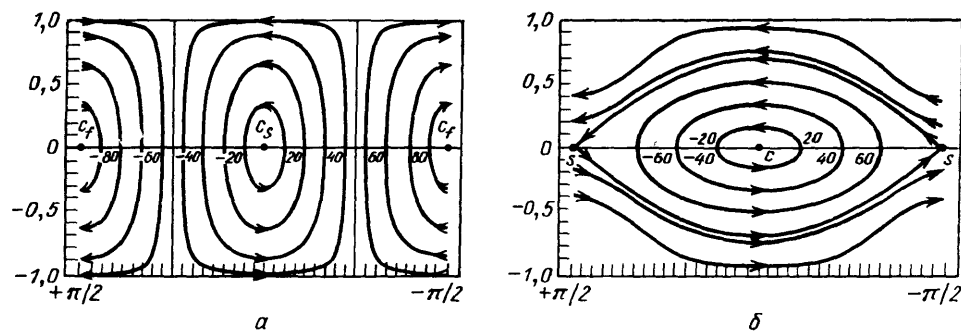


Рис. 15. Пространственная неустойчивость поляризации в двулучепреломляющих кристаллах: фазовые траектории для поляризационных параметров излучения, распространяющегося в двулучепреломляющем кристалле<sup>114</sup>. По вертикали — параметр Стокса  $S_3/S_0$  ( $S_3/S_0 = 1$  для правой циркулярной волны,  $S_3/S_0 = -1$  для левой циркулярной волны,  $S_3/S_0 = 0$  для линейно поляризованного света), по горизонтали — угол  $\theta = \arctg(E_f/E_s)$ , определяющий ориентацию главной оси эллипса поляризации относительно «медленной» оси двулучепреломления. *a* — «Линейная оптика»;  $|E|^2 \ll \Delta n/n\chi(3)$ ; поляризации, параллельные быстрой и медленной осям, — центры фазовых траекторий. *б* — «Нелинейная оптика»;  $|E|^2 \gg \Delta n/n\chi(3)$ ; поляризационный эллипс испытывает осцилляции около направления «медленной» оси двулучепреломления; «быстрая» ось трансформируется в «седло» и поляризация вдоль нее становится неустойчивой

иметь как случайное происхождение, обусловленное несовершенством процесса его приготовления или деформациями, возникающими при монтаже в конкретном устройстве, исследуемой экспериментальной схеме, так и преднамеренно созданными, например для удержания поляризации излучения. Вопрос о поляризационной неустойчивости в двулучепреломляющих средах еще три-четыре года назад казался чисто академическим. Сала<sup>58</sup> (1984) впервые обратил внимание на «триггерное» поведение поляризации света в двулучепреломляющем кристалле. Винфулом (см.<sup>112</sup> (1985) и<sup>113</sup> (1986)), Вабнищем и соавторами<sup>114,115</sup> (1986), Романом, Килихом и Гадомским<sup>116</sup> (1986) были сформулированы критерии и основные проявления поляризационной неустойчивости в такой системе. Зависимость коэффициента преломления от интенсивности волны приводит к потере устойчивости «быстрой» оси двулучепреломления (рис. 15). Эффект носит пороговый характер (жесткое спонтанное нарушение поляризационной симметрии): при достижении пороговой интенсивности малейшее изменение линейной поляриза-



ции, параллельной «быстрой» оси двулучепреломления, приводит к сильным изменениям поляризационных параметров на выходе из анизотропной среды. Пороговое значение интенсивности может быть оценено по формуле

$$I_s \sim n n_2^{-1} \Delta n;$$

здесь  $n$ ,  $n_2$  — линейное и нелинейное преломление,  $\Delta n$  — двулучепреломление в среде. Заметим, что приведенное выше условие на  $I_s$  фактически означает, что неустойчивость возникает при интенсивностях, вызывающих нелинейное изменение преломления  $n_2$  порядка линейного двулучепреломления  $\Delta n$ . Следовательно, эффект существенен в средах со слабым двулучепреломлением (сильное естественное двулучепреломление «стабилизирует» собственные волны).

На наш взгляд, интереснейшим объектом для наблюдения спонтанного нарушения поляризационной симметрии в форме потери устойчивости «быстрой» оси двулучепреломления являются кристаллы с «изотропной точкой», т. е. с пересекающимися кривыми частотной зависимости коэффициента преломления для О- и Е-волн. В области прозрачности «изотропную точку» имеют многие материалы нелинейной оптики: ZnO, ZnS, CdSe, SnO<sub>2</sub>, MgF<sub>2</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, AgGaS<sub>2</sub>, CdS. При использовании CdS при комнатной температуре «изотропная» длина волны составляет 522 нм, а дисперсия двулучепреломления

$$\eta = \frac{\partial n}{\partial \nu} = 3,4 \cdot 10^{-5} \text{ см.}$$

Гипотетически, приближаясь к изотропной точке сколь угодно близко по частоте, можно сколь угодно сильно понижать порог наблюдения спонтанного нарушения симметрии. Полагая важнейшим ограничением ширину спектра лазерного излучения  $\Delta \nu$ , можно получить реалистическую оценку

$$I_s \sim n \eta \Delta \nu \cdot n_2^{-1},$$

приводящую для спектра излучения шириной 100 МГц ( $\Delta \nu \sim 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ) к величине  $I = 80 \text{ кВт/см}^2$ . (Данные по нелинейной рефракции в CdS взяты из работы <sup>119</sup>.)

Трилло, Вабниц, Столен и соавторы <sup>118</sup> (1987) экспериментально наблюдали поляризационную неустойчивость в одномодовом волоконном световоде длиной 53 см с диаметром ядра 4,5 мкм. Пространственный период биений, определяемый естественным двулучепреломлением в волокне, составлял 90% его длины. Мощность световой волны, необходимая для достижения бифуркации, составила величину порядка 400 Вт (см. рис. 3). Возможность наблюдения жесткого спонтанного нарушения поляризационной симметрии в среде со слабым двулучепреломлением не означает (как и в любом другом случае) возможности существования пространственного поляризационного хаоса: количество интегралов движения здесь достаточно для полной интегрируемости уравнений.

Интересная ситуация возникает при комбинации двулучепреломления и гиротропии. В волоконном световоде гиротропия может возникнуть в результате винтовой деформации, например при складывании волокна в бухту, навивке на стержень или кручении. Экспериментально установлено, что гиротропия вплоть до сотен радиан на погонный метр волокна равна величине винтовой деформации <sup>119</sup> \*).

Матера и Вабниц <sup>120</sup> (1986) показали, что изменение поляризационных параметров мощной световой волны в такой системе носит исключительно сложный характер. Например, описание эволюции компоненты вектора

\*) Удивительный пример системы, совершенно свободной от нелинейной гиротропии, т. е. зависимости вращательной способности среды от интенсивности. Скрученный волоконный световод хорошо моделируется стопой волновых пластинок, повернутых одна относительно другой «по винту» в направлении распространения света.

Стокса  $S_3$  удалось свести к уравнению, подобному уравнению движения единичной массы в центральном поле, потенциал которого — полином четвертой степени. Как известно, в случае потенциала полиномиального типа финитные траектории незамкнуты (см., например, <sup>1)</sup>), т. е. изменение поляризационных параметров пространственно-непериодическое. К каким последствиям приводит учет гиротропии при жестком спонтанном нарушении поляризационной симметрии в двулучепреломляющих средах? Оказывается, что даже малое кручение волоконного световода приводит к «размягчению» бифуркационной кривой — на выходе из среды поляризационные параметры с ростом интенсивности воздействия быстро «выходят» на круговую поляризацию, «навязанную» винтовой деформацией (рис. 16, ср. с киральной селективностью в стереохимии, см. раздел 3). Стабилизацию поляризационных

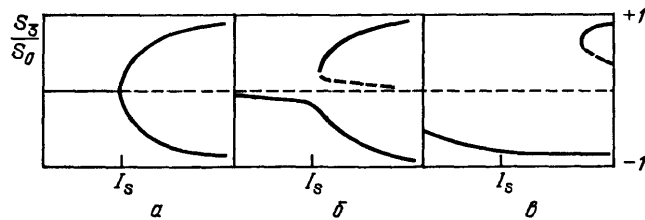


Рис. 16. Поляризационная неустойчивость в средах со слабым двулучепреломлением и гиротропией <sup>120</sup>. Значения компоненты вектора Стокса электромагнитной волны  $S_3/S_0$  на выходе из волоконного световода — функция интенсивности света  $|E|^2$ ; входная поляризация — линейная. а — Световод не подвергнут деформации кручения: при достижении  $|E|^2 = |E_s|^2 \sim \Delta n/\chi(3)$  наблюдается спонтанное нарушение поляризационной симметрии. б — Слабая винтовая деформация (один полный оборот на 200 длин биений) наблюдается поляризационная бистабильность с «мягким» возбуждением правой циркулярной поляризации. в — Сильно скрученное волокно; винтовая деформация — один оборот на длине биений  $L = 2\pi\lambda/\Delta n$

состояний, вызванную кручением в волоконных световодах с линейной, нелинейной и случайной связью между поляризационными модами исследовал Ватареску <sup>121</sup> (1987).

Заметим, что уравнения, описывающие скрученный волоконный световод со слабым двулучепреломлением, аналогичны системе соотношений, связывающих поляризационные параметры и интенсивность световой волны в двулучепреломляющем кристалле с киральной связью между О- и Е-модами вблизи изотропной точки пересечения кривых частотной дисперсии обыкновенного и необыкновенного коэффициентов преломления <sup>122</sup>. В кристаллах за счет сильной частотной и температурной зависимостей двулучепреломления спектр возможных нелинейно-оптических эффектов богаче: возможна спектрально-поляризационная неустойчивость и температурная неустойчивость из-за саморазогрева кристалла лазерным излучением аналогично рассмотренному в разделе 3.

Нелинейной оптике двулучепреломляющих волоконных световодов с периодической модуляцией коэффициентов преломления посвящены работы Вабница <sup>123</sup> (1987), Мекози, Трилло, Вабница, Даино <sup>124</sup> (1987) и Каглиоти, Трилло, Вабница <sup>125</sup> (1987). В таких системах в ряде случаев возможен поляризационный хаос. Хаотическое распределение появляется при достижении интенсивности, близкой к порогу спонтанного нарушения симметрии. Проводя аналогию с нелинейным осциллятором, можно показать, что периодическая модуляция двулучепреломления аналогична периодической внешней силе, побуждающей осциллятор к хаотическому движению. Переключение поляризации в периодически скрученном волоконном световоде экспериментально наблюдалось <sup>126</sup> с применением перестраиваемого пикосекундного лазера на красителе, причем существенный эффект достигался при пиковой мощности  $\sim 1$  кВт.

Рассмотренная выше задача о жестком спонтанном нарушении поляризационной симметрии в среде со слабым двулучепреломлением — яркий

пример пространственной неустойчивости. Расширяя постановку задачи, Блоу, Доран и Вуд<sup>127</sup> (1987) анализировали проблему в пространственно-временном аспекте, интересуясь распространением солитонов в слабодвулучепреломляющих волокнах. Фактически анализ проводился путем прямого численного решения пары зависимых нелинейных уравнений Шрёдингера. Для случая солитонного распространения найдена сильная аналогия со стационарным режимом. Если длина биений, связанных с двулучепреломлением, мала по сравнению с периодом солитона, обе солитонные моды устойчивы. Для больших длин биений (слабое двулучепреломление) быстрая солитонная мода неустойчива, а энергия в процессе распространения «перетекает» в медленную моду. Здесь кроется важное отличие от стационарного случая, когда потеря устойчивости приводит к изменению фазовых соотношений между собственными модами и, как следствие, к изменению состояний поляризации света на выходе из волокна без однонаправленного энергообмена между ортогональными компонентами. Запрет на однонаправленную передачу энергии между ортогональными модами (при учете только линейной связи) обусловлен существованием интеграла движения. В солитонной задаче дополнительная степень свободы, «развязывающая» интеграл движения, возникает в результате учета дисперсии: при слабом двулучепреломлении энергия однонаправленно «перекачивается» в медленную моду. С учетом дисперсии в определенных режимах возможна также близкая к хаотической перекачка энергии между исходными поляризационными солитонными модами: мысленно наблюдая амплитуду импульса в любой из мод в разных участках волокна, можно увидеть распределения с непрерывным спектром по пространственным частотам. (По этому вопросу см. также работу Вабница<sup>128</sup>, показавшего, что учет частотной дисперсии приводит к потере устойчивости поляризации и вдоль «медленной» оси двулучепреломления волоконно-оптического световода.) Ватареску<sup>129</sup> (1986) установил, что перекачка энергии между модами возможна и в стационарном случае без частотной дисперсии при учете нелинейной связи между собственными состояниями.

Хаотическое поведение поляризации в случае встречного распространения двух волн в среде с двулучепреломлением не лимитируется интегралами движения. Этот факт был установлен Тратником и Сайпом<sup>62</sup> (1986). Ватареску<sup>130</sup> (1986) указал на возможность непериодической по пространству перекачки энергии между двумя поляризационными модами в случае встречного распространения световых волн в оптическом волокне с сильным двулучепреломлением. Трилло и Вабниц<sup>131</sup> (1987) путем численного моделирования нашли хаотические распределения поляризации для двух встречно распространяющихся волн. Причем хаос возможен в пределах одного порядка величины по интенсивности в районе порога спонтанного нарушения поляризационной симметрии: в случае малой интенсивности собственное двулучепреломление стабилизирует поляризацию, делая возможными только регулярные биения и, напротив, при большой мощности нелинейная добавка к коэффициенту преломления оказывается достаточной для «сковывания» хаотического движения. По вопросам поляризационной неустойчивости в двулучепреломляющих световодах и ее практическому применению в устройствах управления света светом см.<sup>132—135</sup>.

При значительном двулучепреломлении наблюдать спонтанное нарушение поляризационной симметрии в форме потери устойчивости «быстрой» оси двулучепреломления в кристаллах, видимо, невозможно, однако нелинейный двулучепреломляющий кристалл, помещенный между поляризационными призмами,— интереснейший оптический объект. Напомним, что если оптическая ось двулучепреломляющего кристалла перпендикулярна лучу и составляет  $45^\circ$  с направлением установки поляризатора, расположенного перед ним, и анализатора, расположенного после кристалла, то такая система носит название фильтра Вуда. Очевидно, что при использовании мощных

световых пучков из-за интенсивностной зависимости преломления кристалла спектр пропускания должен трансформироваться. Этот вопрос подробно рассмотрели Оцука, Юмото и Сонг<sup>136</sup> (1985). Пропускание фильтра дается простым соотношением:

$$T = \cos^2 \left( \frac{I}{I_0} + \varphi_0 \right);$$

здесь  $I$  — интенсивность падающего света. Эффект модуляции коэффициента пропускания существенен при достижении интенсивности

$$I \sim I_0 \sim (n_2^{(E)} - n_2^{(0)}) \lambda L^{-1},$$

где  $n_2^{(0)}$ ,  $n_2^{(E)}$  — нелинейные коэффициенты преломления для О- и Е-мод соответственно. На рис. 17 представлены результаты Александровского, Желудева и Петросяна<sup>137</sup> (1984) по управлению параметрами фильтра Вуда при изменении мощности возбуждающего излучения.

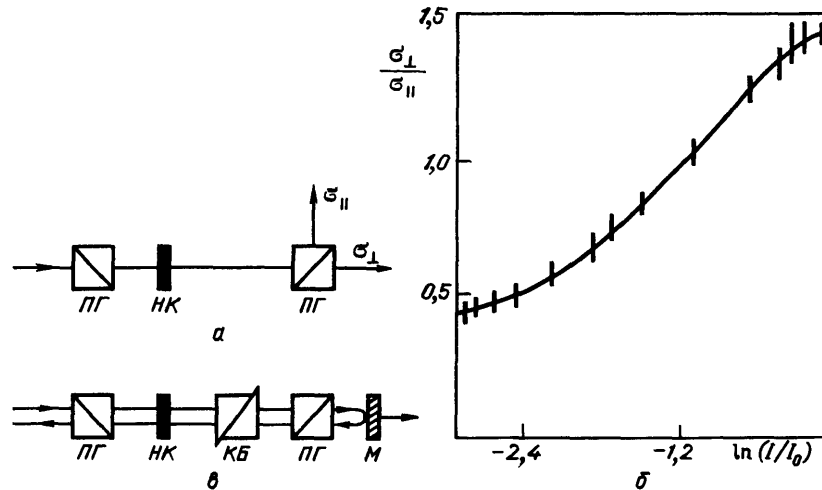


Рис. 17. Поляризационные устройства управления света на основе фильтра Вуда<sup>136</sup>. *a* — Оптическая схема фильтра; ПГ — поляризационные призмы, НК — образец двулучепреломляющего кристалла. *б* — Зависимость отношения энергии импульсов ортогональных поляризаций на выходе из нелинейного кристалла от интенсивности возбуждающего излучения; толщина кристалла 1,2 мм, длительность импульса 30 пс, длина волны  $\lambda_0 \approx 532$  нм; заметно существенное изменение пропорций интенсивностей ортогональных компонент с ростом плотности мощности возбуждения ( $I = 800$  МВт/см<sup>2</sup>); отступление хода кривой от закона  $\cos^2 [(I/I_0) + \varphi_0]$  обусловлено нелинейным поглощением излучения и усреднением эффекта по пачке пикосекундных импульсов<sup>137</sup>. *в* — Оптическая схема бистабильного, безрезонаторного поляризационного устройства на нелинейном двулучепреломляющем кристалле; М — зеркало, КБ — поляризационный компенсатор Бабиня, установкой которого выбирают режимы бистабильного элемента<sup>136</sup>

В цитированной выше работе Оцука, Юмото, Сонг впервые установили, что при отражении части прошедшего излучения обратно в кристалл можно получить оптическое поляризационное бистабильное устройство, демонстрирующее гистерезисные режимы при интенсивности накачки в районе  $I_0$ .

По мнению автора настоящего обзора, безрезонаторные волоконно-оптические устройства, использующие эффект переключения поляризации света в системах со слабым двулучепреломлением, в ближайшее время найдут реальное практическое применение в устройствах связи с поляризационным кодированием информации. Следующим шагом может быть переход к компактным поляризационным переключателям на сильнонелинейных гиротропных и негиротропных кристаллах с изотропной точкой. Прогресс, достигнутый в последние годы в технологии полупроводниковых материалов, позволяет «подгонять» состав твердых растворов, перемещая изотропную точку к линиям популярных лазерных источников. Перестройка оптического

фильтра на гиротропном кристалле  $\text{CuAlSe}_2$  с изотропной точкой и поляризационная модуляция излучения на длине волны 0,532 мкм недавно наблюдались Желудевым, Маковецкой, Поповым, Семенихиным, Тарасенко (1988).

**8. Некоторые нерассмотренные вопросы и перспективы дальнейших исследований.** Кратко перечислим вопросы, которые можно было бы объединить под заголовком настоящего обзора, но которые не обсуждаются здесь подробно. Зартов, Панайотов, Пеева рассмотрели поляризационное гибридное мультстабильное оптическое устройство в составе электрооптического модулятора в интерферометре Фабри — Перо с электрооптической обратной связью, управляемое интенсивностью или поляризацией возбуждаемого излучения (см. <sup>138</sup> (1986) и <sup>139</sup> (1987)), и безрезонаторное мультстабильное поляризационное устройство на базе электрооптического модулятора <sup>140</sup> (1987). Корпель и Ломан ввели в рассмотрение конфигурации на базе резонаторов Фабри — Перо и поляризационно анизотропных элементов, например волновых пластинок <sup>141</sup> (1986). Первые экспериментальные работы по поляризационной бистабильности в резонаторе Фабри — Перо, содержащем двулучепреломляющий элемент и полимерную пленку с сильной тепловой нелинейностью, выполнили Каш и Киркбай <sup>142</sup> (1986); см. также работу Индебетова <sup>143</sup> (1988).

Зон, Купершмидт <sup>144</sup> (1984) теоретически анализировали бистабильность, возникающую в намагниченности газа ансамбля свободных электронов или полупроводникового кристалла при обратном эффекте Фарадея. Поскольку бистабильность намагниченности может зондироваться оптически при наблюдении магнитно-кругового дихроизма или фарадеевского вращения слабой пробной волны, то может быть создана двулучевая оптическая схема регистрации оптической поляризационной неустойчивости.

Заслуживает внимания, на наш взгляд, постановка исследований по анализу устойчивости поляризации световых волн в двухлучевых схемах. В работе Желудева, Раддока и Илингворса <sup>87</sup> (1987) впервые экспериментально наблюдался хаотический отклик в безрезонаторной твердотельной системе на базе кластерного полупроводникового стекла в двухлучевой схеме при конкуренции двух механизмов нелинейности и оптическом возбуждении модулированным излучением. Примечательно, что поляризационно-чувствительный эффект термоиндуцированного двулучепреломления использовался в этом эксперименте для детектирования ортогональной компоненты пробного луча. Этот прием позволил наблюдать различные режимы субгармонического и хаотического отклика с повышенным контрастом, что фактически означает хаос как в амплитуде, так и в поляризации света.

Интересный круг исследований может возникнуть при изучении двухлучевых схем в средах с нелинейной гиротропией. Отправной точкой здесь могут служить работы Хирриса <sup>145</sup> (1976), Тиноко <sup>146</sup> (1976), Белого, Сердюкова, Бокутя <sup>147</sup> (1975), Голубкова, Макарова <sup>148</sup> (1986) и Апанасевича, Желудева, Довченко <sup>149</sup> (1986).

В настоящей статье мы не беремся провести сколь-либо полный обзор работ по поляризационной неустойчивости в активных системах, т. е. лазерных усилителях и генераторах. Отметим только общие качества, присущие и активным, и пассивным системам: возможность существования поляризационной мультстабильности, автоколебательных и стохастических режимов. Насыров <sup>150</sup> (1982) рассмотрел распространение электромагнитной волны в активных средах газовых лазеров. Обнаружено, что в усиливающей среде поляризация излучения стремится к линейной в случае перехода  $J \rightarrow J \pm 1$  и к циркулярной — для перехода с сохранением полного момента  $J \rightarrow J$ . В поглощающих средах наблюдается обратная картина. При взаимодействии встречных волн в двухпроходном усилителе возникают колебания поляризации с периодом, равным времени двух полных проходов излучения

через активную систему. Для наблюдения эффекта необходимо, чтобы коэффициент усиления по интенсивности достигал нескольких десятков.

Поляризационную неустойчивость в газовом лазере исследовали Кривошеков, Курбатов, Смирнов и Тумайкин<sup>151</sup> (1982). Полупроводниковым лазерам посвящены работы Чана и Лиу<sup>152</sup> (1987); Сапия, Спано и Даино<sup>153</sup> (1987).

Мы исключили из рассмотрения поляризационную неустойчивость в жидких кристаллах — средах с исключительно высокими оптическими нелинейностями. Этот вопрос в значительной мере нашел отражение в недавнем обзоре Аракеляна<sup>154</sup> (1987).

Обсуждая возможности практического применения явления поляризационной неустойчивости и мультистабильности, отметим, что в поляризационных устройствах управления света светом кодировка информации (сигнала) осуществляется состоянием поляризации света, т. е. за счет фазовой модуляции. Поляризационная модуляция в оптике в ряде случаев имеет серьезные преимущества перед амплитудой. Во-первых, благодаря более высокому контрасту изменения информационного сигнала при переключении из одного устойчивого состояния в другое; во-вторых, благодаря возможности организации по аналогии с фазовыми мультистабильностями<sup>11</sup> симметричной многоуровневой системы кодировки и счисления, например,  $(1,0 - 1)$  (правый эллипс, линейная поляризация, левый эллипс); в-третьих, благодаря возможности переключения поляризации без потерь интенсивности волны, что открывает путь для построения сложных каскадных логических устройств, не нуждающихся в промежуточных усилителях света (см.<sup>155</sup> (1985)).

На локальной нелинейности, как мы указали выше, поляризационная мультистабильность наблюдается при интенсивности света  $I_s \sim n_2^{-1}$ . Интерференционный выигрыш по интенсивности порядка  $Q\lambda/d$  возникает при помещении нелинейной среды в резонатор ( $d$  — длина резонатора,  $Q$  — добротность). Пространственная поляризационная неустойчивость в двулучепреломляющих средах при наличии обратной волны и спонтанное нарушение поляризационной симметрии в форме потери устойчивости «быстрой» поляризации имеет место при интенсивности  $I_s \sim \Delta n n_2^{-1}$ . Интенсивностный критерий для «временного» поляризационного хаоса при встречном взаимодействии волн в среде с «немгновенной» нелинейностью также выглядит вполне реалистичным  $(I_1 + I_2 \sim n_2 \lambda / L)$  ( $L$  — длина нелинейной среды). Таким образом, во многих случаях выигрыш по сравнению с локальной нелинейностью может достигать величины  $(10^4 - 10^6)$ , обеспечивая приемлемые условия для наблюдения поляризационной неустойчивости в резонаторных и безрезонаторных распределенных системах при существенном запасе по мощности светового луча с учетом ограничений по порогу самофокусировки и оптического пробоя.

Поляризационный хаос — в ряде случаев чисто классический эффект, аналогичный хаотическому поведению нелинейных динамических систем с несколькими степенями свободы. Здесь в порядке дискуссии уместно привести, на наш взгляд, недостаточно аргументированное соображение Липкина<sup>156</sup> (1977), рассматривавшего существование неполяризованного (солнечного) света как один из аргументов в пользу корпускулярной теории: «Существование неполяризованного света указывает на квантовую природу света. Неполяризованный свет невозможно описать простой классической монохроматической волной... или какой-либо линейной комбинацией таких волн. Неполяризованный свет можно описать классически только как серию или цуг очень частых и очень коротких всплесков (или импульсов) света, каждый из которых имеет свою собственную поляризацию, причем поляризации отдельных импульсов никак не коррелированы между собой. Если световые импульсы и интервалы между ними очень коротки по сравнению с характерными рабочими временами измерительного прибора, то их совокупность будет

регистрироваться как непрерывный поток света и любое измерение поляризации, произведенное при помощи этого прибора, даст поляризацию, которая будет средней по поляризациям отдельных импульсов». В равной степени это определение неполяризованного (или частично поляризованного) света можно рассматривать как интуитивное определение поляризационного хаоса (частично поляризационно-хаотизированного излучения). Есть ли между этими двумя понятиями столь очевидное физическое различие? Наблюдает ли исследователь смесь некоррелированных цугов различных поляризаций или поляризационный хаос «во времени», являющийся следствием стохастизации нелинейного отклика динамической системы, он в каждый момент времени «имеет дело» с вектором электрического (или магнитного) поля волны. В качестве регистрируемых параметров выступают в обоих случаях интенсивности — например, для взаимно ортогональных компонент поля, между которыми в обоих случаях нет постоянной разности фаз. Различие может проявляться только в количественных характеристиках, а именно в длительности и форме соответствующих взаимных корреляционных функций для ортогональных компонент интенсивностей. Таким образом, сам по себе факт наличия неполяризованного света не может служить достаточным условием для доказательства его квантовой природы. Вместе с тем поляризационная неустойчивость в нелинейных системах, как было недавно показано Кеннеди и Вабницем<sup>157</sup> (1988), может служить причиной формирования «сжатых» (субквантовых, «нешумящих») состояний для различных компонент поляризации излучения.

Детальное исследование статистических свойств поляризационного хаоса — назревший вопрос. Здесь необходимо переходить от анализа реализаций, полученных в численном моделировании, к поиску регулярных процедур вычисления глобальных параметров, например одномерных и многомерных распределений функций вероятности для параметров Стокса, к изучению перехода к поляризационному хаосу как к фазовому переходу.

Еще в самых первых работах<sup>15</sup> отмечена аналогия между спонтанным нарушением поляризационной симметрии в атомных переходах и топологической особенностью типа «бабочка» в теории катастроф. В рамках теории катастроф формулируются и результаты ряда других исследований. Например, топологическая особенность «ребро возврата» соответствует поляризационной бистабильности в кубическом кристалле, помещенном в резонатор Фабри — Перо<sup>159</sup>.

Намечается совершенно новый круг исследований по поляризационным неустойчивостям «поперек» луча в нелинейных оптических системах с когерентной обратной связью<sup>108</sup>. Речь идет об образовании двумерных распределений поляризации в сечении светового пучка с формированием как высокосимметричных поляризационных структур, так и поляризационного хаоса в «сечении» пучка и (или) «во времени».

**9. Заключение.** Исследования поляризационной мультистабильности, стартовавшие в начале восьмидесятых годов с двух абсолютно непохожих и независимых работ (см. <sup>13</sup> (1981) и <sup>77</sup> (1982)), в настоящее время вылились в одну из наиболее динамичных областей нелинейной оптики, привлекающей внимание по крайней мере двух десятков лабораторий во всем мире и неожиданно оказавшейся вблизи эпицентров ряда актуальнейших проблем естествознания — от киральной чистоты биологического мира к сверхскоростной передаче информации, теории динамического хаоса в нелинейных системах, фундаментальным вопросам классической и квантовой статистики света. Вместе с тем на фоне преемственности научного процесса усматриваются порой поразительные аналогии между задачами неустойчивости в нелинейной оптике и традиционными, широко известными проблемами механики — такими, как динамика нелинейного осциллятора, движение космических объектов в поле взаимного притяжения, устойчивость винтовых и продольных

деформаций, динамика аэроплана с пропеллером и твердого тела с одной закрепленной точкой.

Сейчас работы по поляризационным неустойчивостям из фазы теоретических предсказаний и численного моделирования перешли в сферу экспериментальных исследований, сулящих серьезные практические перспективы в оптической обработке информации.

Автор пользуется случаем и выражает искреннюю благодарность: С. А. Ахманову, стимулировавшему написанию статьи, прочитавшему ее рукопись и сделавшему ряд серьезных, конструктивных замечаний, учтенных при составлении окончательного текста, А. В. Белинскому, Ю. П. Свирко, С. Вабницу, Т. Ареки за плодотворные дискуссии по затронутым в обзоре вопросам, Г. Г. Адонц и также С. Вабницу (S. Wabnitz), А. Ватареску (A. Vatarescu), М. У. Гамильтону (M. W. Hamilton), Э. Дшакобино (E. Giacchino), М. И. Дыкману, Г. И. Зартову (G. Zartov), М. Иноэ (M. Inoue), А. В. Ломану (A. W. Lohman), Ф. Митчке (F. Mitschke), К. Отсуке (K. Otsuka), Ж. Ривуару (O. Rivoire), П. Сальери (P. Salieri), К. Л. Сале (K. L. Sala), У. Дж. Сэндлу (W. J. Sandle), М. В. Тратнику (M. V. Tratnik), Г. Г. Хаугу (H. H. Haug) за предоставленные подборки их публикаций по поляризационной неустойчивости, в значительной мере облегчившие библиографическую работу над обзором и способствовавшие наиболее достижимой его полноте.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- <sup>1</sup> Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика.— М.: Наука, 1973.— а) Гл. V, § 30. Движение в быстро осциллирующем поле; б) Гл. VI, § 36. Уравнение Эйлера; в) Гл. V, § 29. Резонансы в нелинейных колебаниях; г) Гл. III, § 14. Движение в центральном поле.
- <sup>2</sup> Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости.— М.: Наука, 1965.— Гл. II, § 21. Устойчивость упругих систем.
- <sup>3</sup> Дыкман М. И., Тарасов Г. Г. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. С. 2246.
- <sup>4</sup> Kaplan A. E. // Opt. Lett. 1983. V. 8. P. 560.
- <sup>5</sup> Gaeta A. L., Boyd R. W., Ackerhals J. R., Milonni P. W. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 2432.
- <sup>6</sup> Желудев Н. И., Петренко А. Д., Свирко Ю. П., Филиппова Г. С. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48. С. 603.
- <sup>7</sup> Makeg P. D., Terhune R. W., Savage C. M. // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 12. P. 507.
- <sup>8</sup> Ахманов С. А., Жариков В. И. // Письма ЖЭТФ. 1967. Т. 6. С. 644.
- <sup>9</sup> Ахманов С. А., Комолов В. П. // Изв. вузов СССР. Сер. «Радиофизика». 1962. Т. 5. С. 1176.
- <sup>10</sup> Ахманов С. А., Хохлов Р. В. // Ibidem. С. 742.
- <sup>11</sup> Ахманов С. А., Рошаль А. С. // Ibidem. С. 1017.
- <sup>12</sup> Gibbs H. M. Optical Bistability: Controlling Light with Light.— New York: Academic Press, 1985.
- <sup>13</sup> Kitano M., Yabuzaki T., Ogawa T. // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. P. 926.
- <sup>14</sup> Savage C. M., Carmichael H. J., Walls D. F. // Opt. Commun. 1982. V. 42. P. 211.
- <sup>15</sup> Hamilton M. W. Studies in Optical Bistability: PhD Thesis.— Dundin, New Zealand: The University of Otago, 1983.
- <sup>16</sup> Cecchi S., Giusfredi G., Petriella E., Salieri P. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 1928.
- <sup>17</sup> Hamilton M. W., Sandle W. J., Chilwell J. T., Satchell J. S., Warrington D. M. // Opt. Commun. 1983. V. 48. P. 190.
- <sup>18</sup> Kitano M., Yabuzaki T., Ogawa T. // Phys. Rev. Ser. A. 1981. V. 24. P. 3156.
- <sup>19</sup> Mitschke F., Mlynek J., Lange W. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. P. 1660.
- <sup>20</sup> Lange W., Mitschke F., Deserno R., Mlynek J. // Phil. Trans. Ser. A. Roy Soc. Ser. A. 1984. V. 313. P. 421.
- <sup>21</sup> Mlynek J., Mitschke F., Deserno R., Lange W. // Phys. Rev. Ser. A. 1984. V. 29. P. 1297.
- <sup>22</sup> Köster E., Kolbe J., Mitschke F., Mlynek J., Lange W. // App. Phys. Ser. B. 1984. V. 35. P. 201.
- <sup>23</sup> Mitschke F., Deserno R., Lange W., Mlynek J. // Phys. Rev. Ser. A. 1986. V. 33. P. 3219.



- <sup>24</sup> Carmichael H. J., Savage C. M., Walls D. F. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. P. 163.
- <sup>25</sup> Желудев Н. И., Макаров В. А., Матвеева А. В., Свирко Ю. П. // Вести. Моск. ун-та. Сер. III «Физика». 1984. Т. 25. С. 106.
- <sup>26</sup> Arecchi F. T., Kurman J., Politi A. // Opt. Commun. 1983. V. 44. P. 421.
- <sup>27</sup> Giusfredi G., Salieri P., Cecchi S., Arecchi F. T. // Ibidem. 1985. V. 54. P. 39.
- <sup>28</sup> Giacobino E. // Ibidem. V. 56. P. 249.
- <sup>29</sup> Адонц Г. Г., Джотян Г. П., Канецян Э. Г. // КЭ. 1984. Т. 11. С. 1152.
- <sup>30</sup> Hamilton M. W., Ballagh R. J., Sandle W. J. // Zs. Phys. Kl. B. 1982. Bd 49. S. 263.
- <sup>31</sup> Арешев И. П., Субашиев В. К. // Письма ЖЭТФ. 1982. Т. 8. С. 1368.
- <sup>32</sup> Areshev I. P., Rosanov N. N., Murina T. A., Subashiev V. K. // Opt. Commun. 1983. V. 47. P. 414.
- <sup>33</sup> Kitano M., Yabuzaki T., Ogawa T. // Phys. Rev. Ser. A. 1984. V. 29. P. 1288.
- <sup>34</sup> Gregori G., Ott E., Yorke J. A. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. P. 1507.
- <sup>35</sup> Yabuzaki T., Okamoto T., Kitano M., Ogawa T. // Phys. Rev. Ser. A. 1984. V. 29. P. 1964.
- <sup>36</sup> McCord A. W., Ballagh R. J. // Optical Bistability III: Proceedings/Ed. by H. M. Gibbs, P. Mandel, N. Peyghambarian, S. D. Smith.— Berlin; Heidelberg; New York, Tokyo: Springer-Verlag, 1985.— P. 223.
- <sup>37</sup> Ballagh R. J., Jain V. // Phil. Trans. Roy. Soc. London. Ser. A. 1984. V. 313. P. 445.
- <sup>38</sup> Parigger C., Hannaford P., Sandle W. J., Ballagh R. J. // Phys. Rev. Ser. A. 1985. V. 31. P. 4043.
- <sup>39</sup> Parigger C., Hannaford P., Sandle W. J. // Ibidem. 1986. V. 34. P. 2058.
- <sup>40</sup> Агранович В. М., Гинзбург В. Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теории экситонов.— М.: Наука, 1979.
- <sup>41</sup> Dykman M. I., Tarasov G. G. // Opt. Commun. 1978. V. 26. P. 122.
- <sup>42</sup> Valakh M. Ya., Dykman M. I., Lisitsa M. P., Rudko G. Yu., Tarasov G. G. // Sol. State Commun. 1979. V. 30. P. 133.
- <sup>43</sup> Kovrighin A. I., Yakovlev D. V., Zhdanov B. V., Zheludev N. I. // Opt. Commun. 1980. V. 35. P. 92.
- <sup>44</sup> Жданов Б. В., Желудев Н. И., Ковригин А. И., Яковлев Д. В. // КЭ. 1981. Т. 8. С. 98.
- <sup>45</sup> Желудев Н. И. Спектроскопия нелинейной оптической активности в кристаллах: Автореферат диссертации... канд. физ.-мат. наук.— М.: МГУ, 1981.
- <sup>46</sup> Желудев Н. И., Петренко А. Д. // Кристаллография. 1984. Т. 29. С. 1045.
- <sup>47</sup> Petrenko A. D., Zheludev N. I. // Opt. Acta. 1984. V. 31. P. 1174.
- <sup>48</sup> Ахманов С. А., Желудев Н. И., Задоян Р. С. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 984.
- <sup>49</sup> Akhmanov S. A., Zheludev N. I. // Nonlinear Phenomena in Solids/Ed. by M. Borisov.— Singapore: World Scientific, 1995 — P. 233.
- <sup>50</sup> Meysner L. B., Zadoyan R. S., Zheludev N. I. // Sol. State Commun. 1985. V. 55. P. 713.
- <sup>51</sup> Филиппова Г. С. Нелинейная оптическая активность в сильном световом поле.— М.: МГУ. Физ. ф-т, 1982.
- <sup>52</sup> Kostov Z. M., Zheludev N. I. // Opt. Lett. 1988. V.13. P. 640.
- <sup>53</sup> Дыкман М. И., Тарасов Г. Г. // ФТТ. 1982. Т. 24. С. 2396.
- <sup>54</sup> Балашенков Н. Р., Козлов С. А. // Тезисы докладов Всесоюзной конференции молодых ученых «Теоретическая и прикладная оптика».— Л., 1984.— С. 77.
- <sup>55</sup> Yumoto J., Otsuka K. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 1806.
- <sup>56</sup> Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1973.
- <sup>57</sup> Розенберг Г. В. // УФН. 1977. Т. 121. С. 97.
- <sup>58</sup> Sala K. L. // Phys. Rev. Ser. A. 1984. V. 29. P. 1944.
- <sup>59</sup> Gregori G., Wabnitz S. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 600.
- <sup>60</sup> Gratnik M. V., Sipe J. E. // Proc. Intern. Soc. Opt. Eng. (SPIE). 1986. V. 667. P. 197.
- <sup>61</sup> Gratnik M. V., Sipe J. E. // Phys. Rev. Ser. A. 1987. V. 35. P. 2965.
- <sup>62</sup> Gratnik M. V., Sipe J. E. // Ibidem. P. 2976.
- <sup>63</sup> Gratnik M. V., Sipe J. E. // Ibidem. 1988. V. 36. P. 4817.
- <sup>64</sup> Джеффрис Г., Свирлс. Методы математической физики.— М.: Мир. 1969.— Вып. 1.
- <sup>65</sup> Дыкман М. И. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 1573.
- <sup>66</sup> Otsuka K., Yumoto J. // <sup>60</sup>— P. 167.
- <sup>67</sup> Yumoto J., Otsuka K. // Phys. Rev. A. 1986. V. 34. P. 4445.

- <sup>68</sup> Макаров В. А., Першин С. М., Подшивалов А. А., Задоян Р. С., Желудев Н. И. // Opt. Lett. 1983. V. 8. P. 557.
- <sup>69</sup> Желудев Н. И., Задоян Р. С., Ковригин А. И., Макаров В. А., Першин С. М., Подшивалов А. А. // КЭ. 1983. Т. 10. С. 1303.
- <sup>70</sup> Довченко Д. Н. Амплитудные и поляризационные явления при взаимодействии пикосекундных световых импульсов с полупроводниковым резонатором Фабри — Перо. — М.: МГУ. Физ. ф-т, 1984.
- <sup>71</sup> Довченко Д. Н., Желудев Н. И., Задоян Р. С., Макаров В. А. // Тезисы докладов VI Всесоюзной конференции по нерезонансному взаимодействию излучения с веществом. — Паланга, ЛитССР, 1984. — С. 142.
- <sup>72</sup> Дыкман М. И., Тарасов Г. Г. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. С. 2030.
- <sup>73</sup> Дукман М. И., Тарасов Г. Г. // Opt. Commun. 1984. V. 49. P. 79.
- <sup>74</sup> Geusis J. E., Kurtz S. K., Van Uiter L. G., Wemple S. H. // App. Phys. Lett. 1964. V. 4. P. 141.
- <sup>75</sup> Kostov Z. M., Zheludev N. I. // Opt. and Quantum. Electron. 1987. V. 20. P. 30.
- <sup>76</sup> Желудев Н. И., Карасев В. Ю., Костов З. М., Нунупаров М. С. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 43. С. 578.
- <sup>77</sup> Ахманов С. А., Желудев Н. И., Сви́рко Ю. П. // Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1982. Т. 46. С. 1070.
- <sup>78</sup> Flitzanis C. L., Tang C. L. // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. P. 441.
- <sup>79</sup> Goldstone J. A., Garmire E. // Ibidem. 1984. V. 53. P. 910.
- <sup>80</sup> Goldstone J. A., Garmire E. // Phis. Trans. Roy. Soc. London. Ser. A. 1984, V. 313. P. 395.
- <sup>81</sup> Голубков А. А., Макаров В. А., Матвеева А. В. Препринт физ. ф-та МГУ № 22/1987. — Москва, 1987.
- <sup>82</sup> Баранова Н. В., Богданов Ю. В., Зельдович Б. Я. // Препринт ФИ АН СССР № 1. — Москва, 1977.
- <sup>83</sup> Макаров В. А., Матвеева А. В., Стольниц М. М. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 799.
- <sup>84</sup> Макаров В. А., Матвеева А. В. // КЭ. 1988. Т. 15. С. 138.
- <sup>85</sup> Zheludev N. I., Ruddock I. S., Illingworth R. // Eight National Quantum Electronics Conference. St Andrews, UK. Sept. 21—25, 1987. — P. PD-4.
- <sup>86</sup> Miller D. A. B., Gossard A. C., Wiegmann W. // J. Opt. Soc. Am. Ser. B. 1984. V. 1. P. 477.
- <sup>87</sup> Zheludev N. L., Ruddock I. S., Illingworth R. // Mod. Opt. 1987. V. 34. P. 1257.
- <sup>88</sup> Kondrupi D. K., Nelson G. W. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 50. P. 1023.
- <sup>89</sup> Аветисов В. А., Аникин С. А. // ДАН СССР. 1985. Т. 282. С. 66.
- <sup>90</sup> Аветисов В. А., Аникин С. А. // Ibidem. Т. 284. С. 580.
- <sup>91</sup> Никогосян Д. Н., Хорошилова Е. В. // Тезисы докладов XIII Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике. — Минск, 1988. — Ч. 1. С. 259.
- <sup>92</sup> Ritze H. H., Bandilla A. // Phys. Lett. Ser. A. 1980. V. 78. P. 447.
- <sup>93</sup> Haug H., Klingshirn C. // Phys. Rep. 1981. V. 70. P. 315.
- <sup>94</sup> Hanamura E. // J. Phys. Soc. Japan. 1975. V. 35. P. 1516.
- <sup>95</sup> Cho K., Itoh T. // Sol. State Commun. 1984. V. 52. P. 287.
- <sup>96</sup> Inoue M. // Phys. Rev. Ser. B. 1986. V. 33. P. 1317.
- <sup>97</sup> Kranz H. H., Haug H. // Ibidem. V. 34. P. 2554.
- <sup>98</sup> Zheludev N. I. // J. Phys. Soc. Japan. 1985. V. 54. P. 2778.
- <sup>99</sup> Itoh T., Kahotno T. // Ibidem. P. 2779.
- <sup>100</sup> Itoh T., Kahotno T. // Ibidem. 1982. V. 51. P. 707.
- <sup>101</sup> Kuwata M., Nagasawa J. // Ibidem. 1987. V. 56. P. 39.
- <sup>102</sup> Maker P. D., Terhune R. W. // Phys. Rev. Ser. A. 1965. V. 137. P. 801.
- <sup>103</sup> Jaggard D. L., Mickelson A. R., Papas C. H. // App. Phys. 1979. V. 18, P. 211.
- <sup>104</sup> Kaplan A. E., Law C. T. // IEEE J. Quantum Electron. 1985. V. QE-21. P. 1529.
- <sup>105</sup> Wabnitz S., Gregori G. // Opt. Commun. 1986. V. 59. P. 72.
- <sup>106</sup> Майер А. А. // КЭ. 1984. Т. 14. С. 101.
- <sup>107</sup> Daino B., Gregori G., Wabnitz S. // J. App. Phys. 1985. V. 58. P. 4512.
- <sup>108</sup> Ахманов С. А., Воронцов М. А., Пруидзе Д. В., Шмалъгаузен В. И. Препринт физ. ф-та МГУ № 33. — Москва, 1986.
- <sup>109</sup> Tratnik M. V., Sipe J. E. // Phys. Rev. Lett. V. 58. P. 1104.
- <sup>110</sup> Захаров В. Е., Михайлов А. В. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 279.
- <sup>111</sup> Xuan N. P., Ferrier J. L., Gazengel J., Rivoire G. // Opt. Commun. 1983. V. 46. P. 329.
- <sup>112</sup> Winful H. G. // App. Phys. Lett. 1985. V. 47. P. 213.

- <sup>113</sup> Winful H. G.//Opt. Lett. 1986. V. 11. P. 33.
- <sup>114</sup> Daino B., Gregori G., Wabnitz S.//Ibidem. P. 42.
- <sup>118</sup> Gregori G., Wabnitz S.//Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 600.
- <sup>116</sup> Roman M., Kielich S., Gadomski W.//Phys. Rev. Ser. A. 1986. V. 34. P. 351.
- <sup>117</sup> Борщ А. А., Бродин М. С., Семиошко В. Н.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 736.
- <sup>118</sup> Trillo S., Wabnitz S., Stolen R. H., Assanto G., Seaton C. T., Stegeman G. I.//App. Phys. Lett. 1986. V. 49. P. 1224.
- <sup>119</sup> Hussey C. D., Birch R. D., Fujii Y.//Electron. Lett. 1986. V. 22. P. 129.
- <sup>120</sup> Matera F., Wabnitz S.//Opt. Lett. 1986. V. 11. P. 467.
- <sup>121</sup> Vatarescu A.//Electron. Lett. 1987. V. 23. P. 379.
- <sup>122</sup> Yeh P.//App. Opt. 1982. V. 21. P. 4054.
- <sup>123</sup> Wabnitz S.//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 1415.
- <sup>124</sup> Mecozzi A., Trillo S., Wabnitz S., Daino B.//Opt. Lett. 1987. V. 12. P. 277.
- <sup>125</sup> Caglioti E., Trillo S., Wabnitz S.//Ibidem. P. 1044.
- <sup>120</sup> Trillo S., Wabnitz S., Banyai W. C., Fazio E., Finlayson N., Seaton C. T., Stegeman G. I., Stolen R. H.//App. Phys. Lett. 1988. V. 53. P. 837. USA: Postdeadline paper.
- <sup>127</sup> Blow K. J., Doran N. J., Wood D.//Opt. Lett. 1987. V. 12. P. 202.
- <sup>128</sup> Wabnitz S.//Phys. Rev. Ser. A. (to be published).
- <sup>129</sup> Vatarescu A.//App. Phys. Lett. 1986. V. 49. P. 61.
- <sup>130</sup> Vatarescu A.//Ibidem. P. 1409.
- <sup>131</sup> Trillo S., Wabnitz S.//Phys. Rev. Ser. A. 1987. V. 36. P. 3881.
- <sup>132</sup> Crosignani B., Daino B., Porto P. D.//J. Opt. Soc. Am. 1986. V. 3. P. 1120.
- <sup>133</sup> Menyuk C. R.//IEEE J. Quantum Electron. 1987. V. QE-23. P. 174.
- <sup>134</sup> Kimura Y., Nakazawa M.//Japan. J. App. Phys. 1987. V. 26. P. 1503.
- <sup>135</sup> Goodwin M. J., Edge C., Bennion I.//Adv. program. CLEO '87.— Baltimore, USA, 1987.— Paper Th03.
- <sup>136</sup> Otsuka K., Yumoto J., Song J. J.//Opt. Lett. 1985. V. 10. P. 508.
- <sup>137</sup> Александровский А. Л., Желудев Н. И., Петросян Е. Г., Тарасенко В.//Программа Всесоюзного совещания «Поляризационные нелинейнооптические методы спектроскопии полупроводников». — М.: МГУ, 1984.
- <sup>138</sup> Zartov G. D., Panajotov K. P., Peyeva R. A.//App. Phys. Ser. B. 1986. V. 39. P. 111.
- <sup>139</sup> Zartov G. D., Panajotov K. P., Peyeva R. A.//Opt. Commun. 1987. V. 61. P. 6.
- <sup>140</sup> Zartov G. D., Panajotov K. P., Peyeva R. A.//App. Phys. Ser. B. 1987. V. 44. P. 181.
- <sup>141</sup> Korpel A., Lohmann A.//App. Opt. 1986. V. 25. P. 2253, 1528.
- <sup>142</sup> Cuth R., Kirkby J. G.//Opt. Commun. 1986. V. 60. P. 399.
- <sup>143</sup> Indebetouw G.//Ibidem. 1988. V. 65. P. 311.
- <sup>144</sup> Зон Б. А., Купершмидт В. Я.//ФТТ. 1984. Т. 26. С. 1663.
- <sup>145</sup> Harris R. A.//J. Chem. Phys. 1976. V. 65. P. 5294.
- <sup>146</sup> Tinoco I. Jr.//Ibidem. 1975. V. 62. P. 1006.
- <sup>147</sup> Белый В. Н., Сердюков А. Н., Бокуть Б. В.//Опт. и спектр. 1975. Т. 39. С. 1176.
- <sup>148</sup> Голубков А. Д., Макаров В. А.//Ibidem. 1986. Т. 60. С. 869.
- <sup>149</sup> Апанасевич С. П., Желудев Н. И., Довченко Д. Н.//Ibidem. 1987. Т. 62. С. 481.
- <sup>150</sup> Насыров К. А.//КЭ. 1982. Т. 9. С. 599.
- <sup>151</sup> Кривошеков Г. В., Курбатов П. Ф., Смирнов В. С., Тумайкин А. М.//Письма ЖТФ. 1982. Т. 6. С. 809.
- <sup>152</sup> Chen Y. C.//App. Phys. Lett. 1987. V. 50. P. 1406.
- <sup>153</sup> Sapia A., Spano P., Daino B.//Ibidem. P. 58.
- <sup>154</sup> Аракелян С. М.//УФН. 1987. Т. 153. С. 579.
- <sup>155</sup> Желудев Н. И., Макаров В. А.//Тезисы докладов Всесоюзной научно-технической конференции «Проблемы развития радиооптики». — Тбилиси, 1985.—Ч. 2. С. 233.
- <sup>156</sup> Липкин Г. Квантовая механика: Новый подход к некоторым проблемам.— М.: Мир, 1977.
- <sup>157</sup> Kennedy T. A. B., Wabnitz S.//Phys. Rev. Ser. A. 1988. V. 38. P. 563.
- <sup>158</sup> Аракелян С. М., Григорян Г. Л., Караян А. С., Нерсисян С. Ц.//— Ч. I. С. 286.
- <sup>159</sup> Великович А. Л., Дыкман М. И., Макаров В. А.//Ibidem.— С. 24.
- <sup>160</sup> Gauthier D. J., Malcuit M. C., Boyd R. W.//Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 1827.