

На правах рукописи



Спириденко Никита Андреевич

**Топологические переходы в нематических жидких
кристаллах с рождением и аннигиляцией
топологических дефектов**

Специальность 1.3.8 –
«Физика конденсированного состояния»

Автореферат
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт физики твердого тела имени Ю. А. Осипяна Российской академии наук

Научный руководитель: Долганов Павел Владимирович,
доктор физико-математических наук

Официальные оппоненты: Тимофеев Иван Владимирович,
доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук»

Беляев Виктор Васильевич

доктор технических наук, Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Государственный университет просвещения»

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «МИРЭА-Российский технологический университет»

Защита состоится «6» октября 2026 г. в 14 часов 30 минут на заседании диссертационного совета 24.1.136.01 (Д 002.100.02) при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипяна Российской академии наук (ИФТТ РАН) по адресу: 142432, Московская обл., г. Черноголовка, ул. Академика Осипяна д. 2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН и на сайте диссертационного совета: <http://www.issp.ac.ru/main/index.php/ru/dis-council.html>

Автореферат разослан «___» _____ 2026 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
24.1.136.01 (Д 002.100.02),
доктор физико-математических наук



Гаврилов Сергей Сергеевич

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследований

Жидкие кристаллы – это уникальные вещества, сочетающие в себе свойства твердых кристаллов и жидкостей. Они сохраняют анизотропию, присущую кристаллам, но при этом обладают текучестью, характерной для жидкости. Молекулы жидких кристаллов ориентационно упорядочены, в отличие от жидкостей. Различные физические характеристики жидких кристаллов анизотропны. В частности, оптическая анизотропия жидкого кристалла проявляется в различии показателей преломления в направлении параллельно и перпендикулярно направлению ориентации молекул жидкого кристалла. Разнообразие эффектов, возникающих благодаря анизотропным свойствам жидких кристаллов, служит основой для их широкого применения в науке и технике. Например, диэлектрическая анизотропия нематических жидких кристаллов приводит к возможности переориентации их молекул внешним электрическим полем, что используется в жидкокристаллических дисплеях и других оптических устройствах.

В жидких кристаллах из-за нарушений ориентационной симметрии образуются топологические дефекты разного типа. Топологический дефект – это дефект, который невозможно ликвидировать путем непрерывного изменения поля упорядочения. В жидком кристалле таким полем упорядочения служит преимущественное направление молекул – n -директор. Зачастую образуются необычные структуры с точечными и линейными топологическими дефектами. Топологические дефекты в жидких кристаллах можно рассматривать как точечные частицы с зарядом. Топологический заряд совокупности дефектов в системе связан с Эйлеровой характеристикой (инвариант Эйлера – Пуанкаре). Связь Эйлеровой характеристики с физикой жидких кристаллов устанавливается теоремой Пуанкаре – Хопфа. Она утверждает, что для векторного поля, заданного на замкнутой ориентированной поверхности, сумма топологических зарядов дефектов поля равна Эйлеровой характеристике этой поверхности. Жидкие кристаллы – удобные модельные среды для изучения топологических дефектов, поскольку дефекты могут быть сравнительно легко получены и визуализированы [1-3]. Топологические дефекты в жидких кристаллах интересны не только сами по себе, но и как сравнительно простые модельные системы для описания различных физических явлений. Например, моделирование механизма Киббла эволюции ранней Вселенной [4] проводилось в экспериментах с использованием нематических жидких кристаллов, в которых отсутствует трансляционное упорядочение, но присутствует ориентационное упорядочение в расположении длинных осей молекул. Несмотря на разнообразие дефектов, законы, управляющие их существованием, универсальны. Во многих случаях дефекты вносят значительный вклад в статические и динамические свойства систем. Исследование топологических дефектов имеет как фундаментальное, так и прикладное значение для технических приложений и моделирования различных явлений, поэтому данная работа является

актуальной. Основной темой настоящей работы является исследование топологических переходов с изменением Эйлеровой характеристики и исследование структуры и динамики топологических дефектов в нематических жидких кристаллах.

Цель и задача работы

Целями данной работы является:

1. Экспериментальное исследование топологических переходов, структуры и динамики дефектов при топологических переходах в нематическом жидком кристалле, в том числе в процессе коалесценции капель в оптических ячейках и разрыве прослоек изотропной жидкости в нематическом жидком кристалле.
2. Экспериментальное изучение структуры топологических дефектов, образующихся и аннигилирующих при топологических переходах в ограниченной геометрии оптической ячейки.
3. Исследование коллективного поведения топологических дефектов в нематическом жидком кристалле.

Для достижения данной цели были поставлены и решены следующие задачи:

1. Исследовать динамику коалесценции капель на различных этапах их слияния с получением зависимостей характерных времен от толщин ячеек и размеров капель.
2. Получить и исследовать упорядоченные одномерные структуры из топологических дефектов с чередующимися противоположными топологическими зарядами.
3. Изучить процесс зарождения и аннигиляции топологических дефектов на границе капель при их слиянии в ограниченной геометрии плоских ячеек.
4. Исследовать динамическую нестабильность при разрыве тонких изотропных прослоек жидкости между областями нематического жидкого кристалла.
5. Изучить топологические переходы изотропных капель в нематической среде, приводящие к образованию тороидальных капель с изменением Эйлеровой характеристики, а также последующий распад тороидальных капель.

Научная новизна

Впервые на одних и тех же образцах изучены три этапа коалесценции капель. На начальном этапе коалесценции скорость роста перешейка не зависит от радиуса капли и толщины ячейки. На средней и конечной стадиях динамика коалесценции определяется течением Пуазейля. Для тонких ячеек характерные времена τ , определенные на начальной, средней и релаксационной стадиях слияния, можно свести к одной универсальной зависимости от размера сливающихся капель. Релаксация на поздней стадии происходит быстрее в более толстых ячейках. Определена временная зависимость ширины перешейка и анизотропии формы для капель различного размера в ячейках разной толщины. Ранее на одном и том же веществе не исследовали все три этапа слияния.

Определена структура и динамика топологических дефектов в ограниченной квазидвумерной геометрии оптической ячейки, приводящей к существованию различных типов топологических дефектов на интерфейсе нематик – изотропная жидкость. Впервые обнаружено, что дефект в виде «кольца Сатурна», существующий в малых каплях, трансформируется в больших квазидвумерных каплях в два дефекта, локализованных в мениске. Антиподы существующих дефектов появляются при слиянии изотропных капель в нематической среде из-за топологических требований. Была исследована динамика их аннигиляции с существующими дефектами. Динамика сближения между двумя точечными дефектами-антиподами демонстрирует универсальную зависимость. Расстояние между ними r уменьшается со временем t по степенному закону $r = B(t_0 - t)^{0,5}$, где t_0 – момент их аннигиляции. Скорость сближения дефектов к точке их аннигиляции уменьшается с уменьшением толщины ячейки. Процесс аннигиляции локализованных дефектов отличается от аннигиляции точечных дефектов.

Впервые исследована коллективная динамика трансформации линейной структуры из топологических дефектов на поверхности капли в результате попарной аннигиляции дефектов. Показано, что зависимость числа дефектов от времени существенно отличается от зависимости для широко исследованных ранее двумерных систем.

Обнаружена нестабильность Рэлея-Плато прослоек изотропной жидкости в нематическом жидком кристалле. Продемонстрировано, что нестабильность сопровождается образованием топологических дефектов.

Впервые показано, что переход капли изотропной жидкости в нематическую фазу может происходить через образование неодносвязных тороидальных структур. Формирование тороидальных структур происходит через образование дырки в изотропной капле в центре топологического дефекта с топологическим зарядом $+1$.

Впервые реализована серия топологических переходов с изменением Эйлеровой характеристики ($\chi = +1 \rightarrow \chi = 0 \rightarrow \chi = -1 \rightarrow \chi = 0$). Впервые в жидком кристалле получены тороидальные структуры с Эйлеровой характеристикой -1 . Впервые реализован распад тороидальных структур в жидком кристалле с образованием микрокапель и топологических дефектов на их поверхности.

Научная и практическая значимость

Результаты проведенного исследования значительно расширяют существующие представления о динамике жидкого кристалла, в том числе при коалесценции жидкокристаллических и изотропных капель, образовании и аннигиляции топологических дефектов, о нестабильности Рэлея-Плато в анизотропных жидкокристаллических средах, топологических переходах в жидких кристаллах.

На защиту выносятся следующие положения

1. Характерные времена слияния капель изотропной жидкости в нематическом жидком кристалле и нематического жидкого кристалла в изотропной жидкости для начального этапа слияния увеличиваются линейно с размером капель, для конечного этапа пропорционально

третьей степени радиуса капель.

2. Слияние изотропных капель в нематическом жидком кристалле с гибридными граничными условиями на границе капель и поверхности ячейки сопровождается зарождением топологических дефектов с последующей попарной аннигиляцией дефектов противоположного знака.

3. Впервые получены замкнутые цепочки из топологических дефектов («ожерелье» из дефектов). В таких структурах число дефектов с противоположными топологическими зарядами одинаковое.

4. Неустойчивость Рэлея-Плато в жидком кристалле сопровождается образованием топологических дефектов на поверхности сателлитных капель, образующихся при каскадном разрыве тонких изотропных прослоек жидкости между областями жидкого кристалла.

5. Топологические ограничения в жидких кристаллах, ограниченная геометрия ячейки и гибридные граничные условия приводят к существованию тороидальных структур с Эйлеровой характеристикой $\chi = -1$ и к различным сериям топологических переходов с изменением Эйлеровой характеристики.

Личный вклад автора

Все экспериментальные данные, представленные в работе, были получены при непосредственном участии автора. Автор подготавливал образцы, проводил экспериментальные исследования с использованием высокоскоростной видеорегистрации и поляризованной оптической микроскопии, проводил обработку и анализ полученных данных, участвовал в формулировании цели и задач работы, а также участвовал в написании статей, подготовке тезисов и докладов для научных конференций. Исследования выполнены в Лаборатории Квантовых Кристаллов ИФТТ РАН в период с 2020 по 2026 год.

Апробация работы

Основные результаты диссертационной работы докладывались на следующих конференциях:

1) Спириденко, Н. А. Зарождение и коалесценция изотропных капель в жидкокристаллической матрице. Роль поверхности / Н.А. Спириденко, П.В. Долганов, А.С. Зверев, К.Д. Бакланова, В.К. Долганов // 2-я Международная конференция "Физика конденсированных состояний" : сб. тр. (31 мая – 4 июля 2021) / Черногловка. – 2021. – С. 14.

2) Спириденко, Н. А. Оптика структурной неустойчивости при фазовом переходе между изотропной жидкостью и жидким кристаллом / Н. А. Спириденко, П. В. Долганов, А. С. Зверев, К. Д. Бакланова, В. К. Долганов // Всероссийская научная конференция с международным участием "Енисейская фотоника" : сб. тр. (19 сентября – 24 сентября 2022) / Красноярск. – 2022. – С. 32.

3) Спириденко, Н. А. Взаимодействие и самоорганизация топологических дефектов в ограниченной геометрии жидкокристаллических капель / Н. А. Спириденко, П. В. Долганов, Е. И. Кац // Школа-конференция для молодых ученых "Самоорганизация в «мягких» средах:

достижения и современное состояние" : сб. тр. (10 ноября – 11 ноября 2022) / Москва. – 2022. – С. 54.

4) Спириденко, Н. А. Топологические дефекты в жидкокристаллических пленках / Н. А. Спириденко, П. В. Долганов, К. Д. Бакланова // Молодежная Школа по физике конденсированного состояния "Школа ФКС-2024" : сб. тр. (11 марта – 15 марта 2024) / Лосево. – 2024. – С. 97.

5). Спириденко, Н. А. Топологические дефекты в пленках нематических жидких кристаллов / Н. А. Спириденко, П. В. Долганов, В. К. Долганов // Молодежная Школа по физике конденсированного состояния "Школа ФКС-2025" : сб. тр. (24 марта – 28 марта 2025) / Рощино. – 2024. – С. 93.

6) Спириденко, Н. А. Образование и аннигиляция топологических дефектов на границе изотропная жидкость – нематик, индуцированное изменением топологии капель / Н.А. Спириденко, П.В. Долганов, В.К. Долганов // Всероссийская научная конференция с международным участием "Жидкие кристаллы и «умные» наноматериалы" (XI Чистяковские чтения) : сб. тр. (20 мая – 21 мая 2025) / Иваново. – 2025. – С. 19.

7) Спириденко, Н. А. Образование и аннигиляция точечных и линейных топологических дефектов при фазовом переходе нематик – изотропная жидкость / Н.А. Спириденко, П.В. Долганов, В.К. Долганов // Четвёртая Международная Конференция "Физика конденсированных состояний" : сб. тр. (2 июня – 6 июня 2025) / Черноголовка. – 2025. – С. 143.

Публикации

Основные результаты диссертационной работы изложены в 9 публикациях, входящих в перечень рецензируемых научных журналов, определенных ВАК.

Структура и объем работы

Кандидатская диссертационная работа состоит из введения, пяти глав, заключения по проведенному исследованию и списка использованных источников. Объем диссертационной работы составляет 108 страниц машинописного текста, 58 рисунков. В списке литературы представлено 97 наименований.

Содержание диссертации

Во введении обозначено общее направление исследования. В этой части работы раскрыта актуальность и новизна; представлены цель и задачи исследования; приведены основные положения, выносимые на защиту; указана научная и практическая значимость.

В первой главе приведен обзор литературы, посвященный основной тематике диссертационной работы. В ней представлены основные виды жидких кристаллов. Описаны различные топологические дефекты и их взаимосвязь с инвариантом Эйлера – Пуанкаре (Эйлеровой характеристикой системы). Показана связь между граничными условиями и образованием топологических дефектов. На основе анализа литературных данных сформулированы цели и задачи диссертационной работы.

Во второй главе приводится описание экспериментальных методик и образцов, приведены основные методы получения исследуемых капель нематического жидкого кристалла и изотропной жидкости. Представлена схема экспериментальной установки.

Для исследований, проведенных в диссертационной работе, использовалась жидкокристаллическая смесь E7 фирмы Synthon Chemicals, образующая нематическую фазу при комнатной температуре. Образцы имеют сравнительно широкую двухфазную область нематик – изотропная жидкость в диапазоне между 56–58°C. Использовались оптические ячейки разных толщин, и с разной обработкой внутренних поверхностей стеклянных пластин ячеек, между которых находится жидкокристаллическая смесь. На внутренние поверхности стеклянных пластин были нанесены покрытия, приводящие к различной ориентации молекул жидкого кристалла. Использовались как коммерческие ячейки с ориентирующим покрытием, так и ячейки, приготовленные в лаборатории. Жидкокристаллическая смесь капиллярно вводилась в ячейку. Ячейки помещали в термостатирующее устройство Linkam LTS120, установленное на столике оптического микроскопа Olympus BX51. Образцы изучали в проходящем свете с высоким пространственным разрешением лучше 2 пикселей/мкм. Изображения регистрировали с помощью видеокамер Baumer VCXU-2C и Optonics Sprinter со скоростью до 1000 кадров в секунду.

Изотропные капли зарождались и увеличивались в размере в нематическом жидком кристалле при нагревании в области фазового перехода первого рода нематик – изотропная жидкость. Во время нагревания образец контролировался визуально. Когда капли достигали необходимого размера, нагрев прекращался. Для изучения слияния выбирали пару близко расположенных капель примерно одинакового размера без других капель поблизости. Чтобы вызвать коалесценцию капель, образец медленно нагревали со скоростью порядка 0,05 °C/мин, капли росли и соприкасались, после соприкосновения происходило слияние. Таким образом можно получать также крупные изотропные капли в нематической среде.

Для получения капель нематической фазы образец нагревали до перехода в изотропную фазу, а затем медленно охлаждали из изотропной фазы со скоростью 0,05–0,2°C/мин. При этом в

образце зарождались и росли нематические капли, а при их соприкосновении происходила коалесценция. Для анализа коалесценции выбирали пару капель необходимого размера. При коалесценции капель можно получить различные типы топологических дефектов, что важно для исследования динамики дефектов и их аннигиляции.

Для того, чтобы визуализировать и понять структуру капель проводились исследования в поляризованном свете; использовались различные ориентации поляризаторов относительно преимущественного направления длинных осей молекул жидкого кристалла (директор) и оптический компенсатор. Синхронным вращением поляризатора и анализатора определялись знаки заряда топологических дефектов в скрещенных поляризаторах.

В третьей главе представлены результаты исследования динамики коалесценции капель в плоских ячейках. Глава посвящена исследованию различных этапов слияния капель, динамике релаксации к равновесной форме, и получению зависимости характерных времен от размера капель и толщин ячейки.

На рисунке 1 схематически показано слияние пары капель одинакового радиуса R . После начала слияния между каплями образуется перешеек, который быстро растёт (рис. 1(a)). На этом этапе капля, образованная двумя исходными сливающимися каплями, имеет форму гантели или восьмёрки. Скорость роста перешейка со временем уменьшается. Затем форма капли становится выпуклой, близкой к эллиптической (рис. 1(b)). Впоследствии капля релаксирует, принимая круглую форму (рис. 1(c)). Градиент кривизны границы на данном этапе значительно меньше, чем в капле гантелевидной формы, и процесс занимает больше времени, чем переход от гантелевидной к эллиптической форме.

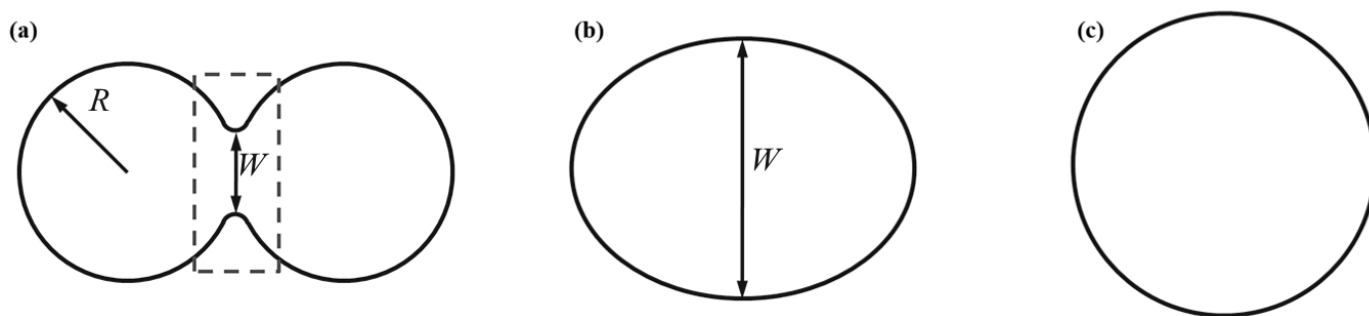


Рис. 1 Схематическое изображение слияния пары круглых капель: гантелевидная капля на начальном этапе слияния (a); эллиптическая капля (b); конечное состояние после релаксации – круглая капля (c). Пунктирная линия показывает область перешейка между каплями. W – ширина перешейка (a), которая преобразуется в короткую ось эллиптической капли (b).

Основным параметром, характеризующим динамику капель на разных стадиях их слияния, является ширина перешейка между каплями W (рис. 1(a)), которая преобразуется в короткую ось эллиптической капли (рис. 1(b)). Были проведены измерения W на всех стадиях коалесценции, включая начальную стадию формирования и трансформации перешейка, среднюю стадию формирования эллиптической капли и заключительную стадию релаксации к равновесной форме.

В разделе 3.1 приведены результаты исследования раннего этапа слияния капель. Исследовано слияние капель нематического жидкого кристалла, окруженных изотропной жидкостью, а также слияние капель изотропной жидкости в окружении нематического жидкого кристалла в оптических ячейках с планарными и гомеотропными граничными условиями.

На рис. 2(а) приведены данные по зависимости ширины перешейка от времени для ячейки толщиной $h=19$ мкм. Ширина перешейка нормирована на диаметр капель $2R$. На начальной стадии коалесценции размер перешейка линейно увеличивается со временем. Линейная зависимость $W(t)$ для капель радиусом $R \geq h$ наблюдается до значения W чуть меньше 20 мкм. Далее наблюдается переход к более медленной зависимости.

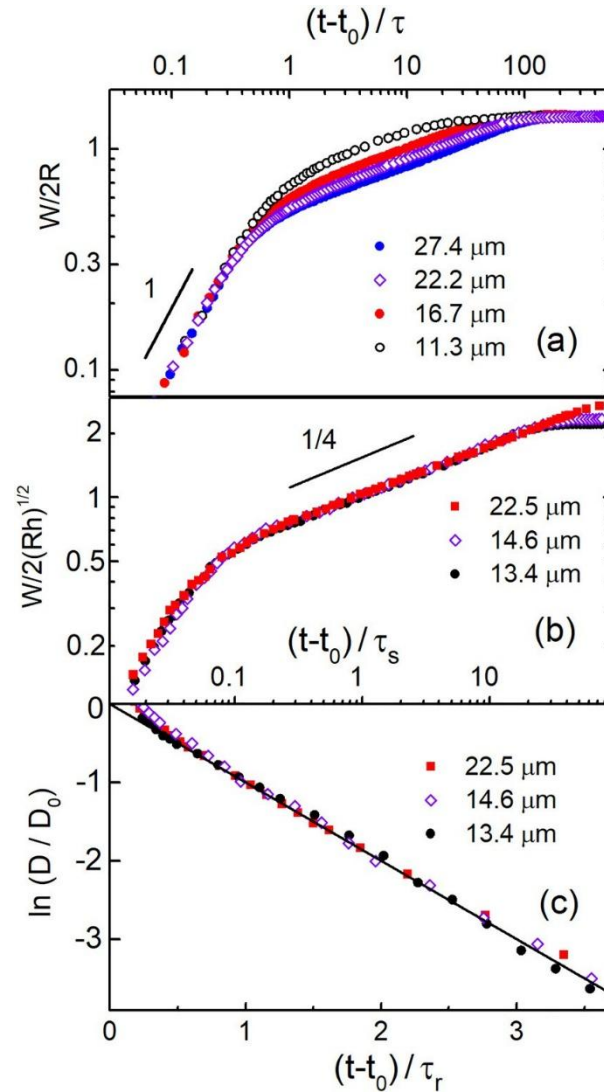


Рис. 2 Нормированные экспериментальные данные, демонстрирующие три последовательных этапа слияния. (а) Экспериментальная зависимость нормированной ширины мостика $W/2R$ от нормированного времени $(t - t_0)/\tau$ для капель разных размеров, демонстрирующая линейную зависимость на начальном этапе коалесценции. Толщина ячейки $h = 19$ мкм. (б) Зависимость $W/2\sqrt{Rh}$ от $(t-t_0)/\tau_s$. Толщина ячейки $h = 5,5$ мкм. (с) Зависимость масштабированной анизотропии D/D_0 от $(t-t_0)/\tau_r$, для позднего этапа коалесценции. Сплошная линия — зависимость $\ln(D/D_0) = -(t-t_0)/\tau_r$. $h = 5,5$ мкм. Коэффициент анизотропии $D(t) = (L/W-1)$, где $L(t)$ и $W(t)$ обозначают большую и малую оси эллипса. [5]

На начальной стадии поверхность ячеек и течение Пуазейля не играют существенной роли в динамике коалесценции, и ситуация аналогична коалесценции свободных капель. Для вязкой капли на раннем этапе, согласно теории [6,7], масштабированная ширина перешейка $W/2R$ пропорциональна нормированному времени $W/2R = A_1 t/\tau$, где $\tau = \mu R/\gamma$, A_1 – безразмерная константа порядка единицы, γ – поверхностная энергия интерфейса между каплями и окружающей средой, а μ – динамическая вязкость жидкости. В нашем случае, когда вязкости капли и окружающей среды близки, мы рассматриваем μ как сумму вязкостей капли μ_1 и окружающей среды μ_2 (изотропная жидкость и нематик). Таким образом, скорость роста ширины перешейка пропорциональна капиллярной скорости $V_C = \gamma/\mu$. Скорость роста перешейка для капель разных размеров близка и составляет около 6×10^2 мкм/с, что согласуется с величинами γ и μ , определенными из других экспериментов [8]. Экспериментальные данные для W были нормированы на $2R$, а время нормировано на характерное время τ , выбранное таким образом, чтобы данные на коротких временах ложились на одну прямую (рис. 2(a)). Полученные в результате характерные времена для начального этапа показаны кружками на рис. 3(a).

В разделе 3.2 приведены результаты исследования среднего (второго) этапа слияния капель.

Переход к среднему этапу слияния капель связан с ограниченной геометрией, когда доминирует диссипация, связанная с течением Пуазейля. Градиент скорости возникает из-за течения Пуазейля между поверхностями ячеек. Таким образом, диссипация, связанная с градиентом скорости вдоль перешейка (первая стадия), сменяется диссипацией, связанной с градиентом, перпендикулярным перешейку (более поздняя стадия).

В ячейках малой толщины ($h=5,5$ мкм) на среднем этапе наблюдается зависимость ширины перешейка от времени, представляющая собой степенную функцию $W(t) \sim (t - t_0)^\beta$ с показателем $\beta = 1/4$. Для сопоставления динамики слияния капель разного размера мы масштабировали экспериментальные данные для ячейки 5,5 мкм. В работе [7] наблюдалась зависимость со степенью $1/4$ для слияния капли с прямой границей, капля и окружающее вещество представляли собой изотропную жидкость. Проводя масштабирование аналогично [7], мы получили универсальную зависимость нормированной ширины перешейка $W/2\sqrt{Rh}$ от времени, нормированного на характерное время τ_s (рис. 2(b)).

Начальное время t_0 было близко к значению, определенному по линейной зависимости на начальном этапе. Для данных на рисунке 2(b) универсальная зависимость с показателем $\beta = 1/4$ наблюдается на протяжении двух декад безразмерного времени $(t - t_0)/\tau_s$. Характерные времена τ_s для ячейки толщиной 5,5 мкм показаны ромбами на рис. 3(a). Зависимость τ_s от R линейная, что согласуется с теорией [7].

На рисунке 4(a) сравнивается коалесценция капель примерно одинакового размера ($R = 22,2$ мкм и $R = 22,5$ мкм) в ячейках разной толщины. Полученные данные показаны синими незакрашенными кружками для ячейки толщиной 19 мкм и красными закрашенными квадратами для ячейки 5,5 мкм. В толстых ячейках зависимость ширины перешейка от времени описывается

степенной функцией с показателем степени $1/5$. В случае тонких ячеек показатель степени другой ($1/4$ вместо $1/5$ (рис. 4(b))). Степенная зависимость с показателем $\beta = 1/5$ ранее не наблюдалась, и ее происхождение неясно. Причина может заключаться в том, что отношение R/h мало в случае толстой ячейки $h=19$ мкм.

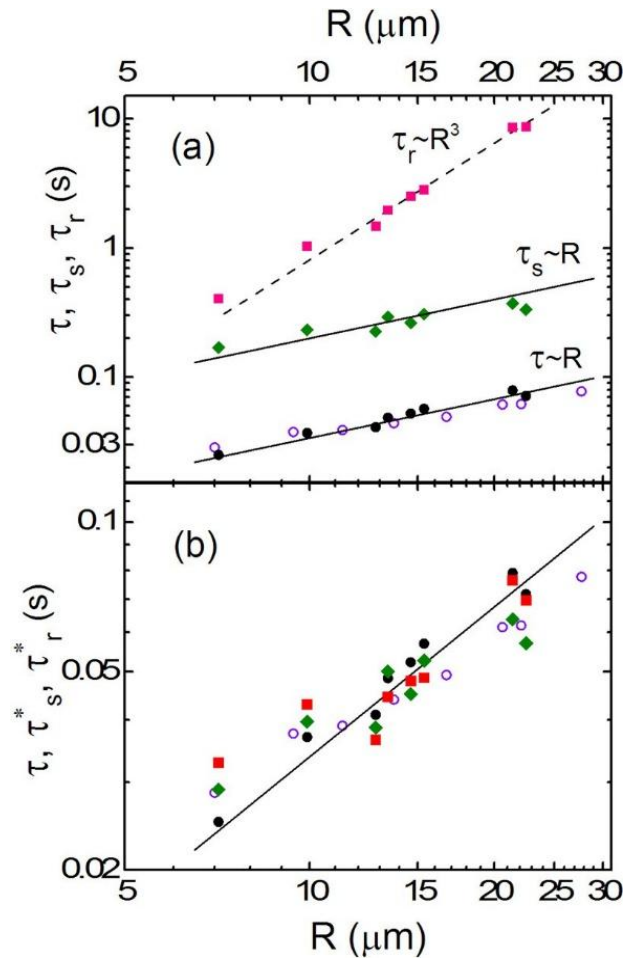


Рис. 3 (а) Характерные времена для различных стадий коалесценции изотропных капель в ячейках разных толщин. Круги, ромбы и квадраты – характерные времена (τ , τ_s и τ_r) для ранней, средней и конечной стадий коалесценции. Сплошные символы: $h = 5,5$ мкм; полые символы: $h = 19$ мкм. Характерные времена ранней стадии τ близки в тонких и толстых образцах. Характерные времена для поздних стадий приведены для тонкой ячейки ($h = 5,5$ мкм). Сплошные линии имеют наклон 1, пунктирная линия соответствует зависимости R^3 . (б) Характерные времена на начальной стадии τ (круги), масштабированные времена для средней стадии τ_s^* и поздней стадии τ_r^* , нормированные к $R\mu/\gamma$ для ячейки $5,5$ мкм (ромбы и квадраты). [5]

В разделе 3.3 приведены результаты исследования конечного этапа слияния капель. В теоретических работах рассматривались различные начальные формы коалесцирующей капли. В теории Хоппера [9] граница капли представляет собой кривую четвертой степени, также называемой эллиптической лемнискатой Бута, на конечном этапе ее форма близка к эллипсу. В нашем эксперименте на конечной стадии коалесценции капля эллиптическая (рис. 1(b)).

В теории двумерной коалесценции [9] релаксация капли к круглой форме на заключительном этапе экспоненциальная с характерным временем $\tau = \mu R/\gamma$. В нашем случае в плоских ячейках на динамику релаксации капли влияет течение Пуазейля. Это не меняет функциональную (экспоненциальную) зависимость релаксации на заключительном этапе, но существенно увеличивает время релаксации. Используя теорию [8], время релаксации в нашем

случае можно записать следующим образом:

$$\tau_r = BR^3(\mu_1 + \mu_2)/h^2\gamma, \quad (1)$$

где B — безразмерная константа $B \approx 2^{3/2}/0,38$, μ_1 — вязкость материала капли и μ_2 — вязкость окружающей среды (изотропная жидкость и нематик соответственно). На рисунке 2(с) показана экспоненциальная зависимость релаксации на конечной стадии коалесценции. Время нормировано на τ_r , определенное из подгонки экспериментальных данных $D(t)$ экспоненциальной зависимостью. Характеристика анизотропии $D(t) = (L/W - 1)$, где $L(t)$ и $W(t)$ обозначают большую и малую оси эллипса, масштабирована на величину D_0 так, чтобы данные лежали на той же кривой $\ln(D/D_0) = -t/\tau_r$. Времена релаксации τ_r , определенные из экспоненциальной зависимости на конечной стадии коалесценции, показаны квадратами на рисунке 3(а).

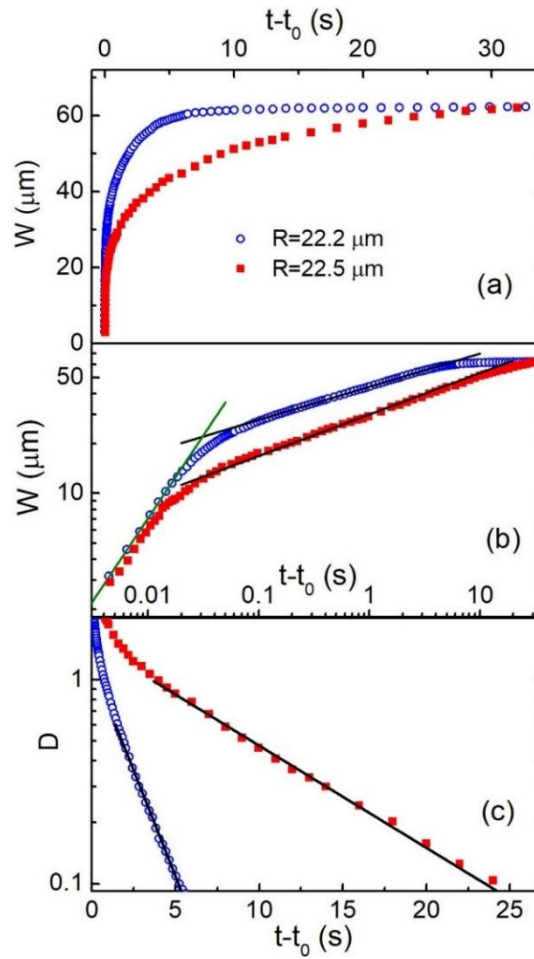


Рис. 4 Изменение ширины перешейка W во времени для капель изотропной жидкости с приблизительно одинаковым радиусом, но разной толщиной ячеек. (а), (б) Зависимость W от времени в линейном и двойном логарифмическом масштабе, наклон на среднем этапе соответствует показателю степени $1/4$ и $1/5$; (с) коэффициент анизотропии $D = (L/W - 1)$ в логарифмическом масштабе. Сплошные линии на (с) представляют собой экспоненциальные функции. [5]

Значения τ_r приблизительно пропорциональны R^3 в соответствии с (1). Мы можем сравнить характерное время для стадии релаксации с характерным временем на ранней стадии коалесценции капель, когда τ увеличивается пропорционально R . Основываясь на теоретическом выражении (1), можно масштабировать значения τ_r , найденные из эксперимента, умножая их на h^2/BR^2 , чтобы выражение для характерного времени совпадало с выражением $\tau = \mu R/\gamma$. Пересчитанные времена релаксации τ_r^* показаны на рисунке 3(б) красными квадратами.

Примечательно, что пересчитанные значения попадают в тот же диапазон, что и времена для начальной стадии.

На конечном этапе слияния квазидвумерные капли в толстых ячейках быстрее переходят в равновесную форму, чем в тонких ячейках (рис. 4(с)). В то же время, в ячейке одной и той же толщины мелкие капли быстрее релаксируют к равновесной форме. Оба эти эффекта обусловлены уменьшением скорости потока вблизи поверхности ячеек. Для капель нематического жидкого кристалла и для ячеек с планарными граничными условиями зависимости $\tau(R)$ получаются аналогичными [10].

Таким образом, была установлена временная зависимость ширины перешейка и анизотропии капель для разных размеров капель и толщины ячеек. На начальном этапе слияния скорость расширения перешейка не зависит от радиуса капли и толщины ячейки. В середине и в конце процесса коалесценции динамика определяется потоком Пуазейля. Для тонких ячеек характерные времена на начальной, средней и релаксационной стадиях слияния можно представить в виде универсальной зависимости от размера капель. Скорость релаксации на заключительном этапе слияния возрастает с увеличением толщины ячеек.

В четвертой главе представлены результаты исследования топологических дефектов в тонких слоях нематика. Глава посвящена получению и исследованию упорядоченных одномерных структур топологических дефектов, исследованию топологических дефектов на поверхности изолированных нематических и изотропных капель, зарождению и аннигиляции топологических дефектов при коалесценции капель.

В разделе 4.1 приведены результаты исследования полученных нами и впервые изученных упорядоченных одномерных структур из топологических дефектов. Впервые получены большие массивы топологических дефектов в виде одномерных кольцевых цепочек с чередующимися противоположными топологическими зарядами («ожерелье» из дефектов), изучена их структура и коллективная динамика.

Использовались ячейки с гомеотропными граничными условиями. Сначала получали большие изотропные капли диаметром в несколько сотен микрон в нематической среде путем нагрева образца с жидким кристаллом. Размер капель много больше толщины ячейки ($D \gg h$). Такие капли касаются обеих поверхностей ячейки (верхней и нижней).

После приготовления капли нагрев прекращали, и образец медленно охлаждали со скоростью 0,1–0,2 °C/мин. При охлаждении до двухфазной области (примерно до 57 °C) между границей ячейки и поверхностью изотропной капли образовывалась тонкая круговая полоска нематической фазы. Поскольку в смеси E7 нематический n-директор ориентируется наклонно относительно границы раздела нематик – изотропная жидкость с азимутальным вырождением [11] и ориентируется перпендикулярно границе ячейки с гомеотропным сцеплением (гибридно-ориентированный жидкий кристалл), в нематической полосе могут появляться топологические дефекты.

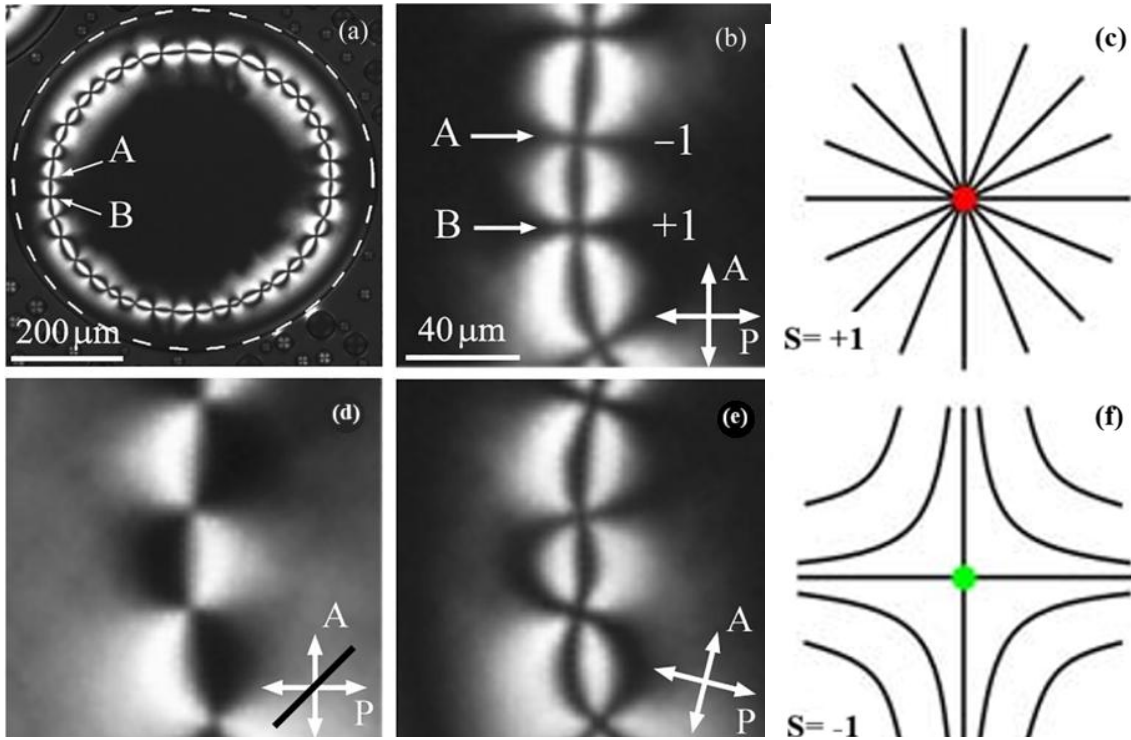


Рис. 5 (а) Круговая цепочка («ожерелье» из топологических дефектов), образованная в круговой нематической полосе на периферии изотропной капли. Граница капли обозначена тонкой пунктирной линией. Область с двумя дефектами, обозначенными А и В на рисунке (а) показана в увеличенном масштабе с различной ориентацией поляризаторов (b,e), и с компенсатором Берека (d). (b) Скрещенные поляризаторы ориентированы параллельно и перпендикулярно сегменту цепочки. (d) Вид с компенсатором Берека (медленная ось компенсатора показана темной линией). (e) Поляризатор и анализатор повернуты на 15° по часовой стрелке относительно (b). Лучи дефекта В повёрнуты в том же направлении (по часовой стрелке), лучи дефекта А в противоположном направлении (против часовой стрелки). Тип дефекта (+1, -1) показан на рисунке (b). Схематическое изображение радиального дефекта +1 (c) и гиперболического дефекта -1 (f). [12]

Пример капли с цепочкой из дефектов показан на рисунке 5(a). При наблюдении в скрещенных поляризаторах от каждого дефекта отходят четыре темных и четыре светлых луча. Это означает, что модуль топологического заряда каждого дефекта $|s_j| = 1$. Типы топологических дефектов и их топологические заряды были определены с использованием поляризаторов и компенсатора Берека. Часть цепочки показана на рисунке 5(b,d,e) в большом масштабе. При наблюдении образца между вертикальными и горизонтальными скрещенными поляризаторами соседние дефекты, обозначенные А и В, выглядят одинаково (рис. 5(b)); темные лучи в этих дефектах ориентированы почти вертикально и горизонтально. Знак топологического заряда определяется вращением поляризаторов. На рисунке 5(e) показано, как выглядит та же область, когда поляризатор Р и анализатор А повернуты по часовой стрелке на 15° относительно рисунка 5(b). Реакция вида дефектов А и В на вращение поляризаторов различна. Лучи дефекта А вращаются в противоположном направлении относительно поляризаторов (против часовой стрелки), а лучи дефекта В вращаются в том же направлении, что и поляризаторы (по часовой стрелке). Это указывает на то, что топологический заряд дефекта А равен -1 , а заряд дефекта В равен $+1$. В цепочках топологический заряд соседних дефектов оказывается противоположным. Таким образом, цепочка состоит из чередующихся дефектов $+1$ и -1 .

Существуют два типа топологических дефектов $+1$ с радиальной и круговой ориентацией директора вокруг центра дефекта [13]. Распределение директора вокруг дефектов $+1$ можно найти из наблюдений с компенсатором Берека (рис. 5(d)). Когда компенсатор Берека вставлен под углом 45° по отношению к поляризаторам, вид дефектов А и В различается: положения темных и светлых областей вокруг дефектов А и В противоположны (рис. 5(d)). Картина вокруг дефекта В на рисунке 5(d) демонстрирует, что директор имеет радиальную ориентацию (рис. 5(c)). Распределение директора вокруг дефекта -1 показано на рис. 5(f). Особенности формирования цепочки из дефектов связаны с топологией системы. Эйлерова характеристика круговой прослойки $\chi = 0$. Следовательно, согласно теореме Пуанкаре-Хопфа, сумма топологических зарядов дефектов S должна быть равна нулю ($S = 0$). Полученные цепочки в серии разных экспериментов, имеют повторяющиеся особенности. Выяснено, что число топологических дефектов в замкнутых цепочках с различным общим числом дефектов и различным размером цепочки было четным. Было обнаружено, что в замкнутых цепочках (рис. 5), в которых удалось определить знак топологических дефектов, число топологических дефектов с зарядом $S = +1$ равно числу дефектов $S = -1$. Дефекты с противоположными зарядами чередуются, поэтому $S = 0$, как предсказывает топология.

При нагревании круглая полоса нематика с цепочкой дефектов плавится, изотропная капля увеличивается в размере, и весь образец переходит в изотропную фазу. При небольшом охлаждении и даже при постоянной температуре соседние дефекты в цепочке с противоположными зарядами сближаются и аннигилируют попарно. Число дефектов в цепочке уменьшается. Радиус цепочки также уменьшается (рис. 6), но S остается равным нулю.

Динамика таких упорядоченных одномерных структур топологических дефектов существенно отличается от коллективной динамики в двумерных структурах. Для изучения динамики мы использовали капли с начальным числом дефектов в цепочке $N \gtrsim 10^2$ и радиусом около 400 мкм. Временная зависимость числа топологических дефектов от времени $N(t)$ описывается степенным законом $N(t) = A/(t - t_0)^v$ с показателем $v = 0,4 \pm 0,1$. Это значение v существенно меньше показателя $v = 1$, полученного в аналитической теории для аннигиляции топологических дефектов в двумерных системах, и меньше показателя около 0,9, полученного в численных расчетах и экспериментах [14-16]. Различие нашего значения с имеющимися данными для 2D систем связано с отличием нашей одномерной системы от 2D систем, изучавшихся в предыдущих экспериментальных и теоретических исследованиях [14-16]. В экспериментах по аннигиляции в 2D структурах область, где определялось $N(t)$, остаётся постоянной. В нашем случае длина цепочки $L(t)$ уменьшается со временем, что также должно приводить к некоторому уменьшению значения v . Важность наших результатов связана с большим общефизическим интересом, который состоит в изучении систем из частиц и античастиц. Это могут быть дефекты с противоположными топологическими зарядами не только в жидких кристаллах, но и в других средах, например, электроны и дырки в полупроводниках.

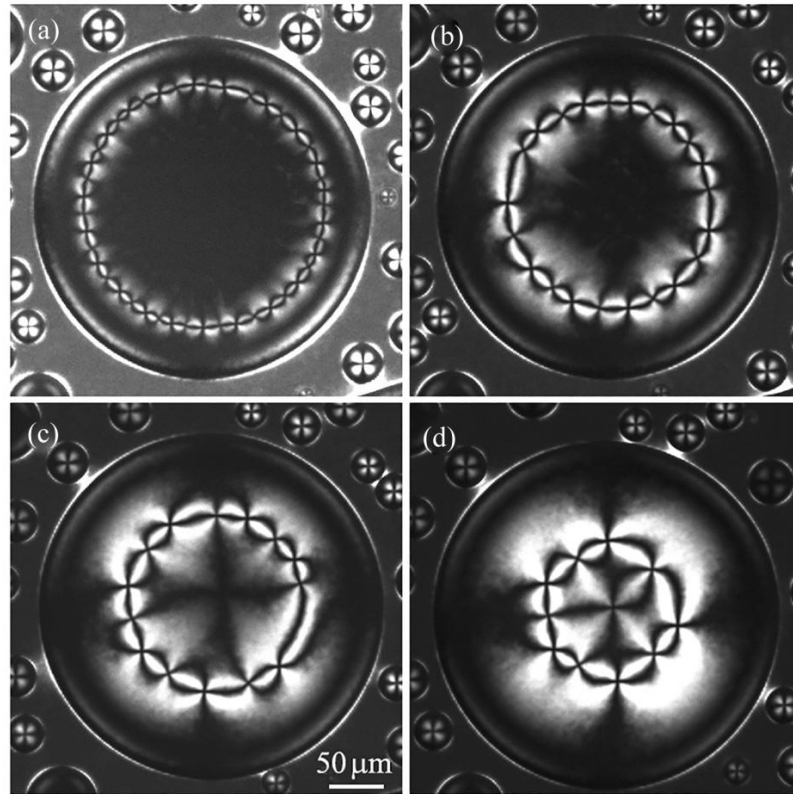


Рис. 6 Временная эволюция цепочки топологических дефектов. Число дефектов в цепочке N и радиус цепочки уменьшаются со временем. Когда в центральной области образуется тонкая нематическая пленка, в центре появляется топологический дефект $s = +1$ (d). Общее число топологических дефектов в капле становится нечетным ($N = 11$). Время после кадра (a) составляет 75 с (b), 160 с (c) и 270 с (d). [12]

При охлаждении нематическая пленка постепенно распространяется к центру, и в центре образуется точечный топологический дефект с четырьмя светлыми и темными лучами (рис. 6(d)). Измерения с различной ориентацией поляризаторов показывают, что топологический заряд дефекта в центре равен $+1$. Таким образом общее число дефектов становится нечетным и суммарный топологический заряд дефектов в капле становится равен $S = +1$. Теперь граница раздела нематик – изотропная жидкость становится топологически эквивалентной полусфере (сфере с одной удаленной областью). Эйлерова характеристика такого объекта $\chi = +1$.

Механизм образования топологического дефекта с точечной сингулярностью представляет значительный интерес и является сложной задачей для различных областей науки. Мы обнаружили необычные особенности в появлении точечного дефекта $S = +1$. Когда нематик распространяется к центру, сначала образуется широкий черный крест без видимой точечной сингулярности (рис. 6(c)). При изучении трансформации директора были проведены исследования с различной ориентацией поляризаторов и компенсатором Берека, как в случае цепочки (рис. 5). Эти исследования показывают, что более тонкая часть нематической пленки (рис. 6) находится вблизи центра. При медленном охлаждении нематическая пленка становится толще, а директор вблизи границы раздела нематик-изотропная жидкость отклоняется от гомеотропной ориентации. Точечная сингулярность постепенно формируется в центре (рис. 6(d)). Эффективный размер ядра центрального дефекта, определенный по оптическим исследованиям, составляет менее 3 мкм. Таким образом, в нашем эксперименте продемонстрировано, как зарождается топологический

дефект с точечной сингулярностью. Дальнейшая эволюция такой капли будет описана в разделе 5.1.

В разделе 4.2 исследовалось поведение топологических дефектов на поверхности изолированных капель нематического жидкого кристалла в окружении изотропной жидкости, а также топологических дефектов на поверхности изолированных капель изотропной жидкости в окружении нематического жидкого кристалла. Исследования проведены в ячейках с планарными граничными условиями.

При исследовании изотропных капель в нематической среде в оптических ячейках разных толщин наблюдались топологические дефекты различного типа. На рисунке 7(a,b) представлены фотографии изотропных капель в толстых ячейках толщиной $h = 100$ мкм, диаметр капли $2R$ несколько меньше толщины ячейки h . На рисунке 7(c,d) капли получены в тонких ячейках толщиной $h = 20$ мкм, размеры капель больше h . Направление натирания внутренних поверхностей ячейки, задающее преимущественную ориентацию молекул жидкого кристалла вдали от капель, горизонтальное.

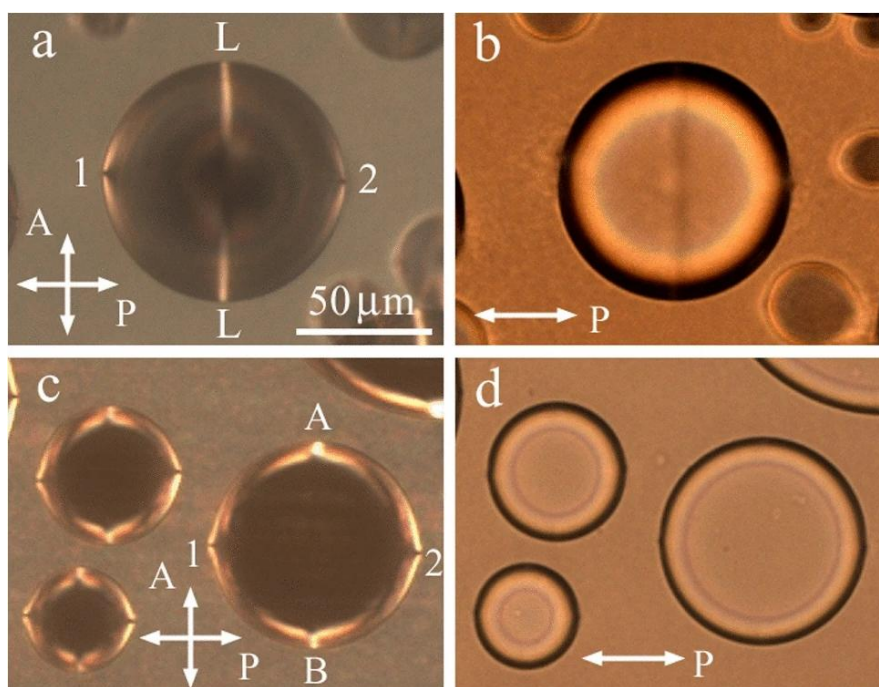


Рис. 7 Фотографии изотропных капель в нематической среде в плоских ячейках. Ориентация директора вдали от капель направлена горизонтально. Фотографии были сделаны с использованием скрещенных вертикального и горизонтального поляризаторов (a, c) и с одним горизонтальным поляризатором (b, d). Толщина ячейки составляет $h = 100$ мкм (a, b) и 20 мкм (c, d). Диаметр капли $2R < h$ на кадрах (a, b) и $2R > h$ на кадрах (c, d). 1 и 2 — точечные дефекты, L — дефект типа «кольца Сатурна», A и B — локализованные линейные дефекты. [17]

При наблюдении образца между скрещенными поляризаторами (ориентированными вдоль направления натирания и перпендикулярно ему, рис. 7(a)) видны два типа топологических дефектов. Это, соответственно, два точечных дефекта (обозначены 1 и 2) и линейный дефект (обозначен L). Точечные дефекты расположены на внешней границе капли. В скрещенных поляризаторах линейный дефект выглядит как две тонкие яркие линии. При наблюдении с одним

линейным поляризатором этот дефект выглядит как одиночная темная полоса (рис. 7(b)). На фотографии отчетливо видно, что линейный дефект L является непрерывным и охватывает всю каплю. Это так называемый дефект типа «кольцо Сатурна» [11,17].

Когда размер капель больше толщины ячейки, внешний вид капель трансформируется (рис. 7(c,d)). Центральная темная часть капель, в скрещенных поляризаторах (рис. 7(c)), представляет собой область, где изотропная фаза распространяется на всю толщину ячейки. Кольцевые области вокруг центра представляют собой мениски, где толщина изотропной фазы меньше зазора ячейки, и присутствует нематическая фаза. В таких каплях тонкая темная полоса не наблюдается (рис. 7(d)). Линейные дефекты теперь локализуются в мениске, становятся светлее и шире (рис. 7(c)). На границе раздела нематик – изотропная жидкость существуют два точечных дефекта (1 и 2) как в каплях на рисунке 7(a), так и на рисунке 7(c). Обнаружено, что когда размер капли превышает толщину ячейки, дефект в виде «кольца Сатурна» расщепляется на два дефекта, которые существуют в мениске (А и В). Аналогичные дефекты наблюдаются при исследовании капель жидкого кристалла в окружении изотропной жидкости [18].

В разделе 4.3 исследовалось зарождение и аннигиляция топологических дефектов при коалесценции капель. Было изучено поведение дефектов при слиянии капель нематического жидкого кристалла в окружении изотропной жидкости с разной ориентацией относительно друг друга, а также слияние изотропных капель жидкости в окружении нематического жидкого кристалла.

При исследовании слияния капель нематического жидкого кристалла в окружении изотропной жидкости обнаружено образование новых дефектов антиподов существующим дефектам. На рисунке 8 представлены фотографии процесса слияния капель нематического жидкого кристалла, точка контакта находится вблизи локализованных линейных дефектов. В процессе слияния двух капель в одну из-за топологических требований, налагаемых теоремой Пуанкаре-Хопфа, зарождаются новые дефекты. Это происходит из-за того, что сумма зарядов точечных дефектов на любом этапе эволюции капли остается равной 2, поэтому для сохранения заряда при коалесценции зарождаются новые дефекты с отрицательными топологическими зарядами, которые можно назвать антиподами существующим дефектам. В самом начале слияния, два новых локализованных линейных дефекта антипода зарождаются рядом с исходными локализованными линейными дефектами и быстро попарно аннигилируют. Два новых точечных дефекта антипода 5' и 6' находятся на большем расстоянии с исходными дефектами, поэтому процесс их аннигиляции медленнее. Аннигиляция наблюдается с двух сторон капли (рис. 8). Сначала аннигилируют дефекты 2 и 6', затем пара дефектов 3 и 5' (рис. 8(b-d)), в капле (рис. 8(d)) остаются только два точечных и два локализованных линейных дефекта с той же ориентационной структурой, что и у каждой из капель до коалесценции.

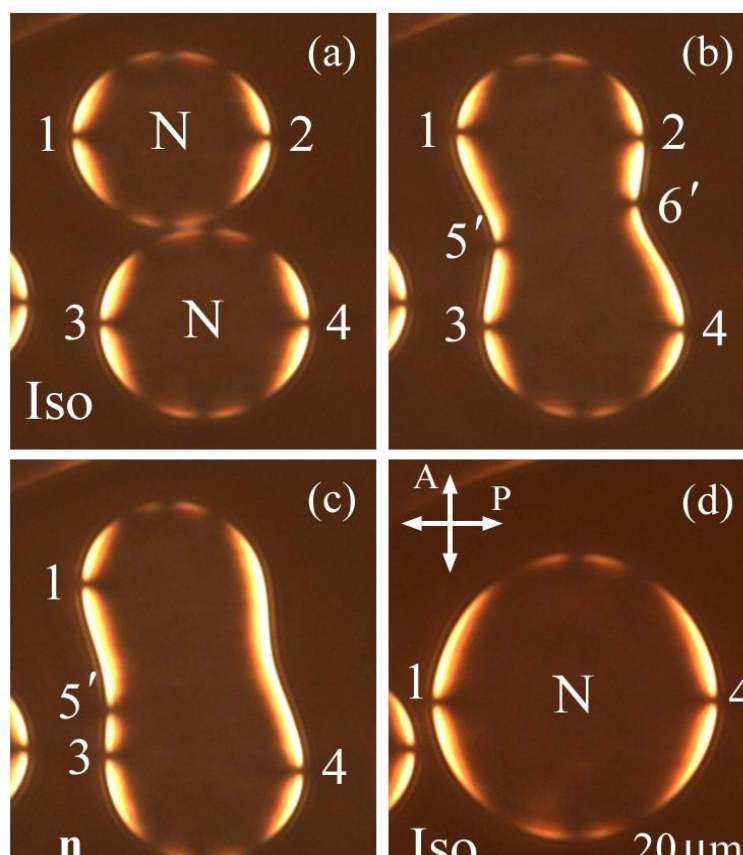


Рис. 8 Сближение и аннигиляция точечных дефектов со своими антиподами при слиянии нематических капель примерно одинакового размера. Две капли перед коалесценцией, соприкасающиеся в точке вблизи линейных дефектов (а), 1,2 и 3,4 обозначают точечные дефекты. Следующие кадры показывают трансформацию капли во время слияния. Видно, что во время трансформации образовались два новых дефекта 5' и 6' (антиподы существующим дефектам), которые попарно аннигилируют со своими соседями. На последнем кадре показано конечное состояние после слияния капель и аннигиляции дефектов. Капля имеет ту же ориентационную структуру, что и капля до коалесценции. Времена после первого кадра: 1 с, 1,6 с, 110 с. Ориентация поляризаторов и директора показаны на рисунке. [18]

Аналогичное поведение с зарождением и аннигиляцией дефектов наблюдается и для локализованных линейных дефектов, когда точка контакта капель находится вблизи расположения точечных дефектов [18].

При коалесценции крупных капель был реализован процесс аннигиляции двух точечных дефектов в мениске с почти прямой границей и фиксированной взаимной ориентацией дефектов (рис. 9).

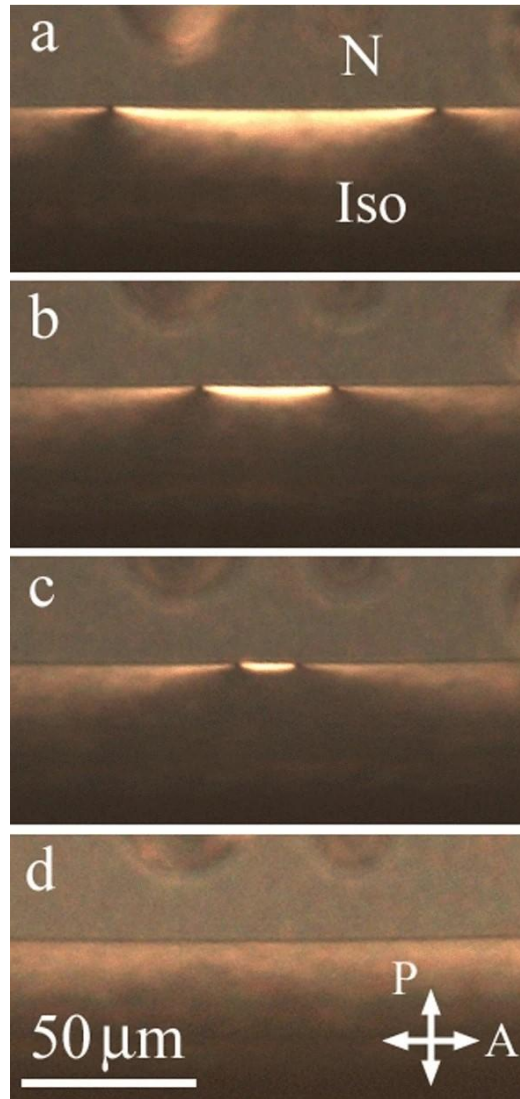


Рис. 9 Приближение и аннигиляция точечных дефектов на почти линейной границе раздела между нематической фазой (верхняя часть фотографий) и изотропной фазой (нижняя часть фотографий). Время после кадра (a) составляет 6 с (b), 7,2 с (c), 10 с (d). Толщина ячейки $h = 100$ мкм. [17]

Точечный вид дефектов сохраняется до малых расстояний r между дефектами, существенно меньших, чем толщина ячейки h и ширина мениска. Положение отдельных точечных дефектов можно отследить вплоть до их аннигиляции. На рисунке 10 показано расстояние r между двумя точечными дефектами-антиподами в зависимости от времени $(t_0 - t)$, отсчитываемого от момента аннигиляции дефектов t_0 . Измерения проведены для ячеек толщиной $h = 20, 40$ и 100 мкм.

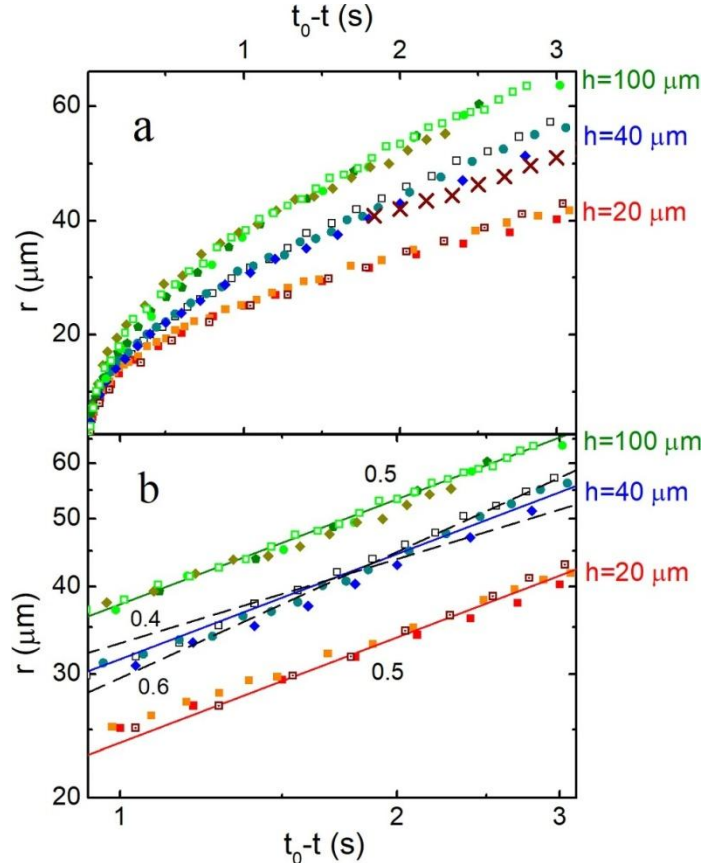


Рис. 10 (а) Изменение расстояний r между точечными дефектами в зависимости от времени относительно момента аннигиляции t_0 . (б) Зависимость r от времени в двойном логарифмическом масштабе. Сплошные линии представляют собой зависимости $r = B(t_0 - t)^{0.5}$. Пунктирные линии обозначают степенные зависимости с показателями 0,4 и 0,6 для ячейки толщиной $h = 40$ мкм. Крестики: расстояние между локализованными дефектами в зависимости от времени для ячейки толщиной $h = 40$ мкм. [17]

Экспериментальные данные $r(t_0 - t)$ можно описать корневой зависимостью от времени $r = B(t_0 - t)^{0.5}$ (сплошные линии, рис. 10 (б)). Дефект и антидефект аннигилируют вблизи средней точки между дефектами. Скорость дефектов уменьшается с уменьшением толщины ячейки. Это может быть связано с влиянием поверхностей ячейки. Существует некоторая неопределенность в значении показателя степени, но его можно считать близким к 0,5. Для сравнения, пунктирные линии на рисунке 10(б) представляют собой степенные зависимости с показателями 0,4 и 0,6 для ячейки $h = 40$ мкм. Таким образом, когда точечные дефекты движутся вдоль прямой границы изотропная жидкость – нематик и находятся на малом расстоянии относительно толщины ячейки $r < h$, динамика их сближения может быть описана квадратным корнем из времени в ячейках различной толщины.

Таким образом, впервые получены одномерные кольцевые цепочки дефектов с противоположными топологическими зарядами («ожерелья» из дефектов) и изучена их коллективная динамика, которую можно описать степенным законом $N(t) = A/(t - t_0)^{\nu}$ с показателем степени $\nu = 0,4 \pm 0,1$. Исследованы структура и динамика топологических дефектов в ограниченной геометрии плоских ячеек. Были обнаружены различные типы топологических дефектов на поверхности капель. При слиянии изотропных капель в нематической среде, в

соответствии с законами топологии, возникают антиподы существующих дефектов. Был выполнен анализ динамики их аннигиляции с уже имеющимися дефектами.

В пятой главе представлены результаты исследования топологических переходов в нематических жидких кристаллах и динамической нестабильности с разрывом тонких прослоек изотропной жидкости, сопровождающейся рождением топологических дефектов.

В разделе 5.1 приведены результаты исследований топологических переходов с образованием тороидальных капель.

Нам удалось получать тороидальные капли следующим путём. В ячейке готовили большую изотропную каплю и охлаждали ее. Между верхней частью изотропной капли и поверхностью ячейки образуется нематическая пленка с топологическими дефектами на границе раздела между изотропной каплей и нематической пленкой. В результате последовательности преобразований, включая аннигиляцию пар дефектов $+1$ и -1 , представленную в разделе 4.1, можно получить большую каплю, в которой находится один дефект, с нематическим карманом между верхней границей изотропной капли и границей ячейки (рис. 11(a)).

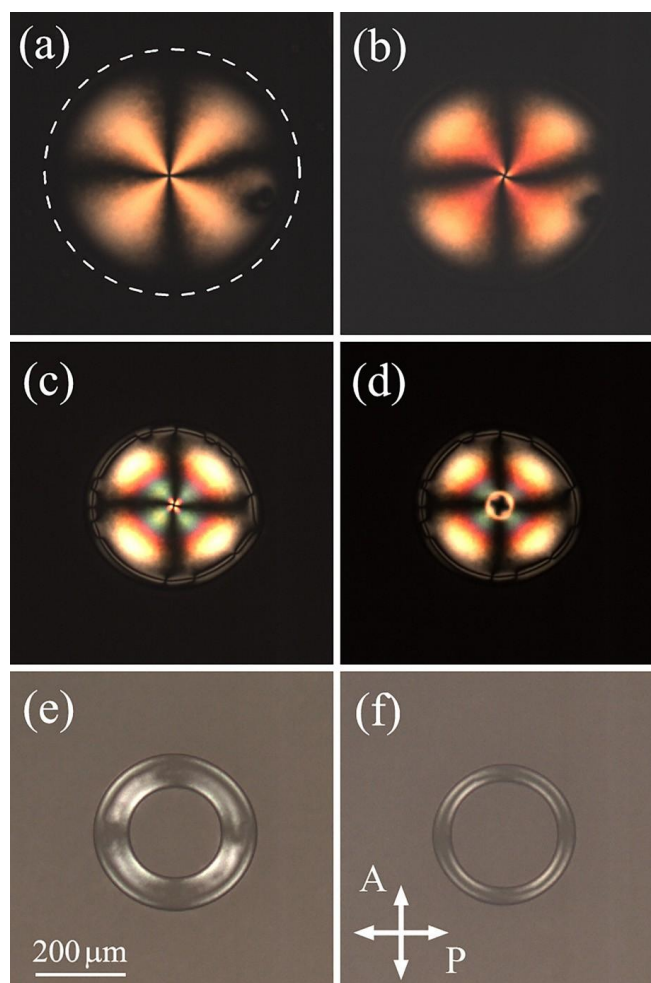


Рис. 11 Топологическая трансформация большой капли (a) в тороид (e) и (f). (a) Большая изотропная капля в нематической среде в плоской стеклянной ячейке. Продольный размер капли значительно превышает толщину ячейки (40 мкм). В центральной части капли существует нематический карман с топологическим дефектом. При охлаждении (b,c) глубина кармана увеличивается. (d) На месте топологического дефекта образуется участок нематической фазы на всю толщину образца. Капля становится тороидальной. (e) и (f) Эволюция тороидальной капли с уменьшением ширины тороидальной трубки. Изображения получены в скрещенных поляризаторах. Время после кадра (a) составляет 98 с (b), 202 с (c), 209 с (d), 222 с (e) и 280 с (f). Время экспозиции кадров (e) и (f) увеличено по сравнению с кадрами (a)–(d). Это приводит к увеличению яркости нематической области. Пунктирная кривая на (a) показывает границу изотропной капли. [19]

Рисунок 11 (b–f)) демонстрирует превращение односвязной капли в тороид. В этом процессе толщина нематического слоя между границей ячейки и изотропной каплей увеличивается (рис. 11(b и c)), и вблизи центра дефекта образуется глубокая полость («колодец») нематической фазы (рис. 11(b,c)). Нижняя часть кармана соприкасается с нижней поверхностью ячейки (рис. 11(d)), топологический дефект исчезает, и образуется тороидальная капля (рис. 11(e) и (f)). Таким образом, реализован топологический переход от капли с Эйлеровой характеристикой $\chi = 1$ к простому тороиду $\chi = 0$.

Измерены геометрические параметры тороида в зависимости от времени. На рисунке 12(a) показана временная зависимость внешнего радиуса R_1 и внутреннего радиуса R_2 тороида. R_1 непрерывно уменьшается примерно с одинаковой скоростью. R_2 демонстрирует два этапа с различной временной зависимостью: резкое увеличение размера отверстия R_2 на первом этапе и медленное увеличение на втором этапе. На первом этапе толщина тороида неравномерна (рис. 11(d)) и увеличивается от центра тороида к периферии.

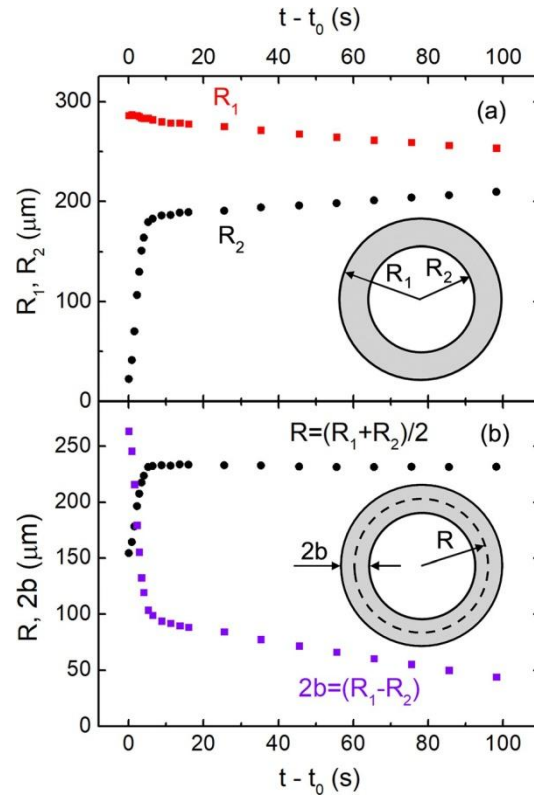


Рис. 12 (a) Зависимость большого радиуса R_1 и малого радиуса R_2 тороидальной трубки от времени после формирования тороида. Наблюдались два типа зависимостей R_2 : высокая скорость в начале и низкая скорость, когда толщина тороида приблизилась к зазору ячейки. (b) Зависимость среднего радиуса $R = (R_1 + R_2)/2$ и ширины $2b = (R_1 - R_2)$ тороида от времени. На вставках схематически показаны характерные размеры тороида. [19]

Быстрое изменение формы капли сопровождается течением материала в плоскости ячейки. На этом этапе R_2 увеличивается главным образом за счет перемещения изотропной фазы во внешнюю часть тороида до тех пор, пока толщина тороида не станет равной зазору ячейки h . В течение этого короткого этапа изменение объема тороида незначительно. Второй этап с медленным

увеличением R_2 (рис. 12(a)) начинается, когда толщина тороида становится почти однородной (рис. 11(e)). Дальнейшее увеличение R_2 и уменьшение R_1 происходит главным образом из-за фазового перехода изотропного материала в нематик и уменьшения объема тороида (рис. 11(e) и (f)). Ширина трубки $2b = (R_1 - R_2)$ в плоскости ячейки остается больше h , но непрерывно уменьшается со временем. Центральный радиус кольца тороидальной окружности $R = (R_1 + R_2)/2$ в этом процессе остается приблизительно одинаковым (рис. 12 (b)).

Далее из-за неустойчивости Рэлея-Плато наблюдалась распад тороида на капли (рис. 13). Разрушение сопровождается яркими вспышками (рис. 13(b)), которые возникают в результате отклонения нематического директора от гомеотропной ориентации из-за течения материала и появления компоненты директора в плоскости ячейки. Эти вспышки исчезают, когда директор восстанавливает гомеотропную ориентацию. Разрыв может происходить в нескольких местах тороида и приводит к образованию нескольких капель (рис. 13 (d)).

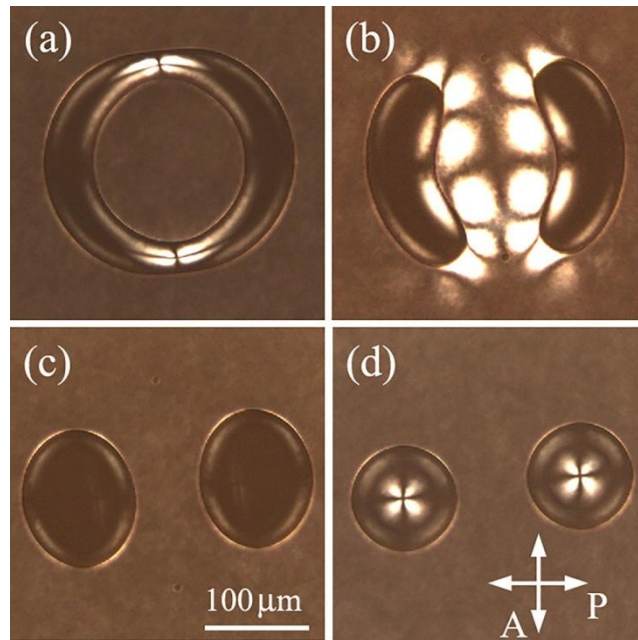


Рис. 13 Распад тороидальной капли (a) при охлаждении на две большие капли, соприкасающиеся с двумя поверхностями ячейки (c), и последующее превращение в две маленькие капли (d). Большие вспышки на (b) возникают из-за переориентации директора, вызванной течением нематического материала. [19]

При охлаждении крупные капли, соприкасающиеся с двумя поверхностями ячейки (рис. 13(c), $\chi = S = 0$), превращаются в мелкие капли с точечным топологическим зарядом $+1$ (рис. 13(d), $\chi = S = +1$). В экспериментах при распаде тороида могут быть получены не только крупные капли (рис. 13), но и мелкие микрокапли-сателлиты в месте распада. Кроме того, на поверхности сателлитных капель появляются топологические дефекты. Со временем сателлитные капли переходят в нематическую фазу. Наше экспериментальное исследование является первым наблюдением неустойчивости Рэлея-Плато изотропных тороидов в жидкокристаллической среде, сопровождающейся образованием сателлитных капель.

В эксперименте помимо прямого перехода от капли с $\chi = 1$ к простому тороиду ($\chi = 0$, рис. 11(f)), нами была реализована серия топологических переходов с изменением Эйлеровой

характеристики. Происходит переход от капли, соединяющей две поверхности ячейки, к тороидальной капле с одной ручкой, затем к тороидальной капле с двумя ручками и одним топологическим дефектом -1 между ними, и затем снова к тороидальной капле с одной ручкой ($\chi = +1 \rightarrow \chi = 0 \rightarrow \chi = -1 \rightarrow \chi = 0$). Такой сложный путь, включающий конфигурации с существенно различными структурами, с отрицательной Эйлеровой характеристикой $\chi = -1$ ранее не наблюдался.

В эксперименте, представленном на рисунке 14, этот сценарий был реализован, когда переход к тороиду происходит из капли с замкнутой круговой цепочкой («ожерельем») и несколькими дефектами в центре, число которых нечетное (рис. 14(a)). На рисунке 14(a) в замкнутой цепочке («ожерелье») общее число дефектов $+1$ и -1 составляет 12.

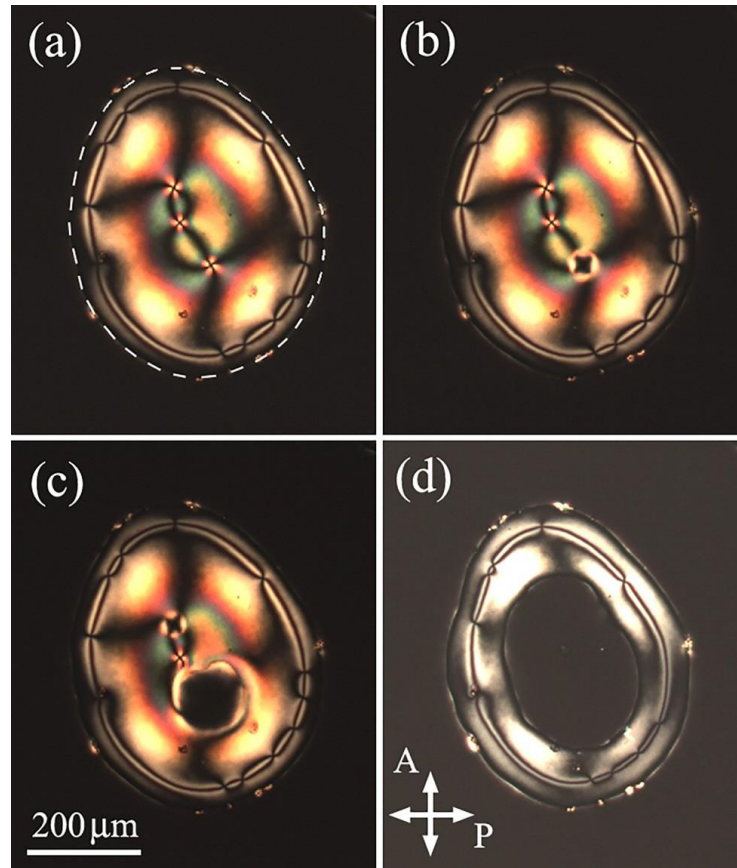


Рис. 14 Формирование тороида изотропной жидкости при охлаждении (d) через состояние с отрицательной Эйлеровой характеристикой (c). (a) Изотропная капля, касающаяся нижней поверхности ячейки, с нематической плёнкой на верхней поверхности. В центре видны три топологических дефекта (топологические заряды $+1$, -1 и $+1$), а на периферии капли существует замкнутая цепочка дефектов. (b) В одном из топологических дефектов $+1$ появляется область нематической фазы, которая распространяется по всей толщине образца. (c) В другом дефекте $+1$ также появляется область нематической фазы. Капля становится тороидом с двумя ручками. В центральной части остается один дефект -1 . (d) Два отверстия сливаются, и образуется изотропный тороид с одной ручкой. Пунктирная кривая на (a) показывает границу изотропной капли. Ориентации поляризаторов показаны на фото (d). Толщина ячейки составляет около 50 мкм. [19]

В центральной части капли существуют три топологических дефекта: два дефекта с зарядом $s = +1$ (верхний и нижний дефекты) и один дефект с зарядом $s = -1$ (центральный дефект). Таким образом, полный топологический заряд дефектов $S = +1$. Мы наблюдали необычный процесс исчезновения дефектов. При охлаждении вместо одного из дефектов $s = +1$ образуется отверстие (рис. 14 (b)). В этом месте нематическая фаза распространяется на всю толщину образца. Капля становится тороидом с одной ручкой и Эйлеровой характеристикой $\chi = 0$. Затем в другом дефекте s

$= +1$ таким же образом появляется отверстие. Мы не наблюдали образования отверстий в дефектах $s = -1$. Капля становится тороидом с двумя ручками. Согласно топологическому правилу $\chi = 2 - 2g$, где g – количество «ручек», трехмерный тороид с двумя ручками ($g = 2$) имеет Эйлерову характеристику $\chi = -2$ и $S = -2$. В этом тороиде с двумя ручками два дефекта $s = -1$ локализованы в областях отрицательной кривизны. В нашем случае (рис. 14(с)) в тороиде с двумя ручками, находящемся на поверхности ячейки ($\chi = -1$) между двумя отверстиями остается только один дефект -1 . Такие объекты ранее не наблюдались в жидких кристаллах.

В разделе 5.2 приведены результаты исследований тонких изотропных прослоек жидкости между областями нематического жидкого кристалла.

Тонкая изотропная прослойка получалась следующим образом. Ячейка с жидким кристаллом нагревалась до температуры несколько выше двухфазной области нематик – изотропная жидкость. Затем образец медленно охлаждался, в нем зарождались и росли участки нематика. При температуре вблизи перехода всего образца в нематическую фазу могли образовываться тонкие изотропные прослойки почти линейного вида (рис. 15(а)), которые разделяли нематические области.

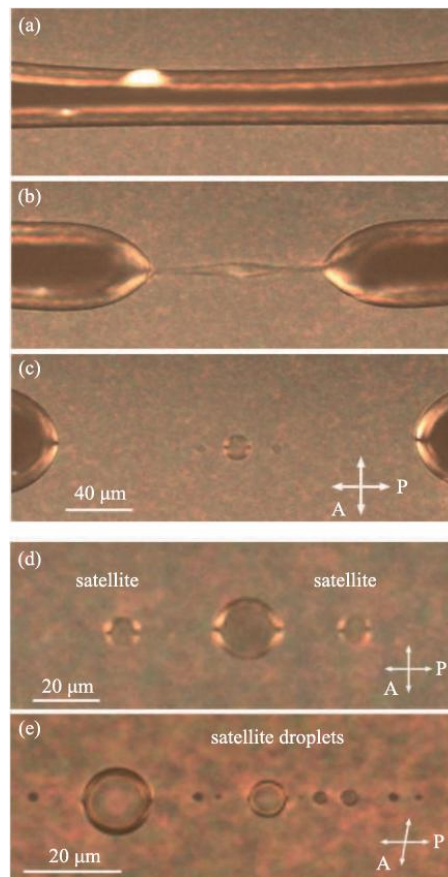


Рис. 15 Этапы трансформации полоски изотропной фазы (а)–(с): (а) – узкая прослойка, (б) – мостик неоднородной толщины перед разрывом, (с) – капли после каскада разрывов. Поляризатор и анализатор скрещены, ориентация поляризатора параллельна директору нематика вдали от участков изотропной фазы. Кадры (б) и (с) сняты через 15.5 с и 16.04 с после кадра (а). На кадре (с) видны дефекты на границах изотропных областей. На (d), (e) показаны результаты разрывов с более крупными по сравнению с фото (с) центральной каплей и сателлитными каплями. (е) – Может происходить каскад разрывов с образованием большого числа сателлитных капель. Ячейка с планарными граничными условиями. [20]

В прослойке между нематическими областями (рис. 15(a)) можно выделить три участка, ясно видимых при наблюдении в скрещенных поляризаторах: центральная темная часть (изотропная жидкость) и две светлые полосы по краям – два мениска, разделяющих изотропную жидкость и нематик. Если мениски не соприкасаются, ширина прослойки может изменяться при изменении температуры или при движении материала в ячейке. Когда мениски касаются, форма продолговатой прослойки становится нестабильной (нестабильность Релея-Плато). Ширина ее локально начинает уменьшаться, и она разрывается на границах узкой и широкой частей прослойки.

В результате разрыва в середине образуется продолговатая капля с протяженными участками на концах (рис. 15(b)). Однако эта капля не успевает релаксировать к круглой форме. Два вторичных разрыва происходят с двух сторон в вытянутых продолговатых участках капли. В результате образуются еще две меньшие боковые сателлитные капли (рис. 15(c)). Самоподобные разрывы могут продолжаться и далее. Разрешение оптического микроскопа не позволяет проследить разрывы и образование очень мелких капель. Наименьшие наблюдаемые нами капли имели диаметр порядка 1 мкм. Разрыв мостика с формированием сателлитных капель из-за нестабильности Релея-Плато подобен разрыву цилиндрической струи жидкости на отдельные не связанные фрагменты - капли [21], разрыву перешейка между твердыми пластинками или каплями [22].

Обнаружено образование топологических дефектов на поверхности сателлитных капель при разрыве мостика. Дефекты могут быть визуализированы при наблюдении в скрещенных поляризаторах. На рисунке 15(c) дефекты видны на границе интерфейса с двух сторон расширяющегося участка нематической фазы. Деформация распространяется вглубь мениска. Число и размер образующихся капель могли отличаться от эксперимента к эксперименту. На рисунке 15 (d,e) приведены фотографии центральной капли и сателлитных капель для случаев образования небольшого и большого числа сателлитных капель. Топологические дефекты (рис. 15 (d,e)) хорошо видны как на границе центральной капли, так и больших сателлитных капель.

Таким образом, исследованы топологические переходы и распад тороидальных капель. Впервые наблюдалась серия топологических переходов с изменением Эйлеровой характеристики капли ($\chi = +1 \rightarrow \chi = 0 \rightarrow \chi = -1 \rightarrow \chi = 0$). Обнаружены топологические дефекты, возникающие в результате каскадного разрыва слоев изотропной жидкости как на границе раздела между изотропной жидкостью и нематической фазой, так и на поверхности образующихся сателлитных капель.

Заключение

В рамках диссертационной работы были получены следующие основные результаты:

1. Исследованы особенности коалесценции капель жидкого кристалла в плоских оптических ячейках. Полученные экспериментальные данные позволили всесторонне описать структурные особенности процесса коалесценции капель жидкого кристалла в плоских оптических ячейках на различных стадиях их слияния. Была установлена временная зависимость ширины перешейка и анизотропии капель для разных размеров капель и толщины ячеек. На начальном этапе слияния скорость расширения перешейка не зависит от радиуса капли и толщины ячейки. В середине и в конце процесса коалесценции динамика определяется потоком Пуазейля. Для тонких ячеек характерные времена τ на начальной, средней и релаксационной стадиях слияния можно представить в виде универсальной зависимости от размера капель. Скорость релаксации на заключительном этапе слияния возрастает с увеличением толщины ячеек.
2. Впервые получены одномерные кольцевые цепочки дефектов с противоположными топологическими зарядами («ожерелья» из дефектов) и изучена их коллективная динамика, которую можно описать степенным законом $N(t) = A/(t - t_0)^{\nu}$ с показателем степени $\nu = 0,4 \pm 0,1$. Такая степень существенно отличается от ранее полученной в многочисленных экспериментальных и теоретических работах значения $\nu = 0,9$ для двумерных систем. Установлено, что процессы образования дефектов в цепочке и их последующая аннигиляция соответствуют топологическим предсказаниям.
3. Исследованы структура и динамика топологических дефектов в ограниченной геометрии плоских ячеек. Были обнаружены различные типы топологических дефектов на поверхности капель. На границе между нематической и изотропной фазами формируются точечные, линейные, локализованные дефекты. При слиянии изотропных капель в нематической среде, в соответствии с законами топологии, возникают антиподы существующих дефектов. Был выполнен анализ динамики их аннигиляции с уже имеющимися дефектами. Обнаружено, что дефект в форме «кольца Сатурна», существующий в малых каплях, в больших квазидвумерных каплях преобразуется в два дефекта, локализованных в мениске. Установлена универсальная степенная зависимость расстояния между точечными дефектами от времени с показателем 0,5 перед их аннигиляцией, наблюдаемой на протяженном прямом мениске.
4. Обнаружены топологические дефекты, возникающие в результате каскадного разрыва слоев изотропной жидкости как на границе раздела между изотропной жидкостью и нематической фазой, так и на поверхности образующихся сателлитных капель. Исследована динамика перед разрывом, связанная с неустойчивостью формы перешейка.
5. Исследованы топологические переходы и распад тороидальных капель. Впервые наблюдалась серия топологических переходов с изменением Эйлеровой характеристики капли: $\chi = 0$ (капля,

соединяющая две поверхности ячейки) $\rightarrow \chi = +1$ (капля, топологически эквивалентная полусфере) $\rightarrow \chi = 0$ (тороидальная капля). Образовавшаяся изотропная тороидальная капля неустойчива по отношению к разрыву (неустойчивость Рэлея-Плато), что приводит к ее распаду на отдельные односвязные капли. Эти распады сопровождаются образованием сателлитных капель микрометрового размера.

Публикации автора по теме диссертации

- 1) Dolganov, P. V. Birth and annihilation of topological defects on the nematic–isotropic interface during droplet coalescence / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko // *Liquid Crystals*. – 2022. – Vol. 49, Iss. 14. – P. 1933–1941.
10.1080/02678292.2022.2076947
- 2) Cascade Formation of Topological Defects and Satellite Droplets in Liquid Crystals at Dynamic Capillary Instability / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko, V.K. Dolganov et al. // *JETP Letters*. – 2023. – Vol. 118, Iss. 2. – P. 130–135.
10.1134/S0021364023601938
- 3) Dolganov, P. V. Statics and dynamics of point boojums, line and modified Saturn ring topological defects in nematic confined geometry / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko, V.K. Dolganov // *The European Physical Journal E*. – 2023. – Vol. 46, Iss. 12. – P. 121.
10.1140/epje/s10189-023-00387-3
- 4) Dolganov, P. V. Dynamics of viscous droplet coalescence in the confined geometry of optical cells / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko, A.S. Zverev // *Physical Review E*. – 2024. – Vol. 109, Iss. 1. – P. 14702.
10.1103/PhysRevE.109.014702
- 5) Dolganov, P. V. Ordered structures formed by nematic topological defects and their transformation with changing the Euler characteristics / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko, V.K. Dolganov // *Physical Review E*. – 2024. – Vol. 110, Iss. 2. – P. 24703.
10.1103/PhysRevE.110.024703
- 6) Dolganov, P. V. Topological transformations of isotropic droplets with breakup and formation of topological defects in a confined nematic geometry / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko, V.K. Dolganov // *Soft Matter*. – 2025. – Vol. 21. – P. 5720–5727
10.1039/d5sm00345h
- 7) Dolganov, P. V. Influence of Surface on the Development and Dynamics of Droplet Coalescence in Optical Cells at the Isotropic Liquid–Liquid Crystal Phase Transition / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko, V.K. Dolganov // *Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*. – 2025. – Vol. 19, Iss. 1. – P. 8–13.
10.1134/S1027451025700028
- 8) Dolganov, P. V. Formation and annihilation of topological defects at nematic – isotropic interface

induced by change of droplet topology / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko, V.K. Dolganov // Liquid Crystals and their Application. – 2025. – Vol. 25, Iss. 3. – P. 56–65.

10.18083/LCAppl.2025.3.56

9) Birth and Annihilation of Topological Defects Induced by Coalescence of Droplets in Nematic Liquid Crystal / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko, B.I. Ostrovsky, V.K. Dolganov // Journal of Surface Investigation. X-Ray, Synchrotron and Neutron Techniques. – 2025. – Vol. 19, Iss. 6. – P. 1710–1716.

10.1134/S1027451025702404

Список литературы

1. Klemencic, E. Topological defect enabled formation of nematic domains / E. Klemencic, P. Kurioz, S. Kralj // Liquid Crystals. – 2020. – Vol. 47, Iss. 4. P. 618–625.
2. Harth, K. Topological point defects of liquid crystals in quasi-two-dimensional geometries / K. Harth, R. Stannarius // Frontiers of Physics. – 2020. – Vol. 8, P. 112.
3. Fumeron, S. Introduction to topological defects: from liquid crystals to particle physics / S. Fumeron, B. Berche // The European Physical Journal : Special Topics. – 2023. – Vol. 232, P. 1813-1833.
4. Bowick, M.J. The cosmological Kibble mechanism in the laboratory: string formation in liquid crystals/ M.J. Bowick, L. Chandar, E.A. Schiff // Science. – 1994. – Vol. 263, P. 943–945.
5. Dolganov, P.V. Dynamics of viscous droplet coalescence in the confined geometry of optical cells / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko, A.S. Zverev // Physical Review E. – 2024. – Vol. 109, Iss. 1. – P. 14702.
6. Eggers, J. Coalescence dynamics / J. Eggers, J. E. Sprittles and J. H. Shoeijer // Annual Review of Fluid Mechanics – 2025. – Vol. 57, No. 1. – P. 61-87.
7. Yokota, M. Dimensional crossover in the coalescence dynamics of viscous drops confined in between two plates / M. Yokota, K. Okumura // Proceedings of the National Academy of Sciences. – 2011. – Vol. 108, – P. 6395.
8. Oswald, P. Droplet relaxation in Hele-Shaw geometry: Application to the measurement of the nematic-isotropic surface tension / P. Oswald, G. Poy // Physical Review E. – 2015. – Vol 92, Iss. 6. – P. 062512.
9. Hopper, R.W. Coalescence of two equal cylinders: Exact results for creeping viscous plane flow driven by capillarity / R. W. Hopper // Journal of the American Ceramic Society (Commun.) – 1984. – Vol. 67, – P. 262-264.
10. Dolganov, P.V. Influence of Surface on the Development and Dynamics of Droplet Coalescence in Optical Cells at the Isotropic Liquid–Liquid Crystal Phase Transition / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko, V.K. Dolganov // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. – 2025. – Vol. 19, Iss. 1. – P. 8–13.
11. Kim, Y.K. Morphogenesis of defects and tactoids during isotropic-nematic phase transition in self-assembled lyotropic chromonic liquid crystals / Y. K. Kim, S. V. Shiyonovskii, O. D. Lavrentovich // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2013. – Vol. 25, – P. 404202.
12. Dolganov, P.V. Ordered structures formed by nematic topological defects and their transformation with changing the Euler characteristics / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko, V.K. Dolganov // Physical Review E. – 2024. – Vol. 110, Iss. 2. – P. 24703.

13. Lavrentovich, O.D. Looking at the world through liquid crystal glasses / O. D. Lavrentovich // Contemporary Mathematics. – 2012. – Vol. 577, – P. 25-45.
14. Annihilation rate and scaling in two-dimensional system of charged particles / W. G. Jang, V. V. Ginzburg, C. D. Muzny, N. A. Clark // Phys. Rev. E – 1995. – Vol. 51, – P. 411.
15. Umbilical defect dynamics in an inhomogeneous nematic liquid crystal layer / V. Zambra, M. G. Clerc, R. Barboza, et al. // Phys. Rev. E – 2020. – Vol. 101, Iss. 6. – P. 62704.
16. Experimental study of the coarsening dynamics of $+1$ and -1 disclinations / T. Nagaya, H. Hotta, H. Orihara, Y. Ishibashi // Journal of the Physical Society of Japan. – 1992. – Vol. 61. – P. 3511.
17. Dolganov, P.V. Statics and dynamics of point boojums, line and modified Saturn ring topological defects in nematic confined geometry / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko, V.K. Dolganov // The European Physical Journal E. – 2023. – Vol. 46, Iss. 12. – P. 121.
18. Dolganov, P.V. Birth and annihilation of topological defects on the nematic–isotropic interface during droplet coalescence / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko // Liquid Crystals. – 2022. – Vol. 49, Iss. 14. – P. 1933–1941.
19. Dolganov, P.V. Topological transformations of isotropic droplets with breakup and formation of topological defects in a confined nematic geometry / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko, V.K. Dolganov // Soft Matter. – 2025. – Vol. 21. – P. 5720–5727
20. Dolganov, P.V. Cascade Formation of Topological Defects and Satellite Droplets in Liquid Crystals at Dynamic Capillary Instability / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko, V.K. Dolganov, E.I. Kats, K.D. Baklanova // JETP Letters. – 2023. – Vol. 118, Iss. 2. – P. 130–135.
21. Alvarez-Lacalle, E. Pinch-off singularities in rotating Hele-Shaw flows at high viscosity contrast / E. Alvarez-Lacalle, J. Casademunt, J. Eggers // Phys. Rev. E – 2009. – Vol. 80. – P. 56306.
22. Tjahjadi, B.M. Satellite and subsatellite formation in capillary breakup / B.M. Tjahjadi, H.A. Stone, J.M. Ottino // Journal of Fluid Mechanics – 1992. – Vol. 243. – P. 297.