

УДК 532.7+532.516.5+532.593

**ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ LBE НА
ГИБРИДНЫХ GPU-КЛАСТЕРАХ РАСПАДА БИНАРНОЙ СМЕСИ
ЖИДКОГО ДИЭЛЕКТРИКА С РАСТВОРЕННЫМ ГАЗОМ НА
СИСТЕМУ ПАРОГАЗОВЫХ КАНАЛОВ**

А. Л. Куперштох¹

При моделировании фазовых переходов метод решеточных уравнений Больцмана (Lattice Boltzmann Equation, LBE) представляет собой метод сквозного счета границ раздела фаз. Алгоритм LBE хорошо распараллеливается на большое количество потоковых процессоров в современных графических ускорителях (Graphics Processing Unit, GPU). Использование гибридных GPU-кластеров позволило выйти на принципиально новый уровень моделирования мультифизических задач. Были проведены трехмерные расчеты спиноподобной декомпозиции на сетках свыше 250 миллионов узлов. Выполнено трехмерное моделирование анизотропного распада бинарных смесей жидкого диэлектрика и растворенного газа в экстремальных электрических полях на двухфазную систему нитевидных парогазовых каналов в жидкости, параллельных локальному вектору электрического поля. Расчет электрического поля выполнялся с учетом изменения диэлектрической проницаемости бинарной среды во времени и в пространстве. Парогазовые каналы расширяются как за счет диффузии растворенного газа из жидкости и испарения жидкого вещества внутрь каналов, так и за счет коалесценции каналов друг с другом. Показано, что критическая напряженность однородного электрического поля значительно уменьшается при увеличении концентрации растворенного газа. Это указывает на то, что в наносекундном диапазоне пробоя реальных жидких диэлектриков возможен механизм зарождения, роста и ветвления каналов стримеров путем анизотропного (электрострикционного) распада. Работа выполнена в рамках Федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2013 годы» (проект № 07.514.11.4106).

Ключевые слова: метод решеточных уравнений Больцмана, фазовые переходы, динамика многофазных сред, бинарные смеси, пробой жидких диэлектриков, компьютерное моделирование, параллельные вычисления, графические процессоры, гибридные суперкомпьютеры.

Введение. Для веществ с нелинейной зависимостью диэлектрической проницаемости от плотности, находящихся первоначально в однородном стабильном жидком состоянии, возможен анизотропный распад на жидкую и газовую фазы под действием сильных электрических полей [1, 2]. Принципиально то, что новые участки менее плотной фазы возникают в виде узких каналов, ориентированных вдоль поля. Анизотропный распад позволяет легко объяснить ряд экспериментально наблюдаемых явлений при пробое жидких диэлектриков [3] (высокие скорости распространения стримерных каналов — более 100 км/с, возникновение веера несветящихся каналов пониженной плотности вблизи острия с последующим пробоем одного из них, примерно цилиндрическую форму сегментов каналов и их ветвление). Авторы экспериментальной работы [3] объясняют свои результаты по пробоем жидких диэлектриков, основываясь на нашей модели роста стримеров по механизму анизотропного распада жидких диэлектриков в электрическом поле, предложенной в [1, 4]. Однако для анизотропного распада чистых диэлектриков необходимы электрические поля начиная с десятков МВ/см. В большинстве же экспериментов по пробоем электрические поля значительно меньше (от нескольких десятых до нескольких единиц МВ/см).

В настоящей статье проведено трехмерное моделирование анизотропного распада бинарных смесей типа жидкий диэлектрик–растворенный газ. Для компьютерного моделирования эволюции таких систем с возникающими границами раздела фаз жидкость–пар используется метод решеточных уравнений Больцмана (Lattice Boltzmann Equation, LBE), который в настоящее время широко применяется для моделирования течений жидкостей, включая многофазные и многокомпонентные. Для бинарных систем с растворенным газом величина критического электрического поля оказалась гораздо меньше, чем для чистого

¹ ФГБУН Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН (ИГиЛ СО РАН), просп. Лаврентьева, 15, 630090, Новосибирск; вед. науч. сотр., e-mail: skn@hydro.nsc.ru

жидкого диэлектрика. При пробое жидких диэлектриков в сильных электрических полях описанная анизотропная неустойчивость, возможно, является определяющим механизмом зарождения газовой фазы, возникновения проводящих стримерных структур, их быстрого распространения в виде тонких каналов, а также их ветвления в процессе распространения.

1. Метод решеточных уравнений Больцмана. Для компьютерного моделирования эволюции систем с границами раздела фаз жидкость–пар используется метод LBE, который в настоящее время широко применяется для моделирования течений жидкости, включая многофазные и многокомпонентные [5–8]. Метод LBE представляет собой дискретную модель сплошной среды. В отличие от классических методов расчета течений жидкости путем решения уравнений Навье–Стокса метод решеточных уравнений Больцмана рассматривает течение как движение ансамбля псевдочастиц, имеющих некоторую функцию распределения по дискретным скоростям \mathbf{c}_k . Обоснованием метода LBE является тот факт, что во втором порядке разложения Чепмена–Энскога из уравнений LBE получаются макроскопические уравнения гидродинамики, т.е. уравнения неразрывности и Навье–Стокса.

Для трехмерных расчетов использовался девятнадцатискоростной вариант D3Q19 метода LBE [9].

Цикл вычислений для однокомпонентной модели LBE с фазовыми переходами организован следующим образом.

1. Перенос значений функций распределения в соседние узлы $\tilde{N}_k(\mathbf{x}, t) = N_k(\mathbf{x} - \mathbf{c}_k \Delta t, t - \Delta t)$.

2. Вычисление плотности ρ и значений функции $\Phi(\rho)$ в каждом узле с использованием уравнения состояния $\rho = \sum_{k=0}^b \tilde{N}_k$, $\Phi = \sqrt{\rho\theta - P(\rho, T)}$.

3. Вычисление полной силы, действующей на узел со стороны соседних узлов, с использованием идеи псевдопотенциала $\mathbf{F} = -\nabla U$, впервые предложенной в [10]. В работах [5–8, 11] была введена новая функция $\Phi = \sqrt{-U}$, где $U = P(\rho, T) - \rho\theta$. Таким образом, полная сила вычисляется по конечно-разностной аппроксимации следующего выражения: $\mathbf{F} = A\nabla(\Phi^2) + 2(1 - A)\Phi\nabla\Phi$, где A – свободный параметр, обеспечивающий достаточно точное воспроизведение кривой сосуществования фаз. Для уравнения состояния Ван-дер-Ваальса этот параметр равен -0.152 [5].

4.1. Вычисление значений скорости в узле до и после действия сил: $\rho\mathbf{u} = \sum_{k=0}^b \mathbf{c}_k \tilde{N}_k$, $\mathbf{u} + \Delta\mathbf{u} = \mathbf{u} + \mathbf{F}\Delta t/\rho$.

4.2. Вычисление соответствующих равновесных функций распределения по формуле

$$N_k^{\text{eq}}(\rho, \mathbf{u}) = \rho w_k \left(1 + \frac{\mathbf{c}_k \mathbf{u}}{\theta} + \frac{(\mathbf{c}_k \mathbf{u})^2}{2\theta^2} - \frac{\mathbf{u}^2}{2\theta} \right).$$

4.3. Изменение функций распределения в узлах за счет оператора столкновений Ω_k и действия сил $\Delta\tilde{N}_k$: $N_k(\mathbf{x}, t) = \tilde{N}_k(\mathbf{x}, t) + \Omega_k(\tilde{N}(\mathbf{x}, t)) + \Delta\tilde{N}_k$, где оператор столкновений имеет вид

$$\Omega_k = \frac{1}{\tau} (N_k^{\text{eq}}(\rho, \mathbf{u}) - \tilde{N}_k(\mathbf{x}, t)),$$

а учет действия объемных сил выполняется по методу точной разности [7, 12, 13]:

$$\Delta\tilde{N}_k(\mathbf{x}, t) = N_k^{\text{eq}}(\rho, \mathbf{u} + \Delta\mathbf{u}) - N_k^{\text{eq}}(\rho, \mathbf{u}).$$

В настоящей работе использовалось уравнение состояния Ван-дер-Ваальса, которое в приведенных переменных $\tilde{P} = P/P_{\text{кр}}$, $\tilde{\rho} = \rho/\rho_{\text{кр}}$ и $\tilde{T} = T/T_{\text{кр}}$ имеет вид $\tilde{P} = \frac{8\tilde{\rho}\tilde{T}}{3 - \tilde{\rho}} - 3\tilde{\rho}^2$.

2. Параллельные вычисления на графических ускорителях. Графические процессоры на видеокартах – Graphics Processing Unit (GPU) – дают возможность проводить параллельные вычисления на большом количестве ядер. Параллельные расчеты выполнялись на графических модулях фирмы NVIDIA с архитектурой “Fermi”, имеющих 512 потоковых процессоров (ядер). Все ядра имеют доступ к относительно быстрой общей внутренней памяти объемом 3 Гб для GTX-580 и 6 Гб для Tesla M2090. Алгоритм LBE включает в себя вычисления преимущественно в локальном узле расчетной сетки, за исключением переноса частиц и сил взаимодействия между узлами, что позволяет его распараллеливать на большое количество ядер с использованием технологии CUDA (Compute Unified Device Architecture) [14, 15]. При этом ускорение расчетов для трехмерного однокомпонентного варианта метода LBE с фазовыми переходами достигало 70–90 раз [8] при вычислениях с двойной точностью по сравнению с одним ядром процессора Intel Core 2 Duo с частотой 3.3 ГГц.

Четырем этапам цикла вычислений соответствуют четыре ядерные функции, которые были названы MOVE_f, DENSITY, FORCE и COLLIS. Относительное время выполнения ядерных функций в цикле вычислений для трехмерной модели D3Q19 показано на гистограмме, выдаваемой стандартным профилировщиком пакета CUDA 4.0 (рис. 1). Основное время занимают вычисление оператора столкновений, вычисление скорости и равновесных функций распределения, перенос значений функций распределения в соседние узлы, вычисление плотности и функций $\Phi(\rho)$ в каждом узле, вычисление сил и периодические граничные условия по x . Остальные вычисления, связанные с граничными условиями и передачей данных между GPU и GPU, занимают менее 1% времени вычислений. Использование алгоритма со сменой указателей при переносе значений функций распределения в соседние узлы через буферный массив почти в два раза уменьшило затрачиваемое на это время по сравнению с более ранним алгоритмом [8].

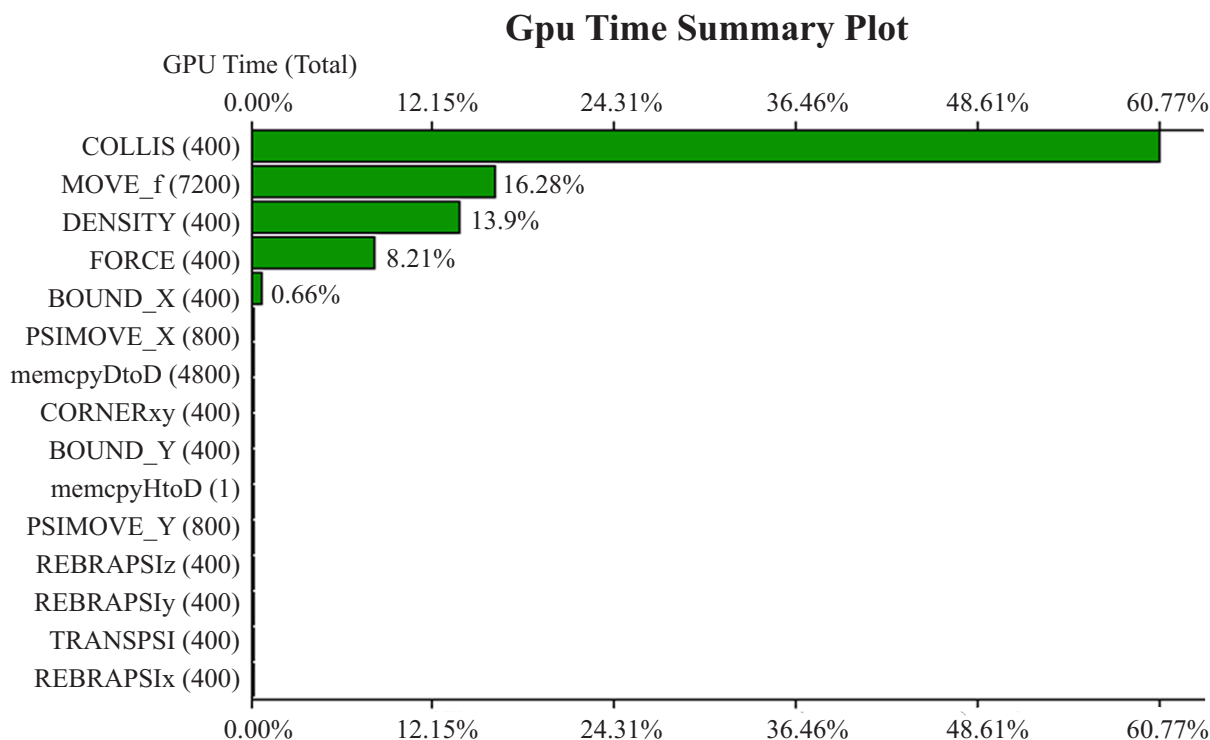


Рис. 1. Относительное время выполнения ядерных функций, усредненное за 400 шагов по времени. Расчет на GTX-580 на сетке $256 \times 256 \times 192$

3. Моделирование спиноподобного распада методом решеточных уравнений Больцмана.

Для тестирования трехмерных расчетов использовалась задача о спиноподобной декомпозиции (распад первоначально однородного флюида, состояние которого находится под спиноподобью, на двухфазную систему жидкость–пар). На рис. 2 показан пример расчета спиноподобной декомпозиции в трехмерной области размером $512 \times 512 \times 960$. По всем трем координатам x , y и z использованы периодические граничные условия. В определенном диапазоне начальных плотностей флюида после некоторого промежутка времени происходит распад на жидкую и газовую фазы. Жидкая фаза образует проницаемую пористую среду. Со временем мелкомасштабные структуры укрупняются [8].

Расчеты проводились на 12 GPU (Tesla M2090, каждый позволяет использовать до 5.3 Гб внутренней памяти с контролем четности) на кластере “SL390s-G7” Новосибирского государственного исследовательского университета с операционной системой “Linux Enterprise server 11”. На каждом GPU рассчитывалась область размером $512 \times 512 \times 80$. Граничные условия по координате z , соответствующие граням размером 512×512 , передавались между узлами кластера по протоколу MPI (Message Passing Interface).

На рис. 3 показана производительность вычислений в миллионах узлов сетки в секунду (Million Node Updates Per Second, MNUPS) для трехмерного метода LBE–D3Q19. Кривые 1–3 соответствуют варианту метода LBE для одного компонента с фазовыми переходами. Кривые 4–6 соответствуют простому однокомпонентному методу LBE без фазовых переходов.

Данные 1 и 2 получены нами на кластере “SL390s-G7” Новосибирского государственного исследовательского университета с использованием протокола MPI. В этих расчетах на каждом вычислительном узле использовался один модуль Tesla M2090. Данные 3 и 4 получены на станции, имеющей 2 модуля GTX 580 с 3 Гб внутренней памяти каждый.

Расчеты 1–4 проведены при вычислениях с двойной точностью. Данные 5 взяты из работы [16] и получены при вычислениях с одинарной точностью на модулях Tesla X2070 (448 ядер, 6 Гб) кластера “Ломоносов” НИВЦ МГУ с использованием MPI. Данные 6 взяты из работы [17] и получены при вычислениях с двойной точностью на сервере “Туан В7015”, имеющем до 8 модулей Tesla C1060 (240 ядер, 4 Гб памяти), которые соединены быстрой шиной PCI-Express Gen. 2. Видно, что производительность сильно зависит не только от типа используемых GPU и способа передачи данных между GPU, но и от эффективности программирования. Производительность программы существенно зависит от выбора размеров блоков в технологии CUDA, а также от использования новых возможностей графических процессоров “Fermi” (например, передача данных в рамках одного устройства посредством функции “cudaMemcpyPeer()”, использование разделяемой памяти мультипроцессора в качестве кэш-памяти, организация обращений к глобальной памяти устройства с максимальной коалесценцией и т.п.). Производительность графических карт GTX 580 заметно выше, чем у Tesla M2090.

На рис. 4 показано время, затраченное на вычисления в одном узле расчетной сетки одного GPU, для однокомпонентной модели с фазовыми переходами. Оно включает в себя время, затраченное на передачу значений функций на границах между узлами кластера с использованием протокола MPI. Для вычислений на одном узле кластера граничные условия по z передавались с помощью функции CUDA — “cudaMemcpyPeer(…)” без использования MPI. При увеличении в 4 раза объема информации, передаваемой по MPI (256×256 для кривой 1 и 512×512 для кривой 2), время на передачу увеличивается почти во столько же раз при том же объеме вычислений ($256 \times 256 \times 256 = 512 \times 512 \times 64$).

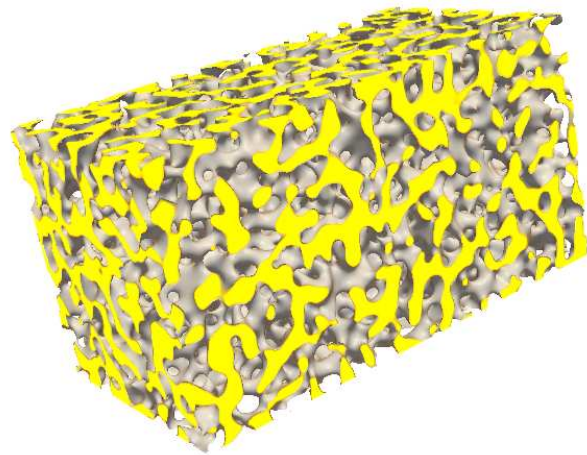


Рис. 2. Расчет спиновальной декомпозиции на 12 GPU. Паровая фаза показана прозрачной. $\tilde{T} = 0.7, \tilde{\rho}_0 = 1.0, t = 2000$. Сетка $512 \times 512 \times 960$

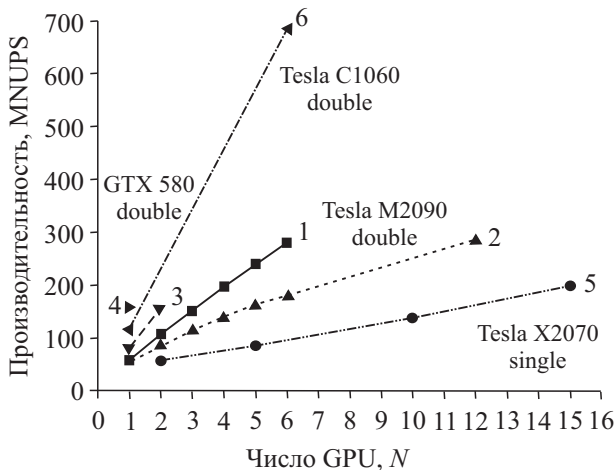


Рис. 3. Производительность расчетов для трехмерного варианта метода LBE–D3Q19:
 1) $256 \times 256 \times 256 \times N$; 2) $512 \times 512 \times 64 \times N$;
 3) $256 \times 256 \times 192 \times N$; 4) $512 \times 512 \times 48$;
 5) $256 \times 512 \times 510$; 6) $192 \times 192 \times 192 \times N$

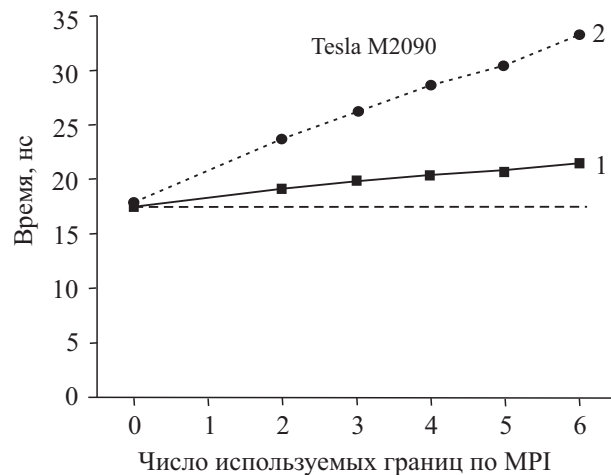


Рис. 4. Время вычислений одного шага цикла, нормированное на количество узлов расчетной сетки, размещенных в одном GPU:
 1) $256 \times 256 \times 256 \times N$;
 2) $512 \times 512 \times 64 \times N$

4. Моделирование распада бинарных смесей в сильных электрических полях методом решеточных уравнений Больцмана. В общем случае объемная сила, действующая на диэлектрическую не содержащую свободных зарядов жидкость в электрическом поле, выражается формулой Гельм-

гольца [18]: $\mathbf{F} = -\frac{E^2}{8\pi} \nabla \varepsilon + \frac{1}{8\pi} \nabla \left[E^2 \rho \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \right]$. Первое и второе слагаемые описывают действие электрического поля на поляризационные заряды в неоднородном диэлектрике и электрострикционные силы соответственно.

В наших работах [1, 2] теоретически обосновано и в двухмерных компьютерных экспериментах обнаружено и исследовано новое ранее неизвестное явление — неустойчивость жидких диэлектриков в экстремальных электрических полях под действием сил электрострикции и последующий анизотропный распад на двухфазную систему нитевидных паровых каналов в жидкости, параллельных локальному вектору электрического поля. Такой распад для жидких диэлектриков с нелинейной зависимостью диэлектрической проницаемости от плотности $\varepsilon(\rho)$ происходит в первоначально однородном электрическом поле $E_z = E_0$ из-за сил электрострикции $F_x = \frac{E_0^2 \rho}{8\pi} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \rho^2} \right)_T \frac{\partial \rho}{\partial x}$, $F_y = \frac{E_0^2 \rho}{8\pi} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \rho^2} \right)_T \frac{\partial \rho}{\partial y}$, направленных перпендикулярно электрическому полю в сторону увеличения плотности, что может приводить к неустойчивости.

В данной работе проведено трехмерное моделирование этого эффекта. Разработан трехмерный вариант метода ЛВЕ для многокомпонентных сред, находящихся в электрическом поле, с возможностью фазового перехода жидкость–пар и с учетом зависимости взаимной растворимости компонентов от давления. Расчет электрического поля выполнялся с учетом изменения диэлектрической проницаемости бинарной среды во времени и в пространстве согласно уравнению для потенциала электрического поля

$$\operatorname{div}(\varepsilon \operatorname{grad} \varphi) = 0. \quad (1)$$

Для расчетной области в форме параллелепипеда размерами L_x , L_y , L_z использовались периодические граничные условия по x и по y : $\varphi(0, y, z) = \varphi(L_x, y, z)$ и $\varphi(x, 0, z) = \varphi(x, L_y, z)$. Значения потенциала на других гранях расчетной области задавались в виде $\varphi(x, y, 0) = 0$ и $\varphi(x, y, L_z) = V$, при этом электрическое поле первоначально является однородным: $E_z = E_0 = V/L_z$. На каждом шаге по времени уравнение (1) решалось методом простых итераций. Начальные значения потенциала брались с предыдущего шага по времени, что является хорошим приближением, так как плотность ρ , а следовательно, и ε слабо меняются за один шаг по времени. Использовалась нелинейная зависимость диэлектрической проницаемости диэлектрика от плотности, характерная для неполярных жидких диэлектриков: $\varepsilon(\rho) = 1 + \frac{3\alpha\rho}{1 - \alpha\rho}$.

Уравнения эволюции для функций распределения каждого из компонентов s и σ имеют вид

$$N_k^{s,\sigma}(\mathbf{x} + \mathbf{c}_k \Delta t, t + \Delta t) = N_k^{s,\sigma}(\mathbf{x}, t) + \Omega_k^{s,\sigma} + \Delta N_k^{s,\sigma},$$

где $\Omega_k^{s,\sigma} = \left(N_k^{\text{eq}}(\rho^{s,\sigma}, \mathbf{u}^{s,\sigma}) - N_k^{s,\sigma}(\mathbf{x}, t) \right) / \tau$ — оператор столкновений в виде релаксации к равновесному состоянию, а

$$\Delta N_k^{s,\sigma} = N_k^{\text{eq}}(\rho^{s,\sigma}, \mathbf{u}^{s,\sigma} + \Delta \mathbf{u}^{s,\sigma}) - N_k^{\text{eq}}(\rho^{s,\sigma}, \mathbf{u}^{s,\sigma})$$

показывают изменения функций распределения за счет действия объемных сил, в том числе и обеспечивающих фазовые переходы [5–8]. Здесь $\rho^s = \sum_k N_k^s$ и $\rho^\sigma = \sum_k N_k^\sigma$ — плотности вещества компонентов смеси, а $\mathbf{u}^s = \sum_k N_k^s \mathbf{c}_k / \rho^s$ и $\mathbf{u}^\sigma = \sum_k N_k^\sigma \mathbf{c}_k / \rho^\sigma$ — скорости компонентов в данном узле.

Ограниченная взаимная растворимость газа в жидкости моделировалась силами отталкивания, действующими в узле i на вещество каждого компонента со стороны вещества другого компонента, присутствующего в соседних узлах k . Суммарные силы, действующие на вещество компонентов в узле за счет этих сил отталкивания, имеют вид

$$\mathbf{F}^s(\mathbf{x}) = \psi[\rho^s(\mathbf{x})] \sum_k B_k \psi[\rho^\sigma(\mathbf{x} + \mathbf{e}_k)] \mathbf{e}_k, \quad \mathbf{F}^\sigma(\mathbf{x}) = \psi[\rho^\sigma(\mathbf{x})] \sum_k B_k \psi[\rho^s(\mathbf{x} + \mathbf{e}_k)] \mathbf{e}_k.$$

Все коэффициенты B_k выражаются через параметр взаимодействия компонентов $B < 0$, определяющий степень малости взаимной растворимости компонентов. Здесь $\psi(\rho)$ — возрастающая функция от плотности соответствующего компонента, вид которой определяет зависимость растворимости от давления.

Для жидкого диэлектрика использовалось уравнение состояния Ван-дер-Ваальса. Для растворенного газа использовалось обычное газовое уравнение состояния $\tilde{P} = \tilde{\rho} \tilde{T}$.

Для трехмерных расчетов полной задачи (бинарная смесь с фазовым переходом и расчет потенциала электрического поля) на одном GPU типа GTX-580 использовались сетки размерами до $160 \times 160 \times 256$. Расчет потенциала электрического поля в соответствии с уравнением (1) при использовании итерационного метода тоже легко распараллеливается на GPU.

На рис. 5 показаны результаты трехмерного моделирования распада первоначально однородной бинарной смеси “жидкий диэлектрик–растворенный газ” на компоненты под действием сильного электрического поля. Начальное состояние флюида соответствовало состоянию жидкости на кривой насыщения при данной температуре. При любом случайном локальном возмущении пониженной плотности давление в этом месте уменьшалось. При этом растворимость газа в жидком диэлектрике тоже уменьшалась, и происходило выделение газа, за счет чего еще более возрастал градиент плотности. Поэтому процесс выделения газа в виде парогазовых каналов, ориентированных преимущественно вдоль электрического поля, носил взрывной характер.

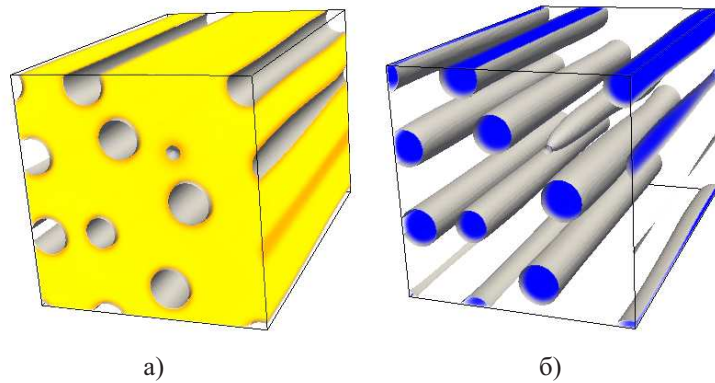


Рис. 5. Распад бинарной смеси в трехмерном электрическом поле: а) жидкий диэлектрик, б) газовые полости. $\tilde{T} = 0.9$, $\tilde{\rho}_0 = 1.66$, $\tilde{A} = E_0^2 / (8\pi P_{кр}) = 30$, $q = 0.02$, $t = 6000$.
Сетка $160 \times 160 \times 256$

Парогазовые каналы расширяются как за счет диффузии растворенного газа из жидкости и испарения жидкого вещества внутрь каналов, так и за счет коалесценции каналов друг с другом. Из экспериментальных работ по пробою жидких диэлектриков известно, что чем больше электрическое поле, тем больше каналов стримеров образуется в том же объеме диэлектрика. Этот эффект хорошо моделируется и в наших расчетах (рис. 6). На первой стадии парогазовые каналы имеют близкую к цилиндрической форму. Иногда наблюдается разветвление каналов.

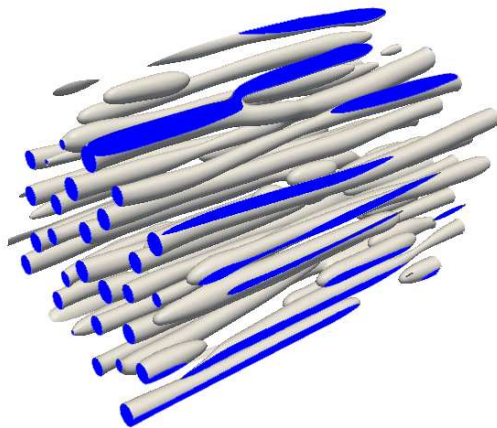


Рис. 6. Распад бинарной смеси в трехмерном электрическом поле. Показаны образовавшиеся парогазовые полости. $\tilde{T} = 0.9$, $\tilde{\rho}_0 = 1.66$, $\tilde{A} = 60$, $q = 0.02$, $t = 1800$.
Сетка $192 \times 192 \times 352$

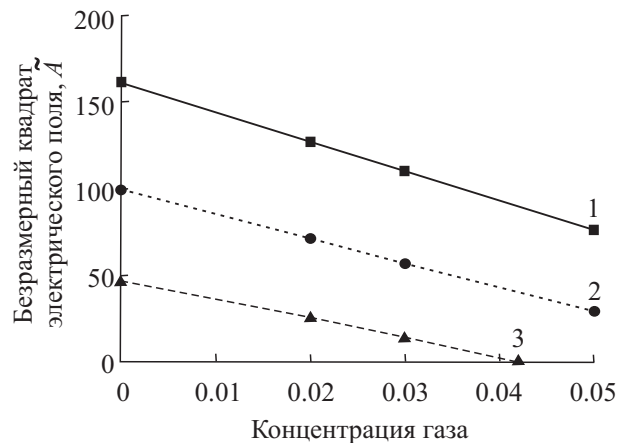


Рис. 7. Зависимость безразмерной величины квадрата критического электрического поля от начальной концентрации растворенного газа q . Начальные состояния бинарной смеси при каждой температуре соответствуют состояниям жидкости на кривой насыщения. Параметр взаимодействия компонент $B = -0.02$: 1) $\tilde{T} = 0.7$, 2) $\tilde{T} = 0.8$, 3) $\tilde{T} = 0.9$

На рис. 7 показана зависимость безразмерной величины квадрата критической напряженности электрического поля, которая необходима для анизотропного распада бинарной системы жидкий диэлектрик–растворенный газ на компоненты, от начальной концентрации растворенного газа q при разных температурах. Начальные состояния бинарной смеси при каждой температуре соответствуют состояниям жидкости на кривой насыщения: $\tilde{\rho}_0 = 2.14$ при $\tilde{T} = 0.7$, $\tilde{\rho}_0 = 1.93$ при $\tilde{T} = 0.8$ и $\tilde{\rho}_0 = 1.66$ при $\tilde{T} = 0.9$. Критическая напряженность однородного электрического поля значительно уменьшается при увеличении начальной

концентрации растворенного газа примерно линейно для модели $\psi(\rho) = \rho$. Кроме того, чем ближе состояние смеси к критической точке, тем меньше электрическое поле, необходимое для разделения бинарной смеси на компоненты.

Таким образом, при учете влияния растворенных газов значения электрических полей, при которых возможен механизм развития, роста и ветвления каналов стримеров в жидких диэлектриках путем анизотропного распада, значительно уменьшаются по сравнению с гомогенными диэлектриками.

После выключения электрического поля эти каналы распадаются на систему парогазовых пузырьков.

5. Заключение. Использование гибридных GPU-кластеров позволило выйти на принципиально новый уровень моделирования мультифизических задач. Были проведены трехмерные расчеты распада бинарных смесей жидкого диэлектрика и растворенного газа в сильных электрических полях на сетках до 250 миллионов узлов. Показано, что критическая напряженность однородного электрического поля значительно уменьшается при увеличении концентрации растворенного газа примерно линейно для модели $\psi(\rho) = \rho$. Это указывает на то, что в наносекундном диапазоне пробоя реальных жидких диэлектриков возможен механизм зарождения, роста и ветвления каналов стримеров путем анизотропного (электрострикционного) распада. Автор выражает искреннюю благодарность Э.Р. Прууэлу за консультации по параллельному программированию.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *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 // *Phys. Rev. E*. 2006. **74**, N 2. 021505.
2. *Карпов Д.И., Куперштох А.Л.* Анизотропный спиноподобный распад полярного диэлектрика в сильном электрическом поле: метод молекулярной динамики // *Письма в ЖТФ*. 2009. **35**, вып. 10. 87–94.
3. *An W., Baumung K., Bluhm H.* Underwater streamer propagation analyzed from detailed measurements of pressure release // *J. Appl. Phys.* 2007. **101**, N 5. 053302.
4. *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. 179–184.
5. *Куперштох А.Л.* Моделирование течений с границами раздела фаз жидкость–пар методом решеточных уравнений Больцмана // *Вестник НГУ. Серия “Математика, механика и информатика”*. 2005. **5**, № 3. 29–42.
6. *Kupershtokh A.L., Medvedev D.A., Karpov D.I.* On equations of state in a lattice Boltzmann method // *Computers and Mathematics with Applications*. 2009. **58**, N 5. 965–974.
7. *Kupershtokh A.L.* Criterion of numerical instability of liquid state in LBE simulations // *Computers and Mathematics with Applications*. 2010. **59**, N 7. 2236–2245.
8. *Куперштох А.Л.* Трехмерное моделирование двухфазных систем типа жидкость–пар методом решеточных уравнений Больцмана на GPU // *Вычислительные методы и программирование*. 2012. **13**, № 1. 130–138.
9. *Qian Y.H., Orzag S.A.* Lattice BGK models for the Navier–Stokes equation: nonlinear deviation in compressible regimes // *Europhys. Lett.* 1993. **21**. 255–259.
10. *Qian Y.H., Chen S.* Finite size effect in lattice-BGK models // *Int. J. of Modern Physics C*. 1997. **8**, N 4. 763–771.
11. *Kupershtokh A.L., Karpov D.I., Medvedev D.A., Stamatelatos C., Charalambakos V.P., Pyrgioti E.C., Agoris D.P.* Stochastic models of partial discharge activity in solid and liquid dielectrics // *IET Sci. Meas. Technol.* 2007. **1**, N 6. 303–311.
12. *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*. 2004. 241–246.
13. *Куперштох А.Л.* Учет действия объемных сил в решеточных уравнениях Больцмана // *Вестник НГУ. Серия “Математика, механика и информатика”*. 2004. **4**, № 2. 75–96.
14. NVIDIA CUDA C. Programming Guide. Version 4.0. 2011.
15. NVIDIA CUDA C. Programming Guide. Version 4.2. 2012.
16. *Бижулов Д.А., Сенин Д.С., Демин Д.С., Дмитриев А.В., Грачев Н.Е.* Реализация метода решеточных уравнений Больцмана для расчетов на GPU-кластере // *Вычислительные методы и программирование*. 2012. **13**, № 1. 13–19.
17. *Obrecht C., Kuznik F., Tourancheau B., Roux J.-J.* Multi-GPU implementation of the lattice Boltzmann method // *Computers and Mathematics with Applications*. 2012. In press., doi: 10.1016/j.camwa. 2011.02.020.
18. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Гос. изд-во физ.-мат. литературы, 1959.

Поступила в редакцию
19.06.2012