

# Суперкомпьютерное моделирование эпизодической аккреции методом SPH\*

О.П. Стояновская<sup>1,3</sup>, Н.В. Снытников<sup>2,3</sup>, А.А. Пустоваров<sup>3</sup>

Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН<sup>1</sup>, Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН<sup>2</sup>, Новосибирский государственный университет<sup>3</sup>

Представлены результаты суперкомпьютерного моделирования эпизодической аккреции в протозвездном диске с его гравитационной фрагментацией и последующей миграцией сгустков плотности на протозвезду. Был разработан численный алгоритм, комбинирующий бессеточный метод гидродинамики сглаженных частиц (SPH) с сеточным методом решения уравнения Пуассона. Такая комбинация является перспективной с точки зрения создания масштабируемого параллельного алгоритма, поскольку использует эффективную параллельную реализацию метода свёртки для вычисления гравитационного потенциала. Проведенные численные эксперименты демонстрируют работоспособность численной модели и программного кода.

*Ключевые слова:* протопланетные диски, гидродинамика, гравитационные неустойчивости, метод сглаженных частиц, уравнение Пуассона

## 1. Введение

Современные исследования астрофизических систем трудно представить без проведения численных экспериментов, в том числе с использованием суперкомпьютеров [1,2]. Одним из актуальных на настоящий момент направлений является создание численных моделей, связанных с моделированием протозвездных дисков и процессов планетообразования — в первую очередь это связано с большим объемом полученных наблюдательных данных [4], нуждающихся в интерпретации с теоретической точки зрения.

Для численных моделей фрагментирующихся протозвездных дисков необходимо высокое численное разрешение [3], чтобы иметь возможность отслеживать образование сгустков под воздействием самогравитации и затем — их перемещение с образованием объектов размера планет или протозвезды. В связи с этим бессеточный метод сглаженных частиц [5] (smoothed particle hydrodynamics, SPH), позволяющий отслеживать изменение плотности вещества на малых масштабах, имеет определенные преимущества перед сеточными методами. С другой стороны, классическая реализация бессеточного метода SPH, подразумевающая ту или иную реализацию древовидных кодов [6] для вычисления гравитационного взаимодействия частиц имеет свои недостатки, в том числе — распараллеливается существенно хуже сеточных методов, основанных на решении уравнения Пуассона.

Мы разработали параллельный алгоритм, комбинирующий бессеточный метод SPH и сеточный метод для вычисления гравитационного потенциала. Отдельные компоненты полученного программного кода уже исследовались ранее: однопроцессорная реализация комбинированного метода и некоторые расчеты — в статьях [7,8], распараллеливание метода SPH в работе [9], а параллельный алгоритм для вычисления гравитационного потенциала в [10,11]. Поэтому в данной статье мы уделяем основное внимание проверке работоспособности численной модели и достоверности получаемых результатов на примере численного

---

\*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-07-00916, гранта Президента РФ (контракт МК 5915.2016.1), а также при частичной поддержке Министерства образования и науки РФ. Расчеты проведены с использованием ресурсов Сибирского суперкомпьютерного центра, Межведомственного суперкомпьютерного центра и суперкомпьютера «Ломоносов» в МГУ. Авторы выражают благодарность Воробьеву Э.И. и Снытникову В.Н. за помощь в обсуждении постановки задачи и результатов численных экспериментов.

моделирования аккреции вещества диска на протозвезду и, в частности, эпизодической аккреции — явления, когда протозвезда набирает существенную часть своей массы за счет короткоживущих аккреционных процессов с очень высоким темпом [12]. Численная модель, способная достоверно воспроизвести подобные процессы, может быть использована в дальнейшем для проведения экспериментов по моделированию начальных стадий планетообразования в гравитационно неустойчивых дисках [13].

В разделах 2 и 3 кратко приводится численная модель (подробное описание можно найти в работе [8]) и соответствующие параллельные алгоритмы, а в разделе 4 более подробно — результаты численных экспериментов.

## 2. Математическая и численная модель массивного газового околзвездного диска

Модель тонкого околзвездного диска включает в себя уравнения газовой динамики для поверхностной плотности, трехмерное уравнение для самосогласованного гравитационного поля:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{gas}} &= \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_{\text{gas}} dz; & p^* &= \int_{-\infty}^{+\infty} p dz. \\ \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \text{div}(\sigma \mathbf{v}) &= 0, & \sigma \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \sigma(\mathbf{v}, \nabla) \mathbf{v} &= -\nabla p^* - \sigma \nabla \Phi, \\ \frac{\partial S^*}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla) S^* &= 0, & p^* &= T^* \sigma. \end{aligned}$$

Здесь  $\mathbf{v}$  — скорость газа в плоскости диска,  $p^*$  — поверхностное давление газа,  $\gamma^*$  — эффективный показатель политропы для квазитрехмерного случая, связанный с показателем политропы  $\gamma$  соотношением  $\gamma^* = 3 - \frac{2}{\gamma}$ .  $T^* = \frac{p^*}{\sigma}$ ,  $S^* = \ln \frac{T^*}{\sigma^{\gamma^*-1}}$  — производные величины, аналогичные температуре и энтропии газа,  $\mathbf{a} = -\nabla \Phi$ ,  $\mathbf{a}$  — ускорение частиц во внешнем и самосогласованном поле.  $\Phi$  — гравитационный потенциал, который представляет собой сумму потенциала неподвижного центрального тела и потенциала диска,  $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$ ,  $\Phi_1 = -\frac{M_c}{r}$ ,  $M_c$  — масса центрального тела.  $\Phi_2$  — потенциал самосогласованного гравитационного поля, который определяется как решение уравнения Пуассона

$$\Delta \Phi_2 = 4\pi \sigma_{\text{gas}}, \quad \Phi_2 \rightarrow_{r \rightarrow \infty} 0,$$

что для тонкого диска эквивалентно решению смешанной задачи для уравнения Лапласа

$$\Delta \Phi_2 = 0, \quad \Phi_2 \rightarrow_{r \rightarrow \infty} 0, \quad \frac{\partial \Phi_2}{\partial z} \Big|_{z=0} = 2\pi \sigma_{\text{gas}}.$$

Уравнения записаны в безразмерных переменных. Базовыми размерными величинами являются  $G$  — гравитационная постоянная,  $R_0 = 10 \text{ AU} = 1.5 \cdot 10^{12} \text{ м}$  (AU, астрономическая единица),  $M_\odot = 2 \cdot 10^{30} \text{ кг}$  — характерный размер и масса системы.

В начальный момент времени диск имеет внутренний радиус  $R_{\text{min}}$  и внешний радиус  $R_{\text{max}}$ , заданы начальные значения температуры и поверхностной плотности диска в соответствии с работой [14]. Поверхностная плотность определяется как  $\Sigma = \Sigma_0 \frac{1}{r}$ , где  $\Sigma_0$  вычисляется из уравнения  $\int_{R_{\text{min}}}^{R_{\text{max}}} \Sigma_0 dr d\phi = M_{\text{disc}}$ , а температура газа как  $T = \frac{T_0}{\sqrt{r}}$ , где  $T_0$  это определяемый пользователем параметр.

Скорость газа вычисляется из соотношения равновесного вращения газа вокруг центрального тела:  $\frac{v_\phi^2}{r} = \frac{1}{\Sigma} \frac{\partial p^*}{\partial r} + \frac{\partial \Phi}{\partial r}$ ,  $v_r = 0$ .

Разработанный численный алгоритм основан на методе дробных шагов с расщеплением по физическим процессам и реализован в виде кода Sombrego, подробное описание которого

приведено в [15,16]. На каждом временном шаге решается система уравнений газовой динамики и смешанная задача для уравнения Лапласа. Уравнения газовой динамики решаются методом SPH. Совместно с этим методом для вычисления гравитационного потенциала традиционно используются различные модификации алгоритма древовидного кода [6]. Вместе с тем он существенно хуже распараллеливается, чем традиционные сеточные методы вычисления гравитационного потенциала, основанные на конечно-разностном решении уравнения Пуассона. В связи с этим мы разработали специальный алгоритм, комбинирующий метод SPH с сеточным методом решения уравнения Пуассона [8]. Его суть заключается в том, что плотность вещества, определенная в SPH-частицах, интерполируется на регулярную сетку, аналогично тому, как это делается для метода частиц-в-ячейках [17] для решения уравнения Власова при моделировании бесстолкновительной плазмы.

### 3. Параллельный алгоритм

Для распараллеливания метода SPH мы использовали простой в реализации алгоритм, позволяющий быстро перейти от программирования к проведению серийных численных экспериментов [9]. Этот алгоритм подразумевает хранение всех SPH-данных на всех процессорах и распараллеливание только наиболее трудоемких с вычислительной точки зрения процедур [18]. Он существенно проигрывает в сравнении с лагранжевой или эйлеровой декомпозицией, поскольку эффективен лишь для небольшого количества процессоров. Однако его использование оправдано, когда основная цель заключается в быстром создании прототипной программной реализации и проведении серийных численных экспериментов по решению задач небольшого размера в сжатые календарные сроки.

Как правило, в таких случаях разумно использовать распараллеливание над общей памятью, например, с помощью OpenMP. Тем не менее, в контексте решения нашей задачи мы использовали распределенную память и MPI, поскольку (а) метод SPH было необходимо интегрировать с уже реализованным параллельным алгоритмом вычисления гравитационного потенциала (основанным на MPI и масштабируемым до тысяч процессоров) и (б) в дальнейшем мы собираемся распараллеливать метод SPH, основываясь на других принципах, схожих с параллельным алгоритмом для метода частиц в ячейках [10,11].

Реализованный параллельный алгоритм для метода SPH схематично записывается в виде следующих шагов:

- Выполняется решение уравнения Пуассона.
- Для заданного набора частиц на данном процессоре выполняется вычисление газодинамических параметров.
- Происходит вычисление новых координат частиц.
- Массивы частиц (с новыми параметрами) передаются между памятью MPI-процессоров так, что каждый из них вновь владеет всеми данными.

По сравнению с данными, приведенными в статье [9], мы заметили, что на более современных суперкомпьютерах ССКЦ (Сибирского суперкомпьютерного центра), коммуникационные затраты на пересылку данных для  $\sim 10^6$  SPH-частиц существенно снизились. Для 8 процессоров один временной шаг обрабатывался порядка 1-2 секунды, из них только 20% времени тратились на коммуникации. Для 16 процессоров затраты были уже существенно выше: эффективность составляла порядка 50%.

Для распараллеливания метода свертки использовался алгоритм и программный код, предложенный в работах [10,11] и основанный на транспозиции данных и быстром преобразовании Фурье. Этот алгоритм является достаточно эффективным: для сетки  $16384 \times 16384$  время вычисления потенциала составляло не более 1.75 секунд при использовании 64 про-

цессоров. При этом на коммуникационные расходы тратилось не более 50% времени расчета (подробные результаты можно найти в [11]).

## 4. Вычислительные эксперименты

Основная цель проведенных численных экспериментов была определение степени работоспособности созданной численной модели на примере решения задачи эпизодической аккреции вещества из изначально неустойчивого околозвездного газового диска на протозвезду. Особенный интерес представляли так называемые эпизодические всплески — когда происходит резкое увеличение скорости аккреции (по крайней мере на полтора порядка по сравнению с типичным фоновым значением).

Некоторая часть из этих экспериментов систематизирована в Таблице 1, где в качестве «технических» параметров были взяты различные ядра сглаживания метода SPH (стандартные SPH ядра сглаживания с постоянным и адаптивным радиусом, кубические сплайны [15], ядро TSCKernel [19] и функция Вендланда [20]) и общее количество SPH-частиц, а в качестве «физического» параметра варьировалась масса диска.

Протяженность исходного протопланетного диска задавалась от 10 до 100 AU (астрономических единиц), масса протозвезды была взята равной  $0.8 \cdot M_{Solar}$ . Начальная температура задавалась равной 90 K на радиусе 10 AU, 30 K на радиусе 100 AU.

Одной из технических особенностей программного кода является специальная обработка SPH-частиц, поглощаемых протозвездой. Такие частицы, приближающиеся к протозвезде на расстояние меньшее, чем некоторый параметр  $R_{cell}$  (радиус центральной «ячейки-стока»), считаются поглощенными. Во избежание использования слишком мелких шагов по времени вблизи с ячейкой-стоком (где скорость частиц может достигать больших значений), мы устанавливаем радиус сточной ячейки равным  $R_{cell} = 10AU$ . В тестовых расчетах мы выяснили, что использование значения  $R_{cell} = 5AU$  не приводит к заметным изменениям параметров темпа аккреции.

Стандартное численное разрешение диска было взято равным 160000 SPH-частиц, увеличенное разрешение — 640000 SPH-частиц. В большинстве расчетов расчетная область размером  $400 \times 400 AU^2$  была разделена на  $512 \times 512$  ячеек. Для верификации численного метода были проведены расчеты с теми же самыми параметрами на более подробной сетке  $1024 \times 1024$  и  $2048 \times 2048$  (в таких случаях название эксперимента из Таблицы 1 дополняется постфиксом 1024 или 2048 соответственно). Временной шаг устанавливается равным 0.03 года, который в дальнейшем может быть уменьшен в 2 или в 4 раза, для расчета динамики сгустков, находящихся в окрестности протозвезды, и расчета взаимодействия близкорасположенных сгустков.

Темп аккреции газа вычисляется по массе звезды  $M_c$  с помощью следующей формулы:  $\dot{M} = \frac{M_c(t+\tau) - M_c(\tau)}{\tau}$ . В этой формуле Шаг по времени  $\tau$  варьируется от 3 до 120 лет, конкретное значение  $\tau$  указано в описании рисунков.

Большинство численных экспериментов проводилось на суперкомпьютере НКС-30Т Сибирского суперкомпьютерного центра. Типичный численный эксперимент (порядка 30-50 тыс. временных шагов) выполнялся на 8 ядрах (MPI-процессов) и завершался за 12-24 часа.

### 4.1. Алгоритм обработки результатов: автоматический поиск и отслеживание газовых сгустков

Обработка результатов моделирования с большим числом модельных SPH-частиц (порядка миллиона и в перспективе сотни миллионов) — трудоёмкий процесс и требует наличия программных средств для полуавтоматизированной обработки и интерпретации выходных данных. В нашем случае это поиск и отслеживание отдельных сгустков вещества в выходных данных, которые представляют собой определяющие параметры SPH-частиц (коорди-

Таблица 1: Список проведенных вычислительных экспериментов: их параметры и обозначение.

Масса диска ( $M_{Solar}$ )		0.1	0.15	0.2	0.25	0.3
640 000 SPH	адаптивная длина сглаживания	1AI	2AI	3AI	4AI	
	постоянная длина сглаживания			3CI		
160 000 SPH	адаптивная длина сглаживания	1AS	2AS	3AS	4AS	5AS
	постоянная длина сглаживания	1CS	2CS	3CS	4CS	5CS
	куб. сплайн, адапт. дл. сгл.					5AScub
	куб. сплайн, пост. дл. сгл.					5CScub
	TCkernel, адапт. дл. сгл.					5AS-TC
	TCkernel, пост. дл. сгл.					5CS-TC
40 000 SPH	адаптивная длина сглаживания	1AD	2AD	3AD	4AD	5AD
	постоянная длина сглаживания			3CD		5CD

наты, скорость и температуру), сохраненные для заданных моментов времени — этапов эволюции газового диска (Рис. 1).

Надо отметить, что алгоритмы работы с так называемыми облаками точек (двумерными или трехмерными) хорошо изучены в рамках дисциплины геометрического моделирования и САПР, где, например, возникает необходимость обработки миллионов и миллиардов точек, получаемых в результате трехмерного сканирования машиностроительных деталей или производственных помещений. Для таких задач существует специализированное коммерческое и открытое ПО [21], однако в нашем случае оно не может быть применено «как есть» из-за того, что для постобработки данных астрофизического моделирования характерны две особенности: (а) иррегулярность формы сгустка и (б) нестационарность происходящих процессов — требуется не только выделить сгустки, но и проследить за их динамикой на протяжении всего численного эксперимента.

Основой для реализованного нами метода стал алгоритм НОР («прыжок»), предложенный в работе [22]. Схематично метод можно представить следующими шагами:

1. Расчет плотностей для каждой частицы с помощью сглаживающего ядра, зависящего от расстояния до ближайших соседей и их масс (выполняется автоматически при вычислении сеточных функции плотности).
2. Поиск ближайших соседей для каждой частицы с помощью построения  $k - d$  дерева [23], выполняющийся за  $O(N \log N)$ , где  $N$  — число частиц.
3. Привязка каждой частицы к частице из множества ее ближайших соседей с наибольшей плотностью и построение длинных «цепочек» из частиц: от частиц с меньшей плотностью к частицам с большей плотностью по найденным связям.
4. Слияние соседних и пересекающихся цепочек в итоговые сгустки согласно устанавливаемым пользователем правилам и пороговым фильтрам.

- После того, как пики плотности построены для каждого временного шага, выполняется построение траекторий их движения: для каждого сгустка для соседних моментов времени сравнивается ряд параметров, таких как: координаты и размер сгустка и его состав (уникальные номера частицы и их общее количество).

Результатом постобработки с помощью этого метода является множество траекторий движения сгустков.

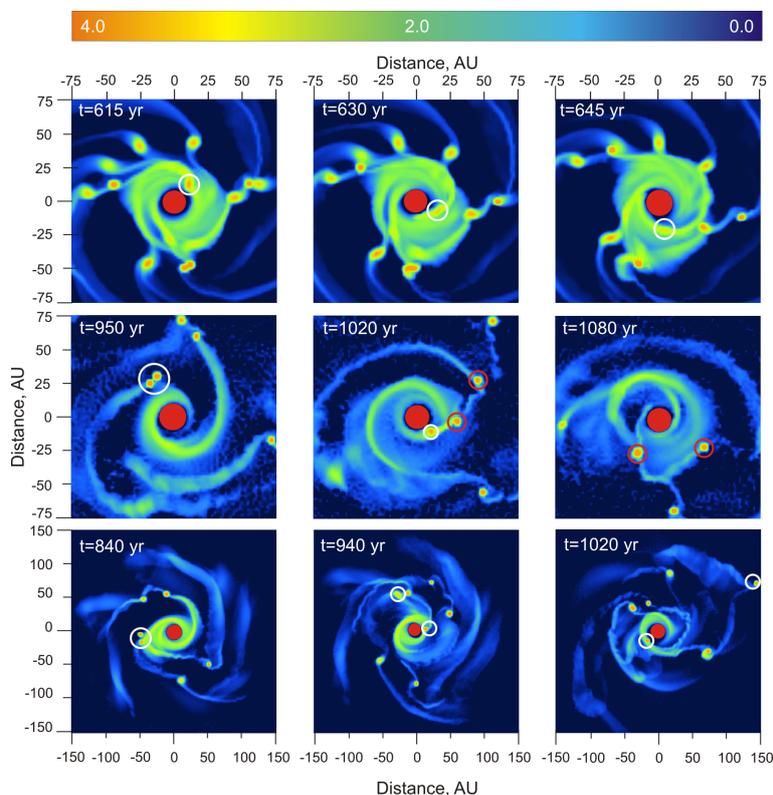


Рис. 1: Пример трех расчетов (верхний ряд, средний ряд и нижний ряд), для которых необходимо выделение локальных пиков плотности и их отслеживание на протяжении всего численного эксперимента.

#### 4.2. Расчет темпа аккреции во фрагментирующемся и нефрагментирующемся дисках: изучение влияния численного разрешения

В качестве первого шага мы проверили предположение о том, может ли численная модель воспроизводить качественно разные режимы аккреции для фрагментирующегося и нефрагментирующегося дисков, сравнивая темп аккреции  $\dot{M}$  для дисков с массами 0.15, 0.2 и 0.25  $M_{Solar}$ . На Рис. 2 показана зависимость темпа аккреции от времени, посчитанная для разных моделей 2AS, 3AS и 4AS, для одного периода обращения внешнего слоя диска. Как и ожидалось, нефрагментированные модели 2AS и 3AS показывают довольно гладкие темпы аккреции в пределах  $5 \cdot 10^{-7}$  -  $5 \cdot 10^{-6}$  солнечных масс в год. Довольно крутой спад темпа аккреции со временем, скорее всего, был вызван формированием спиральных режимов, которые вывели систему из равновесия, с последующим быстрым переходом к устойчивому состоянию. Чем больше масса диска, тем больший темп аккреции он обеспечивает: увеличение массы диска с 0.15 до 0.2  $M_{Solar}$  приводит к увеличению темпа аккреции в 1.3 раза, что согласуется с почти линейной связью между массой диска и темпом аккреции, найденной ранее в [25].

С другой стороны, фрагментирующаяся модель 4AS с массой диска 0.25  $M_{Solar}$  демон-

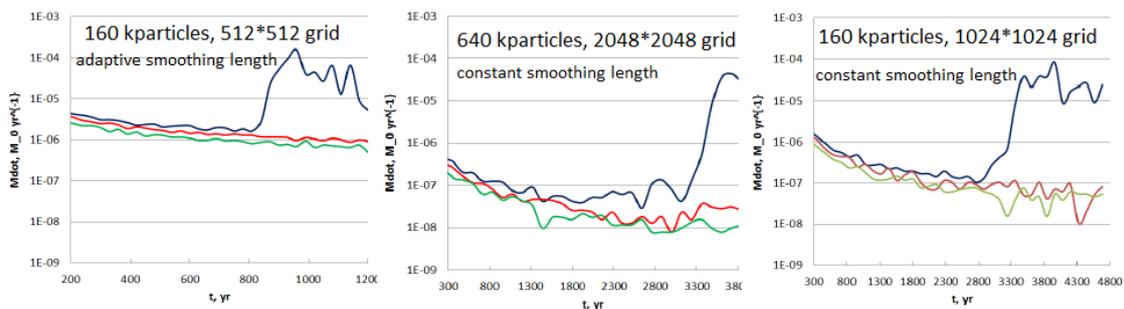


Рис. 2: Темпы аккреции для моделей с массами диска, равными 0.15 (зеленая линия), 0.2 (красная линия) и 0.25 (синяя линия)  $M_{Solar}$ . Слева: модели 2AS, 3AS, 4AS, временной шаг равен 30 годам. Центр: модели 2CS1024, 3CS1024, 4CS1024, временной шаг равен 120 годам. Справа: модели 2CI2048, 3CI2048, 4CI2048, временной шаг равен 120 годам

стрирует развитие переменной аккреции с эпизодическими вспышками после 850 лет эволюции.

Полученные результаты согласуются с результатами, представленными в работах [24, 26], в которых было обнаружено, что вспышечный режим аккреции возникает в самогравитирующем диске из-за его фрагментации: фрагменты притягиваются к звезде из-за потери углового момента при гравитационном взаимодействии со спиральными рукавами и другими фрагментами.

Левая, центральная и правая части Рис. 2 представляют результаты расчетов с разными техническими параметрами: на более подробной сетке, с большим числом частиц и другими ядрами сглаживания. Сравнивая результаты, можно заметить, что основные особенности различимы на всех моделях и независимы от настроек расчета. Диски без фрагментов предоставляют убывающий темп аккреции с амплитудой от  $10^{-6}$  до  $10^{-8}$  солнечных масс в год с недолговременными изменениями порядка фонового уровня. Появление сгустков вблизи звезды во фрагментирующемся диске порождает темп аккреции на 2-3 порядка превышающий темп аккреции для нефрагментирующегося диска. Кроме того, все модели демонстрируют почти монотонную зависимость фонового темпа аккреции от массы диска. Наиболее массивные диски порождают наибольшие средние значения фонового темпа аккреции.

На Рис. 3 представлены графики темпа аккреции для диска с массой 0.2  $M_{Solar}$  для разных параметров. Видно, что абсолютное значение фонового темпа аккреции очень чувствительно к численному разрешению. Увеличение числа SPH-частиц в моделировании от 40000 (сплошная линия) до 640000 (прерывистая линия) приводит к уменьшению темпа аккреции на более, чем 1 порядок. Аналогичное убывание темпа аккреции можно наблюдать при применении моделей с постоянным (черные линии) и адаптивным (красная линия) радиусом сглаживания. Эти результаты подтверждают идею того, что вязкостные моменты, связанные с численной вязкостью, играют значительную роль в фоновом уровне аккреции воспроизводимого нашим кодом. Это значит, что в нашей работе мы используем феноменологический подход к описанию темпа протозвездной аккреции независимо от динамики сгустков: мы имитируем физическую вязкость ее численным аналогом, который дает ожидаемый темп аккреции для диска без фрагментов.

Результаты, представленные на Рис. 2 и 3, могут быть интерпретированы следующим образом: разработанная численная модель способна воспроизводить различные сценарии протозвездной аккреции с наиболее сильными зависимостями между динамическими процессами в диске (формирование и взаимодействие сгустков) и скоростью переноса массы на протозвезду. Механизмы переноса массы, присутствующие в модели: комбинация гравитации, вязкости и давления.

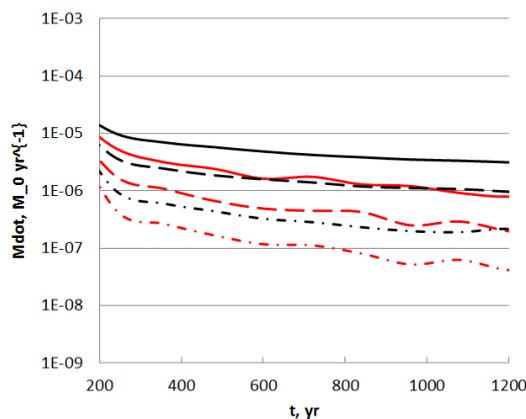


Рис. 3: Темпы аккреции для диска с массой  $0.2 M_{Solar}$ , посчитанные с различными параметрами. Чёрные линии отвечают моделям 3AD, 3AS, 3AI. Красные линии - моделям 3CD, 3CS1024, 3CI2048. Для всех расчетов темпа аккреции был использован одинаковый временной шаг равный 120 годам. Сплошные линии соответствуют расчётам с 40000 частиц, пунктирные линии - расчетам с 160000 частиц, штрихпунктирные линии - расчетам с 640000 частиц

### 4.3. Вспышечный режим эпизодической аккреции, спровоцированный сгустками

В этом разделе мы представляем эксперименты по моделированию вспышек аккреции, связанных с гравитационной фрагментацией диска. Такой сценарий был ранее описан в работе [26], где было продемонстрировано, что сгусток, вращающийся вокруг протозвезды, возмущает внутреннюю часть диска и инициирует протозвездную аккрецию. На Рис. 4 изображена поверхностная плотность газа, полученная в модели 4AS на четырех различных этапах эволюции. Сгустки, провоцирующие вспышки аккреции, выделены белыми окружностями. На самых нижних картинках изображены скорость приращения массы центрального тела и позиция обведенного сгустка. Стрелками указаны моменты времени, отвечающие картинкам с картами плотности диска.

Темп аккреции массы в первые несколько сотен лет эволюции постепенно спадает и резко растет от  $5 \times 10^{-6}$  до  $4.5 \times 10^{-4}$  солнечных масс в год в момент времени  $\sim 800$  лет. В последующей эволюции темп аккреции показывает изменчивое поведение с несколькими пиками меньшей амплитуды до возвращения к «довспышечным» значениям. Из Рис. 4 можно увидеть, что выделенный сгусток изначально вращается вокруг протозвезды на радиусе около 50 AU. Масса сгустка составляет около  $10 M_{Jupiter}$ . Первая вспышка аккреции происходит, когда сгусток начинает двигаться внутрь и достигает звезды. Однако сгусток не пересекает ячейку-сток, а прекращает движение внутрь и продолжает вращаться вокруг звезды на расстоянии около 15-20 AU.

Чтобы проверить независимость обнаруженного сценария образования вспышек аккреции от положения ячейки-стока, мы провели расчеты с уменьшением ее радиуса с 10 до 5 AU. Сравнение темпов аккреции и орбитального положения ближайшего к протозвезде сгустка показаны на Рис. 5. Сгусток медленно приближается к звезде и инициирует несколько всплесков аккреции при движении по внутренней части диска. Это позволяет предполагать, что при определенных условиях реально наблюдаемые всплески аккреции могут свидетельствовать о наличии сгустков во внутренней части диска.

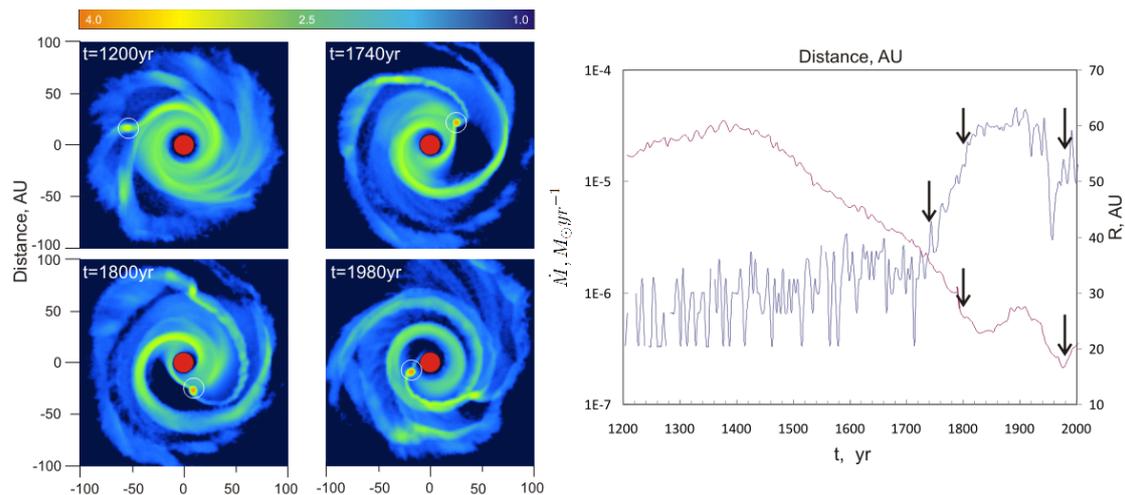


Рис. 4: Левая часть: логарифм поверхностной плотности газа, полученной в 1200, 1740, 1800, 1980 годы эволюции диска. Масса диска —  $0.25 M_{Solar}$  (модель 4AS). Правая часть: темп аккреции, измеренный в  $M_{\odot}y^{-1}$ , для того же периода (сплошная линия), орбитальный радиус обведенного сгустка (пунктирная линия). Временной шаг для расчёта темпа аккреции - 30 лет. Моменты снимков плотности обозначены стрелками

## 5. Заключение

В статье представлены результаты численных экспериментов по моделированию эпизодической аккреции в протозвездном диске. Показано, что модель является работоспособной и может быть использована в дальнейших исследованиях для моделирования задач планетообразования, для которых характерны процессы гравитационной фрагментации. Реализован прототипный параллельный алгоритм, который, в связке с результатами работы [11] для метода частиц в ячейках, демонстрирует, что используемая комбинация метода SPH и сеточного метода свертки перспективна с точки зрения разработки масштабируемого параллельного алгоритма, основанного на декомпозиции области на регулярные подобласти. В дальнейшем алгоритм такого класса позволит проводить численные эксперименты с большим количеством SPH-частиц (десятки и сотни миллионов), необходимых для верификации результатов.

## Литература

1. Springel V. et al. Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars // Nature. 2005. Vol. 435. P. 629.
2. Dubeya A., Antypasb K., Ganapathyc M.K., et al. Extensible component-based architecture for FLASH, a massively parallel, multiphysics simulation code // Parallel Computing. 2009. Vol. 35. P. 512-522.
3. Truelove J. K. et al. The Jeans Condition: A New Constraint on Spatial Resolution in Simulations of Isothermal Self-gravitational Hydrodynamics // ApJ. 1997. Vol. 489. P. 179-183.
4. A.W. Howard. Observed properties of extrasolar planets // Science. 2013. Vol. 340. P. 572-576.
5. Gingold R.A., Monaghan J.J. Smoothed particle hydrodynamics - Theory and application to non-spherical stars // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 1977. Vol. 181. P. 375-389.

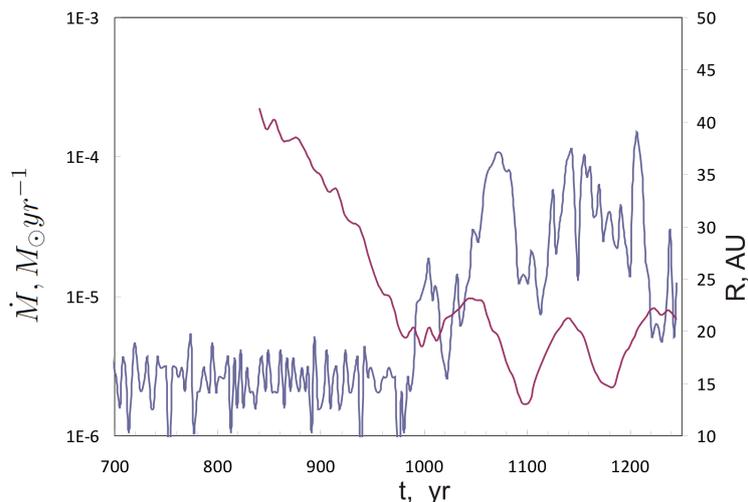


Рис. 5: Синяя линия на графике: темп аккреции для диска с массой  $0.25 M_{Solar}$  в единицах  $M_{\odot}y^{-1}$ , модель 4AS с  $R_{cell} = 5AU$ . Красная линия: орбитальный радиус ближайшего к протозвезде сгустка. Временной шаг для расчёта темпа аккреции: 3.75 года

6. Barnes J.E., Hut P. A Hierarchical  $O(N \log N)$  Force-Calculation Algorithm // Nature. 1986. Vol. 324, P. 446-449.
7. Stoyanovskaya O.P., Snytnikov V.N. Clump formation due to the gravitational instability of a multiphase medium in a massive protoplanetary disc // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2013. Vol. 428. P. 2-12.
8. Стояновская О.П., Снытников Н.В., Снытников В.Н. Алгоритм для решения нестационарных задач гравитационной газовой динамики: комбинация метода SPH и сеточного метода вычисления гравитационного потенциала // Вычислительные методы и программирование. 2015. V.16. P.52-60.
9. Стояновская О.П., Снытников В.Н. Решение нестационарных задач двухфазной гравитирующей среды с применением суперкомпьютеров: проблемы и результаты // Сборник трудов Международной научной конференции «Параллельные вычислительные технологии 2012 (ПАВТ-2012)». 2012. С. 683-689.
10. Снытников Н.В., Вшивков В.А. Метод декомпозиции области для суперкомпьютерного моделирования гравитирующих систем // СУПЕРКОМПЬЮТЕРНЫЕ ДНИ В РОССИИ. Труды международной конференции. Под редакцией чл.-корр. РАН Вл.В. Воеводина. 2015. С. 572-580.
11. Снытников Н.В. Масштабируемый параллельный алгоритм для моделирования трехмерной динамики гравитирующих систем методом частиц // Труды международной конференции «Параллельные вычислительные технологии (ПаВТ-2016)». 2016. С.298-305.
12. Audard M. et al. Episodic Accretion in Young Stars // in Beuther H., Klessen R., Dullemond C., Henning T., eds, Protostar and Planets VI. 2014. P.387.
13. Nayakshin S., Helled R., Boley A.C. Core-assisted gas capture instability: a new mode of giant planet formation by gravitationally unstable discs // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2014. Vol.440. P.3797-3808.

14. Vorobyov E. I. Embedded protostellar disks around (sub-) solar protostars. I. Disk structure and evolution // *ApJ*. 2010. Vol.723. P.1294-1307.
  15. Стояновская О.П., Снытников В.Н. Особенности SPH-метода решения газодинамических уравнений для моделирования нелинейных волн в двухфазной гравитирующей среде // *Математическое моделирование*. 2010. Vol. 22. P.29-44.
  16. Стояновская О.П., Снытников В.Н. Численное моделирование образования уединенных вихрей повышенной плотности в околозвездном диске // *Вычислительные методы и программирование*. 2012. Vol. 13. P. 377-383.
  17. R.W. Hockney. J.W. Eastwood. *Computer Simulation Using Particles*. New York: McGraw-Hill, 1981.
  18. Liu G.R., Liu M.B. *Smoothed Particle Hydrodynamics, a meshfree particle method*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2007. P.449.
  19. Thomas P. A., Couchman H. M. P. Simulating the formation of a cluster of galaxies // *MNRAS*. 1992. Vol.257. P.11-13
  20. Dehnen W., Aly H. Improving convergence in smoothed particle hydrodynamics simulations without pairing instability // *MNRAS*. 2012. Vol.425. P.1068-1082
  21. Point Cloud Library // <http://pointclouds.org/>
  22. Eisenstein D.J., Hut P. HOP: A New Group-Finding Algorithm for N-Body Simulation // *The Astrophysical Journal*. 1998. Vol. 498. P.137-142.
  23. Freidman, J. H., Bentley, J. L., Finkel, R. A. An Algorithm for Finding Best Matches in Logarithmic Expected Time // *ACM Transactions on Mathematical Software* 3 (3). 209. 1997.
  24. Vorobyov E. I., Basu S. The Burst Mode of Protostellar Accretion // *ApJ*. 2006. Vol.650. P.956-969.
  25. Vorobyov E. I., Basu S. Mass Accretion Rates in Self-Regulated Disks of T Tauri Stars // *ApJ*. 2008. Vol.676. P.139-142.
  26. Machida M., Inutsuka S., Matsumoto T. Recurrent Planet Formation and Intermittent Protostellar Outflows Induced by Episodic Mass Accretion // *ApJ*. 2011. V.729, P.1-17.
-

# Supercomputer simulations of episodic accretion using SPH

O.P. Stoyanovskaya<sup>1,3</sup>, N.V. Snytnikov<sup>2,3</sup>, A.A. Pustovarov<sup>3</sup>

Boreskov Institute of Catalysis SB RAS<sup>1</sup>, Institute of Computational Mathematics and Mathematical Geophysics SB RAS<sup>2</sup>, Novosibirsk State University<sup>3</sup>

We present results of supercomputer simulations of episodic accretion in protostar disk with its gravitational fragmentation and subsequent inward migration of dense clumps on to the star. We developed numerical algorithm, which combines gridless method of smoothed particle hydrodynamics (SPH) with grid method for solving Poisson equation. Based on such a coupling it is possible to construct scalable parallel algorithm, because it uses highly efficient parallel implementation of convolution method for calculating gravitational potential. Conducted numerical experiments showed workability of numerical model and software implementation.

*Keywords:* protoplanetary disks, hydrodynamics, gravitational instabilities, SPH, Poisson equation

## References

1. Springel V. et al. Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars // Nature. 2005. Vol. 435. P. 629.
2. Dubey A., Antypas K., Ganapathyc M.K., et al. Extensible component-based architecture for FLASH, a massively parallel, multiphysics simulation code // Parallel Computing. 2009. Volume 35. P. 512-522.
3. Truelove J. K. et al. The Jeans Condition: A New Constraint on Spatial Resolution in Simulations of Isothermal Self-gravitational Hydrodynamics // ApJ. 1997. V.489. P. 179-183.
4. A.W. Howard. Observed properties of extrasolar planets // Science. 2013. V.340. P.572-576.
5. Gingold R.A., Monaghan J.J. Smoothed particle hydrodynamics - Theory and application to non-spherical stars // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 1977. Vol. 181. P. 375-389.
6. Barnes J.E., Hut P. A Hierarchical O(NlogN) Force-Calculation Algorithm // Nature. 1986. Vol. 324, P. 446-449.
7. Stoyanovskaya O.P., Snytnikov V.N. Clump formation due to the gravitational instability of a multiphase medium in a massive protoplanetary disc // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2013. 428. 2-12.
8. Stoyanovskaya O.P., Snytnikov N.V., and Snytnikov V.N. An algorithm for solving transient problems of gravitational gas dynamics: a combination of the SPH method with a grid method of gravitational potential computation // Vychislitelnye metody i programmirovaniye (Computational technologies and programming). 2015. V.16. P.52-60. - In Russian
9. O.P. Stoyanovskaya, V.N. Snytnikov. Solving non-stationary problems of two-phase gravitating matter using supercomputers: problems and results // Proceeding of international conference «Parallel computational technologies (PCT'2012)». P. 683-689. 2012.

10. N.V. Snytnikov, V.A. Vshivkov. Metod dekompozitsii oblasti dlya superkomp'yuternogo modelirovaniya gravitiruyushchikh sistem. [Domain decomposition method for supercomputer simulation of gravitating systems] // Russian Supercomputing Days. Proceedings of International Conference. 2015. P. 572-580.
11. N.V. Snytnikov. Scalable parallel algorithm for simulation of 3D dynamics of gravitating systems using particle-in-cell method // Proceeding of international conference «Parallel computational technologies (PCT'2016)». 2016. P.298-305.
12. Audard M. et al. Episodic Accretion in Young Stars // in Beuther H., Klessen R., Dullemond C., Henning T., eds, Protostar and Planets VI. 2014. P.387.
13. Nayakshin S., Helled R., Boley A.C. Core-assisted gas capture instability: a new mode of giant planet formation by gravitationally unstable discs // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2014. 440. 3797-3808.
14. Vorobyov E. I. Embedded protostellar disks around (sub-) solar protostars. I. Disk structure and evolution // ApJ. 2010. V.723. P.1294-1307.
15. O.P. Stoyanovskaya, V.N. Snytnikov. Specifics of solving gasdynamics equation using SPH-method in the context of simulating non-linear waves in two-phase gravitating matter // Mathematical modeling. 2010. Vol. 22. P.29-44.
16. O.P. Stoyanovskaya, V.N. Snytnikov. Numerical modeling of formation of high density solitary vortices in a circumstellar disk // Vychislitelnye metody i programmirovaniye (Computational technologies and programming). 2012. Vol. 13. P.377-383.
17. R.W. Hockney. J.W. Eastwood. Computer Simulation Using Particles. New York: McGraw-Hill, 1981.
18. Liu G.R., Liu M.B. Smoothed Particle Hydrodynamics, a meshfree particle method. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2007. P.449
19. Thomas P. A., Couchman H. M. P. Simulating the formation of a cluster of galaxies // MNRAS. 1992. V.257. P.11-13
20. Dehnen W., Aly H. Improving convergence in smoothed particle hydrodynamics simulations without pairing instability // MNRAS. 2012. V.425. P.1068-1082
21. Point Cloud Library // Website: [www.pointclouds.org](http://www.pointclouds.org)
22. Eisenstein D.J., Hut P. HOP: A New Group-Finding Algorithm for N-Body Simulation // The Astrophysical Journal. 1998. Vol. 498. P.137-142
23. Freidman, J. H., Bentley, J. L., Finkel, R. A. An Algorithm for Finding Best Matches in Logarithmic Expected Time // ACM Transactions on Mathematical Software 3 (3). 209. 1997
24. Vorobyov E. I., Basu S. The Burst Mode of Protostellar Accretion // ApJ. 2006. V.650. P.956-969
25. Vorobyov E. I., Basu S. Mass Accretion Rates in Self-Regulated Disks of T Tauri Stars // ApJ. 2008. V.676. P.139-142
26. Machida M., Inutsuka S., Matsumoto T. Recurrent Planet Formation and Intermittent Protostellar Outflows Induced by Episodic Mass Accretion // ApJ. 2011. V.729, P.1-17