

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ, ОСЦИЛЛЯЦИИ И ХАОС СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ САМОПЕРЕСЕКАЮЩЕГОСЯ СВЕТОВОГО ПУЧКА

О.П.Заскалько, А.Г.Камушкин, В.В.Коробкин

При самопересечении светового пучка с поворотом поляризации, в том числе и в ортогональное исходному состоянию, в среде с реактивной кубичной нелинейной восприимчивостью скалярного типа состояние поляризации с ростом интенсивности пучка переходит из стационарного к периодическим и хаотическим колебаниям.

Поляризационная мультистабильность и хаос являются предметом интенсивного исследования в связи с возможностью создания оптических логических устройств, работающих без потери энергии. Ранее был рассмотрен широкий класс оптических систем, основанных на оптических нелинейностях различного типа симметрии (см. обзор ¹). Среди схем, демонстрирующих поляризационный хаос, предложенная нами, по-видимому, наиболее простая по постановке и по используемому типу нелинейности. Оказалось, что в среде с безинерционным скалярным нелинейным откликом при попутном самопересечении светового пучка с разворотом поляризации в петле обратной связи состояние поляризации становится неустойчивым и переходит к хаосу. Рассмотрим слой оптически изотропной среды, нелинейная поляризуемость которой может быть записана в виде ²: $\vec{P}^{(3)} = A(\vec{E}^* \cdot \vec{E})\vec{E}$ (A - действительное). Пусть в сечении $z = 0$ на слой попадает плоская монохроматическая волна $\vec{E}_0 \exp(i\vec{k}\vec{r} - i\omega t)$ и распространяется в среде под углом θ к оси z . После прохождения среды, с помощью внешнего оптического тракта, где происходит

поворот плоскости поляризации волны, она снова заводится в среду в попутном исходному направлению, но уже под углом $-\theta$ к оси z .

Изменение состояния поляризации удобно анализировать в инвариантной относительно выбора декартовой системы координат форме, используя параметры Стокса ³:

$$\xi_1 = (E_x E_y^* + E_x^* E_y)/I, \quad \xi_2 = i(E_x^* E_y - E_x E_y^*)/I, \quad \xi_3 = (|E_x|^2 - |E_y|^2)/I,$$

где $I = |E_x|^2 + |E_y|^2$. Набор из трех чисел (ξ_1, ξ_2, ξ_3) задает единичный вектор - вектор Стокса ξ . Связь между состоянием поляризации и соответствующей ориентацией вектора Стокса показана на рис. 1. Будем обозначать вектор Стокса световой волны на первом и втором проходе через среду соответственно ξ^1 и ξ^2 . Тогда из системы уравнений Максвелла с учетом $\vec{P}^{(3)} = A(\vec{E}^* \cdot \vec{E})\vec{E}$ имеем

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) \xi^1 = -\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) \xi^2 = \left(\frac{2\pi A I \omega}{cn \cos \vartheta}\right) \cdot \xi^1 \times \xi^2. \quad (1)$$

При этом граничные условия запишутся в виде: $\xi^1(0, t) = \xi^0$, $\xi^2(0, t) = \hat{\rho} \xi^1(l, t - T)$, где $\hat{\rho}$ - матрица изменения поляризации в пространстве векторов Стокса, T - время задержки световой волны в петле обратной связи. Для вектора Стокса световой волны после первого прохода можно получить:

$$\xi^1(l, t) = \xi^0 + \vec{m}(t) \times [\xi^0 \times \vec{m}(t)] (\cos(|\vec{M}(t)|\eta) - 1) + [\xi^0 \times \vec{m}(t)] \sin(|\vec{M}(t)|\eta), \quad (2)$$

где $\vec{M}(t) = \xi^0 + \hat{\rho} \xi^1(l, t - T)$, $\vec{m}(t) = \vec{M}(t)/|\vec{M}(t)|$, $\eta = (2\pi A \omega / cn) l$.

Более детально рассмотрим случай, когда исходная волна поляризована линейно, а в петле обратной связи происходит поворот плоскости поляризации на 90° ,

для которого $\hat{\rho} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$. Очевидно, что в такой постановке волны с

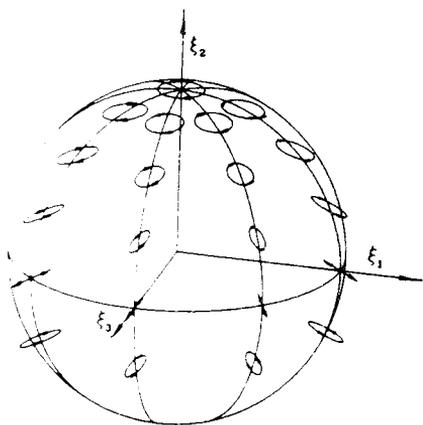


Рис. 1. Сфера Пуанкаре - соответствие направления вектора Стокса состоянию поляризации световой волны

ортогональными поляризациями не взаимодействуют друг с другом, т.е. система (1) имеет единственное стационарное решение, соответствующее невозмущенному состоянию поляризации $\xi^1 = \xi^0 = (0, 0, 1)$, $\xi^2 = (0, 0, -1)$. Ограничимся дискретным отображением векторов Стокса с шагом T . Численный анализ показал, что стационарное состояние устойчиво лишь при $\eta < 1$. При $\eta = 1$ происходит "жесткое" спонтанное нарушение поляризационной симметрии - невозмущенное состояние становится неустойчивым и распадается на цикл с периодом $2T$. Направление

выхода из невозмущенного состояния зависит от малых начальных флуктуаций поляризации. При дальнейшем увеличении интенсивности происходит каскад удвоений периода (рис.2б) с показателем, стремящимся к константе Фейгенбаума $\delta \approx 4,6$, что было определено по первым 7 бифуркациям. Затем зависимость поляризации от времени приобретает хаотический характер.

При более высоких значениях η в хаосе вновь возникают "окна", отвечающие циклическим состояниям, которые, в свою очередь, хаотизируются с удвоением периода (рис. 2а). Флуктуации поляризации в хаосе могут быть как ограничены, так и распространяться практически на всю область допустимых значений. Наблюдаются т.н. "кризисы в хаосе" (резкое изменение размеров хаотического аттрактора).

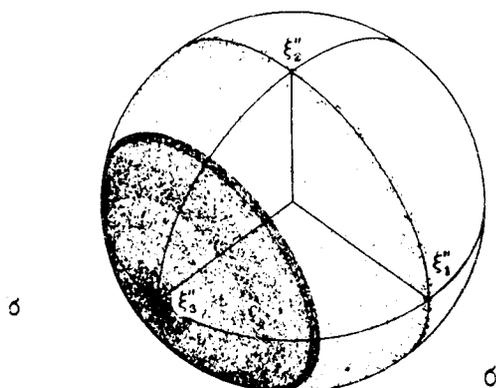
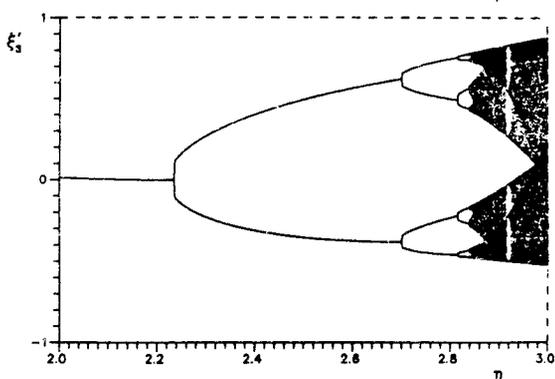
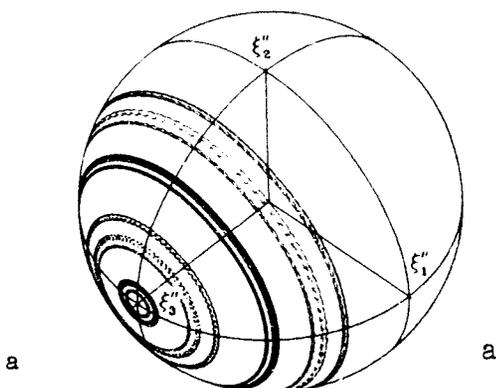
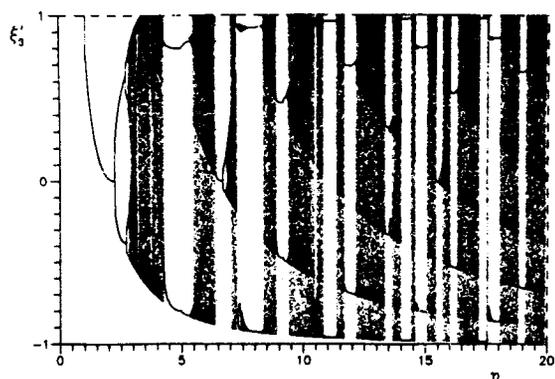


Рис. 2

Рис. 3

Рис. 2. Проекция ξ_3' вектора Стокса излучения после первого прохода слоя среды на направление вектора Стокса на входе при моделировании адиабатического нарастания интенсивности

Рис. 3. Примеры циклического при $\eta = 2,84$ (а) и хаотического при $\eta = 3,0$ (б) аттракторов для вектора Стокса выходного излучения

Область значений вектора Стокса (аттрактор) на сфере Пуанкаре в случае циклического изменения состояния поляризации представляет собой семейство окружностей с центрами на оси ξ_3 (рис. 3а). Окружности образованы прецессирующими с разными скоростями состояниями с фиксированной проекцией на ось ξ_3 , между которыми циклически перескакивает вектор Стокса. В случае хаотического поведения аттрактор представляет собой ограниченные области (рис. 3б).

Сходное поведение наблюдалось и для других типов преобразования поляризации в петле обратной связи. Это охватывает широкий круг реальных физических устройств, преобразующих поляризацию оптического излучения без потери интенсивности (ромб Френеля, вращающий кварц, фазовая пластинка λ/N), для которых матрица преобразования $\hat{\rho}$ в пространстве векторов Стокса соответствует поворотам вокруг различных осей. Совершенно другая ситуация возникает, когда в петле обратной связи установлен поляризатор. В этом случае, во-первых, значительно увеличивается область регулярного поведения, поскольку поляризации обоих пучков на входе в нелинейную среду фиксированы, и, во-вторых, не сохраняется интенсивность излучения на выходе.

Рассмотренная постановка задачи представляет также интерес в связи с проблемами обращения волнового фронта в схемах с самопересечением пучка накачки⁴. При этом самовоздействие пучка накачки является паразитным процессом и может приводить к искажению и неустойчивости волнового фронта. В средах со скалярным откликом необходимым условием отсутствия такого самовоздействия является ортогональность поляризаций волны на первом и втором проходе. Однако, как следует из нашей работы, для этого недостаточно простого разворота поляризации в петле обратной связи, и уже при сравнительно малых интенсивностях, отвечающих нелинейному фазовому набегу порядка единицы, возникает абсолютная неустойчивость состояния поляризации самопересекающегося светового пучка.

Литература

1. Желудев Н.И. УФН, 1989, 157, 683.
2. Шен И.Р.. Принципы нелинейной оптики. М.: Наука, 1989.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.. Теория поля. М.: Наука, 1979.
4. Бельдюгин И.М. и др. К.Э. 1985, 12, 2394.