

УДК 537.528+536.423+532.528

На правах рукописи

**Куперштох Александр Леонидович**

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ЖИДКИХ  
ДИЭЛЕКТРИКОВ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ,  
ВОЗНИКАЮЩИХ НА ПРЕДПРОБОЙНОЙ СТАДИИ**

Специальность 01.02.05 – «Механика жидкости, газа и плазмы»

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Новосибирск – 2007

Работа выполнена в Ордена Трудового Красного Знамени Институте гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН

**Официальные оппоненты:**

академик РАН,  
доктор физико-математических наук,  
профессор А. К. Ребров

доктор физико-математических наук,  
профессор В. В. Лопатин

доктор физико-математических наук,  
профессор А. Ф. Воеводин

**Ведущая организация:**

Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва

Защита диссертации состоится \_\_\_\_\_ 2007 г. в \_\_\_\_\_ часов

на заседании диссертационного совета Д 003.54.01  
при Институте гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН  
по адресу: 630090, г. Новосибирск - 90, просп. Лаврентьева, 15

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке

Института гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН

Автореферат разослан \_\_\_\_\_ 2007 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
доктор физико-математических наук

С.А. Ждан

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность работы.** Разрушительные последствия аварий современно-го силового энергетического оборудования, содержащего десятки тонн жидкого диэлектрика, проявляются не только там, где собственно произошла авария (взрыв, пожар), но также приводят к отключениям электроэнергии в крупных энергосистемах жизнеобеспечения мегаполисов. Несмотря на все многообразие известных экспериментальных и теоретических данных, в настоящее время нет единого описания явлений, происходящих в жидких диэлектриках при различных напряженностях электрического поля, особенно при наличии фазовых переходов. ЭГД-течения, зарождение пробоя, рост стримерных каналов рассматриваются независимо, зачастую феноменологически. Нет модели, позволяющей описать полную картину перечисленных явлений. Удовлетворительного теоретического описания процессов зарождения пробоя в жидких диэлектриках, особенно с учетом стохастических и гидродинамических эффектов, вообще до сих пор не существует.

Особый интерес представляет также динамика гетерогенных систем (жидкости, содержащие проводящие включения или пузырьки) под действием электрического поля. В частности, актуальны исследования электрического пробоя криогенных жидкостей, широко используемых в качестве диэлектрика в современных сверхпроводящих системах. В криогенных жидкостях возможно интенсивное образование пузырьков за счет медленного кипения, так как неизбежен тепловой поток из окружающей среды. Настолько же важны исследования эффекта ускорения слияния капель в электрическом поле, который используется, в частности, для очистки нефти от воды. Поэтому адекватное описание этого процесса тоже представляет собой важную научно-техническую проблему.

Классические конечно-разностные численные методы моделирования электрогидродинамических течений мало пригодны для расчета сложных двухфазных нестационарных течений, особенно в условиях возникновения в диэлектрике большого количества новых контактных границ жидкость-пар. Поэтому весьма актуальной является также разработка методов моделирования гидродинамических течений со сквозным расчетом границ раздела фаз, в том числе и вновь возникающих в объеме вещества.

**Целями диссертационной работы** являются: исследование стохастических закономерностей и гидродинамических характеристик при зарождении и росте разрядных структур в жидких диэлектриках на предпробойной стадии разряда, а также построение физических основ и компьютерных моделей этого явления.

**Основной задачей работы** является построение физической картины процессов, происходящих на предпробойной стадии электрического разряда в жидких диэлектриках и построение соответствующих компьютерных моделей, позволяющих описать основные стохастические и гидродинамические эффекты этого явления. В рамках основной задачи самостоятельной подзадачей является построение адекватных методов моделирования электрогидродинамических

течений, в том числе и с возможностью моделирования фазовых переходов жидкость-пар. Одним из таких методов является метод решеточных уравнений Больцмана (Lattice Boltzmann equation, LBE).

**Научная новизна работы.** Все результаты диссертации, выносимые на защиту, являются новыми и опережают мировой уровень.

Впервые сформулирован и реализован принципиально новый метод учета действия объемных сил в решеточных уравнениях Больцмана – “метод точной разности”.

Впервые на основе метода сквозного счета границ раздела фаз жидкость-пар для решеточных уравнений Больцмана удалось достаточно точно смоделировать кривую сосуществования фаз в широкой области температур для вещества с произвольным уравнением состояния.

Обнаружено новое физическое явление – анизотропная неустойчивость жидких диэлектриков в сильных электрических полях и распад диэлектрика на двухфазную систему тонких паровых цилиндрических каналов в жидкости.

Впервые предложен новый локальный стохастический критерий зарождения пробоя на поверхности электродов. В рамках данного подхода понятия динамической электрической прочности (вольт-секундные характеристики), а также эффективной площади электродов (в частности, полусферических) возникают естественным образом.

Впервые сформулирован стохастический критерий роста стримерных структур с правильным “физическим временем” и реализованы модели роста стримерных структур с импульсным характером проводимости и гидродинамическим расширением каналов.

**Практическая значимость работы.** Источники импульсных высоких напряжений микро- и наносекундной длительности, широко используемые в экспериментальной физике, в лазерной и ускорительной технике и в разрядных технологиях, предъявляют высокие требования к изоляционным материалам накопителей и коммутаторов.

С этой точки зрения, одной из основных задач электрофизики является предсказание импульсной электрической прочности жидких диэлектриков в зависимости от внешних условий – параметров приложенного напряжения, геометрии электродов, внешнего давления и т.д. Для этой цели необходимо четкое понимание механизмов зарождения пробоя в жидких диэлектриках в экстремально высоких электрических полях.

Разработана методика прогнозирования электрической прочности перфтордибутилового эфира, трансформаторного масла и н-гексана при изменении геометрии электродов и формы напряжения, используя функцию плотности вероятности зарождения пробоя, восстановленную из данных по статистическим временам запаздывания пробоя или из данных по напряжениям пробоя.

**Достоверность полученных результатов** обеспечена тем, что использованы физические подходы и математические методы, адекватные природе явления. Достоверность подтверждается согласием результатов, полученных при численном моделировании, с другими известными аналитическими и числен-

ными результатами.

### **Основные положения диссертации, выносимые на защиту:**

1. **Метод сквозного счета границ раздела фаз жидкость-пар**, в том числе и вновь возникающих в объеме вещества, который не требует задания условий на контактных границах. При его использовании в методе решеточных уравнений Больцмана удается весьма точно моделировать кривую сосуществования фаз для веществ с произвольным уравнением состояния в широкой области температур от критической точки до  $T \approx 0.4T_{кр}$  (отклонения плотности менее 0.4 %). Для стационарных переходных слоев жидкость-пар удалось добиться отношения плотностей фаз на границе раздела порядка  $10^5$ – $10^6$ , что на 3 порядка лучше, чем в предыдущих вариантах метода LBE.
2. Принципиально **новый способ учета действия объемных сил в методе решеточных уравнений Больцмана** — метод точной разности. Для учета действия силы предложено использовать разность равновесных функций распределения при постоянной локальной плотности. При этом правильно описывается сдвиг локально равновесной функции распределения в пространстве скоростей под действием поля однородных сил, что не выполнялось во всех ранее известных методах учета действия сил в решеточных уравнениях Больцмана.
3. Ранее неизвестный **механизм электрогидродинамической неустойчивости жидких диэлектриков в экстремальных электрических полях** — **анизотропный распад на двухфазную систему нитевидных паровых каналов в жидкости** под действием сил электрострикции. Анизотропный распад диэлектрика исследован теоретически и продемонстрирован при компьютерном моделировании. Предсказана область начальных состояний (несколько выше критической точки), где этот эффект может быть зарегистрирован экспериментально в чистом виде (без сопутствующего пробоя). Такого типа механизм анизотропного образования каналов газовой фазы должен играть ключевую роль при зарождении и сверхбыстром распространении стримерных структур. Получены простые аналитические выражения для волн разрежения, возникающих в диэлектрике из-за действия объемных сил электрострикции в неоднородном электрическом поле для сферических и цилиндрических электродов. Такие электрострикционные течения с ударными волнами получены также при компьютерном моделировании. При этом в области разрежения перед расходящейся ударной волной тоже возникает описанная анизотропная неустойчивость.
4. **Локальный стохастический критерий зарождения пробоя на поверхности электродов**. В рамках предложенного макроскопического подхода понятия динамической электрической прочности (вольт-секундные характеристики), а также эффективной площади электродов (в частности, полусферических) возникают естественным образом. Получена новая приближенная аналитическая формула для распределения электрического поля по поверхности сферических электродов с малым зазором между ними. На ее основе

аналитически получен ряд закономерностей, в частности, зависимость эффективной площади сферических электродов от их радиуса и величины зазора между ними и, в общем случае, от величины напряженности электрического поля. Разработанный подход дает возможность охарактеризовать динамическую электрическую прочность конкретного диэлектрика количественно, учитывая при этом принципиально стохастический характер процесса пробоя. Был получен ряд новых аналитических зависимостей вероятностей возникновения пробоя при варьировании геометрии промежутка, а также скорости нарастания переменного напряжения. Продемонстрирована возможность стохастического моделирования серий экспериментов по пробоям жидких диэлектриков, в частности стохастического распределения мест зарождения пробоя по поверхности электродов.

5. Классификация известных критериев роста в моделях развития стримерных структур, на основе которой сформулирован **ряд новых стохастических критериев роста с правильным “физическим временем”**. Предложен ряд моделей стохастического роста стримерных структур в жидких диэлектриках, в том числе с учетом импульсного характера электропроводности и гидродинамического расширения плазменных каналов. Предложена модель сверхбыстрого распространения вершин стримерной структуры на основе механизма типа анизотропного распада жидких диэлектриков в экстремальных электрических полях.

**Апробация работы.** Материалы, вошедшие в диссертацию, докладывались автором и обсуждались на:

- XI, XII, XIII, XIV, XV Международных конференциях по диэлектрическим жидкостям (ICDL) (Баден-Даттвиль, Швейцария, 1993; Рим, Италия, 1996; Нара, Япония, 1999; Грац, Австрия, 2002; Коимбра, Португалия, 2005),
- V Всесоюзной школе "Физика импульсных разрядов в конденсированных средах" (Николаев, СССР, 1991),
- V, VI, VII, VIII Международных научных конференциях «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей» (Санкт-Петербург, 1998, 2000, 2003, 2006),
- VI, VII, IX, X, XI, XII Международных научных школах-семинарах «Физика импульсных разрядов в конденсированных средах» (Николаев, Украина, 1993, 1995, 1999, 2001, 2003, 2005),
- Международном симпозиуме IEEE-1998 по электрической изоляции (Арлингтон, США, 1998),
- XVI Международной школе-семинаре по численным методам механики вязкой жидкости (Новосибирск, 1998),
- II, III, IV, VI Международных научных школах-семинарах «Импульсные процессы в механике сплошных сред» (Николаев, Украина, 1996, 1999, 2001, 2005),
- XXV Межд. конференции по защите от молний (Родос, Греция, 2000),
- Международном научном семинаре «Инновационные технологии – 2001», (Красноярск, 2001),

- VI российско-корейском международном симпозиуме по науке и технологии KORUS (Новосибирск, 2002),
- IV школе-семинаре "Физика взрыва и применение взрыва в физическом эксперименте" (Новосибирск, 2003),
- XXVIII Сибирском теплофизическом семинаре (Новосибирск, 2005),
- IV, V Международных конференциях французского общества электростатики (Пуатье, Франция, 2004; Гренобль, Франция, 2006),
- II, V Международных конференциях по электрогидродинамике (Гренобль, Франция, 2000; Пуатье, Франция, 2004),

а также **на научных семинарах:**

- Института гидродинамики СО РАН (семинар Теоретического отдела – руководитель академик РАН Л.В. Овсянников, 2003; семинар Отдела прикладной гидродинамики – член-корреспондент РАН В.В. Пухначев, 2004; семинар Отдела быстропротекающих процессов – М.Е. Топчийн, 2006; Объединенный семинар взрывных отделов – академик РАН В.М. Титов, 2006);
- Лаборатории электростатики диэлектрических материалов (руководитель А. Денат, Гренобль, CNRS, Франция, 1998);
- Института химических технологий и высокотемпературных химических процессов (руководитель В. Бурганос, Патры, Греция, 2004);
- Института теплофизики экстремальных состояний РАН (семинар Теоретического отдела, руководитель В.С. Воробьев, 2005).
- Института математики СО РАН (руководитель академик РАН С.К. Годунов, 2006).

Тема диссертационной работы соответствует “Приоритетным направлениям развития науки, технологий и техники в Российской Федерации” – “08-Энергетика и энергосбережение”, а также “Основным направлениям фундаментальных исследований”: 1.1.7. Математическое моделирование, 1.2.10. Физика диэлектриков, 2.2.2. Механика жидкости, газа и плазмы, твердого тела, неидеальных и многофазных сред.

Тема диссертационной работы связана с темами НИОКР Института гидродинамики СО РАН: “Исследование задач импульсной электрофизики с целью создания новых методик ударно-волнового эксперимента” (государственный регистрационный номер № 01970003579, 1997-1998 гг.), “Импульсная электрофизика газодинамических течений при электрических разрядах” (государственный регистрационный номер № 01990002778, 1999-2001 гг.), “Импульсная электрофизика газодинамических течений при зарождении и развитии электрических разрядов” (государственный регистрационный номер № 01200205256, 2002-2003 гг.), “Нестационарные явления в многофазных средах: динамика структуры, кумулятивные течения, ударные волны и кавитация” (государственный регистрационный номер № 0120.0406862, 2004-2006 гг.).

Работа выполнялась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Сибирского отделения РАН: руководитель грантов РФФИ № 95-02-04698-а (1995-1996), № 97-02-18416-а (1997-1998), № 03-02-16474-а

(2003–2004) и № 06-08-01006-а (2006–2008); руководитель блоков в Интеграционных проектах СО РАН № 2 (1997–1999) и № 47 (2000–2002).

Результаты работы четыре раза были отмечены среди основных научных достижений СО РАН в 1993, 1999, 2002 и 2006 гг.

**Публикации.** По теме диссертации опубликовано более 60 статей в отечественных и зарубежных изданиях (без тезисов докладов). Среди них можно выделить 37 основных статей, в которых изложены основные результаты диссертационной работы, в том числе и в рецензируемых журналах (4 в ведущих иностранных журналах и 10 в российских журналах из списка ВАК).

**Личный вклад автора.** Диссертационная работа выполнялась в Институте гидродинамики им. М.А. Лаврентьева Сибирского отделения Российской академии наук. Результаты, опубликованные в [1,2,5,20,22–25,28], получены без соавторов. Участие автора диссертации в работах [3,4,6–19,21,26,27,29–37] отражено в прилагаемой к диссертации справке о личном вкладе.

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка литературы. В начале каждой главы приведен краткий обзор ранее опубликованных работ по теме исследования. Диссертация изложена на 323 страницах, содержит 9 таблиц и 139 рисунков. Библиография состоит из 323 наименований.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во введении** дана общая характеристика работы, обоснована актуальность темы диссертации, сформулированы цели и задачи исследования, охарактеризованы научная новизна и практическая значимость работы. Во введении, а также в начале каждой главы приведены обзоры литературы.

**Первая глава** посвящена развитию метода решеточных уравнений Больцмана, который используется для моделирования течений жидкости и двухфазных сред. Описан также метод решеточных газов, который использовался в ряде случаев для качественного моделирования гидродинамических течений.

Кинетическое уравнение Больцмана имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \xi \nabla f + \mathbf{a} \nabla_{\xi} f = \Omega, \quad (1)$$

где  $f(\mathbf{x}, \xi, t)$  – одночастичная функция распределения в фазовом пространстве  $(\mathbf{x}, \xi)$ ,  $\mathbf{a} = \mathbf{F}(\mathbf{x}, t) / \rho$  – ускорение из-за действия объемных сил  $\mathbf{F}$ ,  $\rho$  – плотность,  $\Omega$  – интеграл столкновений.

Метод решеточных уравнений Больцмана получается из (1), если вместо непрерывной функции распределения по скоростям рассмотреть только дискретный и небольшой набор скоростей ЛВЕ частиц  $\mathbf{c}_k$  такой, что за шаг по времени  $\Delta t$  частицы перелетают в соседние узлы пространственной решетки  $\mathbf{e}_k = \mathbf{c}_k \Delta t$ , где  $\mathbf{e}_k$  – вектора, соединяющие узлы решетки.

Сформулирован принципиально новый способ учета действия объемных сил в методе решеточных уравнений Больцмана — метод точной разности. Для



учета действия силы предложено использовать разность равновесных функций распределения при постоянной локальной плотности  $\rho$ . При этом локально равновесная функция распределения просто сдвигается в пространстве скоростей, оставаясь равновесной, что не выполнялось во всех ранее известных методах учета действия сил в решеточных уравнениях Больцмана (методы явной производной, метод модификации оператора столкновений, комбинированный метод).

Обычно при учете сил в методе ЛВЕ используется только главный член  $f^{eq}$  разложения функции распределения  $f = f^{eq} + f^{neq}$ . В этом приближении  $\nabla_{\xi} f \approx \nabla_{\xi} f^{eq}$ . Автором диссертации было замечено, что для равновесной функции распределения  $f^{eq} = f^{eq}(\rho, \xi - \mathbf{u})$ , и предложено использовать равенство  $\nabla_{\xi} f^{eq} = -\nabla_{\mathbf{u}} f^{eq}$ . Отсюда было получено уравнение Больцмана в виде

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \xi \nabla f = \Omega + \frac{df^{eq}}{dt}, \quad (2)$$

где  $df^{eq}(\mathbf{u}(\mathbf{x}(t), t))/dt = \mathbf{a} \nabla_{\mathbf{u}} f^{eq}$  – полная производная от равновесной функции распределения вдоль лагранжевой координаты при постоянной плотности  $\rho$ .

После дискретизации уравнения (2) в пространстве скоростей, получен метод точной разности для решеточного уравнения Больцмана в форме

$$N_k(\mathbf{x} + \mathbf{c}_k \Delta t, t + \Delta t) = N_k(\mathbf{x}, t) + (N_k^{eq}(\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)) - N_k(\mathbf{x}, t)) / \tau + \Delta N_k, \quad (3)$$

где  $N_k$  – одночастичные функции распределения (заселенности),  $\Delta N_k$  – точная разность равновесных функций распределения при постоянной плотности

$$\Delta N_k = N_k^{eq}(\rho, \mathbf{u} + \Delta \mathbf{u}) - N_k^{eq}(\rho, \mathbf{u}). \quad (4)$$

Оператор столкновений в (3) записан в приближении Бхатнагара – Гросса – Крука (релаксация к равновесному состоянию с характерным временем  $\tau$ ).

Для (3) было выполнено разложение Чепмена – Энско́га по малому параметру  $\varepsilon = c_1 \Delta t / L$  (решеточное число Кнудсена), и во втором порядке по  $\varepsilon$  получены макроскопические уравнения гидродинамики (уравнения непрерывности и Навье – Стокса).

Гидродинамические величины (плотность жидкости  $\rho(\mathbf{x}, t)$ , скорость  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  и внутренняя энергия  $\varepsilon(\mathbf{x}, t)$ ) рассчитываются как моменты функций распределения  $N_k(\mathbf{x}, t)$  следующим образом:

$$\rho = \sum_{k=0}^M N_k, \quad \rho \mathbf{u} = \sum_{k=0}^M \mathbf{c}_k N_k \quad \text{и} \quad \varepsilon = \frac{1}{2} \sum_{k=0}^M (\mathbf{c}_k - \mathbf{u})^2 N_k. \quad (5)$$

Здесь  $M$  – количество возможных ненулевых векторов скорости.

Для решеточных уравнений Больцмана разработан метод сквозного счета границ раздела фаз жидкость–пар, в том числе и вновь возникающих в объеме вещества. Рассматривается суммарная сила, действующая на вещество в узле со

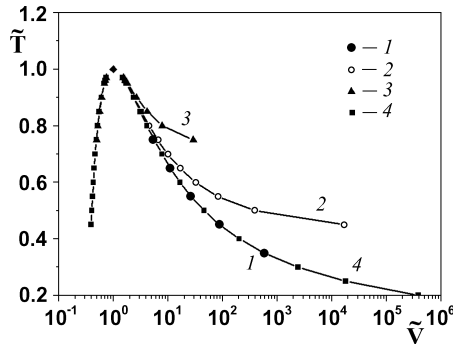
стороны соседних узлов. Эта сила должна быть градиентом некоторого потенциала  $\mathbf{F}_N = -\nabla U$ , где  $U$  выражается через уравнение состояния как  $U = p(\rho, T) - \rho\theta$ . В диссертации предложено ввести новую функцию  $\Phi^2 = -U$ . Тогда сила выражается как

$$\mathbf{F}_N = 2\Phi(\rho, T)\nabla\Phi(\rho, T). \quad (6)$$

На основе этих двух уравнений для силы  $\mathbf{F}_N$  предложена новая более общая конечно-разностная аппроксимация для одномерного (D1Q3,  $\alpha = 1$ ), двумерного (D2Q9,  $\alpha = 3/2$ ) и трехмерного (D3Q19,  $\alpha = 3$ ) вариантов метода LBE

$$\mathbf{F}(\mathbf{x}) = \frac{1}{\alpha h} \left[ A \sum_k \frac{G_k}{G_0} \Phi^2(\mathbf{x} + \mathbf{e}_k) \mathbf{e}_k + (1 - 2A)\Phi(\mathbf{x}) \sum_k \frac{G_k}{G_0} \Phi(\mathbf{x} + \mathbf{e}_k) \mathbf{e}_k \right]. \quad (7)$$

В частных случаях  $A = 0.5$  и  $A = 0$  это выражение переходит, соответственно, в известную аппроксимацию  $\mathbf{F}(\mathbf{x}) = \frac{1}{2\alpha h G_0} \sum_k G_k U(\mathbf{x} + \mathbf{e}_k) \mathbf{e}_k$  или в аппроксимацию уравнения (6).



**Рис. 1.** Кривая сосуществования фаз для уравнения Ван-дер-Ваальса в приведенных переменных. 1 – по правилу Максвелла; 2,3,4 – компьютерное моделирование методом LBE. 3 – стандартная аппроксимация; 2 – локальная аппроксимация при  $A = 0$ ; 4 – аппроксимация (7) при  $A = -0.152$ .

Сравнение результатов моделирования было проведено на примере уравнения состояния Ван-дер-Ваальса в приведенных переменных

$$\tilde{p} = 8\tilde{T}\tilde{\rho}/(3 - \tilde{\rho}) - 3\tilde{\rho}^2, \quad (8)$$

для которого была рассчитана теоретическая кривая сосуществования фаз пар-жидкость в соответствии с правилом Максвелла (рис. 1, кривая 1). Использование (7) позволило достаточно точно моделировать кривую сосуществования фаз (рис. 1, кривая 4) в широкой области температур от критической точки до  $T \approx 0.4T_{кр}$  (при  $A = -0.152$  отклонения меньше, чем 0.4 %). Прецизионное описание кривой сосуществования фаз для веществ с произвольным уравнением

состояния стало возможным только при одновременном использовании метода точной разности (4) и аппроксимации (7).

Для стационарных переходных слоев удалось добиться отношения плотностей фаз порядка  $10^5$ – $10^6$ , что на 3 порядка лучше, чем в предыдущих вариантах метода LBE. Аналогичные результаты получены для уравнения состояния Карнахана – Старлинга, которое для ряда веществ заметно лучше описывает экспериментальные точки на кривой сосуществования фаз.

Основные результаты первой главы опубликованы в работах [20,22,24,26,28,31].

**Во второй главе** сформулирована модель расчета электрогидродинамических течений с учетом переноса электрических зарядов путем конвекции, диффузии и электропроводности.

Для решения использовался метод расщепления по физическим процессам Н. Н. Яненко. В задачах электрогидродинамики можно выделить необходимость моделирования следующих процессов и явлений:

1. моделирование гидродинамических течений с учетом действия на жидкость объемных электростатических сил;
2. моделирование конвективного переноса и диффузии носителей заряда;
3. вычисление электрического потенциала;
4. расчет переноса заряда токами проводимости;
5. моделирование фазовых переходов и/или взаимодействия несмешивающихся жидкостей.

Для моделирования гидродинамических течений с фазовыми переходами использовался метод решеточных уравнений Больцмана. Объемные силы, действующие на жидкость в электрическом поле  $\mathbf{E}$ , вычислялись по формуле

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E} - \frac{E^2}{8\pi}\nabla\varepsilon + \frac{1}{8\pi}\nabla\left[E^2\rho\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right)_T\right]. \quad (9)$$

Здесь  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость,  $q$  – плотность свободных зарядов.

Для расчета уравнений конвективного переноса и диффузии носителей заряда  $q_i$ , имеющих концентрацию  $n_i$ :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \text{div } n_i \mathbf{u} = D_i \nabla^2 n_i \quad (10)$$

использовался метод дополнительных LBE компонентов (пассивные примеси, не вносящие прямого вклада в импульс). Для расчета эволюции распределения потенциала  $\varphi$  (уравнение Пуассона) и переноса заряда вследствие подвижности носителей заряда по уравнениям:

$$\text{div}(\varepsilon\nabla\varphi) = -4\pi q, \quad \frac{\partial q}{\partial t} = -\text{div } \mathbf{j}, \quad \mathbf{j} = \sigma \cdot \mathbf{E}, \quad \mathbf{E} = -\nabla\varphi \quad (11)$$

использовался конечно-разностный метод. Здесь  $\sigma = \sum_i b_i |q_i| n_i$  – локальная электропроводность, зависящая от локальных концентраций носителей заряда,

и которая, как правило, не является постоянной в пространстве и во времени,  $b_i$  – эффективная подвижность носителей заряда  $q_i$  в электрическом поле.

Используя уравнения электрогидродинамики, было выполнено моделирование деформации и коалесценции капель и пузырьков в электрическом поле.

Проведен линейный анализ устойчивости уравнений Эйлера

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{u}) = 0, \quad \frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (p \delta_{ij} + \rho u_i u_j) = \mathbf{F} \quad (12)$$

для первоначально покоящихся гомогенных жидких диэлектриков, находящихся в электрическом поле, в простейшем изотермическом случае. Рассмотрен рост малых одномерных возмущений плотности и скорости, соответствующих расслоению вдоль однородного электрического поля  $E_z$ , в виде

$$\rho = \rho_0 + A_0 \exp(\gamma t) \exp(i2\pi x / \lambda), \quad u_x = C_0 \exp(\gamma t) \exp(i2\pi x / \lambda) \quad (13)$$

и для расслоения поперек электрического поля в виде

$$\rho = \rho_0 + A_0 \exp(\gamma t) \exp(i2\pi z / \lambda), \quad u_z = C_0 \exp(\gamma t) \exp(i2\pi z / \lambda). \quad (14)$$

Здесь  $\lambda$  – длина волны возмущений,  $A_0$ ,  $C_0$  – начальные амплитуды возмущений,  $\gamma$  – инкремент неустойчивости,  $\rho_0$  – средняя плотность вещества.

Объемная сила (9), действующая на идеальный диэлектрик в отсутствие свободных зарядов, в случае возмущений (13) имеет вид

$$F_x = \frac{E_0^2 \rho}{8\pi} \left( \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \rho^2} \right)_T \frac{\partial \rho}{\partial x} = K_x \frac{\partial \rho}{\partial x}, \quad (15)$$

где  $E_0$  – величина однородного в этом случае электрического поля.

Для возмущений (14) величина индукции электрического поля  $D_0$  постоянна по пространству, поэтому аналогично получаем

$$F_z = \frac{D_0^2 \rho}{8\pi \varepsilon^2} \left( \left( \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \rho^2} \right)_T - \frac{2}{\varepsilon} \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T^2 \right) \frac{\partial \rho}{\partial z} = K_z \frac{\partial \rho}{\partial z}. \quad (16)$$

Формула для инкремента неустойчивости в обоих случаях имеет вид

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{- \left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T + K}. \quad (17)$$

Так как,  $K_z < K_x$ , то из условия  $\gamma = 0$  получаем уравнение спинодали

$$\left( \partial p / \partial \rho \right)_T = \frac{E_0^2 \rho}{8\pi} \left( \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \rho^2} \right)_T. \quad (18)$$

Аналогичный анализ устойчивости уравнений Навье – Стокса показал, что учет вязкости не изменяет уравнение спинодали, то есть не изменяет границы неустойчивости на  $\tilde{T} - \tilde{\rho}$  диаграмме по сравнению с идеальной жидкостью.

Заметим, что уравнение спинодали (18), полученное из условия гидроди-

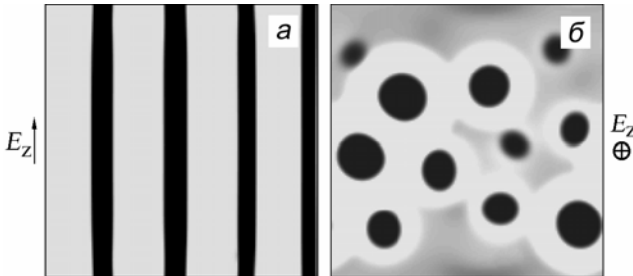
намической устойчивости, точно совпадает с границей термодинамической устойчивости жидких диэлектриков, полученной Л. Д. Ландау.

Для полярных и неполярных жидкостей  $K_x > 0$ , то есть электрическое поле увеличивает инкремент неустойчивости для возмущений типа (13). Устойчивость же вещества к расслоению поперек поля увеличивается, так как во всех рассмотренных случаях  $K_z < 0$ . Поэтому, при условии  $K_x > (\partial p / \partial \rho)_T$  из-за сил электрострикции может произойти анизотропный распад гомогенного вещества на двухфазную систему паровых нитевидных каналов в жидкости, ориентированных вдоль электрического поля.

Проведены численные расчеты эволюции первоначально покоящегося гомогенного жидкого диэлектрика в однородном электрическом поле между параллельными электродами (рис. 2). В направлении  $x$  использовались периодические граничные условия. Задавались случайные начальные флуктуации плотности в узлах решетки порядка  $\Delta\rho / \rho_0 \sim 10^{-6}$ . Подразумевалась нейтральная смачиваемость электродов (краевой угол на их поверхности принимался равным  $\pi/2$ ). Распределение электрического поля в диэлектрике находилось из решения уравнений

$$\operatorname{div}(\varepsilon \nabla \varphi) = 0, \quad \mathbf{E} = -\nabla \varphi \quad (19)$$

с граничными условиями  $\varphi = 0$  и  $\varphi = E_0 L_y$ , на нижнем и на верхнем электродах, соответственно. Использовалась расчетная сетка  $150 \times 150$  узлов. Величина  $\tilde{A} = E_0^2 / (8\pi p_{кр})$  – безразмерный квадрат амплитуды электрического поля.



**Рис. 2.** Анизотропное расслоение жидкого диэлектрика под действием однородного электрического поля. (а) – расслоение вдоль первоначально вертикального поля  $E_z$ . (б) – развитие неустойчивости в перпендикулярной полю плоскости  $x - y$ . Темным показана меньшая плотность (пар).  $\tilde{A} = 100$ .

Рассмотрено действие электрострикции в однородной жидкости между двумя концентрическими цилиндрическими или сферическими электродами для случая, когда значение индукции электрического поля на внутреннем электроде постоянно и равно  $D_0$ . Пусть  $R$  и  $R_2$  – радиусы внутреннего и внешнего электродов, соответственно. После подачи напряжения возникает объемная сила, направленная против радиуса. При этом вблизи внутреннего электрода

возникает область увеличенной плотности в волне торможения, а у внешнего электрода область разрежения.

Методом возмущений получены простые аналитические выражения для скорости и плотности в волне разрежения (в области, не затронутой возмущениями от электродов), возникающей в диэлектрике из-за действия объемных сил электрострикции в неоднородном электрическом поле для сферических и цилиндрических электродов. Для цилиндрических электродов имеем

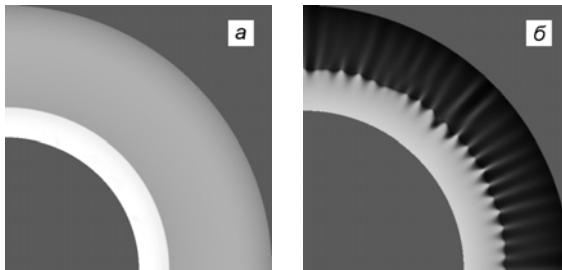
$$u = -\frac{(\partial\varepsilon/\partial\rho)_T}{4\pi} \frac{D_0^2 R^2}{\varepsilon^2 r^3} t, \quad \rho = \rho_0 \left( 1 - \frac{D_0^2 R^2}{4\pi\varepsilon^2 r^4} \left( \frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho} \right)_T t^2 \right). \quad (20)$$

Описанные электрострикционные течения с ударными волнами получены также при компьютерном моделировании. На рис. 3,а приведены результаты моделирования методом ЛВЕ течения жидкого диэлектрика между двумя коаксиальными цилиндрическими электродами. Четко видна ударная волна сжатия, распространяющаяся от внутреннего электрода вовне. Параметры течения в области, не затронутой возмущениями от электродов, совпадают с (20).

Кроме описанного одномерного течения, в области пониженной плотности вещества перед ударной волной могут реализоваться условия для анизотропной неустойчивости. Правая граница области, где возможна анизотропная неустойчивость ( $\rho < \rho_{sp}(r)$ ), расширяется со временем по координате  $r$  согласно (20).

Здесь плотность вещества  $\rho_{sp}$  соответствует локальным спинодалям при наличии электрического поля. Эта величина зависит также от координаты  $r$ , так как электрическое поле уменьшается с увеличением радиуса.

На рис. 3,б приведены результаты численного моделирования для случая, когда на фоне одномерного течения (включая распространение ударной волны электрострикции от внутреннего электрода) в области пониженной плотности перед этой волной развивается описанная анизотропная неустойчивость.



**Рис. 3.** Волны электрострикции между цилиндрическими электродами (а), (б). Анизотропная неустойчивость в неоднородном поле (б).  $\tilde{A} = 300$  (а), 600 (б). Темным показана меньшая плотность (пар).

Таким образом, обнаружено новое физическое явление – ранее неизвестный механизм электрогидродинамической неустойчивости жидких диэлектриков в экстремальных электрических полях — анизотропный распад на двух-

фазную систему нитевидных паровых каналов в жидкости под действием сил электрострикции. Теоретически предсказанное явление анизотропного распада подтверждено при компьютерном моделировании, как в однородном, так и в неоднородном электрическом поле. Этот механизм образования газовой фазы должен играть ключевую роль при зарождении и сверхбыстром распространении стримерных структур.

Основные результаты второй главы опубликованы в работах [11,14,16,18,29,31,32,34,35, 37].

**В третьей главе** предложена приближенная формула для распределения электрического поля вдоль поверхности двух сферических электродов одинакового радиуса  $R$

$$E = \frac{a(\beta) \langle E_0 \rangle}{1 + (1 - \cos \theta) / \beta}, \quad (21)$$

где  $\theta$  – полярный угол,  $\beta = d / 2R$  – безразмерная величина зазора между электродами,  $d$  – зазор между ними,  $a(\beta)$  – коэффициент усиления электрического поля на полюсе электрода ( $\theta = 0$ ) по сравнению со значением, усредненным вдоль оси симметрии  $\langle E_0 \rangle = V / d$ . Для определения  $a(\beta)$  было решено уравнение Лапласа в области между цилиндрическими, а также между сферическими электродами в случае малых зазоров

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{(D-2)}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0. \quad (22)$$

Здесь  $D$  – размерность пространства ( $D = 2$  для цилиндрических, а  $D = 3$  для сферических электродов). Было получено решение уравнения Лапласа в степенном виде в области малых зазоров, которое удовлетворяет граничному условию  $\varphi = 0$  при  $z = 0$  и приближенно удовлетворяет граничному условию на поверхности электрода, то есть  $\varphi = -\langle E_0 \rangle d / 2$  при

$z = d / 2 + R(1 - \sqrt{1 - r^2 / R^2}) \approx d / 2 + r^2 / 2R$  (приближение параболической поверхностью при малых  $r$  около оси симметрии). Распределение электрического поля вдоль оси симметрии ( $r = 0$ ) в этом приближении является параболой

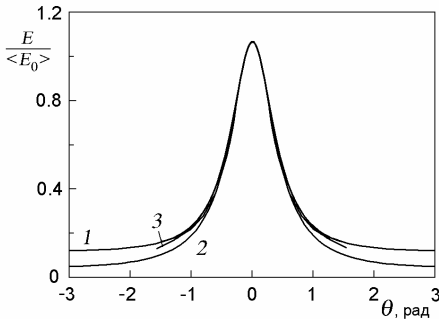
$$E = \langle E_0 \rangle \left[ 1 + \frac{2(D-1)\beta}{3(1-(D-1)\beta/3)} \left( \frac{3z^2}{d^2} - \frac{1}{4} \right) \right], \quad (23)$$

которая при малых  $\beta$  практически совпадает с точным решением, полученным путем решения уравнения Лапласа в бисферических координатах (рис. 4). Видно, что электрическое поле не совсем постоянно вдоль линий напряженности электрического поля даже при малых зазорах, и максимальное значение на поверхности электрода несколько выше, чем значение  $\langle E_0 \rangle$ . Действительно, при малых  $\beta$ , главный член разложения максимальной величины электрического поля на поверхности электродов (23) имеет вид  $E_0 = \langle E_0 \rangle (1 + \beta / 3)$  для

цилиндрических электродов и  $E_0 = \langle E_0 \rangle (1 + 2\beta/3)$  для сферических.

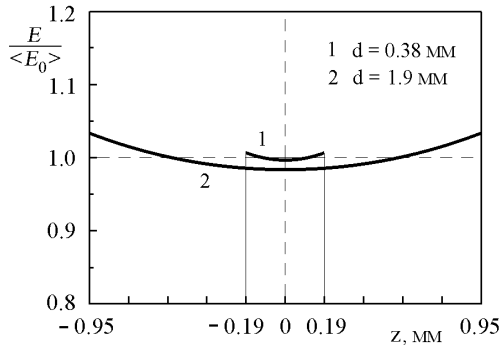
Показано, что распределение электрического поля на поверхности сферических электродов в центральной области ( $\theta < 1$  рад), которая вносит основной вклад в вероятность зарождения пробоя, хорошо описывается для  $\beta < 0.2$  формулой (21) (рис. 5) в приближении  $a(\beta) = 1 + 2\beta/3$ .

Для ряда задач электростатики предложенная формула позволяет с помощью замены переменных перейти от интегрирования по поверхности электродов к интегрированию по величине локального электрического поля. Это позволило аналитически получить ряд закономерностей, в частности, в задаче об электрическом пробое диэлектриков – зависимость эффективной площади сферических электродов от их радиуса и величины зазора между ними и, в общем случае, от величины напряженности электрического поля.



Основные результаты третьей главы опубликованы в работах [3,8,15,19,23,25].

**В четвертой главе** реализована стохастическая модель для частичных разрядов в твердых и жидких диэлектриках с детальным расчетом электрического поля в диэлектрике. В диссертации рассматриваются только частичные разряды, которые связаны с микроразрядами в маленьких газонаполненных кавернах и пузырьках, как существующих в конденсированных диэлектриках в силу технологических причин, так и возникающих под действием электрического поля.



**Рис. 4.** Распределения напряженности электрического поля вдоль оси симметрии между двумя сферическими электродами, полученные путем решения уравнения Лапласа в бисферических координатах при  $\beta = 0.01$  (кривая 1) и при  $\beta = 0.05$  (кривая 2).  $R = 19$  мм.

**Рис. 5.** Распределение электрического поля по поверхности сферических электродов при  $\beta = 0.1$ . Кривая 1 – метод изображений, кривая 2 – выражение (21) с использованием  $a(\beta) = 1 + 2\beta/3$ , кривая 3 – расчет методом конечных элементов по программе “Омега-3D”.

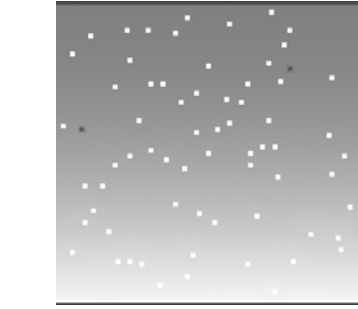


Такие частичные разряды сильно сказываются на электрической прочности диэлектрика и, соответственно, на времени жизни оборудования.

Для расчета распределения потенциала электрического поля  $\varphi$  и, соответственно, электрического поля  $\mathbf{E}$  в области между плоскими электродами на каждом шаге по времени решалось уравнение Пуассона совместно с уравнениями переноса электрического заряда (11). Предполагалось, что электропроводность  $\sigma$  и плотность тока  $\mathbf{j}$  отличны от нуля только внутри каверн.

Задача решалась в двумерной прямоугольной области (рис. 6). Потенциал  $\varphi$  был равен нулю на поверхности нижнего электрода и равен текущему значению поданного напряжения  $V$  на поверхности верхнего электрода. В направлении  $x$  использовались периодические граничные условия.

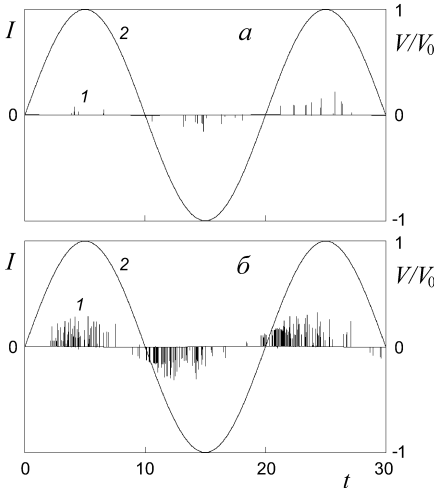
Для всех каверн, находящихся в этот момент в непроводящем состоянии, рассчитывалось стохастическое время запаздывания микропробоя в соответствии с функцией распределения



**Рис. 6.** Положение каверн для типичного варианта расчетов. Изменение потенциала от  $\varphi = 0$  на нижнем электроде до  $\varphi = V_0$  на верхнем электроде показано оттенками серого. Число каверн  $N = 68$ . Размер сетки  $100 \times 100$ .

плотности вероятностей  $F(t_i) = r(E) \exp(-r(E)t_i)$ . За один шаг по времени  $\Delta t$  микроарзряды происходят во всех кавернах, для которых стохастическое время запаздывания меньше шага по времени  $t_i < \Delta t$  (предложенный нами критерий MESTL). В приведенных расчетах использовалась зависимость  $r(E) = BE^4$ . В общем случае эта функция зависит также от размеров каверны и от давления газов внутри нее.

В компьютерных экспериментах при подаче переменного напряжения на электроды наблюдались короткие импульсы тока во внешней цепи (рис. 7). Каждый пик соответствовал моменту микроарз-



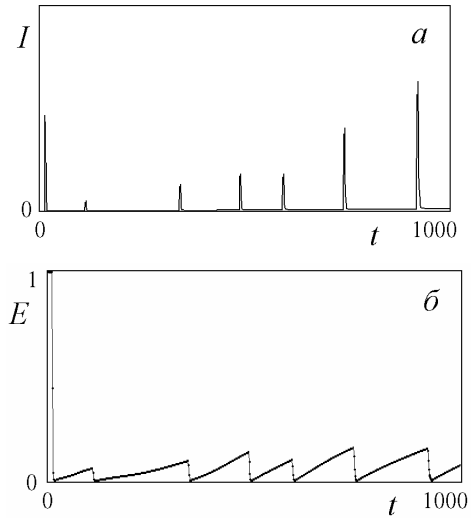
**Рис. 7.** Частичные разряды (кривые 1) на первых трех полупериодах напряжения (кривые 2). (а)  $V_0 = 10$ ,  $N = 70$ ; (б)  $V_0 = 20$ ,  $N = 75$ .

ряда в каверне (частичные разряды). Воспроизводятся основные закономерности процесса (распределение частичных разрядов по фазе, стохастические значения амплитуд импульсов тока и интервалов времени между ними, зависимость средней амплитуды и количества импульсов за полупериод от приложенного напряжения и т.д.).

В жидкости частичные разряды в пузырьках могут повторяться даже на постоянном напряжении, что связано с деформацией пузырьков в электрическом поле и с диффузией носителей заряда с их поверхности в жидкость. Для описания возникновения микроразрядов в пузырьках использовался стохастический критерий (37), а для условия прекращения разрядов – (38).

Графики тока во внешней цепи приведены на рис. 8,а. Первый импульс, соответствующий моменту подачи напряжения (зарядка емкости промежутка) не показан. Первый микроразряд происходит через короткое время задержки после подачи напряжения. Как и ожидалось, амплитуды пиков и временные интервалы между ними имеют стохастический характер. Амплитуда пика тока зависит от мгновенного значения электрического поля в полости перед моментом микроразряда (рис. 8,б) и от размеров пузырька (главным образом от размеров в направлении электрического поля). Медленно возрастающая постоянная составляющая тока в основном объясняется удлинением со временем поляризованного пузырька, у которого на поверхности имеются электрические заряды. По мере увеличения скорости роста пузырька значение постоянной составляющей тока растет (рис. 8,а). Изменение напряженности электрического поля в центральной части пузырька показано на рис. 8,б. После завершения каждого микроразряда электрическое поле имеет значение  $\approx E_{cr}$ . Затем электрическое поле возрастает из-за удлинения пузырька, а также из-за диффузии зарядов, имеющих на его поверхности, внутри жидкой фазы.

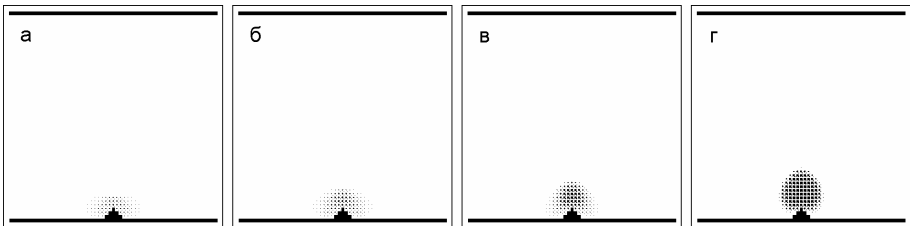
Выполнено численное моделирование процесса возникновения микропузырьков парогазовой фазы на поверхности электрода из-за фазового перехода при локальном понижении давления под действием электростатических сил на



**Рис. 8.** (а) – частичные разряды в одиночном паровом пузырьке, находящемся в жидком диэлектрике, под действием импульса постоянного напряжения. (б) – напряженность электрического поля в центральной части пузырька.  $E_* = 0.2$ ,  $g/E_* = 0.1$ ,  $E_{cr}/E_* = 0.04$ ,  $V = 200$ .

заряд, инжектированный с поверхности электрода. При этом жидкость вблизи электрода может попасть в метастабильное состояние даже при начальной температуре, что приводит к фазовому переходу жидкости и к возникновению микропузырьков на поверхности электрода. Этот механизм можно назвать электростатической кавитацией. В сильных электрических полях возможно даже появление областей отрицательного давления.

В расчетах использовалась модификация метода LBE, которая описывает фазовые переходы и тем самым дает возможность прямого моделирования процесса электростатической кавитации. Расчет проводился в квадратной области между двумя электродами сверху и снизу. Граничные условия по оси  $x$  периодические. Начальная плотность вещества соответствовала жидкой фазе. Инжекция заряда с острия, расположенного на нижнем электроде (рис. 9), моделировалась введением электропроводности ячеек, прилегающих к острию.



**Рис. 9.** Образование и рост кавитационного парогазового пузырька в области сильного электрического поля.  $t = 80$  (а),  $100$  (б),  $120$  (в),  $140$  (г). Сетка  $65 \times 65$ .

Действительно, в расчетах при определенных условиях в области сильного электрического поля (возле острия) наблюдалось возникновение области парогазовой фазы за счет разрыва жидкости (кавитации) под действием растягивающих электрических напряжений (рис. 9). Темным цветом показана область газовой фазы.

Основные результаты четвертой главы опубликованы в работах [11,16,18,26,27,33].

**В пятой главе** предложен локальный стохастический критерий зарождения пробоя на поверхности электродов, естественным образом объясняющий динамический характер электрической прочности (вольт-секундные характеристики) и ее зависимость от эффективной площади электродов. Для этого автором диссертации в 1992-1993 гг. было предложено ввести функцию  $\mu(E)$ , с помощью которой возможно макроскопическое описание основных стохастических процессов зарождения стримеров на поверхности электродов. Эта функция является плотностью вероятности зарождения стримеров за короткий интервал времени  $\Delta t$  на малом элементе поверхности электрода площадью  $\Delta S$ , вблизи которого значение локального электрического поля равно  $E$

$$p = \mu(E) \Delta t \Delta S . \quad (24)$$

Функция  $\mu(E)$  зависит от свойств исследуемого диэлектрика и от мате-

риала электрода. Функция  $\mu(E)$  резко возрастает с увеличением электрического поля. Такой подход позволил описать основные закономерности явления пробоя, не вдаваясь в подробности детального микроскопического описания многочисленных конкурирующих между собой физических механизмов зарождения и развития пробоя. Макроскопический подход позволяет реконструировать функцию  $\mu(E)$  по экспериментальным данным, а затем использовать ее для моделирования пробоя, включая его стохастические свойства. Например, были впервые смоделированы серии напряжений пробоя и статистических времен запаздывания, а также стохастические распределения мест зарождения пробоя на поверхности электродов.

Вероятность того, что инициирование пробоя не произойдет в течение временного интервала  $t$  ни на одном элементе поверхности электрода, равна

$$P_-(t) = \exp(-H(t)). \quad (25)$$

Соответственно, вероятность того, что в течение интервала времени  $t$  пробой диэлектриков произошел, равна  $P_+(t) = 1 - \exp(-H(t))$ . Здесь величина

$$H(t) = \int_S \left( \int_0^t \mu(E) dt \right) ds = \int_0^t \left( \int_S \mu(E) ds \right) dt \quad (26)$$

является безразмерным аналогом статистического времени запаздывания и может быть названа интегралом действия электрического поля.

При таком подходе, учитывающем существенно стохастический характер пробоя, как следствие естественным образом возникает эффект динамической электрической прочности (в частности, вольт-секундные характеристики и зависимость электрической прочности промежутка от площади электродов).

Для полусферических электродов с маленьким расстоянием между ними удается перейти в (26) от интегрирования по поверхности электрода к интегралу по величине электрического поля, используя приближенную формулу (21),

$$\int_S \mu(E) ds \approx d\pi R E_0 \int_0^{E_0} \frac{\mu(E)}{E^2} dE \quad (27)$$

В правой части в качестве нижнего предела интегрирования взят ноль, имея в виду очень резкую зависимость функции  $\mu(E)$  от электрического поля.

Показано, что эффективная площадь полусферических электродов в случае узких зазоров между ними пропорциональна произведению радиуса поверхности электрода на величину зазора. При этом коэффициент естественным образом зависит от свойств конкретного диэлектрика посредством функции  $\mu(E)$ , и, в общем случае, зависит также от величины электрического поля

$$S_* = \frac{d\pi R E_0}{\mu(E_0)} \int_0^{E_0} \frac{\mu(E)}{E^2} dE \quad (28)$$

Для частного случая степенной аппроксимации  $\mu(E) = A(E/E_1)^n$  эффективная площадь сферических электродов для малых зазоров не зависит от поля  $S_* = \pi dR/(n-1)$ . При постоянном напряжении среднее статистическое время запаздывания определяется формулой  $\frac{1}{\pi <t_S> dR} = \frac{\mu(E_0)}{n-1}$ . Действительно, для экспериментальных данных В.Ф. Климкина по пробую н-гексана при разных зазорах зависимость величины  $(<t> Rd)^{-1}$  от  $E_0$  близка к прямой линии в логарифмических координатах (рис. 10). Найдены значения  $n = 4.65$ ,  $E_1 = 1$  МВ/см,  $A = 9.4 \cdot 10^7$  см<sup>2</sup>с<sup>-1</sup>.

**Таблица 1.** Эксперименты по пробую в трансформаторном масле

№	$d$ , мм	$k_{\text{эфф}}$ , кВ/с	$N_0$	$\langle V_{\text{эфф}} \rangle$ , кВ	$\langle E_0 \rangle$ , кВ/см	$V_{\text{эфф}}^*$ , кВ	$E_0^*$ , кВ/см
1	2.5	0.5	60	50.6	286	53	300
	2.5	1	60	55.5	314	58	328
	2.5	3	60	64.0	362	71	402
2	1.0	0.5	40	24.1	341	25	354
	1.0	1	40	24.6	348	25.5	361
	1.0	3	39	29.8	421	34	481
3	0.5	0.5	48	20.5	580	21.5	608
	0.5	1	50	22.4	634	24	679
	0.5	3	50	23.8	673	25	707
4	0.83	0.5	27	25.7	438	30	511
	0.83	1	27	29.1	496	31	528
	0.83	3	27	27.6	470	30.5	520
5	1.66	0.5	25	32.6	278	36	307
	1.66	1	25	38.9	331	42	358
	1.66	3	25	45.8	390	49	417
6	2.5	0.5	25	42.2	238	46	260
	2.5	1	25	46.7	264	49	277
	2.5	3	25	57.0	322	61	345

Нами были проведены эксперименты по пробую в синтетическом трансформаторном масле "TECHNOL 2002 (ISO 9001)". В каждой серии экспериментов использовалась новая пара полированных сферических электродов из нержавеющей стали с радиусом поверхности  $R = 19$  мм, и заливалась новая порция диэлектрика. Все эксперименты проводились на переменном напряжении  $V(t) = \sqrt{2}k_{\text{эфф}}t \sin(\omega t)$  при одинаковых условиях на поверхности электродов, имея в виду важность состояния их поверхности. Величина зазора между электродами  $d$  варьировалась в диапазоне от 0.5 до 2.5 мм. Скорость нарастания

эффективного значения приложенного напряжения  $k_{эфф}$  циклически переключалась после каждого пробоя в следующем порядке 0.5, 1, 3, 0.5, 3, 1 кВ/с. Таким образом, в одной серии экспериментов при одинаковых условиях получались сразу три набора данных о напряжениях пробоя (Табл. 1).

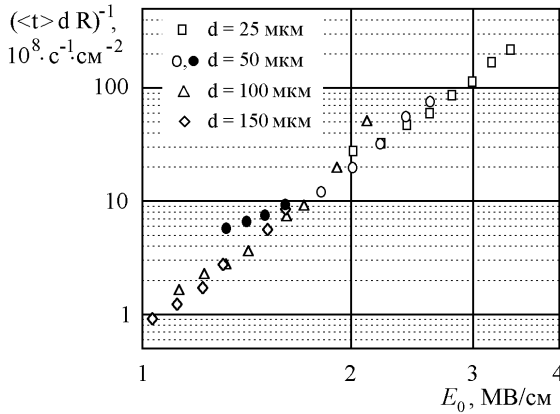


Рис. 10. Зависимость величины  $(\langle t \rangle Rd)^{-1}$  от  $E_0$ .  $R = 0.5$  см.

Две типичные серии экспериментов по пробоям в трансформаторном масле показаны на рис. 11, а, в.

Были проведены также эксперименты по пробоям в перфтордибутиловом эфире – CF<sub>3</sub>-(CF<sub>2</sub>)<sub>3</sub>-O-(CF<sub>2</sub>)<sub>3</sub>-CF<sub>3</sub>. В каждой серии экспериментов использовалась новая порция диэлектрика. Жидкость предварительно кипятили для обезгаживания в течение 1 – 2 часов при температуре 101°C, используя обратный холодильник, чтобы предотвратить ее выкипание. Затем жидкость фильтровалась, чтобы избежать влияния загрязнений. Эффективное значение переменного напряжения частотой 50 Гц увеличивалось с постоянной скоростью  $k_{эфф} = 2$  кВ/с.

Для напряжения, возрастающего во времени, каждое значение напряжения однозначно соответствует определенному значению статистического времени запаздывания зарождения пробоя. Было разработано несколько методов восстановления функции  $\mu(E)$  по экспериментальным данным:

- 1) по гистограммам напряжений пробоя,
- 2) по напряжениям, соответствующим фиксированной вероятности пробоя,
- 3) по средним величинам напряжений пробоя.

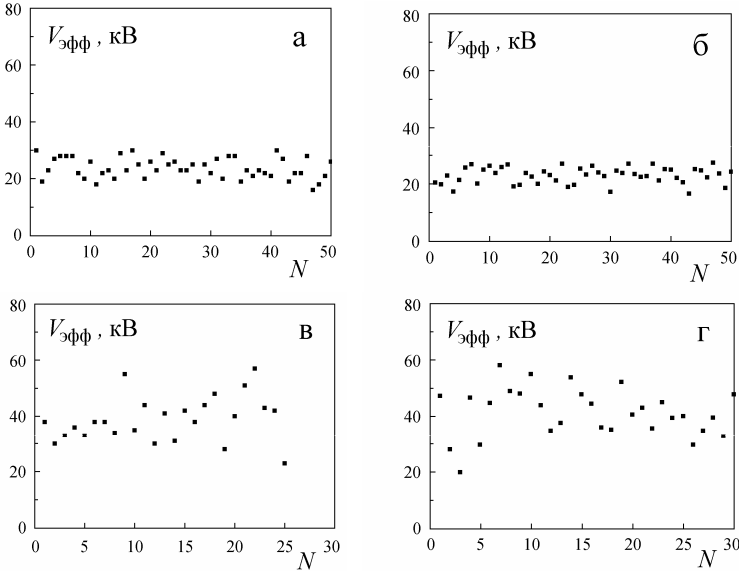
Для каждого метода были получены соответствующие аналитические формулы для случаев постоянного напряжения, линейно нарастающего напряжения и переменного напряжения линейно возрастающей амплитуды.

В частности, метод фиксированной вероятности пробоя состоит в том, чтобы рассмотреть определенное значение  $H$ , которое соответствует некоторой фиксированной вероятности пробоя  $P_+$ . Удобно использовать текущие значе-

ния амплитуды электрического поля  $E_0^*$ , соответствующие  $H = 1$ , при котором вероятность пробоя  $P_+(t) = 0.63$ . Например, для переменного напряжения линейно возрастающей амплитуды и сферических электродов имеем формулу

$$\frac{\mu(E_0^*)}{(n^2 - 1)} \int_0^\pi \sin^n(z) dz = \frac{\sqrt{2} k_{\text{эфф}}}{d^2 R E_0^*}. \quad (29)$$

Используя несколько серий экспериментов при разных значениях параметров можно восстановить функцию  $\mu(E)$ , т. е. в случае степенной аппроксимации – значения параметров  $A$  и  $n$ .



**Рис. 11.** Типичные серии пробоев в трансформаторном масле на переменном напряжении линейно нарастающей амплитуды (а), (б). Результаты компьютерного моделирования (б), (г). Стальные электроды радиуса  $R = 19$  мм. (а), (б) –  $d = 0.5$  мм,  $k_{\text{эфф}} = 3$  кВ/с. (в), (г) –  $d = 1.66$  мм,  $k_{\text{эфф}} = 1$  кВ/с.

Естественно, степенной вид зависимости функции  $\mu(E)$  от электрического поля можно рассматривать только как удобную аппроксимацию. Для наших экспериментов на переменном напряжении гистограммы напряжений пробоя и распределение мест пробоя на поверхности полусферических электродов лучше описываются при использовании другой аппроксимации специального вида

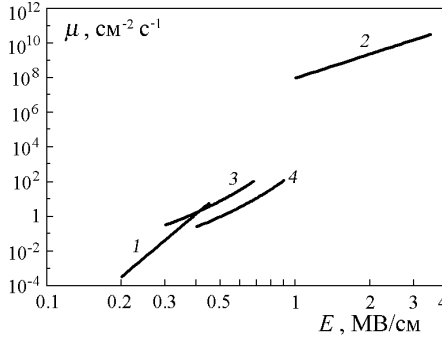
$$\mu = A(E/E_1)^2 \exp(E/g), \quad (30)$$

Эта функция тоже достаточно удобна, так как позволяет в случае полусферических электродов вычислить интеграл по электрическому полю в (27) и (28) аналитически, откуда получаем

$$H(t) = \frac{Ad\pi Rg}{E_1^2} \int_0^t E_0 (\exp(E_0/g) - 1) dt, \quad (31)$$

$$S_* = \pi R d \frac{g}{E_0} (1 - \exp(-E_0/g)). \quad (32)$$

Результаты реконструкции функции  $\mu(E)$  для трансформаторного масла, н-гексана и перфтордибутилового эфира показаны на рис. 12.



**Рис. 12.** Значения функции  $\mu(E)$ , восстановленные из экспериментов. Прямая 1 – трансформаторное масло, степенная аппроксимация функции  $\mu(E)$ , восстановленная по экспериментальным данным Вебера – Индикотта. Прямая 2 – н-гексан, степенная аппроксимация функции  $\mu(E)$ , восстановленная по экспериментальным данным В.Ф. Климкина. Кривые 3 и 4 – специальная аппроксимация (30) для функций  $\mu(E)$  для трансформаторного масла и перфтордибутилового эфира, соответственно.

В рамках предложенного стохастического подхода проведено компьютерное моделирование серии пробоев между полусферическими электродами для переменного напряжения линейно нарастающей амплитуды.

Для экспоненциального распределения (25) следует использовать в уравнении (31) случайное значение величины  $H = -\ln(\zeta)$ , где  $\zeta$  – случайное число, равномерно распределенное в интервале от 0 до 1. Соответственно, статистическое время запаздывания пробоя  $t_S$  определялось из уравнения

$$\int_0^{\omega t_S} \tau |\sin \tau| [\exp(B\tau |\sin \tau|) - 1] d\tau = -\frac{\omega^2 E_1^2}{\sqrt{2\pi} Ag k_{\text{эфф}} R} \ln(\zeta), \quad (33)$$

где  $B = \sqrt{2} k_{\text{эфф}} / (\omega d g)$ . Интегрирование в левой части (33) выполнялось численно до тех пор, пока значение интеграла не становилось равным случайному значению выражения в правой части. Используя полученное значение стати-



стического времени запаздывания, находились соответствующее случайное значение напряжения в момент пробоя  $V(t_S)$  и текущее значение эффективно-го напряжения  $V_{эфф}$ . Затем, используя (27) и другое случайное число  $\zeta$ , вычислялось случайное значение электрического поля  $E$  на поверхности электрода, при котором произошел пробой, из уравнения

$$d\pi R E_0 \int_E^{E_0} \frac{\mu(E)}{E^2} dE = \zeta d\pi R E_0 \int_0^{E_0} \frac{\mu(E)}{E^2} dE, \quad (34)$$

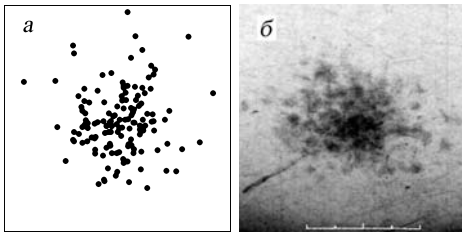
где  $E_0 = a(\beta)V/d$ ,  $a = 1 + 2\beta/3$ . Отсюда, при использовании аппроксимации специального вида (30) случайное значение электрического поля  $E$  равно

$$E = g \ln(\exp(E_0/g) - \zeta(\exp(E_0/g) - 1)). \quad (35)$$

Соответствующее случайное значение полярного угла  $\theta$  на поверхности полусферического электрода определялось, используя выражение (21).

Учитывая симметрию, можно считать, что случайное значение азимутального угла  $\alpha = 2\pi\zeta$  равномерно распределено в интервале от 0 до  $2\pi$ .

Серии напряжений пробоя, полученные при компьютерном моделировании (рис. 11,б,з), хорошо согласуются с экспериментальными (рис. 11,а,в). Результаты моделирования распределения мест пробоев на поверхности полусферических электродов показаны на рис. 13,а. Они тоже находятся в разумном согласии с экспериментальными результатами (рис. 13,б).

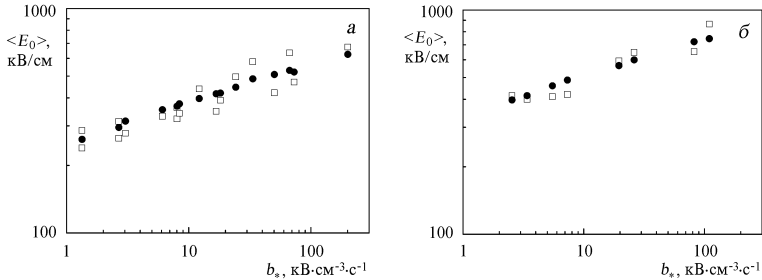


**Рис. 13.** Распределение мест пробоев на поверхности полусферического электрода. (а) – результаты компьютерного моделирования серии пробоев в перфтордибутиловом эфире, с использованием специальной аппроксимации (30) при  $g = 0.11$  МВ/см и  $A = 0.04$  см<sup>2</sup>·с<sup>-1</sup>. (б) – фотография поверхности электрода из нержавеющей стали после серии пробоев в перфтордибутиловом эфире. Показаны области размером 8×8 мм.  $R = 30$  мм,  $d = 0.44$  мм,  $N_0 = 140$ ,  $k_{эфф} = 2$  кВ/с.

Показано, что в случае переменного напряжения линейно нарастающей амплитуды и полусферических электродов для сравнения значений напряжений пробоя разных диэлектриков удобно использовать параметр  $b_* = k_{эфф} / (\pi R d^2)$ , который является комбинацией геометрических размеров и скорости нарастания эффективного напряжения. Значения среднего электрического поля пробоя, полученные при компьютерном моделировании, показаны на рис. 14,а для трансформаторного масла и на рис. 14,б для перфтордибутилового эфира. Эти значения хорошо согласуются с результатами экспериментов. Электрическая прочность перфтордибутилового

эфира заметно выше, чем у трансформаторного масла (рис. 12 и рис. 14).

Основные результаты пятой главы опубликованы в работах [2,3,7,8,15,19,25].



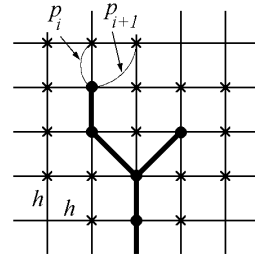
**Рис. 14.** Экспериментальные данные ( $\square$ ) по пробую в трансформаторном масле (а) и в перфтордibuтиловом эфире (б), а также результаты компьютерного моделирования ( $\bullet$ ) с использованием специальной аппроксимации (30) при значениях параметров для (а)  $g = 0.09$  МВ/см,  $A = 0.12$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup> и для (б)  $g = 0.11$  МВ/см,  $A = 0.04$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>.

**Шестая глава** посвящена компьютерным моделям роста стримерных структур. Современное компьютерное моделирование роста стримеров основано на идее дискретизации пространства и времени. Новые линейные сегменты каналов стримеров присоединяют последовательно соседние узлы некоторой пространственной решетки к проводящей структуре (рис. 15). Возникновение новых звеньев подчиняется некоторым стохастическим критериям роста на каждом шаге по времени. Таким образом, форма проводящей структуры представляет собой связный граф, состоящий из проводящих связей (ячеек).

Самым простым детерминированным критерием роста является FTC (field threshold criterion – критерий порогового поля)  $E_i > E_*$ , где  $E_i$  – локальное электрическое поле,  $E_*$  – электрическая “прочность” диэлектрика.

Принципиальный шаг в компьютерном моделировании пробоя в диэлектриках был сделан в модели Нимейера – Пиетронеро – Виссмана (NPW). В этой модели впервые вероятность роста стримеров  $p$  была связана с величиной локального электрического поля  $p \sim r(E)$ , где функция  $r(E)$  зависит от свойств вещества диэлектрика. На каждом шаге процедуры роста, один из соседних узлов решетки  $i$  добавлялся к структуре стримера (рис. 15) согласно следующему распределению вероятности

$$p(E_i) = r(E_i) / \sum_{j=1}^n r(E_j). \quad (36)$$



**Рис. 15.** Возможные вершины новых сегментов стримеров в дискретных стохастических моделях роста стримерных структур (пример двухмерной модели).

Однако при этом величина шага по времени была неопределенной величиной.

В диссертации для описания роста новой проводящей фазы впервые предложен стохастический критерий с постоянным шагом по времени, что важно для расчета гидродинамики, — критерий флуктуаций поля (FFC – field fluctuation criterion). Если вблизи имеющейся стримерной структуры (рис. 15) выполнено условие

$$E_i > E_* - \delta, \quad (37)$$

то в этом месте за шаг по времени  $\Delta t$  возникает новый сегмент стримера.

Здесь  $E_i$  – проекция среднего локального электрического поля на направление роста. Параметр  $E_*$  зависит от свойств конкретного диэлектрика. Подразумевается, что случайная величина  $\delta$  (флуктуации) учитывает неопределенность в значении  $E_*$ , связанную с неоднородностями в диэлектрике, тепловыми и другими флуктуациями, включая неопределенность воздействия внешних условий (например, степень начальной ионизации диэлектрика), а также флуктуации локальных микрополей, действующих на молекулы. Использовалось экспоненциальное распределение для плотности вероятности  $f(\delta) = \exp(-\delta/g)/g$ .

На основе классификации известных критериев в моделях распространения стримерных структур (одноэлементные и многоэлементные) сформулирован ряд новых стохастических критериев с правильным “физическим временем”. Предложен ряд компьютерных моделей стохастического роста стримерных структур в жидких диэлектриках, в том числе для случаев изменяющейся проводимости плазменных каналов, ее импульсного характера, а также с учетом гидродинамического расширения каналов.

Для описания импульсной проводимости каналов использовалась следующая феноменологическая модель. После возникновения нового сегмента растущей структуры этот сегмент становится проводящим с интегральной по сечению  $s$  проводимостью  $\Lambda_0 = s\sigma/l$ . Изменением радиуса каналов со временем пренебрегалось. Плазма, возникающая в данном сегменте при прохождении тока, позднее может деградировать, что зависит от баланса локального джоулева энерговыделения и энергопотерь. Соответственно, проводимость со временем уменьшалась по модельному закону. Предполагалось, что после зажигания микрозаряда сегмент канала остается проводящим до тех пор, пока напряженность электрического поля внутри него не падает ниже некоторого критического значения

$$E_i < E_{cr}. \quad (38)$$

Если это происходит, то микрозаряд в этом элементе структуры прекра-

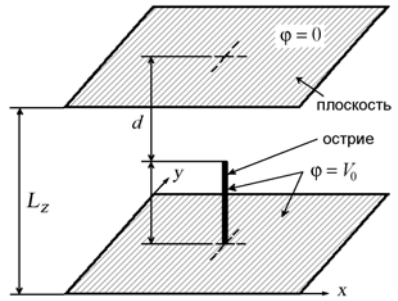


Рис. 16. Геометрия разрядного промежутка острие – плоскость.

щается, и его проводимость становится равной нулю. При этом вещество в сегментах каналов представляет собой газообразные продукты распада плазмы. Если в дальнейшем были опять выполнены условия для газового разряда

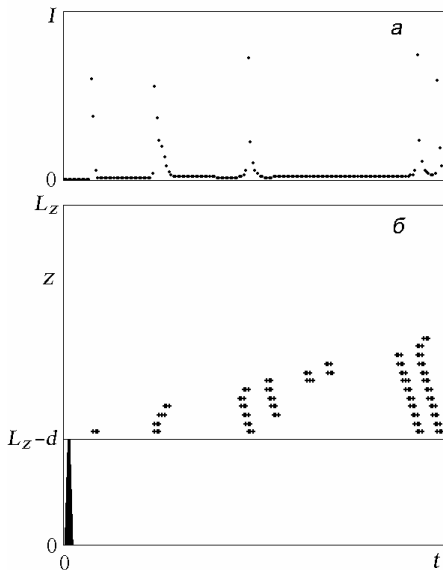
$$E_i > E_{**} - \tilde{\delta}, \quad (39)$$

то этот сегмент канала опять становится проводящим. Здесь  $\tilde{\delta}$  – случайная величина, учитывающая флуктуации. Использовалось экспоненциальное распределение вероятностей  $f(\tilde{\delta}) = \exp(-\tilde{\delta}/\tilde{g})/\tilde{g}$ . Параметры  $E_{**}$  и  $\tilde{g}$  характеризуют электрическую прочность газообразных продуктов распада плазмы. В случае возникновения микроразряда проводимость элемента канала опять становилась равной  $\Lambda_0$ .

На каждом шаге по времени выполнялся расчет распределения потенциала электрического поля  $\varphi$ , используя уравнение Пуассона (11) с граничными условиями  $\varphi = 0$  и  $\varphi = V_0$  на верхнем и нижнем электродах. Проверка выполнения критериев роста элементов структуры, а также условий возникновения микроразрядов (39) и их прекращения (38) во всех элементах структуры осуществляется на каждом шаге по времени. Моделирование проводилось на кубической сетке размером  $50 \times 50 \times 50$  (рис. 16). Рост новых сегментов каналов допускался в 25 направлениях на кубической сетке (включая 2 типа диагоналей).

Перенос заряда вдоль каналов стримера рассчитывался, используя закон сохранения заряда и закон Ома (11).

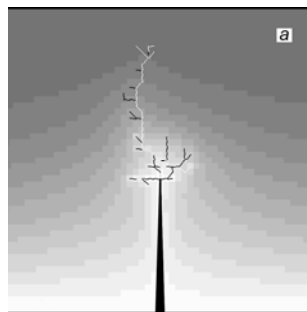
На рис. 17 представлены результаты моделирования прямолинейного канала, возникающего на острейшем электроде. На  $z-t$  диаграмме (рис. 17,б) видно, что область проводимости может возникнуть в любом участке канала, где электрическое поле достаточно большое. Перенос заряда в проводящих элементах приводит к падению поля на этом участке и увеличению напряженности в соседних непроводящих участках. В результате, через некоторое время могут произойти микроразряды и в соседних участках.



**Рис. 17.** (а) – ток у основания канала. (б) –  $z-t$  диаграмма эволюции проводимости для случая роста одиночного линейного канала. Черным показаны проводящие (“светящиеся”) участки канала ( $\Lambda > \Lambda_{**}$ ).

Таким образом, по каналу в обе стороны распространяются волны проводимости. Во многих экспериментальных работах отмечены «волны свечения», распространяющиеся вдоль каналов разрядной структуры. Естественно предположить, что эти области соответствуют зонам энерговыделения, то есть повышенной проводимости.

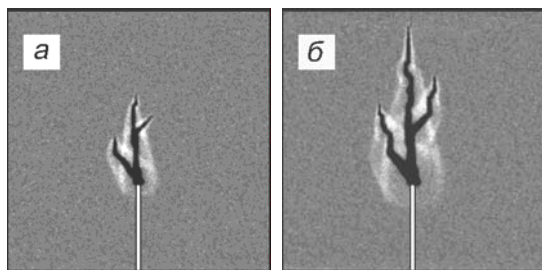
На рис. 18 показан пример ветвистой стримерной структуры для модели с импульсной проводимостью каналов. Проводящие ветви отмечены белым. Оттенками серого показано распределение электрического потенциала в центральном сечении разрядного промежутка.



**Рис. 18.** Вид ветвящейся стримерной структуры.

Реализована модель, в которой течение среды описывается методом решеточных газов с энерговыделением, а рост вершин стримера – флуктуационным критерием роста (37) с ограничением роста только с вершин. Впервые смоделирован стохастический рост ветвистых стримерных структур в жидких диэлектриках с учетом энерговыделения в каналах и образованием ударных волн от растущих и расширяющихся проводящих ветвей. На рис. 19 представлены два момента роста ветвистой стримерной структуры при пробое с острия. Скорость роста ветвей стримера изменялась во времени и была в 2–5 раз выше скорости звука. Темный цвет соответствует меньшей плотности. В этой модели плотность вещества в проводящей фазе меньше, чем плотность жидкого диэлектрика. Видны расширяющиеся каналы стримера и сложная ударно-волновая конфигурация, возникающая в результате интерференции ударных волн от разных ветвей стримера. Аналогичные картины течения наблюдаются на теневых фотографиях в экспериментах.

Предложена модель сверхбыстрого распространения вершин стримерной структуры на основе механизма типа анизотропного распада жидких диэлектриков



**Рис. 19.** Форма стримерной структуры и интерференция расходящихся ударных волн (сетка 400×400),  $t = 30$  (а), 50 (б).

в экстремальных электрических полях на двухфазную систему паровых нитевидных каналов в жидкости, описанного во второй главе. Такого типа распад возможен не только в чистом диэлектрике вследствие распада на жидкость и пар, но и в виде анизотропного разделения бинарной смеси — жидкого диэлектрика и

газа, растворенного в нем, при условии того, что критическая точка является верхней  $(\partial^2 \varepsilon / \partial \phi^2)_T > 0$ , где  $\phi$  – концентрация одного из компонентов. Построение соответствующей теории анизотропного распада бинарных смесей гораздо сложнее, чем для чистых жидкостей, поэтому возможно только качественное моделирование процесса. Для этого использовалась формула, полученная для инкремента анизотропной неустойчивости вязкой жидкости

$$\gamma = G(E^2 - E_S^2), \quad (40)$$

где  $E_S$  – напряженность электрического поля, при которой спинодаль проходит через точку начального состояния жидкости  $\rho_0$ ,  $T_0$ . Локальное электрическое поле в диэлектрике изменяется во времени, соответственно изменяется и значение инкремента неустойчивости для каждого сегмента зарождающихся паровых каналов. Поэтому, для расчета изменения плотности в каждом канале использовалась формула, включающая интегрирование во времени,

$$\rho = \rho_0 - \Delta\rho_0 \exp\left(\int_0^t \gamma(E) dt\right), \quad (41)$$

где  $\Delta\rho_0 \ll \rho_0$  – начальная амплитуда возмущений плотности. Экспоненциальный рост возмущений плотности происходит только на начальной линейной стадии, а затем на нелинейной стадии рост возмущений замедляется. Тем не менее, мы использовали в каждом сегменте формулу (41) в качестве оценки изменения плотности вплоть до пробоя пара (в бинарной смеси – газа).

Электрическая прочность вещества в паровых каналах значительно ниже, чем жидкости. Поэтому предполагалось, что внутри этих цилиндрических каналов низкой плотности при определенных условиях возникает электрический разряд в соответствии с законом Пашена для разряда в газах. При условии

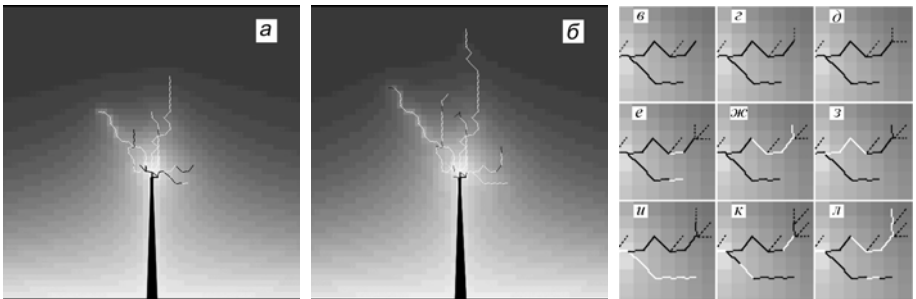
$$E_i / \rho_i > A - \delta_i \quad (42)$$

этот сегмент становился новой ветвью проводящей стримерной структуры. Здесь  $E_i$  – проекция электрического поля на направление вдоль сегмента канала  $i$ ,  $\rho_i$  – плотность пара внутри него, а  $\delta_i$  – случайные флуктуации.

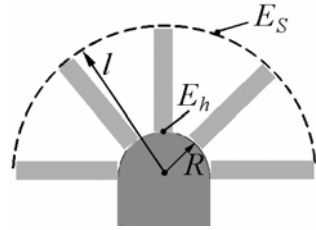
Электрическое поле перед вершиной проводящего канала возрастает, и анизотропная неустойчивость может развиваться в новой области диэлектрика, в которой состояния вещества находятся ниже локальных спинодалей (рис. 20). Затем в образовавшихся каналах пониженной плотности также возможно зажигание газового разряда согласно уравнениям (41), (42). Таким образом, вершина канала распространяется шаг за шагом в пространстве между электродами. Скорость вершины канала является фазовой, поэтому может быть весьма высокой. Этот механизм проявляется в экстремальных полях 1–100 МВ/см и, возможно, является ключевым для сверхбыстрого распространения стримерных структур в виде тонких нитевидных каналов (скорость которых может превышать 200 км/с – по экспериментам О. Лесанта).

Выполнено трехмерное компьютерное моделирование роста быстрых стримерных структур при пробое в жидком диэлектрике. Расчеты проводились на кубической сетке размером  $50 \times 50 \times 50$  (рис. 16). По  $x$  и  $y$  использовались периодические граничные условия. Рост новых сегментов каналов допускался только с кончиков стримерной структуры. Для описания проводимости каналов в последующие моменты времени использовалась модель импульсной проводимости сегментов канала. В качестве первого приближения электропроводность всех проводящих сегментов предполагалась постоянной и равной  $\sigma_0$ .

Типичный вид ветвящихся структур, полученных при использовании предложенной модели распространения стримеров, приведен на рис. 21. Длина острейного электрода была равна 22 узлам сетки, а межэлектродное расстояние  $d = 28$ . Остальные значения параметров в безразмерных единицах были:  $A = 6$ ,  $g = 0.5$ ,  $\Delta\rho_0 / \rho_0 = 0.001$ ,  $E_{**} = 0.83$ ,  $\tilde{g} = 0.17$ ,  $E_{cr} = 0.17$ ,  $\sigma_0 = 0.025$ . В качестве масштабов для безразмерных переменных: длины, времени, электрического поля и плотности использовались величины:  $h$ ,  $\Delta t$ ,  $E_s$  и  $\rho_0$ . Элементы, в текущий момент времени находящиеся в проводящем состоянии, показаны белым цветом, а в непроводящем – черным цветом. Распределение электрического потенциала в центральном сечении межэлектродного промежутка показано градиентами серого цвета. Сразу после включения напряжения в окрестности острия формируется веер коротких стримерных каналов, растущих с большой скоростью. Далее, несколько из этих каналов могут вырваться вперед.



**Рис. 21.** Моделирование роста ветвящейся структуры при  $t = 28400$  (а), 42200 (б) и пример роста небольшой ее части при  $t = 30000$  (в), 30400 (г), 30600 (д), 31000 (е), 31200 (ж), 32800 (з), 35200 (и), 35600 (к), 35800 (л).



**Рис. 20.** Схема возникновения веера каналов пониженной плотности в области высокого электрического поля перед вершиной стримера с радиусом головки  $R$ , где состояния вещества находятся ниже локальных спинодалей  $E > E_s$ .

Здесь же показан в деталях рост небольшой части стримерной структуры, приведенной на рис. 21,а,б. В соответствии с механизмом локального анизотропного распада диэлектрика (рис. 20) с любого кончика существующей структуры может возникнуть веер паровых каналов (отмечены пунктиром) (см. рис. 21,з,д,е). Когда плотность паровых каналов падает достаточно сильно, то в одном или в нескольких из них могут выполняться условия газового разряда (42). Тогда эти сегменты становятся проводящими (рис. 21,ж). В рамках этой модели можно объяснить и случайное ветвление каналов.

Основные результаты шестой главы опубликованы в работах [1,2,4–6,9,12,13,17,21,30,34,36].

**В заключении** приведены выводы и основные положения, выносимые на защиту.

## ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработан метод сквозного счета границ раздела фаз жидкость-пар для решеточных уравнений Больцмана, который не требует задания условий на контактных границах. При его использовании в методе решеточных уравнений Больцмана удается весьма точно моделировать кривую сосуществования фаз для веществ с произвольным уравнением состояния в широкой области температур, от критической точки до  $T \approx 0.4T_{кр}$  (для уравнения состояния Ван-дер-Ваальса отклонения плотности менее 0.4 %). Аналогичные результаты получены для уравнения Карнахана – Старлинга. Прецизионное описание кривой сосуществования фаз в широкой области температур стало возможным только при одновременном выполнении двух условий, предложенных в диссертации:

- Корректный учет действия объемных сил по методу точной разности.
- Специальная конечно-разностная аппроксимация для сил, действующих в переходном слое жидкость-пар.

При этом для стационарных переходных слоев жидкость-пар удалось добиться отношения плотностей фаз на границе раздела порядка  $10^5$ – $10^6$ , что на 3 порядка лучше, чем в предыдущих вариантах метода LBE.

2. Предложен новый способ учета действия объемных сил в методе решеточных уравнений Больцмана — метод точной разности. При этом используется разность равновесных функций распределения при постоянной локальной плотности. Метод правильно описывает сдвиг равновесной функции распределения в пространстве скоростей под действием сил, что не выполнялось во всех ранее известных способах учета действия сил в решеточных уравнениях Больцмана (методы явной производной, метод модификации оператора столкновений, комбинированный метод).

3. Теоретически и при компьютерном моделировании обнаружено новое физическое явление – анизотропная неустойчивость и распад жидких диэлектриков в сильных электрических полях под действием сил электрострикции на двухфазную систему нитевидных паровых каналов в жидкости, ориентированных вдоль поля. Такого типа распад возможен также в бинарных смесях жидкость-газ. Предсказана область начальных состояний (несколько выше крити-



ческой точки), где этот эффект может быть зарегистрирован экспериментально в чистом виде (без сопутствующего пробоя). Такого типа механизм анизотропного образования каналов газовой фазы должен играть ключевую роль при зарождении и сверхбыстром распространении стримерных структур. Получены простые аналитические выражения для волн разрежения, возникающих в диэлектрике из-за действия объемных сил электрострикции в неоднородном электрическом поле для сферических и цилиндрических электродов. Такие электрострикционные течения с ударными волнами получены также при компьютерном моделировании. При этом в области разрежения перед расходящейся ударной волной тоже возникает описанная анизотропная неустойчивость.

4. Предложен локальный стохастический критерий зарождения пробоя на поверхности электродов, естественным образом объясняющий динамический характер электрической прочности (вольт-секундные характеристики) и зависимость ее от эффективной площади электродов. Выполнены эксперименты по пробую перфтордибутилового эфира и трансформаторного масла. Проведена реконструкция функций  $\mu(E)$  (плотность вероятности во времени и по поверхности) для трансформаторного масла, н-гексана и перфтордибутилового эфира. Смоделированы эксперименты по пробую, и получены серии напряжений пробоя и распределения мест зарождения пробоя на поверхности полусферических электродов. Результаты хорошо согласуются с экспериментом.

5. Предложено несколько новых стохастических критериев роста стримеров с правильным “физическим временем” и их классификация. Реализован ряд моделей стохастического роста стримерных структур в жидких диэлектриках, в том числе с учетом импульсного характера электропроводности и гидродинамического расширения плазменных каналов. Предложена модель сверхбыстрого распространения вершин стримерной структуры на основе механизма типа анизотропного распада жидких диэлектриков в экстремальных электрических полях.

Таким образом, **создано новое научное направление – стохастическое моделирование электрического пробоя жидких диэлектриков с возникающими при этом гидродинамическими течениями.**

**Основные результаты диссертации опубликованы в следующих статьях:**

1. Куперштох А. Л. Об интерпретации оптических измерений скоростей расширения канала и ударной волны при высоковольтном разряде в жидкости. // Прикладная механика и техническая физика. 1980. N 6. С. 64–69.
2. Куперштох А. Л. Флуктуационная модель пробоя жидких диэлектриков // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18, N 19. С. 91–96.
3. Klimkin V. F., Kupershtokh A. L. Statistical lag time in fluctuation model of liquid dielectric breakdown and experimental results // Proc. of the 11th Int. Conf. on Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids. Baden-Dättwil, Switzerland, 1993. P. 395–399.
4. Ershov A. P., Kupershtokh A. L. Fluctuation model of liquid dielectric breakdown with incomplete charge relaxation // Proc. of the 11th Int. Conf. on Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids. Baden-Dättwil, Switzerland, 1993. P. 194–198.
5. Kupershtokh A. L. Propagation of streamer top between electrodes for fluctuation model

- of liquid dielectric breakdown // Proc. of the 12th Int. Conf. on Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids. Roma, Italy, 1996. P. 210–213.
6. Karpov D. I., Kupershtokh A. L. Models of streamers growth with "physical" time and fractal characteristics of streamer structures // Conf. Record of the 1998 IEEE Int. Symp. on Electrical Insulation. Arlington, USA, 1998. P. 607–610.
  7. Vainer B. G., Kupershtokh A. L. Measurements of statistical lag time of breakdown in thin amorphous layers of SiO<sub>2</sub> // Conf. Record of the 1998 IEEE Int. Symp. on Electrical Insulation. Arlington, USA, 1998. P. 169–172.
  8. Kupershtokh A. L., Karpov D. I. Stochastic features of initiation of liquid dielectric breakdown at small area of positive electrode // Proc. of the 13th Int. Conf. on Dielectric Liquids. Nara, Japan, 1999. P. 203–206.
  9. Kupershtokh A. L., Medvedev D. A. Simulations of hydrodynamic flows during streamer propagation in dielectric liquids // Proc. of the 13th Int. Conf. on Dielectric Liquids. Nara, Japan, 1999. P. 179–182.
  10. Медведев Д. А., Куперштох А. Л. Метод решеточного уравнения Больцмана в задачах газодинамики // Динамика сплошной среды. 1999. Т. 114. С. 117–121.
  11. Medvedev D. A., Kupershtokh A. L. Use of the lattice Boltzmann equation method to simulate charge transfer and electrohydrodynamic phenomena in dielectric liquids // Proc. of the 2nd Int. Workshop on Electrical Conduction, Convection, and Breakdown in Fluids, Grenoble, France, 2000. P. 60–63.
  12. Куперштох А. Л., Медведев Д. А. Структура и динамика "плазменных" каналов при пробое жидких диэлектриков // Динамика сплошной среды. 2000. Т. 116. С. 137–141.
  13. Kupershtokh A. L., Charalambakos V., Agoris D., Karpov D. I. Simulation of breakdown in air using cellular automata with streamer to leader transition // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. V. 34, N. 6. P. 936–946.
  14. Куперштох А. Л., Медведев Д. А. Метод решеточного уравнения Больцмана в задачах электрогидродинамики // Динамика сплошной среды. 2001. Т. 118. С. 117–121.
  15. Kupershtokh A. L., Vitellas I., Agoris D. P., Karpov D. I., Charalambakos V. P. Stochastic regularities of electrical breakdown initiation in transformer oil // Proc. Int. 2001 IEEE Industry Applications Conference, 36th Int. IAS Annual Meeting. Chicago, Illinois, USA, 2001. V. 4. P. 2729–2736.
  16. Medvedev D. A., Kupershtokh A. L. Modeling of electrohydrodynamic flows and micro-bubbles generation in dielectric liquid by lattice Boltzmann equation method // Proc. of the 14th Int. Conf. on Dielectric Liquids. Graz, Austria, 2002. P. 45–48.
  17. Kupershtokh A. L., Karpov D. I. Stochastic model of streamer growth in dielectric liquids with hydrodynamic expansion of streamer channels // Proc. of the 14th Int. Conf. on Dielectric Liquids. Graz, Austria, 2002. P. 111–114.
  18. Медведев Д. А., Ершов А. П., Куперштох А. Л. Численное исследование гидродинамических и электрогидродинамических неустойчивостей // Динамика сплошной среды. 2002. Т. 120. С. 93–103.
  19. Kupershtokh A. L., Palchikov E. I., Karpov D. I., Vitellas I., Agoris D. P., Charalambakos V. P. Stochastic model of breakdown initiation in dielectric liquids // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. V. 35, N. 23. P. 3106–3121.
  20. Kupershtokh A. L. Calculations of the action of electric forces in the lattice Boltzmann equation method using the difference of equilibrium distribution functions // Доклады VII Международной научной конференции "Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей", Санкт-Петербург, Изд-во СПбГУ, 2003. С. 152–155.

21. Kupershtokh A. L., Karpov D. I., Pulse conductivity model for simulation of stochastic growth of streamer in dielectric liquids // Proc. of the 5th International EHD Workshop, Poitiers, France, pp. 336–341, 2004.
22. Kupershtokh A. L., New method of incorporating a body force term into the lattice Boltzmann equation // Proc. of the 5th International EHD Workshop, Poitiers, France, pp. 241–246, 2004.
23. Kupershtokh A. L., Approximate methods of calculation of electric field distribution along the surface of hemispherical electrodes // Proc. of the 4th French Electrostatics Society Conference (SFE-2004), Poitiers, France, pp. 508–513, 2004.
24. Куперштох А. Л. Учет действия объемных сил в решеточных уравнениях Больцмана // Вестник НГУ: Серия “Математика, механика и информатика”. 2004. Т. 4, N 2. С. 75–96.
25. Куперштох А. Л. Приближенные методы расчета распределения электрического поля по поверхности электродов сферической формы // Вестник КрасГУ: Серия “Физико-математические науки”. 2005. N 4. С. 126–138.
26. Kupershtokh A. L., Stamatelatos C., Agoris D. P. Stochastic model of partial discharge activity in liquid and solid dielectrics // Proc. of the 15th IEEE Int. Conf. on Dielectric Liquids, Coimbra, Portugal, 2005. P. 135–138.
27. Kupershtokh A. L., Karpov D. I. Models of pulse conductivity of streamers propagating in dielectric liquid // Proc. of the 15th IEEE Int. Conf. on Dielectric Liquids, Coimbra, Portugal, 2005. P. 87–90.
28. Куперштох А. Л. Моделирование течений с границами раздела фаз жидкость–пар методом решеточных уравнений Больцмана // Вестник НГУ: Серия “Математика, механика и информатика”. 2005. Т. 5, N 3. С. 29–42.
29. Kupershtokh A. L., Medvedev D. A. Lattice Boltzmann equation method in electrohydrodynamic problems // J. Electrostatics. 2006. V. 64, N 7/9. P. 581–585.
30. Куперштох А. Л., Карпов Д. И. Моделирование развития ветвящихся разрядных структур в жидких диэлектриках с учетом импульсной проводимости каналов // Письма в ЖТФ. Т. 32. Вып. 9. С. 79–86. 2006.
31. Медведев Д. А., Куперштох А. Л. Мезоскопическое моделирование электрогидродинамических течений // Физическая мезомеханика. 2006. Т. 9, № 2. С. 27–35.
32. Куперштох А. Л., Медведев Д. А. Анизотропная неустойчивость жидких диэлектриков к распаду жидкость–пар в сильных электрических полях // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 14. С. 72–80.
33. Куперштох А. Л., Стамателатос С. П., Агорис Д. П. Моделирование частичных разрядов в твердых диэлектриках на переменном напряжении // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 15. С. 74–81.
34. Kupershtokh A. L., Medvedev D. A. Anisotropic instability of a dielectric liquid in a strong uniform electric field: Decay into a two-phase system of vapor filaments in a liquid // Physical Review E. 2006. V. 74, N 2. P. 021505(1–5).
35. Kupershtokh A. L., Medvedev D. A. Anisotropic electrohydrodynamic instability and decay of dielectric liquid into two-phase system of cylindrical vapor channels in a liquid // Proc. 5th Conf. SFE, Grenoble, France. 2006, pp. 173–178.
36. Kupershtokh A. L., Karpov D. I. Simulation of ultra-fast streamer growth governed by the mechanism of anisotropic decay of a dielectric liquid into a liquid-vapor system in high electric fields // Proc. 5th Conf. SFE, Grenoble, France. 2006, pp. 179–184.
37. Куперштох А. Л., Медведев Д. А. Электрогидродинамическая неустойчивость жидких диэлектриков в сильных электрических полях и распад на анизотропную двухфазную систему жидкость–пар // Докл. Акад. наук. 2006. Т. 411. № 6. С. 766–769.