

Б. М. Глинский, И. М. Куликов, И. Г. Черных,
А. В. Снытников, А. В. Тутуков

AstroPhi: программный комплекс для моделирования динамики астрофизических объектов, оптимизированный для гибридных суперЭВМ, оснащенных ускорителями Intel Xeon Phi

Аннотация. В статье представлен новый программный комплекс AstroPhi для моделирования динамики астрофизических объектов на гибридных суперЭВМ, оснащенных ускорителями Intel Xeon Phi. Программный пакет оптимизирован для использования на будущих экзафлопсных суперЭВМ. Численный метод решения газодинамических уравнений, реализованный в AstroPhi, основан на специально адаптированной для реализации на ускорителях вычислений комбинации метода крупных частиц и метода Годунова. Для решения уравнения Пуассона используется быстрое преобразование Фурье. Программная реализация была протестирована на ряде тестов: газодинамические задачи, на задаче решения уравнения Пуассона и на классических задачах гравитационной газовой динамики. Показано ускорение программного комплекса при использовании ускорителей Intel Xeon Phi, уточнено понятие масштабируемости при использовании ускорителей. Представлены результаты моделирования динамики астрофизических объектов.

Ключевые слова и фразы: Вычислительная астрофизика, моделирование динамики астрофизических объектов, суперкомпьютеры с гибридной архитектурой.

1. Введение

Процессы коллапса астрофизических объектов в настоящее время активно исследуются теоретически в связи с появлением значительного числа наблюдательных данных. Явление коллапса имеет

Работа была выполнена при поддержке ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы, грантов РФФИ 13-07-00589 и 12-01-31352, гранта Президента РФ МК – 4183.2013.9.

© Б. М. Глинский, И. М. Куликов, И. Г. Черных, А. В. Снытников, А. В. Тутуков, 2013?

© Институт вычислительной математики и мат. геофизики СО РАН, пр. Лаврентьева 6, г. Новосибирск, 630090, Россия, 2013?

© Институт Астрономии РАН, ул. Пятницкая 48, г. Москва, 119017, Россия, 2013?

© **ПРОГРАММНЫЕ СИСТЕМЫ: ТЕОРИЯ И ПРИЛОЖЕНИЯ**, 2013?

место как на начальной стадии звездной эволюции, так и на конечной стадии эволюции звезд (взрывы сверхновых с коллапсирующим ядром) [1]. Математическое моделирование играет более чем важную роль в теоретическом исследовании таких процессов. С каждым днем требования к астрофизическим моделям всё возрастают и модели, которые несколько лет назад были актуальными, сейчас уже считаются устаревшими. Усложнение астрофизических моделей требует использования всё больших вычислительных ресурсов, а, следовательно, модификации и создания новых вычислительных методов и параллельных алгоритмов для решения таких задач.

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 [2, 3] (Smoothed Particle Hydrodynamics) и эйлеров подход с использованием адаптивных сеток или AMR [5] (Adaptive Mesh Refinement). В последние пять лет появился ряд программных пакетов с использованием комбинации лагранжева и эйлерова подходов. Основной проблемой SPH метода является поиск соседей и организация их гравитационного взаимодействия. Для эффективного решения этой задачи были разработаны ряд алгоритмов. Например, particle-particle/particle-mesh или P³M метод [6], адаптация P³M метода с использованием иерархичности расчётной сетки AP³M [7], tree алгоритм [8], комбинация tree алгоритма и particle-mesh подхода Tree-PM метод [9]. Для решения уравнения Пуассона в сеточных методах используются в основном метод сопряженных градиентов (CGM), метод быстрого преобразования Фурье (FFT), метод последовательной верхней релаксации (SOR) и метод Федоренко [10] или многосеточный метод (MG).

Для численного решения газодинамических задач широкое применение получил метод Годунова [11], основным структурным элементом которого является задача о распаде произвольного разрыва (задача Римана) с параметрами газа в соседних ячейках разностной сетки. Как правило, параметры газа в соседних ячейках достаточно близки, что создает благоприятные условия для применения упрощенного алгоритма решения задачи о распаде разрыва. Различные алгоритмы получения приближенного решения задачи Римана дали большой класс методов [12, 13]. Основными методами являются методы типа Куранта - Изакона - Риса [14] и Роу [15], которые строятся на основе использования различным образом линеаризованных

гиперболических систем уравнений, Ошера [16], где решения задачи Римана строятся только с использованием волн Римана.

Основоположным подходом к оценке скоростей волн является двухволновой метод Хартена - Лакса - Ван Лира (известный в литературе как HLL) [17], в котором учитываются левые и правые разрывы, без рассмотрения контактного разрыва. В схеме HLL использующей консервативные переменные, предложен простой, но эффективный способ выбора скоростей движения этих волн по максимальным наклонам характеристик в соседних ячейках разностной сетки. При этом веер волн разрежения заменяется скачком, но со скоростью распространения соответствующей максимальному наклону характеристик в этой волне разрежения. Поэтому этот выбор исключил проблему расчета "звуковой" точки при смене знака характеристик. Расчет ударных волн также проводится со скоростью превышающей точное значение. В этой связи схема HLL эффективна при расчете ударных волн и зон разрежения. Однако, в расчете энтропийных скачков методом установления принятое допущение приводит к неприемлемому "размазыванию" контактного разрыва. Существуют также модификации HLL, такие как HLLC [18], где особо учитываются крайние собственные числа линеаризованной задачи, и HLLC [19], где производится дополнительный учет центрального разрыва, движущегося со скоростью равной центральному собственному значению линеаризованной задачи Римана. Также на основе метода Годунова были сделаны реализации высокого порядка – монотонная противопотоковая схема второго порядка точности MUSCL [20] и TVD схемы [21], третьего порядка кусочно-параболический метод PPM [4]. Однако, что понимается под высоким порядком точности в случае разрывных решений не очень понятно [23].

В ходе адаптации метода SPH к различным космологическим задачам возникло множество модификаций алгоритма. Для определения гидродинамических величин очень важен выбор радиуса сглаживания, который определяет количество влияющих на частицу соседей. Одним из свойств метода является то, что для получения верных решений необходимо сохранение числа соседей почти равным для всех частиц расчетной области, что не выполняется в случае коллапса. Если число соседей у всех элементов различается на несколько частиц, то результаты расчетов нельзя считать достоверными. Для преодоления такого недостатка метода вводится адаптивный радиус сглаживания, определяемый по числу соседей. Такое определение

радиуса сглаживания приводит к ряду вычислительных сложностей, поэтому многие реализации метода допускают большие отклонения в числе соседей от частицы к частице. Таким образом, определение радиуса сглаживания допускает возможность выбора, а значит, оказывает влияние на решение. Авторы программ, использующие AMR, обычно задают величину наиболее подробного шага сетки по пространству, хотя сложно оценить степень необходимого сгущения сетки особенно в случае коллапса, поскольку в зависимости от степени адаптации сетки к решению в случае возникновения особенностей могут оставаться проблемы, характерные для сеток с линиями координат, располагающимися вдоль границ областей решения. Несомненно, разработка эйлеровых сеточных методов, не допускающих влияния сеточных линий на решение, позволит отказаться от методики AMR, а значит, избежать всех вышеперечисленных недостатков этого подхода. Создание таких методов представляет собой более сложную задачу, чем построение адаптивных сеток, но тем не менее возможно. Как известно, уравнения газовой динамики инвариантны относительно некоторой группы точечных преобразований в пространстве независимых и зависимых переменных. Такая инвариантность является следствием инвариантности законов сохранения, из которых вытекают уравнения газовой динамики. Использование расчетной сетки неизбежно вносит неинвариантность в алгоритм расчета, что может оказывать влияние, например, на расчеты особенностей потока (ударных волн, контактных границ, слабых разрывов), которые движутся под различными углами к линиям сетки. Построению инвариантных относительно поворота разностных схем посвящены работы одного из авторов пакета [24, 25]

В рамках лагранжева подхода на основе SPH метода были разработаны пакеты Hydra [26], Gasoline [27], GrapeSPH [28], GADGET [29]. В рамках эйлерова подхода (в том числе и с использованием AMR) были разработаны пакеты NIRVANA [30], FLASH [31], ZEUS-MP [32], ENZO [5], RAMSES [33], ART [34], Athena [35], Pencil Code [36], Heracles [37], Orion [38], Pluto [39], CASTRO [40]. Эйлеров подход с использованием AMR был впервые использован на гибридных суперкомпьютерах, оснащенных графическими ускорителями, в пакете GAMER [41]. Пакет VETHE-Hydro [42], AREPO [43], CHIMERA [44] и авторский пакет PEGAS [45] основаны на комбинации лагранжева и эйлерова подходов. Основные характеристики основных используемых пакетов приведены в таблице 1.

Code	Solvers	HPC technology
Hydra	SPH + Adaptive P^3M + FFT	HPF
Gasoline	SPH + Tree code + Multipole Method	MPI
GrapeSPH	SPH + Direct Summation	GRAPE
GADGET-2	SPH + TreePM + FFT	MPI
NIRVANA	AMR+HLL + Multigrid	MPI
FLASH	AMR+PPM + Multigrid	MPI
ZEUS-MP	Finite difference method + FFT+Multigrid	MPI
ENZO	AMR+PPM + FFT+Multigrid	MPI
RAMSES	AMR+HLLC + Multigrid+CG	OpenMP+MPI
ART	AMR+MUSCL + FFT	MPI
Athena	Roe's solver + FFT	MPI
Pencil Code	Finite difference method + FFT	HPF+MPI
Heracles	MUSCL + CG	MPI
Orion	AMR+MUSCL + Multigrid	–
Pluto	AMR+HLLC + Analytical	MPI
CASTRO	AMR+PPM + Multigrid	MPI+OpenM
GAMER	AMR+TVD + FFT+SOR	CUDA+MP
BETHE-Hydro	Arbitrary Lagrangian-Eulerian + Matrix Inverse	–
AREPO	Moving mesh + MUSCL + TreePM + FFT	MPI
CHIMERA	Moving mesh + PPM + Analytical	–
PEGAS	FIC+Godunov + FFT	MPI

Таблица 1. Основные характеристики астрофизических пакетов

Большое количество программных реализаций и численных методов говорит об актуальности исследований в области разработки новых методов и их программных реализаций для решения задач астрофизики. Кроме того, несмотря на развитие астрофизических пакетов в сторону петафлопсных вычислений, таких как PetaGADGET [46], Enzo-P [47], PetaART [[?Petaart_2012](#)] нужно отметить фундаментальные ограничения в масштабируемости AMR и SPH подходов, которые используются в основном числе программных пакетов для решения задач астрофизики [49, 50]. Целью данной статьи является описание модификации численного метода и особенностей реализации пакета AstroPhi на гибридных суперкомпьютерах, оснащенных ускорителями Intel Xeon Phi, исследование его масштабируемости и

исследование задач коллапса астрофизических объектов.

2. Описание численной схемы

Будем рассматривать 3-х мерную модель динамики самогравитирующего газа в декартовых координатах, включающих в себя расширенную систему уравнений газовой динамики в дивергентной форме, замкнутую уравнением состояния для идеального газа. Система уравнений газовой динамики дополнена уравнением Пуассона для гравитационного потенциала и вкладом в потенциал от центрального тела. Уравнения записаны в безразмерном виде.

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) &= 0, \\ \frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \operatorname{div}(\vec{v} \rho \vec{v}) &= -\operatorname{grad}(p) - \rho \operatorname{grad}(\Phi + \Phi_0), \\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho E \vec{v}) &= -\operatorname{div}(p \vec{v}) - (\rho \operatorname{grad}(\Phi + \Phi_0), \vec{v}), \\ \frac{\partial \rho \epsilon}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \epsilon \vec{v}) &= -(\gamma - 1) \rho \epsilon \operatorname{div}(\vec{v}), \\ \Delta \Phi &= 4\pi \rho, \\ p &= (\gamma - 1) \rho \epsilon,\end{aligned}$$

где p - давление, ρ - плотность, \vec{v} - вектор скорости, ρE - плотность полной энергии, Φ - собственный гравитационный потенциал, Φ_0 - вклад в гравитационный потенциал от центрального тела, ϵ - внутренняя энергия, γ - показатель адиабаты, q - функция охлаждения. В качестве основных характерных параметров выбраны радиус солнца $L = R_{\odot}$, масса солнца $M_0 = M_{\odot}$, гравитационная постоянная $G = 6.67 \cdot 10^{-11}$ Н м²/кг.

2.1. 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 : $h_x = x_{max}/I_{max}$, $h_y = y_{max}/K_{max}$, $h_z = z_{max}/L_{max}$. За основу метода решения системы уравнений газовой динамики выбран метод крупных частиц [45], уже хорошо зарекомендовавший себя в ходе решения астрофизических задач [52].

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 и охлаждения. Для исключения влияния направлений координатных линий использованы элементы операторного подхода [24]. В его основе определение плотности, давления, потенциала и импульса в ячейках, в узлах ячеек размещаются только вектор скорости. Для дискретных аналогов компонент скорости, определенных в узлах сетки, применяется функция осреднения в ячейку. 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 и охлаждения:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n},$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -(\gamma - 1)p \frac{\partial v}{\partial n}.$$

Эта система на каждой границе ячеек уже является линейной гиперболической системой и имеет аналитическое решение:

$$V = \frac{v_L + v_R}{2} + \frac{p_L - p_R}{2} \sqrt{\frac{\rho_L + \rho_R}{\rho_L \rho_R (\gamma - 1)(p_L + p_R)}}$$

$$P = \frac{p_L + p_R}{2} + \frac{v_L - v_R}{2} \sqrt{\frac{\rho_L \rho_R (\gamma - 1)(p_L + p_R)}{\rho_L + \rho_R}}$$

где f_L, f_R – значения соответствующих функций справа и слева от 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 . В исходном варианте численного метода использовался подход, связанный с вычислением вклада в соседние ячейки со схемной скоростью [25]. Однако, такой подход совершенно не годится в

случае использования графических ускорителей. Для этого 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 1:

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

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

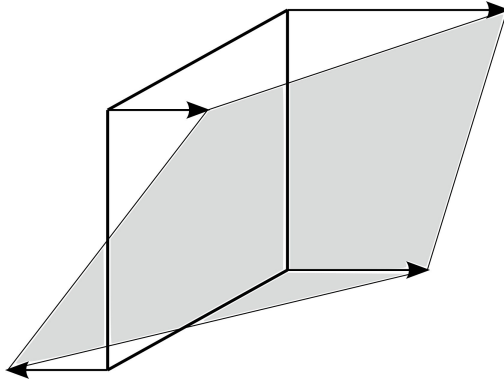


Рис. 1. Поток соответствующий газодинамической величины через границу определяется по правилу полной деформации ячейки

На каждом временном шаге производится корректировка баланса энергий [51]. С этой целью осуществляется перенормировка схемных скоростей переноса массы, импульса и двух видов энергий на лагранжевом этапе метода таким образом, что происходит корректировка длины вектора скорости при неизменном направлении. Для этого все компоненты скорости в каждой ячейке области умножаются на множитель $\kappa_{i,k,l}$:

$$\kappa_{ikl} = \sqrt{\frac{2(E_{ikl} - \frac{1}{\rho_{ikl}} \frac{p_{ikl}}{\gamma-1})}{v_{x,ikl}^2 + v_{y,ikl}^2 + v_{z,ikl}^2}}$$

Такая модификация метода обеспечивает справедливость детального баланса энергий. Заметим, что разностная схема не становится полностью консервативной, поскольку коррекция скорости вносит погрешность в закон сохранения импульса.

2.2. 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:

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

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. Описание параллельной реализации

Трехмерность модели и нестационарность задачи выдвигают строгие требования к экономичности используемых методов решения. В последнее время бурное развитие вычислительной техники позволило производить ресурсоемкие расчеты и получать физически оправданные результаты для трехмерных программ. Использование суперкомпьютеров позволяет использовать большие объемы данных, на порядки повышать производительность вычислений, а как следствие, и точность. Основные вычислительные затраты приходятся на решение гидродинамических уравнений, решение которых занимает 90 процентов времени (рис. 2).



Рис. 2. Процентное соотношение вычислительных затрат на решение каждого из этапов.

3.1. Параллельная реализация гидродинамических уравнений

В основе параллельной реализации решения гидродинамических уравнений 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 MISC-архитектур (рис. 3).

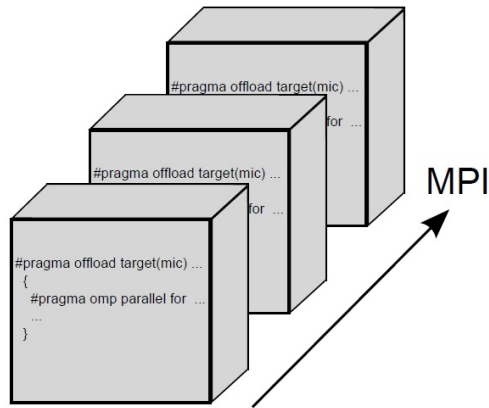


Рис. 3. Декомпозиция расчетной области для решения гидродинамических уравнений.

Это связано с топологией и архитектурой гибридного суперЭВМ МВС-10П межведомственного суперкомпьютерного центра РАН, который был использован для вычислительных экспериментов. Модификация численного метода решения гидродинамических уравнений позволяет на каждом этапе численного метода независимо вычислять значения потоков через каждую ячейку. Декомпозиция области на каждом этапе осуществляется с перекрытием одного слоя граничных точек соседних областей.

3.2. Параллельная реализация уравнения Пуассона

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 (рис. 4). Однако, в дальнейшем такая реализация, основанная на архитектуре библиотеки FFTW и адаптированная для решения задачи обязательно будет сделана.

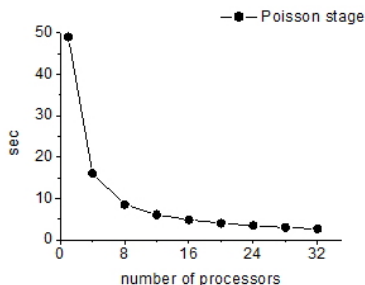


Рис. 4. Время счета уравнения Пуассона для расчетной сетки 1024^3 в зависимости от использованных ядер.

3.3. Эффективность параллельной реализации

В случае использования гибридной реализации необходимо определить три понятия масштабируемости. SingleMIC performance (сильная масштабируемость в рамках одного ускорителя Intel Xeon Phi) – уменьшение времени счета одного шага одной и той же задачи при использовании большего числа ядер ускорителя. MultiMIC performance (слабая масштабируемость при использовании многих ускорителей Intel Xeon Phi) – сохранения времени счета одного шага одного и того же объема задачи при одновременном увеличении количества ускорителей. FFTW performance (сильная масштабируемость при использовании библиотеки FFTW) – уменьшение времени счета одного шага одной и той же задачи при использовании большего числа процессоров или ядер. Результаты эффективности программной реализации приведена на рисунке (рис. 5).

4. Верификация программной реализации

Так как в астрофизике математическое моделирование зачастую выступает единственной возможностью подтвердить или опровергнуть новые теории, то исследователи особенно нуждаются в применении надежных и заслуживающих доверия программ. Прежде чем представлять новые результаты моделирования, необходимо провести разнообразные тестовые расчеты для обоснования и верификации используемой программы. Верификация и обоснование – основные этапы развития для любой технологии, будь это пакет программ для

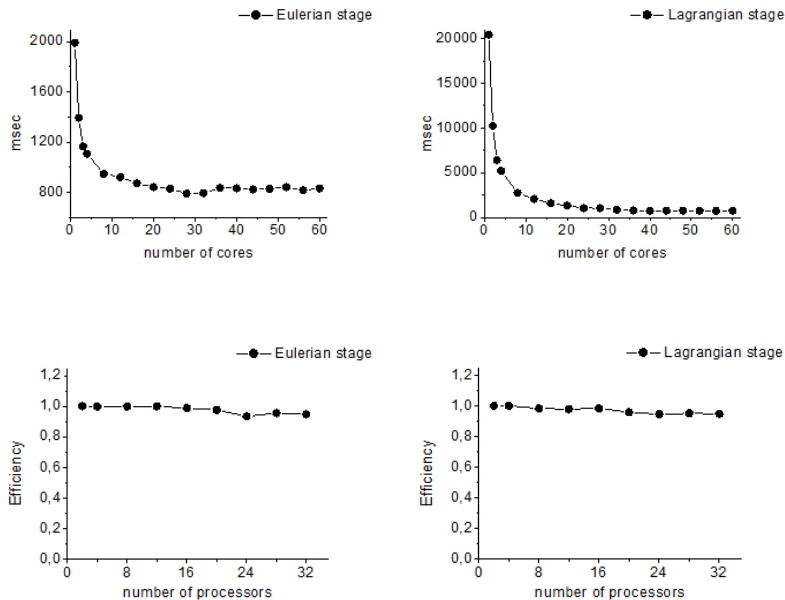


Рис. 5. Время счета эйлерова (сверху слева) и лагранжевого (сверху справа) этапов на одном ускорителе для расчетной сетки 128^3 на один ускоритель. Эффективность параллельной реализации каждого из этапов в зависимости от использованных ускорителей (снизу).

математического моделирования или инструментарий для наблюдений. Для вычислительной технологии целью такого этапа тестирования является оценка правомерности и точности моделирования.

4.1. Тесты Годунова

В области вычислительной гидродинамики проделана большая работа по обоснованию и верификации. В процессе создания комплекса программ проводилась верификация численного алгоритма на тестах с решениями из специализированного банка данных. Одна из проблем – моделирование ударной волны. Известно, что различные методы по-разному моделируют эту область, а именно либо с осцилляциями, либо с диссипацией. В случае гравитационной газовой

Параметр	Тест 1	Тест 2	Тест 3
ρ_L	2	1	1
v_L	0	-2	0
p_L	2	0.4	1000
ρ_R	1	1	1
v_R	0	2	0
p_R	1	0.4	0.01
x_0	0.5	0.5	0.5
t	0.2	0.15	0.012

Таблица 2. Начальная конфигурация ударной трубы

динамики осцилляции являются менее желательными, так как любая, в общем случае, случайная волна плотности будет стягивать на себя соседний газ, что приведёт к образованию нефизичных флуктуаций газодинамических параметров. Также существует проблема моделирования существенной области разрежения. Известно, что многие методы, дают нефизичный рост внутренней энергии в этом месте. Кроме этого стандартной проверкой робастности метода служит огромный начальный перепад давления (5 десятичных порядков), который должен выявить способность метода устойчиво моделировать сильные возмущения с возникновением быстро распространяющихся ударных волн. На всех этих тестах [2](#) была верифицирована данная программная реализация.

Целью первого теста является определение правильности описания контактного разрыва. Большинство методов решения газодинамических уравнений дают либо осцилляцию, либо диффузию (“размазывание” ударных волн). Авторский метод даёт размазывание решения в области контактного разрыва, которое уменьшается с дроблением сетки. В ходе второго теста, газ с одинаковыми термодинамическими параметрами разлетается в разные стороны, образуя в центре существенную область разрежения. Тест выявляет способность физически правдоподобно моделировать такую ситуацию. Из литературы известно, что многие методы дают ошибочный (нефизический) рост температуры в области сильного разрежения и как следствие, получаемое решение искажается. Авторский метод успешно моделирует область разрежения. Основная задача третьего теста – проверка

устойчивости численного метода. Огромный перепад давления (5 десятичных порядков) должен выявить способность метода устойчиво моделировать сильные возмущения с возникновением быстро распространяющихся ударных волн. Результаты показывают, что имеют место малые осцилляции решения в области контактного разрыва. Так называемая волна-предшественник (ступенька на графике внутренней энергии на правом фронте ударной волны) отражена корректно, без размазывания, что говорит в пользу метода 6.

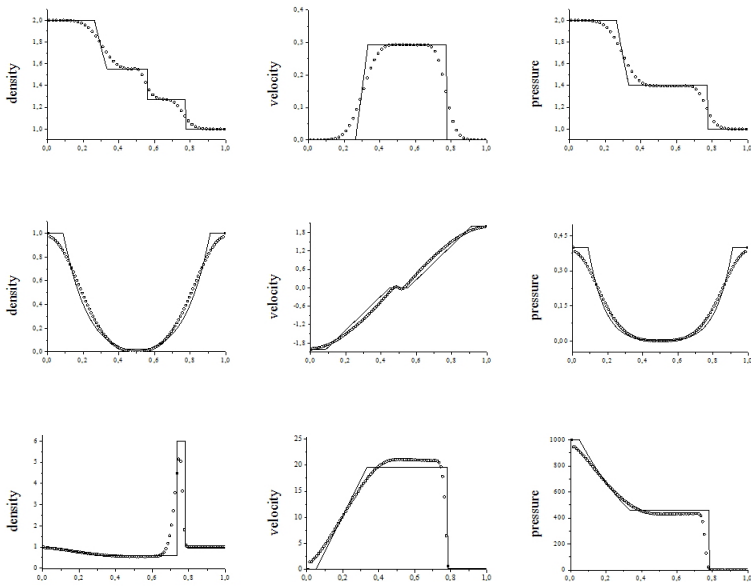


Рис. 6. Распределения плотности, скорости и давления в результате моделирования первого теста (верхний ряд), второго теста (ряд посередине), третьего теста (нижний ряд). Сплошной линией обозначено точное решение, точками обозначен результат расчета.

4.2. Тесты для уравнения Пуассона

Решение уравнения Пуассона исследовалось при измельчении расчётной сетки с известной функцией гравитационного потенциала и

Размер расчетной сетки	Относительная погрешность
16^3	4.799777e-005
32^3	2.978253e-006
64^3	1.862059e-007
128^3	1.164110e-008
256^3	7.278760e-010
512^3	4.548964e-011
1024^3	2.843139e-012

ТАБЛИЦА 3. Эвклидова норма отклонения численного решения от аналитического.

функции плотности:

$$\Phi(r) = \begin{cases} \frac{4\pi}{15}r^5 - \frac{3\pi}{5}r^4 + \frac{2\pi}{3}r^2 - \frac{3\pi}{5}, & r \leq 1, \\ -\frac{4\pi}{15r}, & r > 1. \end{cases}$$

$$\rho(r) = \begin{cases} 2r^3 - 2r^2 + 1, & r \leq 1, \\ 0, & r > 1. \end{cases}$$

В таблице приведены значения относительной невязки при измельчении сетки. Как видно из таблицы 3 имеет место четвёртый порядок сходимости.

4.3. Тест Аксенова

Рассмотрим систему уравнений одномерной газовой динамики в размерном виде:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x},$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma,$$

где p - давление, ρ - плотность, u - скорость, γ - показатель адиабаты.

В качестве характерных величин выберем l - характерная длина, ρ_0 - характерная плотность, p_0 - характерное давление. В этом случае характерная скорость $u_0 = \sqrt{\gamma p_0 / \rho_0}$, и характерное время $t_0 = l / \sqrt{\gamma p_0 / \rho_0}$. Выбрав в качестве размерных величин $l = 1$, $p_0 = 1$, $\rho_0 = 1$, $\gamma = 3$ и введя обозначения $\lambda = 1/(\gamma - 1)$, $r = \rho^{1/2\lambda}$, $z = u/2\lambda$, с использованием подхода, описанного в [53] можно взять в качестве

начальных данных $r = 1 + 0.5\cos(x)$, $z = 0$. Тогда периодическое решение на интервале $[0; 2\pi]$ записывается в виде:

$$r = 1 + 0.5\cos(x - zt)\cos(rt),$$

$$z = 0.5\sin(x - zt)\sin(rt).$$

Легко можно проверить, что такое решение с учётом обезразмеривания удовлетворяет исходной системе уравнений. Для сравнения численного результата, полученного авторским методом с аналитическим решением выберем момент времени, когда хотя бы одна из функций имеет простой (явный) вид. Выберем в качестве такого момента $t = \pi/2$. Тогда $r(x) = 1$, а уравнение для z имеет простой вид:

$$z = 0.5\sin(x - zt).$$

Результаты вычислительного эксперимента представлены на рисунке 7.

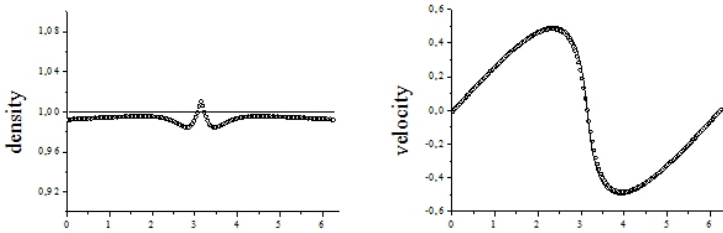


Рис. 7. Распределения плотности и скорости в момент времени $t = \pi/2$. Сплошной линией обозначено точное решение, точками обозначен результат расчета.

Из рисунков видно, что решение скорости в виду его гладкости достаточно хорошо приближается численным решением. А вот график плотности имеет скачок в центре. Данный скачок имеет ту же природу, что и скачок температуры в третьем тесте Годунова, когда газ разлетается в разные стороны. Фактически в этом тесте имеет место быть аналог энтропийного следа, который образуется в результате "стекания" газа в эту область с нулевой скоростью. Полученную особенность имеет смысл исследовать в плане сравнения численных методов на таком тесте и возникающих особенностей при воспроизведении данной области. В любом случае стоит отметить, что данная

особенность сосредоточена на конечном числе точек расчётной области и уменьшается при дроблении сетки.

4.4. Тест Седова

Программная реализация была протестирована на задаче Седова – задаче о точечном сферически симметричном взрыве. Начальные данные для теста были заданы как $\gamma = 5/3$, $\alpha = 0.49$, $\rho_0 = 1$, $p_0 = 10^{-5}$, $E_0 = 10^5$, время моделирования $t = 0.1$, радиус области взрыва r вычисляется аналитически:

$$r(t) = \left(\frac{E_0}{\alpha \rho_0} \right)^{0.2} t^{0.4}$$

результаты моделирования представлены на рисунке 8.

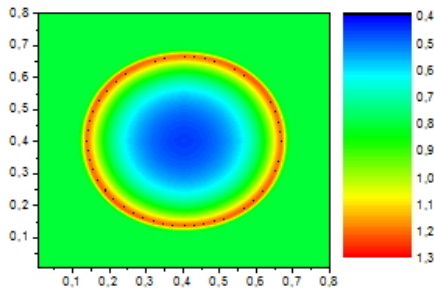


Рис. 8. Распределения плотности в результате моделирования точечного взрыва. Пунктирной линией обозначено точное решение.

4.5. Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца и Релея-Тейлора

В основе физической постановки задачи лежит гравитационная неустойчивость, что приводит к математической некорректности по Адамару. Численный метод не может подавлять физическую неустойчивость. Для проверки корректного воспроизведения неустойчивых течений была сделана верификация численного метода на задачах о развитии неустойчивости Релея-Тейлора и Кельвина-Гельмгольца.

В случае моделирования неустойчивости Релея-Тейлора проверяется возможность воспроизведения гравитационного терма. Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца позволяет убедиться в возможности метода моделировать нелинейную гидродинамическую турбулентность.

Начальные условия для моделирования неустойчивости Релея-Тейлора: $[-0.5; 0.5]^2$ – область моделирования, $\gamma = 1.4$ – показатель адиабаты,

$$\rho_0(x) = \begin{cases} 1, & r \leq 0, \\ 2, & r > 0 \end{cases}$$

$p = 2.5 - \rho g y$ – равновесное давление, g – ускорение свободного падения, $v_{y,0}(x, y) = A(y)[1 + \cos(2\pi x)][1 + \cos(2\pi y)]$, где

$$A(y) = \begin{cases} 10^{-2}, & |y| \leq 0.01, \\ 0, & y > 0.01 \end{cases}$$

Начальные условия для моделирования неустойчивости Кельвина-Гельмгольца: $[-0.5; 0.5]^2$ – область моделирования, $\gamma = 1.4$ – показатель адиабаты,

$$\rho_0(x) = \begin{cases} 1, & r \leq 0, \\ 2, & r > 0 \end{cases}$$

$$v_x = \begin{cases} 0.5, & |y| \leq 0.25, \\ -0.5, & |y| > 0.25 \end{cases}$$

$p = 2.5$ – начальное давление, $v_{y,0}(x, y) = A(y)[1 + \cos(8\pi x)][1 + \cos(8\pi y)]$, где

$$A(y) = \begin{cases} 10^{-2}, & ||y| - 0.25| \leq 0.01, \\ 0, & ||y| - 0.25| > 0.01 \end{cases}$$

Результаты моделирования неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и Релея-Тейлора представлены на рисунке 9.

4.6. Столкновение газовых сфер

В качестве начальных данных для системы уравнений газовой динамики с учётом гравитации возьмем гидростатически равновесную стационарную конфигурацию, которую, можно найти, задав распределение плотности, из системы уравнений газовой динамики, дополненной уравнением Пуассона, записанных в сферических координатах:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -\frac{M(r)\rho}{r^2}$$

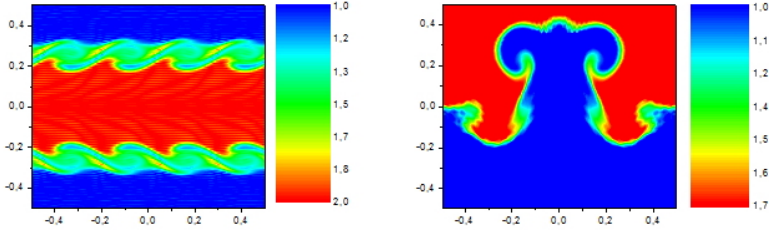


Рис. 9. Распределения плотности в результате моделирования неустойчивости Кельвина-Гельмгольца (слева) и Релея-Тейлора (справа).

$$\frac{\partial M}{\partial r} = 4\pi r^2 \rho$$

$$p = (\gamma - 1)\rho\epsilon$$

Начальное распределения плотности выберем следующим образом:

$$\rho_0(r) = \begin{cases} 1 - r, & r \leq 1, \\ 0, & r > 1. \end{cases}$$

Тогда начальные распределения давления и гравитационного потенциала имеют вид:

$$p_0(r) = \begin{cases} -\frac{\pi r^2}{36}(9r^2 - 28r + 24) + \frac{5\pi}{36}, & r \leq 1, \\ 0, & r > 1. \end{cases}$$

$$\Phi_0(r) = \begin{cases} -\frac{\pi}{3}(r^3 - 2r^2) - \frac{2\pi}{3}, & r \leq 1, \\ -\frac{\pi}{3r}, & r > 1. \end{cases}$$

Начальное расстояние между газовыми облаками $L_0 = 2.4$, скорость столкновения $v_{collide} = 1.0$. Результаты расчетов приведены на рисунке 10.

5. Моделирование процесса коллапса астрофизических объектов

Процессы коллапса астрофизических объектов в настоящее время активно исследуются теоретически в связи с появлением значительного числа наблюдательных данных. Явление коллапса имеет место как на начальной стадии звездной эволюции, так и на конечной

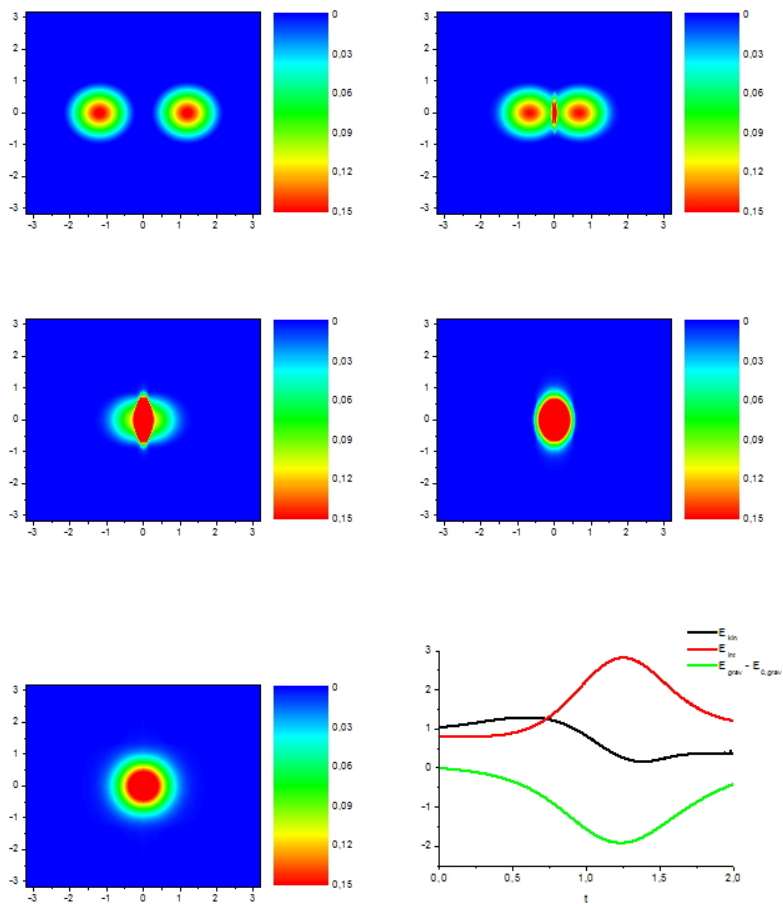


Рис. 10. Авторский тест. Безразмерная плотность газовых облаков в моменты времени: 10^{14} секунд (сверху слева), $2 \cdot 10^{14}$ секунд (сверху справа), $3 \cdot 10^{14}$ секунд (посередине слева), $4 \cdot 10^{14}$ секунд (посередине справа), $5 \cdot 10^{14}$ секунд (внизу слева), поведение различных видов энергии (внизу справа).

стадии эволюции звезд (взрывы сверхновых с коллапсирующим ядром).

5.1. Сжатие невращающегося облака

Приведём результаты вычислительного эксперимента моделирования коллапса. Сначала необходимо оценить точность моделирования коллапса. Основной критерий правильности – поведение полной энергии системы. Затем необходимо провести сравнение профилей плотности, полученных с помощью реализаций методов FLIC (авторская реализация метода) и SPH. Профиль начального распределения плотности покоящегося газового шара представлен на рисунке. Начальное распределение давления $p = 0.1 \cdot \rho^\gamma$, показатель адиабаты $\gamma = 5/3$.

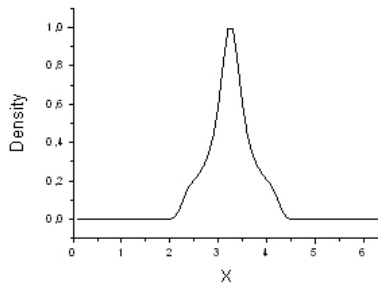


Рис. 11. Начальное распределение плотности

Целью исследования точности моделирования коллапса является поведение полной энергии при дроблении сетки. Источником ошибки в законе сохранения полной энергии является конечная стадия коллапса, когда плотность и другие газодинамические величины увеличиваются в 10 или 100 раз. Подавляющая масса газа находится в шаре с радиусом $R_{collaps} = 0.1 \cdot R_0$ (10% от начального радиуса газового шара). Поэтому для моделирования этого процесса нам нужно иметь на радиусе $R_{collaps}$ достаточное число ячеек для удовлетворительного моделирования процесса. Проведём сравнение поведения закона сохранения полной энергии при дроблении сетки (см. рисунок). Из рисунка видно, что при дроблении сетки относительная погрешность полной энергии уменьшается, а значит дробление сетки приведёт к

моделированию коллапса с наперёд заданной точностью. На сетке $512 \times 512 \times 512$ погрешность на уровне 5%, что является удовлетворительным для качественного сравнения решения полученного FLIC методом с решением, полученным SPH методом.

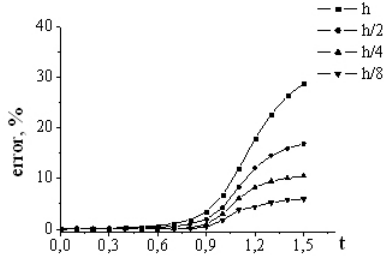


Рис. 12. Относительная погрешность полной энергии

При сравнении результатов моделирования коллапса (см. рисунки) видно, что в расчёте сказывается ограничение возможности метода SPH воспроизводить высокие градиенты плотности. Так как традиционная формулировка метода SPH предполагает возможность адекватного моделирования только для небольших градиентов плотности в ядре сглаживания. Как видно из проведённых расчётов, такое требование в случае коллапса не выполняется. Метод крупных частиц воспроизводит коллапс с точностью на уровне 5% при наличии 10 ячеек на радиус шара в конечной стадии коллапса [Vshivkov_2009].

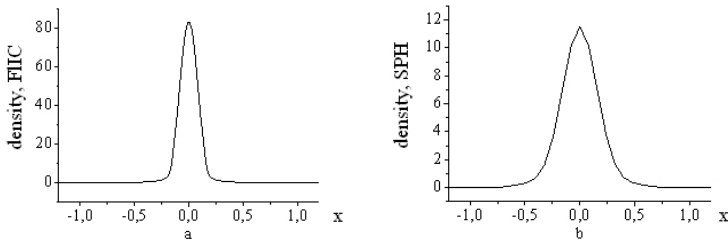
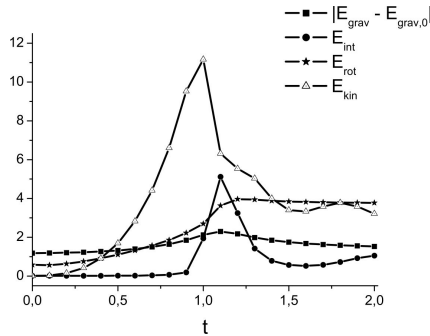


Рис. 13. Профили плотности, полученные авторским методом слева и SPH методом справа

5.2. Сжатие быстро вращающегося облака

В рамках исследования возможности моделирования коллапса вращающихся протозвездных облаков будем моделировать газовое облака, ограниченное сферой радиуса $R_0 = 3.81 \cdot 10^{14}$ м, с массой $M_g = 3.457 \cdot 10^{30}$ кг, с равномерным распределением плотности $\rho = 1.492 \cdot 10^{-14}$ кг/м³ и давления $p = 0.1548 \cdot 10^{-10}$ Н/м², вращающийся с угловой скоростью $\omega = 2.008 \cdot 10^{-12}$ рад/с. Показатель адиабаты соответствует водороду $\gamma = 5/3$. Масса центрального тела $M_\odot = 1.998 \cdot 10^{30}$ кг. В качестве размерных величин выберем следующие значения: $L_0 = 3.81 \cdot 10^{14}$ м, $\rho_0 = 1.492 \cdot 10^{-14}$ кг/м³, $p = 0.1548 \cdot 10^{-7}$ Н/м², $v_0 = 1010$ м/с, $t = 3.7 \cdot 10^{11}$ с, $\omega_0 = 0.27 \cdot 10^{-11}$ рад/с. Тогда в безразмерных величинах задача ставится следующим образом: $\rho = 1.0$ – плотность газового облака, $p = 10^{-3}$ – давление в газовом облаке, $\omega = 0.744$ – угловая скорость вращения, $m_\odot = 2.42$ – масса центрального тела, $\gamma = 5/3$ – показатель адиабаты, $[0; 6.4]^3$ – расчётная область.

В ряде работ, посвященных коллапсированию протозвездных облаков, проводился поиск ответа, каким будет распределение плотности в экваториальной плоскости облака после коллапсирования. Четкого ответа так и не было получено. Основным результатом в данной задаче является поведение энергий (см. рисунок) и торообразный профиль плотности в экваториальной плоскости. Стоит отметить, что поведение энергий качественно, а до момента коллапса количественно совпадают с результатами других авторов [1].



5.3. Сжатие вращающегося молекулярного облака

В рамках исследования возможности моделирования коллапса вращающихся молекулярных облаков будем моделировать газовое облако, ограниченное сферой радиуса $R_0 = 100$ парсек, с массой $M_g = 10^7 M_\odot$, с распределением плотности $\rho(r) \simeq 1/r$ и температуры $T \approx 2000$ К, вращающийся с угловой скоростью $\omega = 21$ км/с. Показатель адиабаты соответствует водороду $\gamma = 5/3$. Скорость звука $c \approx 3.8$ км/с. В качестве размерных величин выберем следующие значения: $L_0 = 100$ парсек, $\rho_0 = 1.2 \cdot 10^{-18}$ кг/м³, $v_0 = 21$ км/с. Тогда в безразмерных величинах задача ставится следующим образом: $\rho = 1.0$ – плотность газового облака в центре, $p = 2 \times 10^{-2}$ – давление в газовом облаке в центре, $\omega = 1$ – угловая скорость вращения, $\gamma = 5/3$ – показатель адиабаты, $[0; 6.4]^3$ – расчётная область. В рамках данного исследования количественно поведение энергий совпало с результатом других авторов [54].

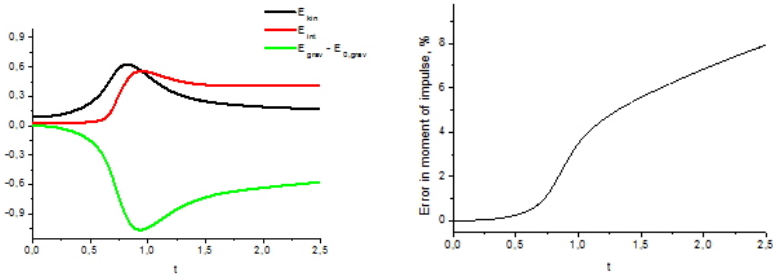


Рис. 14. Поведение различных видов энергии (слева) и ошибка в моменте импульса (справа) в результате моделирования процесса коллапса молекулярных облаков

6. Заключение

Для класса нестационарных задач гравитационной газовой динамики, описан новый вычислительный алгоритм на основе метода крупных частиц и метода Годунова, позволяющий проводить вычислительные эксперименты по изучению динамики самогравитирующего газа в трёхмерной постановке в широком диапазоне параметров. На основе предложенных алгоритмов создан программный комплекс

AstroPhi для гибридных суперЭВМ, оснащенных ускорителями Intel Xeon Phi.

Список литературы

- [1] Ardeljan N. (Bisnovatyj-Kogan) *An implicit Lagrangian code for the treatment of nonstationary problems in rotating astrophysical bodies* // A&A, 1996. Vol. **115**, p. 573-594. ↑1, 5.2
- [2] Gingold R. A. (Monaghan) *Smoothed particle hydrodynamics - Theory and application to non-spherical stars* // MNRAS, 1977. Vol. **181**, p. 375-389. ↑1
- [3] Lucy L. B. *A numerical approach to the testing of the fission hypothesis* // ApJ, 1977. Vol. **82**, p. 1013-1024. ↑1
- [4] Collela P. (Woodward) *The Piecewise Parabolic Method (PPM) Gas-Dynamical simulations* // J. Comp. Phys., 1984. Vol. **54**, p. 174-201. ↑1
- [5] O'Shea B. (Bryan) *Adaptive Mesh Refinement - Theory and Applications* // Lect. Notes Comput. Sci. Eng., 2005. Vol. **41**, p. 341-350. ↑1
- [6] Hockney R. W. (Eastwood) *Computer Simulation Using Particles*. New York : McGraw-Hill, 1981. ↑1
- [7] Couchman H. M. P. *Mesh-refined $P^3 M$: A fast adaptive N-body algorithm* // APJ, 1991. Vol. **368**, p. 23-26. ↑1
- [8] Barnes J. (Hut) *A hierarchical $O(N \log N)$ force-calculation algorithm* // Nature, 1986. Vol. **324**, p. 446-449. ↑1
- [9] Dubinski J. (Kim) *GOTPM: a parallel hybrid particle-mesh treecode* // New Astron., 2004. Vol. **9**, p. 111-126. ↑1
- [10] Fedorenko R. *A relaxation method for solving elliptic difference equations* // USSR Comput. Math. & Math. Phys., 1961. Vol. **1**, p. 1092. ↑1
- [11] Godunov S. K. *A Difference Scheme for Numerical Solution of Discontinuous Solution of Hydrodynamic Equations* // Math. Sb., 1959. Vol. **47**, p. 271-306. ↑1
- [12] Kulikovskii A. G. (Pogorelov) *Mathematical Aspects of Numerical Solution of Hyperbolic Systems*. Moscow : Fizmatlit, 2001. (Russian) ↑1
- [13] Toro E. F. *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics*. Heidelberg : Springer-Verlag, 1999. ↑1
- [14] Courant R. (Isaacson) *On the solution of nonlinear hyperbolic differential equations by finite differences* // Communications in Pure and Applied Mathematics, 1952. Vol. **5**, p. 243-256. ↑1
- [15] Roe P. *Approximate Riemann solvers, parameter vectors, and difference solvers* // J. Comp. Phys., 1997. T. **135**, c. 250-258. ↑1
- [16] Engquist B. (Osher) *One-sided difference approximations for nonlinear conservation laws* // Math. Comp., 1997. Vol. **36**, p. 321-351. ↑1
- [17] Harten A. (Lax) *On upstream differencing and Godunov-type schemes for hyperbolic conservation laws* // Soc. Indust. & Appl. Math. Rev., 1983. Vol. **25**, p. 35-61. ↑1
- [18] Einfeld B. // Soc. Indust. & Appl. Math. J. Num. Analys, 1988. Vol. **25**, p. 294. ↑1
- [19] Batten P. (Clarke) *On the Choice of Wavespeeds for the HLLC Riemann Solver* // Soc. Indust. & Appl. Math. J. Comp., 1997. Vol. **18**, p. 1553-1570. ↑1

- [20] Van Leer B. *Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme, V. A Second Order Sequel to Godunov's Method* // J. Comput. Phys., 1979. Vol. **32**, p. 101-136. ↑1
- [21] Jin S. (Xin) *The Relaxation Schemes for Systems of Conservation Laws in Arbitrary Space Dimensions* // Commun. Pure Appl. Math., 1995. Vol. **48**, p. 235-276. ↑1
- [22] Collela P. (Woodward) *The Piecewise Parabolic Method (PPM) Gas-Dynamical simulations* // J. Comput. Phys., 1984. Vol. **54**, p. 174-201. ↑1
- [23] Godunov S. (Manuzina) *Experimental analysis of convergence of the numerical solution to a generalized solution in fluid dynamics* // Comp. Math. Comp. Phys., 2011. Vol. **51**, p. 88-95. ↑1
- [24] Vshivkov V. A. (Lazareva) // Comp. Tech., 2006. Vol. **11**, p. 27. (Russian) ↑1, 2.1
- [25] Vshivkov V. (Lazareva) *A modified fluids-in-cell method for problems of gravitational gas dynamics* // Opt. Instrum. Data Proc., 2007. Vol. **43**, p. 530-537. ↑1, 2.1
- [26] Pearcea F.R. (Couchman) *Hydra: a parallel adaptive grid code* // New Astronomy, 1997. Vol. **2**, p. 411-427. ↑1
- [27] Wadsley J.W. (Stadel) *Gasoline: a flexible, parallel implementation of TreeSPH* // New Astronomy, 2004. Vol. **9**, p. 137-158. ↑1
- [28] Matthias S. *GRAPESPH: cosmological smoothed particle hydrodynamics simulations with the special-purpose hardware GRAPE* // MNRAS, 1996. Vol. **278**, p. 1005-1017. ↑1
- [29] Springel V. *The cosmological simulation code GADGET-2* // MNRAS, 2005. Vol. **364**, p. 1105-1134. ↑1
- [30] Ziegler U. *Self-gravitational adaptive mesh magnetohydrodynamics with the NIRVANA code* // A&A, 2005. Vol. **435**, p. 385-395. ↑1
- [31] Mignone A. (Plewa) *The Piecewise Parabolic Method for Multidimensional Relativistic Fluid Dynamics* // ApJ, 2005. Vol. **160**, p. 199-219. ↑1
- [32] Hayes J. (Norman) *Simulating Radiating and Magnetized Flows in Multiple Dimensions with ZEUS-MP* // ApJS, 2006. Vol. **165**, p. 188-228. ↑1
- [33] Teyssier R. *Cosmological hydrodynamics with adaptive mesh refinement. A new high resolution code called RAMSES* // A&A, 2002. Vol. **385**, p. 337-364. ↑1
- [34] Kravtsov A. (Klypin) *Constrained Simulations of the Real Universe. II. Observational Signatures of Intergalactic Gas in the Local Supercluster Region* // ApJ, 2002. Vol. **571**, p. 563-575. ↑1
- [35] Stone J.E.A. *Athena: A New Code for Astrophysical MHD* // ApJS, 2008. Vol. **178**, p. 138-177. ↑1
- [36] Brandenburg A. (Dobler) *Hydromagnetic turbulence in computer simulations* // Comp. Phys. Comm., 2002. Vol. **147**, p. 471-475. ↑1
- [37] Gonzalez M. (Audit) *HERACLES: a three-dimensional radiation hydrodynamics code* // A&A, 2007. Vol. **464**, p. 429. ↑1
- [38] Krumholz M. R. (Klein) // ApJ, 2007. Vol. **667**, p. 626. ↑1
- [39] Mignone A. E. A. *PLUTO: a Numerical Code for Computational Astrophysics* // ApJS, 2007. Vol. **170**, p. 228. ↑1
- [40] Almgren A. E. A. *CASTRO: A New Compressible Astrophysical Solver. I. Hydrodynamics and Self-gravity* // ApJ, 2010. Vol. **715**, p. 1221. ↑1

- [41] Schive H. (Tsai) // ApJ, 2010. Vol. **186**, p. 457. ↑1
- [42] Murphy J. (Burrows) *BETHE-Hydro: An Arbitrary Lagrangian-Eulerian Multidimensional Hydrodynamics Code for Astrophysical Simulations* // ApJS, 2008. Vol. **179**, p. 209-241. ↑1
- [43] Springel V. *E pur si muove: Galilean-invariant cosmological hydrodynamical simulations on a moving mesh* // MNRAS, 2010. Vol. **401**, p. 791-851. ↑1
- [44] Bruenn S.E.A. *2D and 3D core-collapse supernovae simulation results obtained with the CHIMERA code* // J. Phys., 2009. Vol. **180**, p. 393. ↑1
- [45] Vshivkov V. (Lazareva) *Hydrodynamical code for numerical simulation of the gas components of colliding galaxies* // ApJS, 2011. Vol. **194**, p. 47. ↑1, 2.1
- [46] Feng Y.E.A. *Terapixel Imaging of Cosmological Simulations* // ApJS, 2011. Vol. **197**, p. 18. ↑1
- [47] *Cello project*, 2012, <http://mngrid.ucsd.edu/projects/cello/>. ↑1
- [48] *Petaart*, 2012, <http://www.cs.iit.edu/~zlan/petaart.html>. ↑1
- [49] Ferrari A. *HPC on vector systems*, 2010. Vol. **4**, p. 179. ↑1
- [50] Van Straalen B. *Scalability challenges for massively parallel AMR applications* // Proc. IPDPS 09, 2009, p. 1-22. ↑1
- [51] Vshivkov V. (Lazareva) *Computational methods for ill-posed problems of gravitational gasdynamics* // J. Inv. Ill-pos. Prob., 2011. Vol. **19**, no. 1, p. 151-166. ↑2.1
- [52] Tutukov A. (Lazareva) *Gas dynamics of a central collision of two galaxies: Merger, disruption, passage, and the formation of a new galaxy* // Astron. Rep., 2011. Vol. **55**, p. 770-783. ↑2.1
- [53] Aksenov A.V. // Doklady Akademii Nauk, 2001. Vol. **381**, no. 2, p. 176. (Russian) ↑4.3
- [54] Petrov M.I. (Berczik) *Simulation of the gravitational collapse and fragmentation of rotating molecular clouds* // Astronomische Nachrichten, 2005. Vol. **326**, p. 505. ↑5.3

Об авторах:



Борис Михайлович Глинский

Окончил Новосибирский Государственный Университет в 1967 г., профессор, доктор технических наук. Область научных интересов: вычислительные системы, моделирование сейсмических полей, имитационное моделирование.

e-mail:

gbm@sccc.ru



Игорь Михайлович Куликов

Окончил Новосибирский Государственный Технический Университет, кандидат физико-математических наук. Область научных интересов: вычислительная астрофизика, космология, суперкомпьютерные вычисления

e-mail:

kulikov@ssd.sccc.ru



Игорь Геннадьевич Черных

Окончил Новосибирский Государственный Университет в 2002г., кандидат физико-математических наук. Область научных интересов: суперкомпьютерные вычисления, химическая кинетика.

e-mail:

chernykh@ssd.ssc.ru

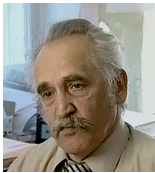


Алексей Владимирович Снытников

Окончил Новосибирский Государственный Университет в 2002г., кандидат физико-математических наук. Область научных интересов: суперкомпьютерные вычисления, физика плазмы.

e-mail:

snytav@ssd.ssc.ru



Александр Васильевич Тутуков

Доктор физико-математических наук, профессор, ведущий научный сотрудник отдела физики и эволюции звёзд Института Астрономии РАН.

e-mail:

atutukov@inasan.rssi.ru

Образец ссылки на эту публикацию:

Б. М. Глинский, И. М. Куликов, И. Г. Черных, А. В. Снытников, А. В. Тутуков. *AstroPhi: программный комплекс для моделирования динамики астрофизических объектов, оптимизированный для гибридных суперЭВМ, оснащенных ускорителями Intel Xeon Phi* // Программные системы: теория и приложения : электрон. научн. журн. 2013?. Т. 4?, № 4(17)?, с.??-??.

URL:

<http://psta.psiras.ru/read/>

B. Glinskiy, I. Kulikov, I. Chernykh, A. Snytnikov, A. Tutukov. *AstroPhi: a software package for complex simulation of dynamics of astrophysical objects using hybrid supercomputers.*

ABSTRACT. In this paper a new software package AstroPhi is proposed. The package is designed for simulation of astrophysical objects dynamics on hybrid supercomputers with Intel Xeon Phi accelerators. AstroPhi code is based on combination of Godunov method as well as on the original implementation of FIIC method. These methods are optimized for Intel Xeon Phi accelerators and used for the solution of gas dynamics equations. Fast Fourier Transform is used for Poisson equation solution in AstroPhi. Software implementation of the above methods was tested on gas dynamics test problems, classical gravitational gas dynamics problems. For Poisson equation the convergence test was made. The results of these tests and the result of simulation of gravitational collapse of astrophysical objects are presented. The scalability of AstroPhi with Intel Xeon Phi computational accelerators is shown. (in Russian).

Key Words and Phrases: numerical astrophysics, astrophysical objects dynamics simulation, hybrid supercomputers.