

Топологическая динамика оптических сингулярностей в спекл-полях, индуцированных фоторефрактивным рассеянием в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}^*$

В.И.Васильев, М.С.Соскин

Разработанными методами сингулярной оптики изучена естественная сингулярная динамика эллиптически поляризованных спекл-полей, индуцированных эффектом «оптического повреждения» фоторефрактивного кристалла ниобата лития проходящим пучком гелий-неонового лазера. Для поляризационных сингулярностей (С-точек) обнаружены и исследованы сингулярные цепные реакции – новый класс цепных реакций. Показано, что они подчиняются законам сохранения топологического заряда и суммарного индекса Пуанкаре и существуют в течение всего времени облучения кристалла. Они состоят из последовательности зацепляющихся звеньев, когда пары сингулярностей, возникающие в одном из звеньев, аннигилируют с сингулярностями из соседних, независимо возникающих звеньев. Значительно реже наблюдаются сингулярные «петлевые» реакции, когда возникающие пары сингулярностей аннигилируют после обратимых превращений в пределах одного спекла. Тип сингулярной реакции определяется топологией и динамикой спеклов, на которых они реализуются и развиваются.

Ключевые слова: оптические поляризационные сингулярности, С-точки, оптические диаболы, стокс-поляриметрия, топологические реакции.

1. Введение

Сингулярная оптика является новым, быстро развивающимся разделом оптики, в котором изучаются оптические сингулярности – структуры с дискретными состояниями амплитуды и поляризации когерентных световых полей [1–3]. Их генезис и эволюция – предмет исследований динамической сингулярной оптики [4]. Разработанные на ее основе методы позволили изучить в реальном времени генезис оптических сингулярностей и закономерности их эволюции в развивающихся спекл-полях [5–7]. Как известно, оптические спекл-поля со случайными изменениями амплитуды, фазы и поляризации реализуются, например, при прохождении лазерного излучения сквозь рассеивающие среды и турбулентную атмосферу. Если флуктуации фазы в некоторых точках спекл-поля достигают 2π , амплитуда поля обращается в нуль в результате полной деструктивной интерференции. Они становятся центрами оптических вихрей с геликоидальным волновым фронтом [2].

В эллиптически поляризованных полях вихрю с левой (правой) поляризацией соответствуют сингулярные С-точки с правой (левой) циркулярной поляризацией. Эти точки формируют вокруг себя три типа морфологической организации ближайших поляризационных эллипсов: star (S), monstar (M), lemon (L), с тремя для S, M и одним для L отрезками прямых, вдоль которых ориентированы большие-

оси эллипсов [2]. При этом поверхность распределения длин больших (a) и малых (b) осей эллипсов поляризации (оптические диаболы) имеет вид прямых (эллиптики, E) либо косых (гиперболики, H) конусов, направленных вверх и вниз, с общей вершиной в С-точках и индексами Пуанкаре +1 и 0 соответственно [8–10]. С учетом приведенных трех типов морфологии С-точек существуют шесть их комбинаций с топологией диаболов: E(S), E(M), E(L), H(S), H(M), H(L) [10], которые будут использованы при описании экспериментальных результатов. Структуру спеклов удобно описывать распределением длины малой оси $b(x, y)$. Их форма отображается гладкими контурными линиями, за исключением контуров h -линий, которые проходят через вершины диаболов (С-точки) и испытывают в них излом, обусловленный конической формой сечения вокруг вершины диаболов [10].

Принципиальный научный и практический интерес представляет сингулярная динамика развивающихся спекл-полей, которая целиком определяется эволюцией структуры задействованных спеклов. В настоящее время наилучшим эффектом, пригодным для изучения естественных (generic) процессов топологических и морфологических превращений сингулярностей в световых полях, является эволюция спекл-поля рассеянного излучения, индуцированного в фоторефрактивных кристаллах проходящим лазерным пучком (нелинейный эффект оптического разрушения или optical damage [11]). Ранее теоретически было показано, что нестационарные скалярные дислокации волнового фронта возникают в импульсных звуковых полях со сложным волновым фронтом, генерируемых пульсирующим поршневым излучателем [12]. Они могут двигаться в прямом и обратном направлениях и аннигилировать парами. Рассчитанные реакции были квазиодномерными, в отличие от трехмерных реакций в динамических оптических спекл-полях [8].

Главной задачей настоящей работы было установление сценария и пространственно-временных закономерностей

* Доложена на конф. «Оптика лазеров», Россия, С.-Петербург, июнь 2012 г.

В.И.Васильев, М.С.Соскин. Институт физики НАНУ, Украина, 03028 Киев, просп. Науки, 46; e-mail: vv@iop.kiev.ua, marat.soskin@gmail.com

Поступила в редакцию 24 октября 2012 г., после доработки – 12 ноября 2012 г.

процессов рождения, эволюции и аннигиляции С-точек при эволюции порождающих их динамических спекл-полей.

2. Классификация топологических реакций

Экспериментальная установка и методика измерений подробно описаны в работе [8]. Двухэтапная запись ортогонально поляризованных индуцированных шумовых решеток обеспечивала реализацию случайно эллиптически поляризованного спекл-поля. Время записи каждой стоковой компоненты составляло 20 мс. Все необходимые для этого повороты анализирующих оптических элементов проводились при перекрытом лазерном пучке для исключения эволюции поля во время переюстировки. Распределение интенсивностей спекл-полей регистрировалось цифровой CCD-камерой и обрабатывалось с помощью адаптированных алгоритмов фильтрации шумов, детально описанных в [13]. Полное время облучения кристалла и соответственно развития спекл-полей составляло ~60 мин, к концу облучения процессы оптического разрушения практически насыщались. Заданный интервал времени $t = 15$ с между соседними кадрами позволил детально проследить процессы эволюции топологической и морфологической структуры выбранного участка спекл-поля с помощью методики стоке-поляриметрии [14].

На рис.1 приведен типичный пример спекл-структуры развивающегося эллиптического спекл-поля. В соответствии с теорией [10] все гиперболики находятся на склонах спеклов, а эллиптики – на их вершинах.

В соответствии с топологией сингулярного эллиптического спекл-поля возможны четыре комбинации пар соседних гиперболиков и эллиптиков. Их измеренные структуры показаны на рис.2. Видно, что все объединенные поверхности $a(x, y)$ и $b(x, y)$ для соседних сингулярностей являются гладкими даже при противоположной циркулярной поляризации соседних С-точек (рис.2,з). Этот результат представляется естественным, т.к. оси эллипсов являются скалярами и не зависят от поляризации поля.

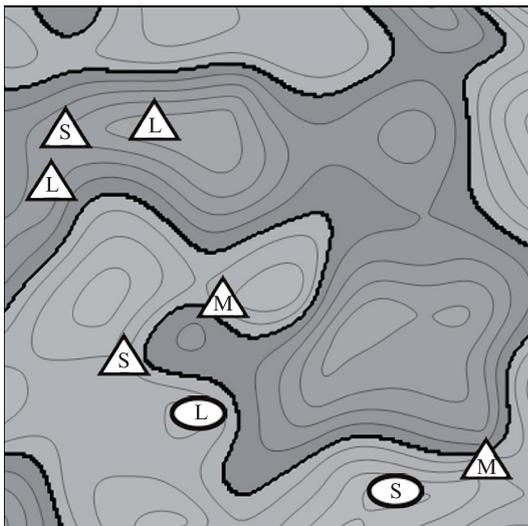


Рис.1. Распределение малых осей эллипсов $b(x, y)$ фрагмента спекл-поля. Светлые (темные) области имеют правую (левую) поляризацию и разделяются L-линиями с линейной поляризацией (жирные линии) [2]. Тонкие серые линии описывают форму спеклов. Маркеры показывают положения С-точек. Эллиптический (эллипс) и гиперболический (треугольник) маркеры соответствуют двум возможным типам оптических диаболов [10].

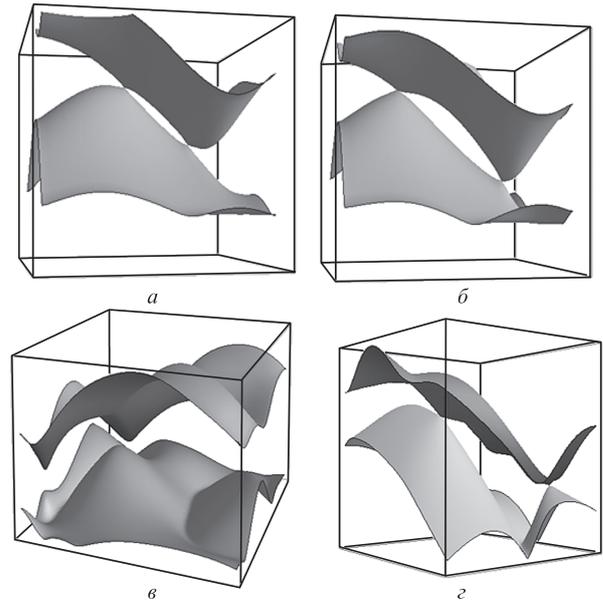


Рис.2. Распределения большой a (малой b) оси поляризационных эллипсов на верхних (нижних) поверхностях: пара гиперболиков $H(L) - H(S)$ на склоне одного спекла (a), превращение верхнего (нижнего) гиперболика $H(L)$ в эллиптик $E(L)$ (смещение к основанию спекла) при смещении верхней С-точки в максимум спекла ($б$), поверхности $a(x, y)$ и $b(x, y)$ не соприкасаются в отсутствие сингулярностей ($в$), пара $H(L) - E(S)$ на соседних участках поля с противоположной циркулярной поляризацией ($з$).

Согласно общим законам топологии и сингулярной оптики, все процессы эволюции спекл-полей и порождаемых ими сингулярностей должны происходить с сохранением суммарного индекса Пуанкаре I_P поля и топологического заряда сингулярностей [11] ($I_P = +1$ на вершине спекла и $I_P = 0$ во всех точках на склоне спекла). Прямым подтверждением этого явилось наблюдение рождения (аннигиляции) только пар гиперболиков $H(S) - H(M)$ при развитии спекл-поля, т.к. только при таком сценарии сохраняются суммарный топологический заряд системы [2] и суммарный индекс Пуанкаре $I_P = 0$ в месте рождения пары [10], а возникающие фазовые градиенты поля минимальны.

Нами были обнаружены и исследованы сингулярные топологические цепные реакции. Они состоят из неограниченной во времени последовательности зацепляющихся звеньев, которые реализуются в развивающихся спекл-полях (рис.3,а). Их «топливом» является непрерывное парное рождение скалярных и поляризационных оптических сингулярностей при соблюдении закона сохранения суммарного топологического заряда поля [2]. С ними сосуществуют более редкие изолированные замкнутые траектории («петли») (рис.3,б), которые принимают минимальное участие в топологическом развитии спекл-поля.

Наибольшим топологическим разнообразием обладают цепные реакции эллиптических спекл-полей, что связано с существованием приведенных выше возможных шести комбинаций морфологических форм С-точек и сопутствующих им оптических диаболов. Однако их общая пространственная структура жестко фиксирована. Последовательные звенья связаны между собой траекториями $H(S)$ -сингулярностей, причем входные и выходные траектории поочередно являются верхними и нижними по отношению к возникающим звеньям (рис.3,а). С ними сосуществуют траектории $H(M)$ -точек, которые в процессе эволюции при удалении от $H(S)$ -точек приобретают бо-

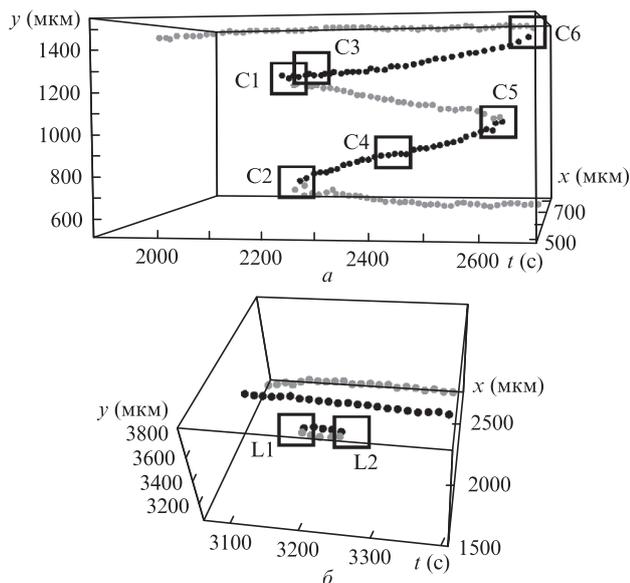


Рис.3. Примеры цепной (а) и петлевой (б) реакций. Время t отсчитывается с момента начала облучения кристалла ниобата лития; x , y – координаты сингулярностей на входном экране CCD-камеры.

лее устойчивую форму (Н(L), Е(M) или Е(L)). Более простая петлевая реакция реализуется в пределах отдельного спекла с единственным максимумом в распределении малой оси поляризационных эллипсов $b(x, y)$ (рис.3,б).

3. Петлевые реакции

В простейшем случае петлевая реакция длится не более 100 с и занимает всего четыре кадра от момента рождения пары С-точек при $t = 1365$ с до их аннигиляции при $t > 1425$ с (рис.4). На рис.4 приведено расположение гиперболиков Н(S)–Н(M) на соответствующем спекле

совместно с их морфологическими линиями в моменты рождения, эволюции и аннигиляции. В соответствии с принципом минимизации необходимых изменений формы спеклов при возникновении и развитии сингулярных реакций рождение пары С-точек всегда происходит на склоне исходного гладкого спекла без сингулярностей (рис.4,а) в виде пары гиперболиков Н(S)–Н(M) с практически параллельными боковыми морфологическими линиями (рис.4,б). При этом две морфологические линии у Н(M) расположены ближе друг к другу вследствие асимметрии реальных спеклов. Поскольку форма М неустойчива, она быстро переходит в устойчивый гиперболик Н(L) (рис.4,в), который движется к максимуму спекла. Затем он начинает спускаться по склону спекла (рис.4,г). При сближении с практически неподвижным гиперболиком Н(S), гиперболик Н(L) переходит в гиперболик Н(M) с тремя морфологическими линиями, как при рождении пары С-точек (рис.4,д). И в этом случае средняя морфологическая линия так же асимметрична, как и в начале развития петлевой реакции, а внешние боковые линии практически параллельны соответствующим линиям гиперболика Н(S). Затем пара Н(S)–Н(M) аннигилирует (рис.4,е). Сравнение первого (рис.4,а) и последнего (рис.4,е) кадров серии показывает, что форма исходного спекла без сингулярностей за время петлевой реакции почти не изменилась. Отметим также, что в процессе петлевой реакции сингулярность Н(S) остается практически неподвижной. Очевидно, что замкнутые петлевые реакции, которые развиваются в пределах отдельного спекла, не принимают участия в общей динамике развития стекл-полей и могут классифицироваться как «топологические примеси».

4. Цепные реакции

Совсем иные последовательности топологических трансформаций имеют отдельные звенья цепных реакций. Было установлено, что они строго подчиняются сле-

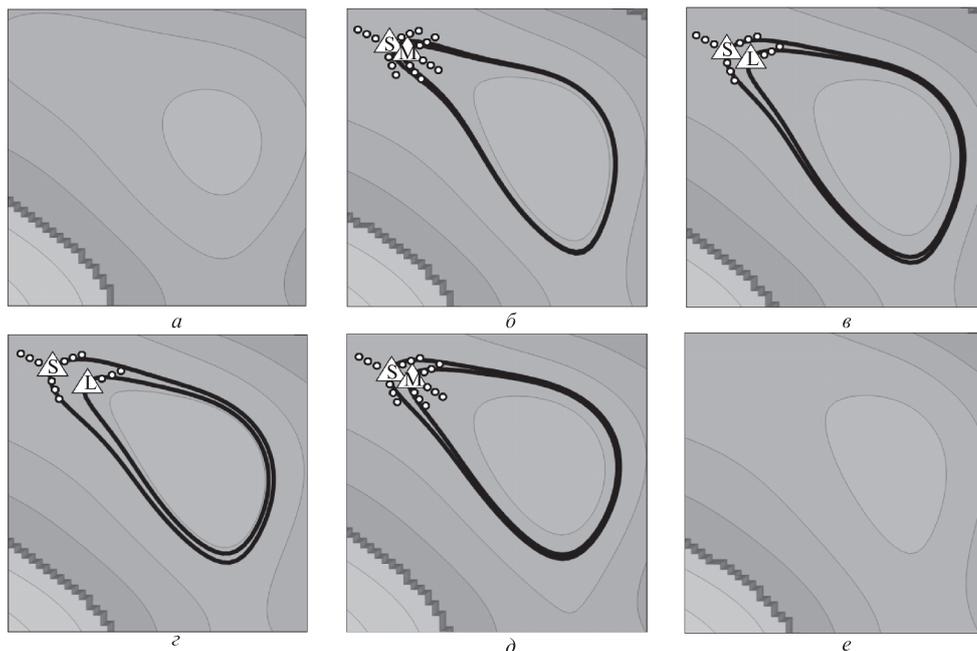


Рис.4. Петлевая цепная реакция в пределах одного спекла: исходный спекл ($t = 1350$ с) (а), рождение пары Н(S) – Н(M) ($t = 1365$ с) (б), переход Н(M) в Н(L) при удалении от Н(S) ($t = 1380$ с) (в), подъем Н(L) к вершине спекла ($t = 1395$ с) (г), спуск Н(L) с возвратом в Н(M) ($t = 1425$ с) (д), аннигиляция Н(S) – Н(M) ($t = 1455$ с) (е).

дующим закономерностям: свободное движение гиперболических $H(L)$ по спекл-полю, переход гиперболика $H(S)$ от спекла, где он родился, к соседнему спеклу с $H(L)$, с которым он может аннигилировать. Оставшиеся и возникающие S -точки продолжают развитие неограниченной во времени цепной реакции.

Ниже (на рис.5 и 6) представлены два типичных примера такого развития. Как и на рис.4, приведены только

самые необходимые данные о спекл-поле: контуры спеклов, топология и морфология S -точек и контуры проходящих через них h -линий.

На рис.5 показаны основные этапы развития отдельного звена цепной реакции. Время отсчитывается от начала измерений этого звена. При $t = 15$ с (рис.5,а) представлена исходная структура исследуемого фрагмента развивающегося спекл-поля, которая содержит сложный

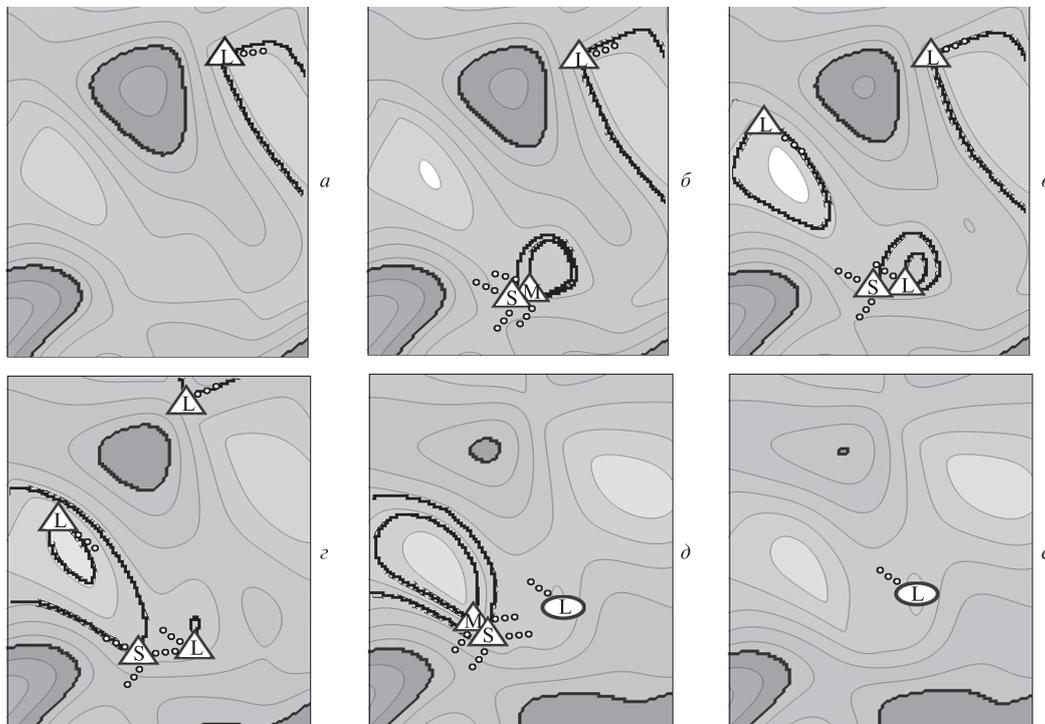


Рис.5. Отдельное звено цепной реакции с различными формами S -точек (пример 1). Структура поля описывается контурными линиями (жирные h -линии проходят через S -точки).

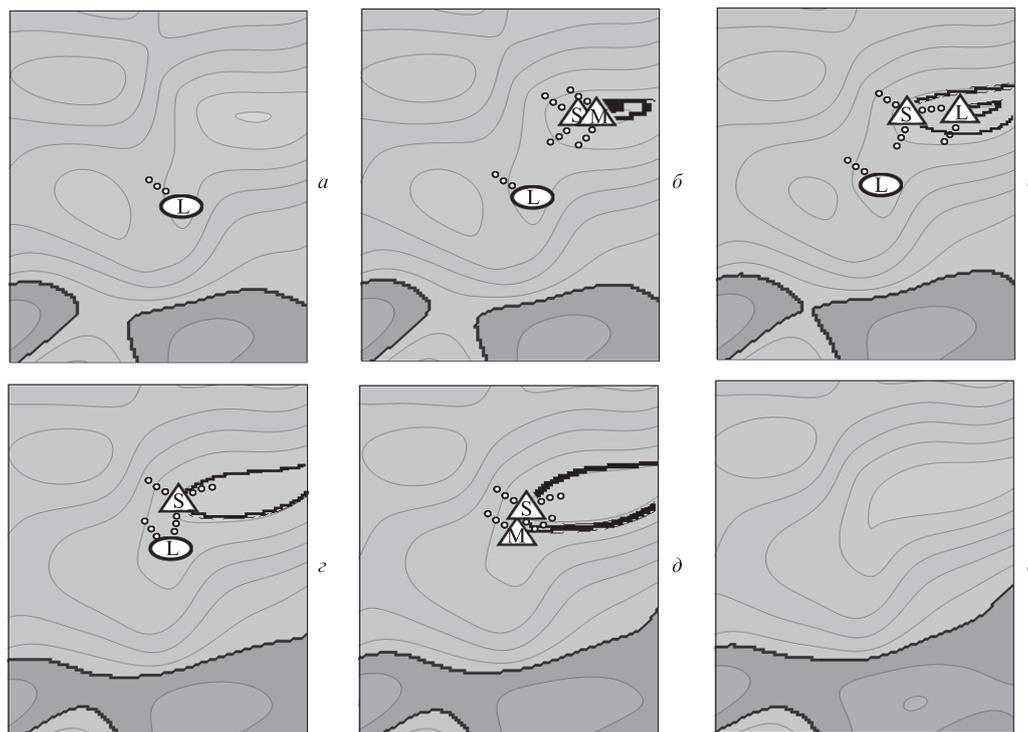


Рис.6. Отдельное звено цепной реакции с формами S -точек (пример 2).

спекл с тремя локальными максимумами и соответствующими им локальными спеклами. В области верхнего локального спекла существует только гиперболик $H(L)$, который пришел из соседнего звена цепной реакции в полном соответствии с предсказанием теории [10] о том, что гиперболик $H(L)$ с $I_p = 0$ может свободно перемещаться в развивающемся спекл-поле. При $t = 30$ с (рис.5,б) на нижнем локальном спекле возникает стандартная пара гиперболиков $H(S)–H(M)$ в той же области, что и при петлевой реакции (рис.4,б). Следующий шаг их развития при $t = 45$ с (рис.5,в) также является стандартным с преобразованием $H(M)$ в $H(L)$. Одновременно на склон верхнего локального спекла приходит одиночная сингулярность $H(L)$. Дальнейшее развитие пары $H(S)–H(L)$ кардинально отличается от сценария петлевой реакции. При $t = 90$ с (рис.5,г) гиперболик $H(S)$ переходит в соседний верхний спекл, в котором гиперболик $H(L)$ одновременно спускается к нему навстречу. При $t = 165$ с (рис.5,д) оставшийся гиперболик L взбирается на вершину нижнего локального спекла, превращаясь в эллипстик $E(L)$. Гиперболик $H(L)$ в левом верхнем спекле приближается вплотную к $H(S)$, трансформируясь, как положено, в $H(M)$. Одновременно верхний одиночный $H(L)$ уходит за пределы измеряемого фрагмента спекл-поля к другим звеньям цепной реакции. Наконец, при $t = 180$ с (рис.5,е) пара гиперболиков $H(S)–H(M)$ аннигилирует, а одиночный гиперболик $H(L)$ сохраняется в ожидании новых пар сингулярностей из последующих звеньев цепной реакции. Видно, что в приведенном сценарии развития отдельного звена цепной реакции задействованы обе закономерности.

Другое звено этой цепной реакции стартует при $t = 285$ с (рис.6,а) в том же фрагменте развивающегося спекл-поля, где расположен большой спекл с тремя локальными максимумами (спеклами). На вершине небольшого центрального локального спекла находится эллипстик $E(L)$, оставшийся от предыдущего звена. При $t = 300$ с (рис.6,б) на склоне верхнего локального спекла рождается стандартная пара гиперболиков $H(S)–H(M)$. При $t = 330$ с (рис.6,в) нижний гиперболик $H(M)$ поднимается по склону верхнего правого спекла, превращаясь в гиперболик $H(L)$. При этом нижний спекл перемещается вверх с эллиптиком $E(L)$ на его вершине. При $t = 375$ с (рис.6,г) левый локальный спекл исчезает, эллипстик $E(L)$ и гиперболик $H(S)$ еще больше сближаются. Одновременно верхний гиперболик $H(L)$ уходит за правую границу исследуемого фрагмента для встречи с другим звеном цепной реакции. Ключевая топологическая трансформация происходит при $t = 390$ с (рис.6,д), когда нижний спекл исчезает, а эллипстик $E(L)$ трансформируется в гиперболик $H(M)$. В результате гиперболики $H(L)$ и $H(S)$ располагаются вплотную друг к другу в пределах общего спекла. Наконец, они беспрепятственно аннигилируют при $t = 405$ с (рис.6,е), и исследуемый фрагмент развивающегося спекл-поля оказывается временно без сингулярностей. Видно, что в последнем случае происходит только свободное движение гиперболиков по спекл-полю.

5. Заключение

Измеренные полные наборы характеристик сингулярных точек [4] позволили найти вероятности их реализа-

Табл.1. Статистика морфологических характеристик динамических и статических поляризационных оптических сингулярностей в эллиптических спекл-полях.

Морфологический тип сингулярности	Вероятность реализации		
	Динамические спекл-поля (эксперимент) [4]	Статические спекл-поля (эксперимент) [15]	Статические спекл-поля (теория) [15]
$E(S)$	0.23 ± 0.015	0.253 ± 0.005	0.25
$H(S)$	0.27 ± 0.015	0.256 ± 0.005	0.25
$E(L)$	0.24 ± 0.015	0.2215 ± 0.005	0.2347
$H(L)$	0.20 ± 0.015	0.221 ± 0.005	0.2125
$E(M)$	0.018 ± 0.015	0.02 ± 0.005	0.0152
$H(M)$	0.039 ± 0.015	0.03 ± 0.005	0.0376

ции (табл.1). Видно, что они в пределах ошибок измерений совпадают с данными измерений для стационарного спекл-поля, возникающего при рассеянии лазерного пучка на матовом стекле, и теоретических расчетов для статических сингулярных полей с гауссовой статистикой [15]. Это однозначно свидетельствует об эргодичности естественной системы развивающихся спекл-полей. Как известно [16], в эргодических системах математическое ожидание равно среднему значению случайной переменной. Именно такая ситуация реализуется в динамических и статических эллиптических спекл-полях.

В заключение отметим, что обнаруженные топологические цепные реакции отличаются от известных ядерных и химических цепных реакций [17, 18]. Последние требуют строго сохранения полного числа задействованных частиц. Вторым существенным отличием является возникновение «топлива» для поддержания топологической цепной реакции в самом процессе ее развития в результате рождения новых пар S -точек.

Очевидно, что описанные топологические петлевые и цепные реакции возможны в развивающихся сингулярных волновых полях любой природы и с любой длиной волны.

1. Nye J.F., Berry M.V. *Proc. R. Soc. London. Ser. A*, **336**, 165 (1974).
2. Nye J.F. *Natural Focusing and Fine Structure of Light* (Bristol, Institute of Physics, 1999).
3. Soskin M.S., Vasnetsov M.V., in *Progress in Optics* (Amsterdam: Elsevier, 2001, Vol. 42, Ch. 4, p. 219).
4. Vasil'ev V., Soskin M. *Opt. Commun.*, **281**, 5527 (2008).
5. Vasil'ev V.I. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7613**, 7613OK (2010).
6. Vasil'ev V.I., Soskin M.S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8274**, 8274OW (2012).
7. Васильев В.И., Денисенко В.Г., Егоров Р.И., Слюсар В.В., Соскин М.С. *Квантовая электроника*, **38**, 239 (2008).
8. Egorov R.I., Soskin M.S., Freund I. *Opt. Lett.*, **31**, 2048 (2006).
9. Freund I., Soskin M.S., Egorov R.I., Denisenko V. *Opt. Lett.*, **31**, 2381 (2006).
10. Freund I. *Opt. Commun.*, **272**, 293 (2007).
11. Odoulov S.G., Sturman B.I., in *Progress in Photorefractive Nonlinear Optics* (London – New York: Taylor & Francis, 2002).
12. Wright F.J., Berry M.V. *J. Acoust. Soc. Am.*, **75**, 733 (1984).
13. Vasil'ev V.I., Soskin M.S. *Ukr. J. Phys.*, **52**, 1123 (2007).
14. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Мир, 1970).
15. Flossmann F., O'Holleran K., Dennis M.R., Padgett M.J. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 203902 (2008).
16. Walters P. *An Introduction Ergodic Theory* (Berlin: Springer, 1982).
17. Семёнов Н.Н. *Проблемы химической кинетики* (М.: Наука, 1979).
18. Климов А.Н. *Ядерная физика и ядерные реакторы* (М.: Энергоатомиздат, 1985).