

Моделирование астрофизических процессов с учетом химической кинетики на гибридных суперЭВМ с ускорителями Intel Xeon Phi *

И.М. Куликов¹, И.Г. Черных¹, Б.М. Глинский¹, А.В. Тутуков²

Институт вычислительной математики и математической геофизики
Сибирского отделения РАН¹, Институт астрономии РАН²

В статье представлена комплексная численная многофазная магнитно-газодинамическая модель взаимодействующих галактических объектов с учетом химических процессов и её реализация для гибридных суперЭВМ, оснащенных графическими ускорителями и ускорителями Intel Xeon Phi. Обсуждены основные проблемы, связанные с реализацией модели на различных ускорителях. На задаче движения галактики через разреженный межгалактический газ смоделирован процесс замагничивания газового хвоста галактик.

1. Введение

Одним из важнейших процессов, влияющих на формирования Вселенной, является процесс эволюции молекулярного водорода. Особенно актуальным такой процесс становится при взаимодействии галактик, так как в ходе взаимодействия образуется большинство сложных элементов во Вселенной [1]. Наблюдательное и теоретическое изучение взаимодействующих галактик – незаменимый метод исследования их свойств и эволюции. Математическое моделирование играет более чем важную роль в теоретическом исследовании таких процессов. При конструировании математической модели следует учитывать достижения современной астрономии. Так актуальным является учёт магнитного поля в галактиках, так как его наличие обнаружено в рукавах галактики М51 [2] и серьёзно влияет на процесс звездообразования и, как следствие, на образование сложных химических элементов.

Одной из главных проблем моделирования галактик является соотношение масштабов. Так масса одной галактики составляет 10^{13} масс солнц и размер 10^4 парсек, что приводит к разрыву в 13 порядков для массы и 14 порядков для размера. Данное обстоятельство приводит к необходимости использования суперЭВМ. На сегодняшний день самые производительные суперкомпьютеры построены на гибридной архитектуре на основе графических ускорителей и ускорителей Intel Xeon Phi. Так в ноябрьской версии Top500 первые два суперкомпьютера построены на этих технологиях, а вообще 4 из 10 первых суперЭВМ. Очевидно, что на основе именно гибридных архитектур будет построен первый эксафлопсный суперкомпьютер. Разработка программного обеспечения для таких суперЭВМ не является чисто технической задачей, а является очень сложной научной задачей, требующей дизайна алгоритмов на всех уровнях: от физической постановки задачи до инструментов разработки. Именно это обстоятельство привело нас к построению описанной выше математической модели

*Работа была выполнена при поддержке компании Intel, грантов РФФИ 14-01-31199 и 13-07-00589, гранта Президента РФ МК – 4183.2013.9 и гранта Российского научного фонда

взаимодействующих галактик.

В статье описаны численная многофазная магнитно-газодинамическая модель взаимодействующих галактических объектов с учетом химических процессов, численные методы для решения этой модели, параллельные реализации для гибридных суперЭВМ и их верификация, а также вычислительные эксперименты по замагничиванию хвостов галактик при прохождении через межгалактический газ.

2. Математическая модель взаимодействующих галактик

Постановка задачи химодинамики галактических объектов заключается в совместном решении уравнений односкоростной гравитационной магнитной газовой динамики. Газ представляет собой химически реагирующую под влиянием динамики равновесную n -арную смесь. Звездная компонента галактик описывается с помощью первых моментов бесстолкновительного уравнения Больцмана [3]. Для решения уравнения Пуассона используется быстрое преобразование Фурье.

2.1. Модель гравитационной идеальной магнитной газовой динамики

Динамика самогравитирующего газа описывается с помощью уравнений газовой динамики в дивергентной форме, замкнутую уравнением состояния для идеального газа. Система уравнений газовой динамики дополнена уравнением Пуассона для гравитационного потенциала.

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_k}{\partial x_k} &= 0, \\ \frac{\partial \rho v_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_i v_k}{\partial x_k} &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} - \rho \frac{\partial (\Phi + \Phi_0)}{\partial x_i} \\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho E v_k}{\partial x_k} &= -\frac{\partial p v_k}{\partial x_k} - \rho v_k \frac{\partial (\Phi + \Phi_0)}{\partial x_k} - q, \\ \frac{\partial \rho \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial \rho \epsilon v_k}{\partial x_k} &= -(\gamma - 1) \rho \epsilon \frac{\partial v_k}{\partial x_k} - q, \\ \Delta \Phi &= 4\pi \rho, \\ p &= (\gamma - 1) \rho \epsilon, \\ \rho E &= \rho \epsilon + \frac{\rho v_k^2}{2},\end{aligned}$$

где p – давление, ρ – плотность, \vec{v} – вектор скорости, ρE – плотность полной энергии, Φ – собственный гравитационный потенциал, Φ_0 – вклад в гравитационный потенциал от бесстолкновительной компоненты, ϵ – внутренняя энергия, γ – показатель адиабаты.

2.2. Модель гравитационной идеальной магнитной газовой динамики

В случае учета магнитного поля к системе уравнений гравитационной газовой динамики добавляется уравнение Фарадея:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \text{rot}(\vec{v} \times \vec{B}),$$

где \vec{B} – вектор магнитной индукции, а уравнение движения принимает вид:

$$\frac{\partial \rho v_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_i v_k - B_i B_k)}{\partial x_k} = -\frac{\partial(p + \frac{\vec{B}^2}{2})}{\partial x_i} - \rho \frac{\partial(\Phi + \Phi_0)}{\partial x_i}.$$

2.3. Модель бесстолкновительной компоненты

Динамика бесстолкновительной компоненты описывается бесстолкновительным уравнением Больцмана для функции распределения частиц $f(x, t, w)$ в шестимерном фазовом пространстве координат (x) – скорости (w):

$$\frac{\partial f}{\partial t} + w_k \frac{\partial f}{\partial x_k} + g_k \frac{\partial f}{\partial w_k} = 0.$$

Первые моменты уравнения Больцмана записываются в виде:

$$n = \int m f d^3 w,$$

$$n \vec{u} = \int m f w d^3 w,$$

$$\Pi_{ij} = \int m f (w_i - u_i)(w_j - u_j) d^3 w = \Pi_{ji},$$

$$n E_{ij} = \Pi_{ij} + n u_i u_j,$$

где Π_{ij} – симметричный тензор дисперсии скоростей, n – плотность, $\vec{u} = (u_x, u_y, u_z)$ – вектор скорости, $n E_{ij}$ – плотность полной энергии, Φ – собственный гравитационный потенциал газовой компоненты, Φ_0 – вклад в гравитационный потенциал от бесстолкновительной компоненты, m – масса частиц.

Система уравнений для описания бесстолкновительной компоненты записываются в виде:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n u_k}{\partial x_k} = 0,$$

$$\frac{\partial n u_i}{\partial t} + \frac{\partial n u_i u_k}{\partial x_k} = -\frac{\partial \Pi_{ik}}{\partial x_k} - n \frac{\partial(\Phi + \Phi_0)}{\partial x_i}$$

$$\frac{\partial n E_{ij}}{\partial t} + \frac{\partial n E_{ij} u_k}{\partial x_k} = -\frac{\partial(\Pi_{jku_i} + \Pi_{iku_j})}{\partial x_k} - n u_i \frac{\partial(\Phi + \Phi_0)}{\partial x_j} - n u_j \frac{\partial(\Phi + \Phi_0)}{\partial x_i}$$

$$\frac{\partial \Pi_{ij}}{\partial t} + \frac{\partial \Pi_{ij} u_k}{\partial x_k} = -\Pi_{jk} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} - \Pi_{ik} \frac{\partial u_j}{\partial x_k},$$

$$\Delta \Phi_0 = 4\pi n.$$

В качестве основных характерных параметров выбраны радиус солнца $L = R_\odot$, масса солнца $M_0 = M_\odot$, гравитационная постоянная G .

2.4. Модель химических реакций

Обратная связь химокинетики на динамику газа выражается в виде эффективного показателя адиабаты. То есть будем рассматривать показатель адиабаты $\gamma = \gamma(p, \rho)$. В дальнейшем планируется явно учесть влияние конвективного переноса и магнитного поля на показатель адиабаты. Молекулы водорода в межгалактическом пространстве формируются на поверхности частиц и диссоциируют космическим излучением. Предполагая, что плотность газа пропорциональна плотности частиц из-за хорошего перемешивания частиц и газа в нашей модели, плотность водорода определяется следующим выражением: $\frac{dn_{H_2}}{dt} = R_{gr}(T)n_H n - [\zeta_H + \zeta_{diss}(N_{H_2}, A_V)]n_{H_2}$ [4], где n_H, n_{H_2} – плотность атомарного и молекулярного водорода, $n = n_H + 2n_{H_2}$ – полная плотность водорода, N_{H_2} – плотность водорода, $R_{gr}(T) = 2.2 \times 10^{-18} S T^{0.5}$ – коэффициент формирования водорода на частицах [5], $S = 0.3$ – эффективность формирования водорода на частицах [6]. Коэффициент $[\zeta_H + \zeta_{diss}(N_{H_2}, A_V)]$ отвечает за фотодиссоциацию водорода. Более подробно механизм описан в [7].

3. Численный метод решения

В последние два десятилетия из широкого диапазона газодинамических численных методов для решения нестационарных трехмерных астрофизических задач используются два основных подхода: это лагранжев подход, в основном представленный SPH-методом и AMR (Adaptive Mesh Refinement). Несомненным достоинством SPH-метода является его галилеева инвариантность, однако нетривиальный выбор ядра сглаживания и параметров искусственной вязкости приводят к сомнениям получаемых результатов, кроме этого SPH метод не способен воспроизводить высокие градиенты плотности [8]. Использование адаптивных сеток позволяет эффективно воспроизводить высокие градиенты плотности и турбулентность, однако перестраивание сеток может полностью свести на нет вычисленные результаты. Кроме этого в любых эйлеровых методах имеют место сеточные эффекты. Очень часто в качестве базового метода в AMR реализациях используются методы высокого порядка, но как было показано в работе [9] в случае разрывного решения не имеет место даже первый порядок точности. На наш взгляд, оптимальным решением является использование эйлерово-лагранжевого подхода в классическом виде [10], с использованием подвижных сеток [11] или оригинальный подход, основанный на комбинации метода крупных частиц и метода Годунова [12], который и был использован для решения, рассматриваемой в статье модели.

3.1. Метод решения уравнений газовой динамики

Введем в трехмерной области решения равномерную прямоугольную сетку с ячейками $x_i = ih_x, i = 1, \dots, I_{max}, y_k = kh_y, k = 1, \dots, K_{max}, z_l = lh_z, l = 1, \dots, L_{max}$, где h_x, h_y, h_z – шаги сетки, $I_{max}, K_{max}, L_{max}$ – количество узлов сетки по направлениям x, y, z : $h_x = x_{max}/I_{max}, h_y = y_{max}/K_{max}, h_z = z_{max}/L_{max}$. Исходная система газодинамических уравнений решается в два этапа. Система уравнений на первом, эйлеровом, этапе описывает процесс изменения параметров газа в произвольной области течения за счет работы сил давления, а также за счет разности потенциалов. Значения давления и скорости на всех границах ячеек P и V – есть точное решение линеаризованной системы уравнений эйлерова этапа по каждому из направлений осей координат без учёта вклада потенциала. Эта система на каждой границе ячеек

имеет аналитическое решение:

$$V = \frac{v^L + v^R}{2} + \frac{p^L - p^R}{2} \sqrt{\frac{\rho^L + \rho^R}{\rho^L \rho^R \gamma(p^L + p^R)}},$$

$$P = \frac{p^L + p^R}{2} + \frac{v^L - v^R}{2} \sqrt{\frac{\rho^L \rho^R \gamma(p^L + p^R)}{\rho^L + \rho^R}}.$$

где f_L, f_R – значения соответствующих газодинамических параметров слева и справа от рассматриваемой границы ячеек. Эти значения и используются в схеме эйлерового этапа.

Система уравнений на втором, лагранжевом, этапе, содержит дивергентные слагаемые вида

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \text{div}(f\vec{v}) = 0,$$

и отвечает за процесс адвективного переноса всех газодинамических величин f . Для решения рассмотрим решение следующей одномерной постановки предыдущего уравнения:

$$\frac{f_{ikl}^{n+1} - f_{ikl}^n}{\tau} + \frac{F_{i+1/2,kl}^{n+1/2} - F_{i-1/2,kl}^{n+1/2}}{h} = 0$$

где величина $F_{i+1/2,kl}^{n+1/2}$ определяется следующим образом:

$$F_{i+1/2,kl}^{n+1/2} = \frac{\sum v_{i+1/2,k\pm 1,l\pm 1} f_{ikl}^+}{4}$$

$$f_{ikl}^+ = \begin{cases} f_{ikl}, v_{i+1/2,k\pm 1,l\pm 1} > 0 \\ f_{i+1,kl}, v_{i+1/2,k\pm 1,l\pm 1} \leq 0 \end{cases}$$

Детали подхода, использованного для решения уравнений на лагранжевом этапе, описаны в [13].

3.2. Метод решения уравнений идеальной МГД

Система уравнений для уравнений идеальной магнитной газовой динамики на эйлеровом этапе на каждой границе ячеек имеет аналитическое решение, в связи с большим объёмом формул мы не будем их приводить полностью. Однако такое решение может быть найдено в работе [15].

3.3. Метод решения уравнений для первых моментов уравнения Больцмана

Система уравнений для первых моментов уравнения Больцмана на эйлеровом этапе на каждой границе ячеек имеет аналитическое решение

$$U_x = \frac{u_x^L + u_x^R}{2} + \frac{\Pi_{xx}^L - \Pi_{xx}^R}{2} \sqrt{\frac{n^L + n^R}{3n^L n^R (\Pi_{xx}^L + \Pi_{xx}^R)}},$$

$$U_y = \frac{u_y^L + u_y^R}{2} + \frac{\Pi_{xy}^L - \Pi_{xy}^R}{2} \sqrt{\frac{n^L + n^R}{n^L n^R (\Pi_{xx}^L + \Pi_{xx}^R)}} +$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\Pi_{xx}^L - \Pi_{xx}^R}{2} \sqrt{\frac{n^L + n^R}{3n^L n^R (\Pi_{xx}^L + \Pi_{xx}^R)}} \frac{(\Pi_{xy}^L + \Pi_{xy}^R)(1 - \sqrt{3})}{\Pi_{xx}^L + \Pi_{xx}^R}, \\
U_z &= \frac{u_z^L + u_z^R}{2} + \frac{\Pi_{xz}^L - \Pi_{xz}^R}{2} \sqrt{\frac{n^L + n^R}{n^L n^R (\Pi_{xx}^L + \Pi_{xx}^R)}} + \\
& \frac{\Pi_{xx}^L - \Pi_{xx}^R}{2} \sqrt{\frac{n^L + n^R}{3n^L n^R (\Pi_{xx}^L + \Pi_{xx}^R)}} \frac{(\Pi_{xz}^L + \Pi_{xz}^R)(1 - \sqrt{3})}{\Pi_{xx}^L + \Pi_{xx}^R}, \\
\Pi_{xx} &= \frac{\Pi_{xx}^L + \Pi_{xx}^R}{2} + \frac{u_x^L - u_x^R}{2} \sqrt{\frac{3n^L n^R (\Pi_{xx}^L + \Pi_{xx}^R)}{n^L + n^R}}, \\
\Pi_{xy} &= \frac{\Pi_{xy}^L + \Pi_{xy}^R}{2} + \frac{u_y^L - u_y^R}{2} \sqrt{\frac{n^L n^R (\Pi_{xx}^L + \Pi_{xx}^R)}{n^L + n^R}} + \\
& \frac{u_x^L - u_x^R}{2} \sqrt{\frac{n^L + n^R}{n^L n^R (\Pi_{xx}^L + \Pi_{xx}^R)}} \frac{n^L n^R (\Pi_{xy}^L + \Pi_{xy}^R)(\sqrt{3} - 1)}{n^L + n^R}, \\
\Pi_{xz} &= \frac{\Pi_{xz}^L + \Pi_{xz}^R}{2} + \frac{u_z^L - u_z^R}{2} \sqrt{\frac{n^L n^R (\Pi_{xx}^L + \Pi_{xx}^R)}{n^L + n^R}} + \\
& \frac{u_x^L - u_x^R}{2} \sqrt{\frac{n^L + n^R}{n^L n^R (\Pi_{xx}^L + \Pi_{xx}^R)}} \frac{n^L n^R (\Pi_{xz}^L + \Pi_{xz}^R)(\sqrt{3} - 1)}{n^L + n^R}.
\end{aligned}$$

где f_L, f_R – значения соответствующих первых моментов уравнения Больцмана слева и справа от рассматриваемой границы ячеек. Эти значения и используются в схеме эйлерового этапа для решения уравнений первых моментов уравнения Больцмана.

3.4. Метод решения уравнения Пуассона

После реализации газодинамической системы уравнений решается уравнение Пуассона для гравитационного потенциала. Для его решения используется 27-точечный шаблон. Потенциал и плотность представляется в виде суперпозиции по собственным функциям оператора Лапласа. Получим следующую схему решения уравнения Пуассона в пространстве гармоник:

$$\Phi_{jmn} = \frac{4\pi h^2 \rho_{jmn}}{6 \left(1 - \left(1 - \frac{2}{3} \sin^2\left(\frac{\pi j}{L}\right)\right) \left(1 - \frac{2}{3} \sin^2\left(\frac{\pi m}{K}\right)\right) \left(1 - \frac{2}{3} \sin^2\left(\frac{\pi n}{L}\right)\right)\right)}$$

Таким образом схема решения уравнения Пуассона примет следующий вид:

1. Преобразование в пространство гармоник выражения,
2. Решение в пространстве гармоник уравнения,
3. Обратное преобразование из пространства гармоник функции потенциала.

Для перехода в пространство гармоник и обратно, которое состоит в нахождении коэффициентов перехода, воспользуемся быстрым преобразованием Фурье. Краевые условия уравнения Пуассона определяют решение задачи, поэтому их постановка является достаточно важной проблемой. Известно, что в бесконечном удалении от объекта гравитационный потенциал может считаться нулевым. Краевые условия приходится ставить на конечном расстоянии от газового объекта. Для решения данной задачи был предложен следующий вариант: считать, что масса тела сосредоточена в центре рассматриваемой области и модуль потенциала обратно пропорционален расстоянию от рассматриваемой границы до центра области.

3.5. Коррекция и контроль решения

На каждом временном шаге производится контроль баланса энергий:

$$\kappa_{gas} = \int |\rho E - \rho \epsilon - \rho v^2/2| dx$$

$$\kappa_{bme} = \int |n E_{ij} - \Pi_{ij} - n u_i u_j| dx$$

детали такого контроля подробно описаны в [14].

4. Параллельная реализация

В основе параллельной реализации решения гидродинамических уравнений (в том числе уравнений идеальной МГД, уравнений первых моментов уравнения Больцмана) лежит многоуровневая одномерная декомпозиция расчетной области. По одной координате внешнее одномерное разрезание происходит средствами технологии MPI, внутри каждой подобласти разрезание происходит средствами OpenMP, адаптированного для МІС-архитектур в случае кода AstroPhi, и двумерного разрезания средствами CUDA в случае кода GPUPEGAS.

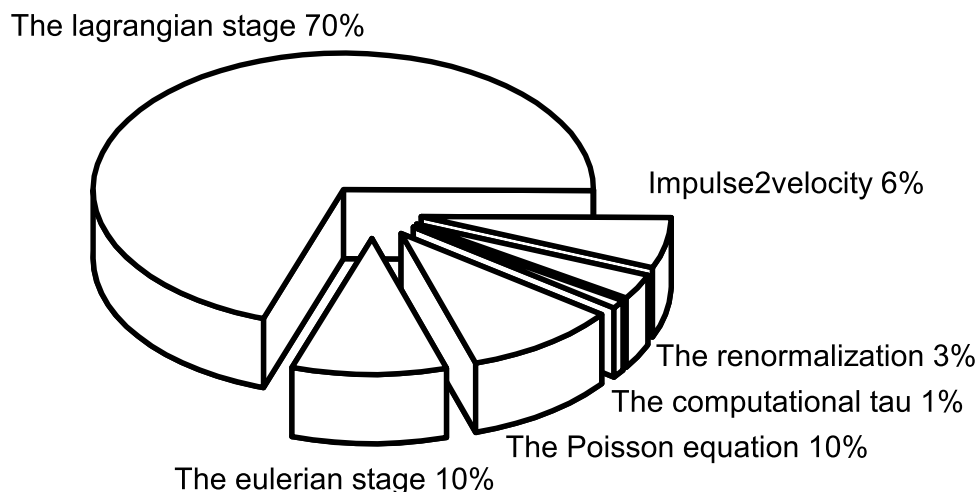


Рис. 1. Процентное соотношение вычислительных затрат на решение каждого из этапов.

Модификация численного метода решения уравнений гидродинамического типа позволяет на каждом этапе численного метода независимо вычислять значения

```

...
// MIC mode
#ifdef MIC_DEV
#define MIC_DEV 0
#endif
...
// Number of MIC-threads
#define MIC_NUM_THREADS 60
...
#pragma offload_attribute(push,target(mic))
double function(double *a, double x, int number)
{
    return a[number] * x;
}
#pragma offload_attribute(pop)
...
#pragma offload target(mic) in(a : length(NX*NY*NZ)) \
out(c : length(NX*NY*NZ))
{
    #pragma omp parallel for default(none) shared(a,x,c) \
num_threads(MIC_NUM_THREADS)
    for(int i=1 ; i<NX-1 ; i++)
    for(int k=1 ; k<NY-1 ; k++)
    for(int l=1 ; l<NZ-1 ; l++)
    {
        c[i*NZ*NY+k*NZ+l] = function(a,x,i*NZ*NY+k*NZ+l);
    }
}
...

```

Рис. 2. Паттерн использования ускорителя Intel Xeon Phi.

потоков через каждую ячейку. Декомпозиция области на каждом этапе осуществляется с перекрытием одного слоя граничных точек соседних областей. Трехмерное параллельное быстрое преобразование Фурье выполняется с помощью процедуры из свободно распространяемой библиотеки FFTW. Способ распределения массивов также задается библиотекой. Перекрытие расчётных областей не требуется. В силу малых вычислительных затрат решения уравнения Пуассона относительно решения гидродинамических уравнений ускорители не использовались для решения. Основные вычислительные затраты приходятся на решение гидродинамические уравнения, решение которых занимает 90 процентов общего времени счета (рис. 1). Со-дизайн численного метода позволил для всех процедур, выполняемых на ускорителях Intel Xeon Phi, использовать единый pattern программирования (см. листинг рис. 2 для ускорителей Intel Xeon Phi и листинг на рис. 3 для графических ускорителей).

А самое главное при реализации численного метода как на графических ускорителях, так и на ускорителях Intel Xeon Phi нет необходимости синхронизации между потоками, что позволит получить высокое ускорение в рамках одного Intel Xeon Phi. Здесь стоит отметить один интересный момент, а именно процедуру вычисления шага по времени. В случае использования графических ускорителей данная процедура была реализована только на CPU (также было сделано и в коде GAMER). Причина этого – отсутствие эффективной реализации редуцирующей операцией *min* в технологии CUDA. В то время как в OpenMP такая операция эффективно реализована.

Стоимость этой процедуры составляет порядка одного процента от общего времени вычислений и практически не влияет на эффективность параллельной реализации. Однако, при увеличении количества графических ядер до нескольких тысяч и стократного ускорения в рамках одного графического процессора суммарно всех остальных процедур, может возникнуть курьёзная ситуация, когда процедура вычисления шага по времени будет выполняться дольше всех остальных. При том, что авторами уже было достигнуто 55-кратное ускорение в рамках одного GPU [17] и количество графических ядер в одном ускорителе увеличивается, то такая ситуация может быть достигнута в ближайшие пару лет. Стоит отметить, что такая проблема в принципе невозможна на ускорителях Intel Xeon Phi.

```

...
// CUDA mode
#define BLOCK_SIZE 16
dim3 threads ( BLOCK_SIZE, BLOCK_SIZE, 1 );
dim3 blocks  ( NY / threads.x, NZ / threads.y, 1 );
...
// CPU -> GPU ... calculate ... GPU -> CPU
cudaMemcpy(u_dev, u, NX*NY*NZ*sizeof(real), cudaMemcpyHostToDevice);
cuda_function<<<blocks, threads>>>(u_dev, x, NX, NY, NZ);
cudaMemcpy(u, u_new_dev, NX*NY*NZ*sizeof(real), cudaMemcpyDeviceToHost );
...
// Only CUDA function
__device__ real function(double *a, double x, int number)
{
    return a[number] * x;
}
...
// Main CUDA function
__global__ cuda_function(real* u, real x, int NX, int NY, int NZ)
{
    int k = blockIdx.y * blockDim.y + threadIdx.y;
    int l = blockIdx.x * blockDim.x + threadIdx.x;
    for(int i=1 ; i<NX-1 ; i++)
    {
        u[i*NZ*NY+k*NZ+1] = function(u, x, i*NZ*NY+k*NZ+1);
    }
}
...

```

Рис. 3. Паттерн использования графического ускорителя.

Остальные подробности параллельной реализации решения уравнений гравитационной газовой динамики на ускорителях Intel Xeon Phi было описано в статье [16], а на графических ускорителях в статье [17]. Эти подходы были использованы для реализации многофазной магнитно-гидродинамической модели в рамках соответствующих кодов. Производительность обеих реализаций была исследована на суперкомпьютерах Сибирского суперкомпьютерного центра и Межведомственного суперкомпьютерного центра. Для кода GPUPEGAS в рамках одного графического ускорителя было получено ускорение в 55 раз и 94 % эффективность при использовании 60 GPU, для кода AstroPhi в рамках одного ускорителя Intel Xeon Phi было получено 27-кратное ускорение и 95 % эффективность при использовании 60 ускорителей.

4.1. Верификация программных реализаций

Программные реализации были протестированы [12, 16, 17]: тесты Годунова (3 теста о задаче распада разрыва), тест Аксенова (новый тест с гладким аналитическим решением), задача Седова о точечном взрыве, неустойчивость Кельвина-Гельмгольца, неустойчивость Релея-Тейлора, задача получения равновесных вращающихся конфигураций, четвертая венгеновская задача столкновения самогравитирующих газовых сфер, авторская задача столкновения самогравитирующих газовых сфер, сравнение с SPH методом на задаче сжатия не вращающегося газового облака, сжатие вращающегося молекулярного облака, сжатие быстровращающегося газового облака.

5. Моделирование замагничивания хвостов галактик

Будем рассматривать дисковую галактику с массой звёздной компоненты M_{stars} и массой газа $M_{gas} = 16 \cdot 10^{41}$ кг в соотношении $M_{gas} = 0.5M_{stars}$. Распределение газа в галактике задаётся как $\rho(r) \sim 1/r$ в центре галактики плотность газа составляет 10^{-24} г/см³. Плотность межгалактического газа 10^{-29} г/см³. Дисковая галактика движется в межгалактическом газе под углом α к направлению движения (см. рис. 4). Скорость охлаждения была оценена [18]: $\epsilon_c \simeq 10^{-22} n^2$ эрг см⁻³, где n – плотность плазмы в единицах числа атомов (ионов) водорода в см³. Галактика в начальный момент времени имеет постоянное вертикальное магнитное поле 10^{-6} Гаусса.

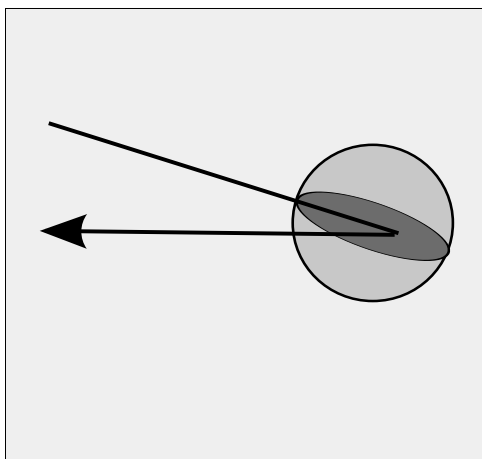


Рис. 4. Схема движения галактики сквозь межгалактический газ

Для получения сценария процесса звездообразования в хвосте галактики, который состоит из сорванного с галактики замагниченного газа будем рассматривать движение дисковой галактики, наклоненной под углом $\alpha = 5$ градусов к вектору движения, со скоростью в начальный момент времени 600 км/с. Для межгалактического газа такое движение галактики является сверхзвуковым с числом Маха ~ 5 . В начальный момент времени облако галактического газа представляет собой обычное распределение в форме шара. Далее происходит стекание газа с галактики за счет сверхзвукового течения в межгалактической среде, которое со временем образует ярко выраженный хвост (см. рис. 5), который состоит из газа, сорванного с галактики.

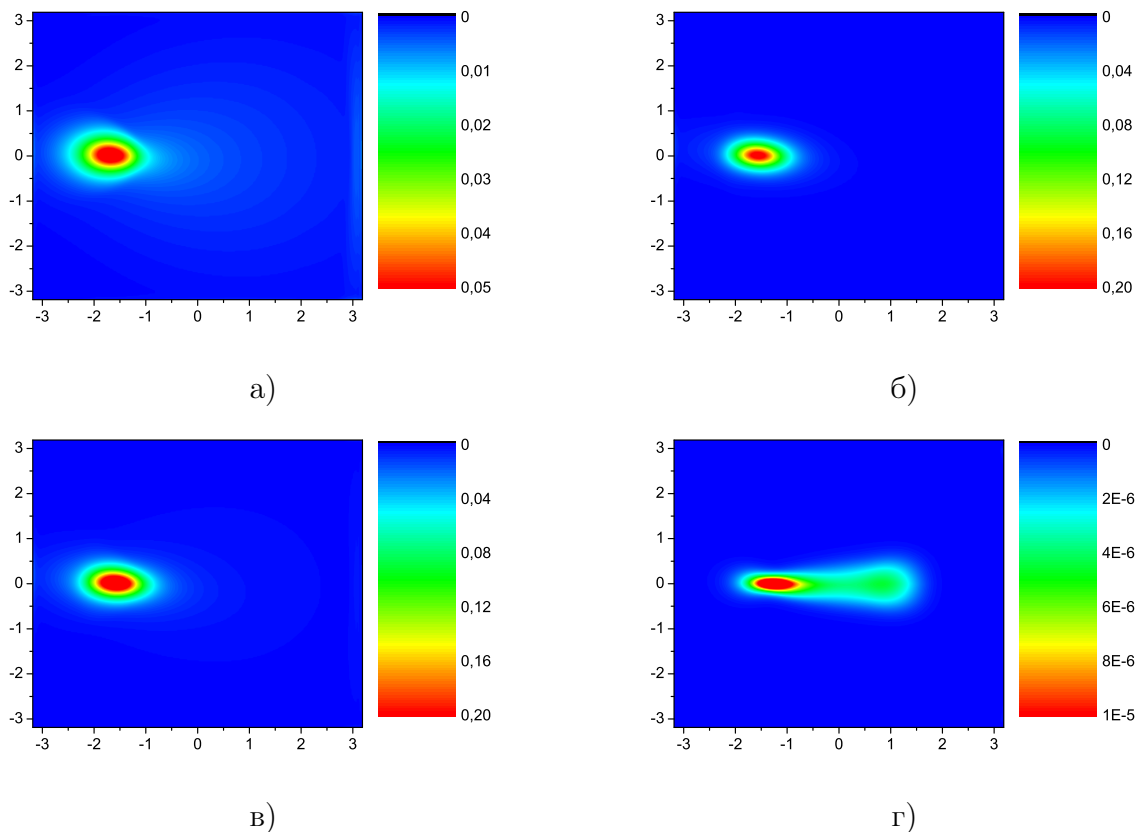


Рис. 5. Результаты моделирования процесса замагничивания хвоста галактики, состоящего из сорванного с галактики газа. Плотность газовой компоненты (а), плотность бесстолкновительной компоненты (б), суммарная плотность (в), энергия магнитного поля (г).

6. Заключение

Представлена комплексная численная многофазная магнитно-газодинамическая модель взаимодействующих галактических объектов с учетом химических процессов и ее реализация для гибридных суперЭВМ, оснащенных графическими ускорителями и ускорителями Intel Xeon Phi. Обсуждены основные проблемы, связанные с реализацией модели на различных ускорителях. На задаче движения галактики через разреженный межгалактический газ смоделирован процесс замагничивания газового хвоста галактик.

Производительность обеих реализаций была исследована на суперкомпьютерах Сибирского суперкомпьютерного центра и Межведомственного суперкомпьютерного центра. Для кода GPUPEGAS в рамках одного графического ускорителя было получено ускорение в 55 раз и 94 % эффективность при использовании 60 GPU, для кода AstroPhi в рамках одного ускорителя Intel Xeon Phi было получено 27-кратное ускорение и 95 % эффективность при использовании 60 ускорителей. В рамках вычислительных экспериментов были смоделированы динамика образования хвостов галактик и их замагничивание, аналогичное наблюдаемому в спиральных галактиках M51.

Литература

1. Tutukov, A. Gas Dynamics of a Central Collision of Two Galaxies: Merger, Disruption, Passage, and the Formation of a New Galaxy / A. Tutukov, G. Lazareva, I. Kulikov // *Astronomy Reports*. — 2011. — Vol. 55, I. 9. — P. 770–783.
2. Fletcher, A. Magnetic fields and spiral arms in the galaxy M51 / A. Fletcher et al. // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2011. — Vol. 412, I. 4. — P. 2396–2416.
3. Mitchell, N., Vorobyov, E., Hensler, G. Collisionless Stellar Hydrodynamics as an Efficient Alternative to N-body Methods / N. Mitchell, E. Vorobyov, G. Hensler // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2013. — Vol. 428, I. 3. — P. 2674–2687.
4. Bergin, E.A. Molecular Cloud Formation behind Shock Waves / E.A. Bergin // *The Astrophysical Journal*. — 2004. — Vol. 612. — P. 921–939.
5. Tielens, A.G.G.M. Photodissociation regions. I. Basic model / A.G.G.M. Tielens, D. Hollenbach // *The Astrophysical Journal*. — 1985. — Vol. 291. — P. 722–746.
6. Cazaux, S., Tielens, A.G.G.M. Erratum: " H_2 Formation on grain surfaces" / S. Cazaux, A.G.G.M. Tielens // *The Astrophysical Journal*. — 2004. — Vol. 604. — P. 222–237.
7. Khopersov, S.A. The simulation of molecular clouds formation in the Milky Way / S.A. Khopersov et. al. // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2013. — Vol. 428. — P. 2311–2320.
8. Vshivkov, V. Supercomputer Simulation of an Astrophysical Object Collapse by the Fluids-in-Cell Method / V. Vshivkov, G. Lazareva, A. Snytnikov, I. Kulikov // *Lecture Notes in Computational Science*. — 2009. — Vol. 5698. — P.414–422.
9. Godunov, S.K. Experimental Analysis of Convergence of the Numerical Solution to a Generalized Solution in Fluid Dynamics / S.K. Godunov, Yu.D. Manuzina, M.A. Nazareva // *Computational Mathematics and Mathematical Physics*. — 2011. — Vol. 51. — P. 88–95.
10. Murphy, J. BETHE-Hydro: An Arbitrary Lagrangian-Eulerian Multidimensional Hydrodynamics Code for Astrophysical Simulations / J. Murphy, A. Burrows // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. — 2008. — Vol. 179. — P. 209–241.
11. Springel, V. E Pur Si Muove: Galilean-invariant Cosmological Hydrodynamical Simulations on a Moving Mesh / V. Springel // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2010. — Vol. 401. — P. 791–851.
12. Vshivkov, V., Lazareva, G., Snytnikov, A., Kulikov, I., Tutukov, A. Hydrodynamical code for numerical simulation of the gas components of colliding galaxies / V. Vshivkov, G. Lazareva, A. Snytnikov, I. Kulikov, A. Tutukov // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. — 2011. — Vol. 194, I. 47. — P. 1–12.

13. Kulikov, I. PEGAS: Hydrodynamical code for numerical simulation of the gas components of interacting galaxies / I. Kulikov // Second Workshop on Numerical and Observational Astrophysics From the First Structures to the Universe Today, Buenos Aires, Argentina, 2011. M. E. De Rossi, S. E. Pedrosa and L. J. Pellizza, eds. — AAABS. — № 4. — 2013. — P. 91–95.
14. Vshivkov, V. Computational Methods for Ill-posed Problems of Gravitational Gasodynamics / V. Vshivkov, G. Lazareva, A. Snytnikov, I. Kulikov, A. Tutukov // Journal of Inverse and Ill-posed Problems. — 2011. — Vol. 19, I. 1. — P. 151–166.
15. Пономарев, Н.А. Разработка численного метода решения задач магнитной газовой динамики на основе комбинации метода крупных частиц и метода Годунова / Н.А. Пономарев // Тезисы бакалаврской работы ФПМИ НГТУ. Научный руководитель: к.ф.-м.н. Куликов И.М. — 2013.
16. Куликов, И.М. AstroPhi: программный комплекс для моделирования динамики астрофизических объектов на гибридных суперЭВМ, оснащенных ускорителями Intel Xeon Phi / И. Куликов, И. Черных, Б. Глинский // Вестник ЮУрГУ. Серия: Вычислительная математика и информатика. — 2013. — Т. 2, №4. — (в печати).
17. Kulikov, I. A new GPU-accelerated hydrodynamical code for numerical simulation of interacting galaxies / I. Kulikov // URL: <http://arxiv.org/abs/1311.0861>
18. Sutherland, R.S. Cooling functions for low-density astrophysical plasmas / R.S. Sutherland, M.A. Dopita // The Astrophysical Journal Supplement Series. — 1993. — Vol. 88. — P. 253–327.