

## АСТРОНОМИЯ

УДК 524.7

MSC 70F10, 76N15

**Численное моделирование столкновений сфероидальных галактик: эффективность потери массы барионными компонентами\****А. В. Тутов, А. В. Хоперсков*Волгоградский государственный университет,  
Российская Федерация, 400062, Волгоград, пр. Университетский, 100

**Для цитирования:** *Тутов А. В., Хоперсков А. В.* Численное моделирование столкновений сфероидальных галактик: эффективность потери массы барионными компонентами // Вестник Санкт-Петербургского университета. Математика. Механика. Астрономия. 2022. Т. 9 (67). Вып. 1. С. 176–189. <https://doi.org/10.21638/spbu01.2022.117>

На основе численного моделирования подробно рассмотрена динамика столкновения двух сфероидальных галактик, каждая из которых состоит из массивной подсистемы темной материи, звездной и газовой компонент, располагающихся внутри темного гало. Темное вещество и звезды являются бесстолкновительными системами, поэтому их динамика описывается моделью  $N$  тел, а газовая компонента — уравнениями газодинамики. Для вычисления гравитационных сил мы применяем метод прямого суммирования гравитационного вклада от каждой частицы, обеспечивая максимально возможную точность. Мы варьируем прицельный параметр, скорость начального сближения, массы трех компонент у каждой модели галактик с целью оценить относительные доли потерянных масс каждой из галактик в результате близких взаимодействий, а также доли масс газа и звезд, которыми обмениваются галактики в процессе рассеяния. Для оценки массы газа, которым обмениваются сталкивающиеся объекты, мы используем лагранжев подход для моделирования газодинамики — метод Smoothed Particle Hydrodynamics, позволяющий отслеживать траекторию каждой сглаженной частицы. В моделях столкновения близких по массе галактик наибольшие потери у бесстолкновительных компонент (темная материя + звезды) происходят в области параметров, разделяющих слияние двух объектов в один (большой мерджинг), от случая рассеяния, когда после взаимодействия обе гравитирующие системы удаляются друг от друга. Если начальные массы галактик различаются сильно, то теряемая относи-

---

\*Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (госзадание № 0633-2020-0003).

© Санкт-Петербургский государственный университет, 2022

тельная доля массы велика у маломассивного объекта и мала у массивной галактики. Формирование глобальных ударных волн в сталкивающихся системах является ключевым фактором, определяющим эффективность выметания газа из гравитационных потенциальных ям. Эффективность перехода звездной компоненты от одного объекта к другому пренебрежимо мала. Обмен газом может превышать 10 % для узкого интервала значений прицельного параметра и начальной скорости столкновения.

*Ключевые слова:* численное моделирование, модель  $N$  тел, вычислительная газодинамика, метод SPH, столкновение галактик.

**1. Введение.** Различного рода близкие взаимодействия между галактическими системами являются важнейшим фактором их эволюции на самых разных пространственных и временных шкалах [1, 2]. Процессы слияния лежат в основе модели холодной темной материи (CDM), когда первоначально маломассивные темные гало в результате аккреции и многочисленных слияний наращивают свою массу до тех пор, пока в их потенциальных ямах не начинает скапливаться барионное вещество с последующим началом звездообразования [3, 4]. В результате формируются видимые галактики со звездно-газовыми компонентами при доминировании темной массы.

Результаты последних космологических моделирований высокого разрешения на примере проектов SIMBA, Horizon-AGN, IllustrisTNG (TNG50, TNG100), FABLE, EAGLE, Romulus, Horizon (HRx) [5–7] демонстрируют возможность объяснять целый ряд данных наблюдений за счет как приливных взаимодействий, так и малых и больших мерджингов [2, 8–10].

К числу проблем, решение которых может быть связано с сильными гравитационными взаимодействиями между близко пролетающими галактиками либо их слиянием, относятся, например, следующие: природа образования ультрадиффузных галактик с очень малой массой барионного вещества при больших размерах, причем наблюдаемая кинематика указывает на широкий диапазон относительной темной массы (в частности, NGC 1052-DF2 [11] и NGC 1052-DF4 имеют очень низкое содержание темной материи [12]); карликовые сфероидальные галактики со сложной историей звездообразования и немонотонными распределениями по возрастам и металличности звездного населения [13]; наличие у ряда галактик противоработающих компонент [2]; сильные смещения пространственного распределения газа относительно галактического центра (см., например, данные по NGC 90 [14]). Порядка 80 % барионной массы в Местном сверхскоплении и его окрестностях принадлежит галактикам, образующим пары или группы по критерию нахождения внутри своей поверхности нулевой скорости [15].

Моделирование процесса столкновения галактических систем демонстрирует сложные взаимодействия [1, 2, 16] и требует эффективных численных методов и больших вычислительных ресурсов [17–20]. Главными задачами данной работы является получение оценок массы вещества газовой и звездной компонент, которая теряется галактиками в результате столкновения, а также исследование эффективности обмена массой в результате взаимодействия. Мы ограничиваемся рассмотрением только моделей сфероидальных до столкновения галактических систем.

**2. Модель столкновения.** Каждая из двух галактик состоит из темной материи (DM), звездной компоненты (star) и газа (gas). Первые две компоненты являются бесстолкновительными, что определяет выбор модели  $N$  тел для их описания

на основе системы уравнений движения для  $N$  гравитационно взаимодействующих точек. Для моделирования динамики газа используем метод сглаженных частиц (SPH, Smoothed Particle Hydrodynamics) в рамках лагранжева подхода, что позволяет сквозным образом рассчитывать гравитационную силу для всей системы с числом частиц  $N = N^{(DM)} + N^{(star)} + N^{(gas)}$ :

$$m_{0i} \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \sum_{j=1, j \neq i}^N \frac{G m_{0i} m_{0j}}{(r_{ij}^2 + r_c^2)^{3/2}} (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j), \quad (1)$$

где  $i = 1, 2, \dots, N^{coll}$ ,  $N^{coll} = (N^{(DM)} + N^{(star)})$  — число бесстолкновительных частиц, определяющее размерность системы уравнений (2),  $\mathbf{r}_i$ ,  $\mathbf{v}_i = d\mathbf{r}_i/dt$  и  $m_{0i}$  — радиус-вектор, скорость и масса  $i$ -й частицы соответственно,  $G$  — гравитационная постоянная,  $r_c$  — радиус обрезания, необходимый для обеспечения бесстолкновительности звездной компоненты и темной материи [21, 22].

Уравнения газодинамики идеального газа запишем в стандартной лагранжевой форме для метода SPH [21]:

$$\frac{d\mathbf{u}_i}{dt} = - \sum_{j=1, j \neq i}^{N_i^{(n)}} m_{0j} \left\{ \frac{p_i}{\varrho_i^2} + \frac{p_j}{\varrho_j^2} + \mu_{ij} \right\} \cdot \nabla W(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|, h_{ij}) + \sum_{j=1, j \neq i}^N \mathbf{f}_{ij}, \quad (2)$$

$$\frac{d\varepsilon_i}{dt} = -\frac{1}{2} \sum_{j=1, j \neq i}^{N_i^{(n)}} m_{0j} \left\{ \frac{p_i}{\varrho_i^2} + \frac{p_j}{\varrho_j^2} + \mu_{ij} \right\} (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j) \cdot \nabla W(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|, h_{ij}), \quad (3)$$

где  $m_{0j}$  — масса  $j$ -й сглаженной частицы,  $\mathbf{u}_i$ ,  $p_i$ ,  $\varrho_i$ ,  $\varepsilon_i$ ,  $\mathbf{r}_i$  — скорость, давление, объемная плотность, удельная внутренняя энергия и радиус-вектор  $i$ -й сглаженной частицы,  $N_i^{(n)}$  — число ближайших частиц к  $i$ -й частице в алгоритме SPH,  $W$  — сглаживающая функция ядра, которая зависит от расстояния между двумя частицами  $|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$  и соответствующей шкалы ядра  $h_{ij}$ . На  $i$ -ю частицу действует гравитационная сила  $\mathbf{f}_{ij}$  со стороны  $j$ -й частицы от всех трех гравитирующих компонент. Шкала  $h_{ij} = (h_i + h_j)/2$  определяется через длины сглаживания  $h_i$  и  $h_j$  соответствующих частиц с учетом зависимости последних от массы и плотности  $h_i = 1.3(m_i/\varrho_i)^{1/3}$ , чтобы корректно описывать разреженные области с малым числом частиц (подробнее см. детали используемого SPH-метода в работах [21, 23, 24]). Система уравнений (2), (3) замыкается уравнением состояния идеального газа с показателем адиабаты  $\gamma$ , обеспечивающим необходимые термодинамические свойства газа, в частности отсутствие центрального каспа в распределении объемной плотности газа, т. е. использование эффективного показателя адиабаты, является распространенным методом [18, 25, 26].

В начальный момент времени центры сталкивающихся галактик находятся на расстоянии  $R^{(init)}$  (рис. 1). Каждая из двух галактик состоит из трех компонент: темной материи, звезд, газа с соответствующими характерными размерами:  $R^{(DM)}$ ,  $R^{(star)}$ ,  $R^{(gas)}$ , причем  $R^{(DM)} > R^{(gas)} > R^{(star)}$ . Начальная скорость сближения объектов равна  $V^{coll}$ , и каждая галактика движется с одинаковой скоростью  $V^{coll}/2$  в выбранной системе координат (см. рис. 1). Рассеяние определяется прицельным параметром  $b$ .

Каждая из моделей галактик в начальный момент времени характеризуется набором параметров:

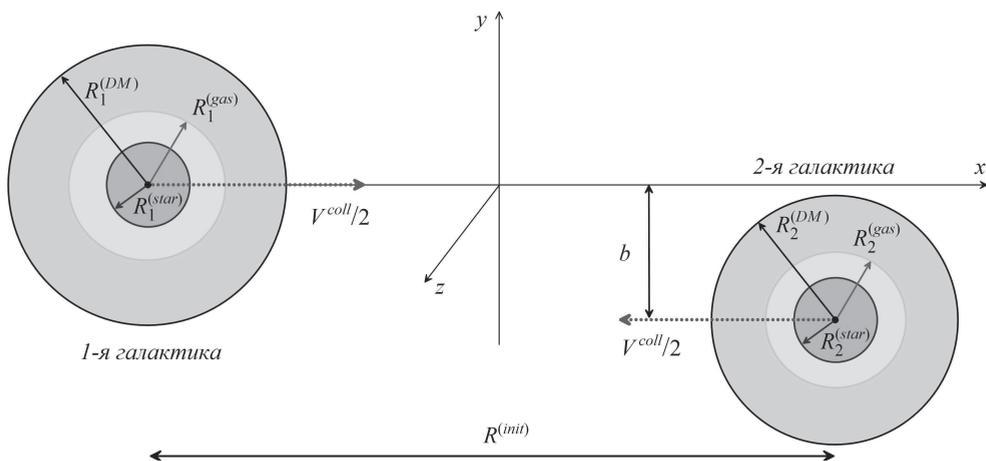


Рис. 1. Схема столкновения двух галактик, состоящих из трех компонент.

Таблица 1. Основные интегральные параметры численных моделей

Модель	$M_{1(2)}^{(DM)}$	$M_{1(2)}^{(star)}$	$M_{1(2)}^{(gas)}$	$b$	$V^{coll}$	Результат взаимодействия
COLm01b03v01	39.5(39.5)	10.5(10.5)	7.5(7.5)	3.0	1.0	слияние
COLm01b03v02	39.5(39.5)	10.5(10.5)	7.5(7.5)	3.0	2.0	слияние
COLm01b03v03	39.5(39.5)	10.5(10.5)	7.5(7.5)	3.0	3.0	слияние
COLm01b03v05	39.5(39.5)	10.5(10.5)	7.5(7.5)	3.0	5.0	рассеяние
COLm01b03v06	39.5(39.5)	10.5(10.5)	7.5(7.5)	3.0	6.0	рассеяние
COLm01b03v10	39.5(39.5)	10.5(10.5)	7.5(7.5)	3.0	10.0	рассеяние
COLm01b03v15	39.5(39.5)	10.5(10.5)	7.5(7.5)	3.0	15.0	рассеяние
COLm01b03v22	39.5(39.5)	10.5(10.5)	7.5(7.5)	3.0	22.0	рассеяние
COLm01b10v01	39.5(39.5)	10.5(10.5)	7.5(7.5)	10.0	1.0	слияние
COLm01b10v02	39.5(39.5)	10.5(10.5)	7.5(7.5)	10.0	2.0	слияние
COLm01b10v03	39.5(39.5)	10.5(10.5)	7.5(7.5)	10.0	3.0	слияние
COLm01b10v05	39.5(39.5)	10.5(10.5)	7.5(7.5)	10.0	5.0	слияние
COLm01b10v06	39.5(39.5)	10.5(10.5)	7.5(7.5)	10.0	6.0	рассеяние
COLm01b10v10	39.5(39.5)	10.5(10.5)	7.5(7.5)	10.0	10.0	рассеяние
COLm01b10v15	39.5(39.5)	10.5(10.5)	7.5(7.5)	10.0	15.0	рассеяние
COLm01b10v22	39.5(39.5)	10.5(10.5)	7.5(7.5)	10.0	22.0	рассеяние
COLm05b03v01	39.5(7.9)	10.5(2.1)	7.5(1.5)	3.0	1.0	слияние
COLm05b03v02	39.5(7.9)	10.5(2.1)	7.5(1.5)	3.0	2.0	слияние
COLm05b03v03	39.5(7.9)	10.5(2.1)	7.5(1.5)	3.0	3.0	слияние
COLm05b03v05	39.5(7.9)	10.5(2.1)	7.5(1.5)	3.0	5.0	слияние
COLm05b03v06	39.5(7.9)	10.5(2.1)	7.5(1.5)	3.0	6.0	рассеяние
COLm05b03v10	39.5(7.9)	10.5(2.1)	7.5(1.5)	3.0	10.0	рассеяние
COLm05b03v15	39.5(7.9)	10.5(2.1)	7.5(1.5)	3.0	15.0	рассеяние
COLm05b03v22	39.5(7.9)	10.5(2.1)	7.5(1.5)	3.0	22.0	рассеяние
COLm05b10v01	39.5(7.9)	10.5(2.1)	7.5(1.5)	10.0	1.0	слияние
COLm05b10v02	39.5(7.9)	10.5(2.1)	7.5(1.5)	10.0	2.0	слияние
COLm05b10v03	39.5(7.9)	10.5(2.1)	7.5(1.5)	10.0	3.0	рассеяние
COLm05b10v05	39.5(7.9)	10.5(2.1)	7.5(1.5)	10.0	5.0	рассеяние
COLm05b10v06	39.5(7.9)	10.5(2.1)	7.5(1.5)	10.0	6.0	рассеяние
COLm05b10v10	39.5(7.9)	10.5(2.1)	7.5(1.5)	10.0	10.0	рассеяние
COLm05b10v15	39.5(7.9)	10.5(2.1)	7.5(1.5)	10.0	15.0	рассеяние
COLm05b10v22	39.5(7.9)	10.5(2.1)	7.5(1.5)	10.0	22.0	рассеяние

Примечание. В скобках указаны значения массы для второго объекта ( $k = 2$ ).

- $M_k^{(DM)}$ ,  $R_k^{(DM)}$  — масса и радиус темной материи соответственно для  $k$ -й галактики;
- $M_k^{(star)}$ ,  $R_k^{(star)}$  — масса и радиус звездной компоненты соответственно;
- $M_k^{(gas)}$ ,  $R_k^{(gas)}$  — масса и радиус газовой компоненты соответственно.

Табл. 1 определяет наборы параметров для изученных моделей.

Мы рассмотрели два алгоритма вычисления гравитационной силы между частицами: Treecode и прямой метод суммирования, когда каждая частица взаимодействует с каждой [21]. Первый метод является приближенным, и наши тесты показали возможность значительной погрешности, для устранения которой угол раскрытия  $\Theta$  должен быть настолько малым, что выигрыш в скорости вычислений оказывается незначительным. Поэтому в данной статье все расчеты проведены на основе прямого метода (см. подробнее [18, 24]), который имеет вычислительную сложность  $O(N^2)$ , но не дает дополнительной погрешности при вычислении гравитационной силы. Программное обеспечение распараллелено для вычислений на графических ускорителях (GPUs) линейки NVIDIA Tesla [20, 24]. Для базовой модели число частиц для бесстолкновительной подсистемы  $N^{coll}$  равно  $2^{18}$  и столько же для сглаженных частиц, моделирующих динамику газа.

**3. Результаты моделирования.** В результате взаимодействия две галактики либо сливаются в одну гравитационно связанную систему, либо сохраняются оба объекта с измененными значениями масс компонент. Граница между этими вариантами определяется прежде соотношением скорости столкновения  $V^{coll}$ , прицельным параметром  $b$  и массами компонент  $M_k^{(DM)}$ ,  $M_k^{(star)}$ ,  $M_k^{(gas)}$  ( $k = 1, 2$ ) с полной массой  $M_k = M_k^{(DM)} + M_k^{(star)} + M_k^{(gas)}$ . В данной работе нас интересует в первую очередь второй случай, для которого определяем потерянную массу и захваченную массу каждой из компонент. Определим безразмерные параметры, характеризующие эффективность указанных процессов для каждой  $k$ -й галактики ( $k = 1, 2$ ):

- $m_k^{(gas)}$ ,  $m_k^{(star)}$  — массы соответствующего вещества, которые потеряла  $k$ -я галактика;
- $M_k^{(gas)}$ ,  $M_k^{(star)}$  — массы соответствующего вещества, которые получены  $k$ -й галактикой;
- $\alpha_k^{(loss)} = m_k^{(star)} / M_k^{(star)}$  — относительная масса звезд, потерянная  $k$ -й галактикой;
- $\beta_k^{(loss)} = m_k^{(gas)} / M_k^{(gas)}$  — относительная масса газа, потерянная  $k$ -й галактикой;
- $\alpha_{12}^{(exch)} = M_1^{(star)} / M_1^{(star)}$  — относительная масса звезд, полученная 1-й галактикой от 2-й галактики,  $\alpha_{21}^{(exch)} = M_2^{(star)} / M_2^{(star)}$  — относительная масса звезд, полученная 2-й галактикой от 1-й галактики;
- параметры  $\beta_{12}^{(exch)}$  и  $\beta_{21}^{(exch)}$ , аналогично определяющие эффективность обмена газом.

Рис. 2 показывает типичный пример эволюции двух сталкивающихся одинаковых галактик в численной модели COlM01b03v10 (см. табл. 1). Мы используем безразмерные единицы длины  $r = 1 \rightarrow 1$  кпк, массы  $M = 1 \rightarrow 2.2 \cdot 10^9 M_\odot$ , что дает для скорости  $V = 1 \rightarrow 100$  км/с и времени  $t = 1 \rightarrow 9.5 \cdot 10^6$  лет с учетом безразмерного значения  $G = 1$ , принятого для гравитационной постоянной.

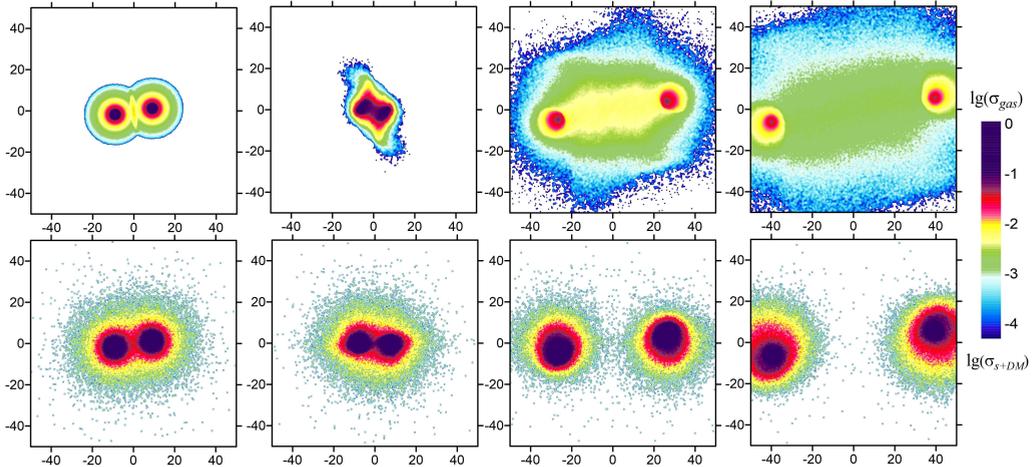


Рис. 2. Динамика столкновения двух одинаковых трехкомпонентных сфероидальных галактик в модели COLm01b03v10 в различные моменты времени:  $t = 10, 13, 17, 20$ . Верхний ряд — поверхностная плотность газа вдоль оси  $z$  ( $\lg(\sigma_{gas})$ ), нижний ряд — поверхностная плотность бесстолкновительной системы ( $\lg(\sigma_{s+DM})$ ).

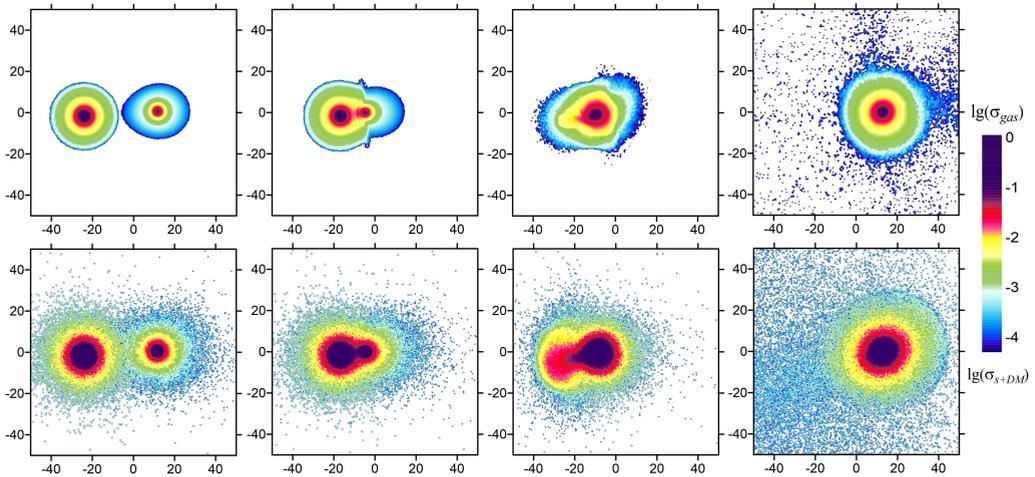


Рис. 3. Динамика слияния двух сфероидальных галактик с отношением масс 5/1 на примере модели COLm05b03v01 в последовательные моменты времени:  $t = 65, 75, 85, 145$ . Верхний ряд — распределение газа ( $\lg(\sigma_{gas})$ ), нижний — распределение бесстолкновительных компонент ( $\lg(\sigma_{s+DM})$ ).

Очевидно, условия  $\alpha_{12}^{(exch)} = \alpha_{21}^{(exch)}$ ,  $\beta_{12}^{(exch)} = \beta_{21}^{(exch)}$  выполняются только при столкновении одинаковых галактик. Любое различие приводит к асимметричной картине взаимодействия, что нарушает указанные выше равенства.

На рис. 3 показаны распределения поверхностной плотности газа и бесстолкновительной компоненты (звезды + DM) вдоль луча зрения (вдоль координаты  $z$ ) в разные моменты времени в процессе столкновения различающихся по массе объектов. Маленькие значения прицельного параметра  $b = 3$  и скорости  $V^{coll} = 1$  обуславливают объединение галактик в одну гравитационно связанную систему, причем

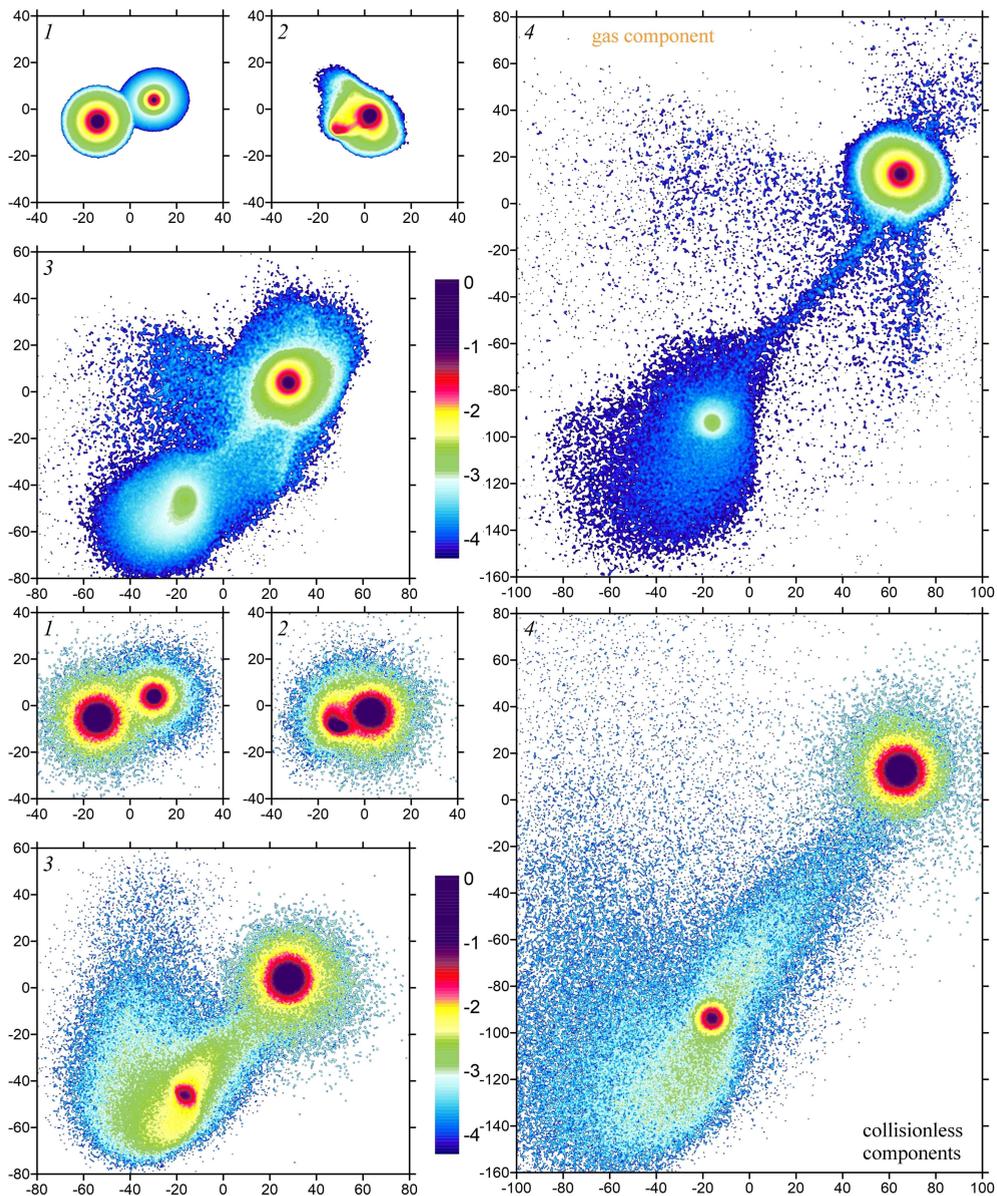


Рис. 4. Поверхностные плотности газа (вверху) и бесстолкновительной материи (внизу) в модели COLm05b10v03 для четырех моментов времени: 1 –  $t = 30$ , 2 –  $t = 40$ , 3 –  $t = 60$ , 4 –  $t = 90$ .

часть массы газа ( $m_1^{(gas)} + m_2^{(gas)}$ ) и звезд ( $m_1^{(star)} + m_2^{(star)}$ ) теряется — в данном расчете суммарно около 5% газа и 3% звезд прежде всего за счет потерь маломассивного объекта.

Пространственная структура темной материи и звезд в силу своей бесстолкновительности отличается в межгалактических областях от распределения газа (рис. 4). За пределами массивной галактики ( $k = 1$ ) часть газа, принадлежащего

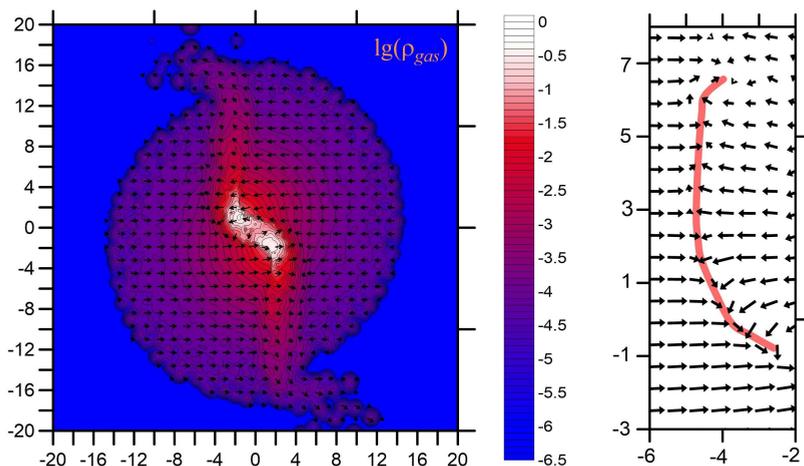


Рис. 5. Распределения объемной плотности  $\lg(\rho_{gas})$  и скорости (стрелки) в плоскости  $z = 0$  для области взаимодействия двух галактик для модели CO1m01b03v10 в инерциальной системе отсчета на этапе образования ударной волны.

маломассивному объекту ( $k = 2$ ), выбрасывается вперед от массивной галактики, и наблюдается два отстающих газовых хвоста под углом к направлению движения (в случае лобового столкновения двух одинаковых объектов возникают правильные конусообразные структуры, направленные по движению, — см. рис. 3 в работе [18]). Такие структуры отсутствуют у бесстолкновительных компонент. Общим является формирование протяженного моста между удаляющимися галактиками — очень тонкого для газа и очень широкого для бесстолкновительной компоненты.

При увеличении величин  $b$  и/или  $V^{coll}$  имеем сложную пространственную картину рассеяния двух объектов, которая сопровождается потерей масс (вещество всех трех компонент теряется у обоих галактик), а также взаимным захватом массы. Рис. 4 показывает результаты такого рода эксперимента с  $b = 10$ ,  $V^{coll} = 3$ . Важнейшим фактором, определяющим для газа потерянные галактиками массы  $m^{(gas)}$  и полученные массы от другого объекта  $M^{(gas)}$ , является формирование глобальных ударных волн. Ударные волны образуются на начальном этапе столкновения и при определенных параметрах могут быть долгоживущими после взаимодействия в каждом из объектов [18]. Рис. 5 демонстрирует структуру такого рода газового течения в плоскости  $z = 0$  (см. рис.1). Сгущение изолиний плотности показывает положение фронта ударной волны. На врезке справа показана область положения фронта ударной волны (красная линия), где скорости меняют знак.

В целом сравнение распределений плотностей компонент при столкновении одинаковых и сильно различающихся по массе объектов указывает на их большую чувствительность к отношению масс  $M_1/M_2$ .

У каждой из сферических галактик собственный угловой момент отсутствует до начала взаимодействия. В результате столкновения газ, звезды и темная материя при прицельном параметре  $b > 0$  начинают вращаться относительно некоторой оси,

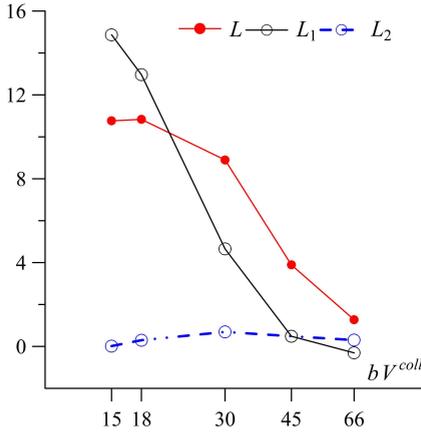


Рис. 6. Зависимость собственного углового момента ( $L$ ), приобретаемого галактиками в результате взаимодействия, от параметра  $bV^{coll}$ : символ  $\bullet$  (красная линия) — для одинаковых объектов с  $M_1/M_2 = 1$ ; символы  $\circ$  — для серии моделей с  $M_1/M_2 = 5$ .

проходящей через центр тяжести каждой из галактик  $\mathbf{r}_k^{(0)}$ :

$$\mathbf{r}_k^{(0)} = \sum_{i=1}^{N_k(t)} m_{0i} \mathbf{r}_i / \sum_{i=1}^{N_k(t)} m_{0i}, \quad \mathbf{L}_k(t) = \sum_i^{N_k(t)} \left[ \boldsymbol{\xi}_{ki} \times (m_{0i} \dot{\boldsymbol{\xi}}_{ki}) \right], \quad (4)$$

где  $N_k(t)$  — число гравитационно связанных частиц темной материи, звезд и газа, образующих  $k$ -ю галактику,  $\boldsymbol{\xi}_{ki} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k^{(0)}$ ,  $\dot{\boldsymbol{\xi}}_{ki}$  — радиус-вектор и скорость  $i$ -й частицы в  $k$ -й галактике относительно соответствующего центра тяжести,  $\mathbf{L}_k$  — собственные угловые моменты (спины), которые определяются через векторное произведение в (4). Подчеркнем, что после взаимодействия число частиц удовлетворяет неравенству  $N_1 + N_2 < N$ , поскольку часть вещества теряется при столкновении. Общий угловой момент всей системы относительно начала координат (см. рис. 1) зависит от радиальных профилей плотности темной материи  $\rho_k^{(DM)}$ , звезд  $\rho_k^{(star)}$  и газа  $\rho_k^{(gas)}$ , но в первую очередь от прицельного параметра  $b$  и скорости столкновения  $V^{coll}$ . С учетом того, что суммарный угловой момент двух галактик пропорционален произведению  $\ell_0 = bV^{coll}$ , построены зависимости  $\mathbf{L}_k$  от  $\ell_0$  на больших временах после окончания столкновения. На рис. 6 показаны значения безразмерных собственных угловых моментов — спинов в соответствии с (4), которые приобретаются галактикой после окончания взаимодействия. С ростом  $bV^{coll}$  эффективность раскручивания объекта в результате столкновения в целом снижается. В области  $bV^{coll} < 15$  объекты сливаются в результате столкновения (см. рис. 3).

Рассмотрим зависимость интегральных параметров  $\alpha_k^{(loss)}$ ,  $\beta_k^{(loss)}$ ,  $\alpha_k^{(exch)}$ ,  $\beta_k^{(exch)}$ , характеризующих эффективность потери вещества (индекс «loss») и обмена массой между объектами (индекс «exch»), от прицельного параметра  $b$  и относительной скорости столкновения в начальный момент времени  $V^{coll}$ . На рис. 7 для фиксированных значений  $b$  показаны относительные потери массы для газа и звезд как функция  $V^{coll}$  в пределах от 100 до 2200 км/сек. Мы сравниваем две серии численных экспериментов: 1) столкновения одинаковых объектов с  $M_1/M_2 = 1$ , для которых  $\alpha_1^{(loss)} = \alpha_2^{(loss)}$ ,  $\beta_1^{(loss)} = \beta_2^{(loss)}$ ; 2) столкновения сильно различающихся по массе моделей галактик с  $M_1/M_2 = 5$ .

При фиксированном  $b$  имеется критическое значение начальной скорости столкновения  $V_{crit}^{coll}$ , разграничивающее случай слияния ( $V^{coll} < V_{crit}^{coll}$ ) от рассеяния, при

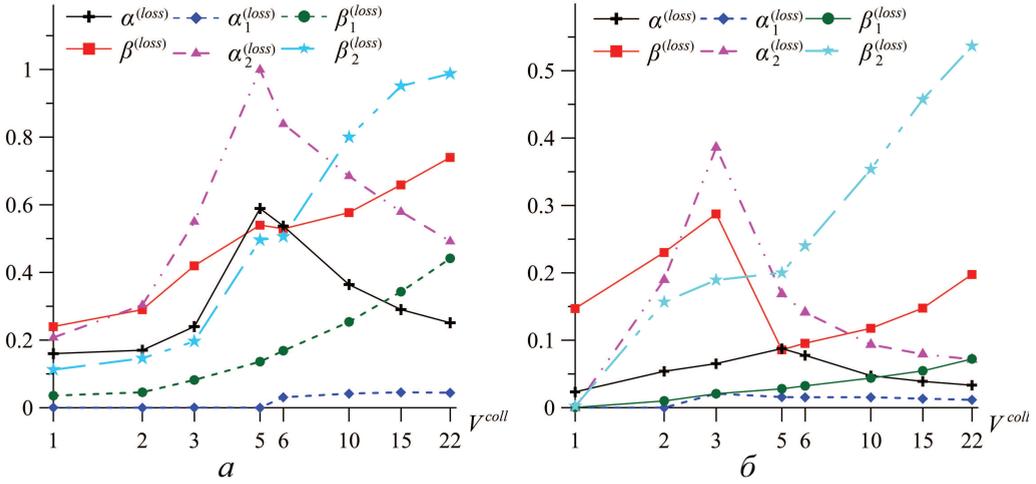


Рис. 7. Зависимости параметров, характеризующих потерянные массы газа ( $\beta^{(loss)}$ ) и звезд ( $\alpha^{(loss)}$ ), от начальной скорости столкновения  $V^{coll}$  для прицельных параметров  $b = 3$  (а),  $b = 10$  (б). Для модели с  $M_1/M_2 = 1$  кривые помечены крестиками и квадратиками; для модели  $M_1/M_2 = 5$  — ромбами, треугольниками, кружками и звездочками.

котором сохраняются два разных гравитационно связанных объекта на больших временах после взаимодействия. Анализ результатов моделирования дает  $V_{crit}^{coll}(b = 3) \simeq 5$ ,  $V_{crit}^{coll}(b = 10) \simeq 3$ .

Наилучшие условия для потери звездной массы возникают при скоростях  $V^{coll} \sim V_{crit}^{coll}$ , и мы видим максимумы функции  $\alpha^{(loss)}$  для моделей с  $M_1/M_2 = 1$ . В случае  $M_1/M_2 = 5$  относительные потери звезд у маломассивного объекта ( $k = 2$ ) могут приближаться к 100 %, как в случае  $b = 3$  (см. рис. 7, а). Относительные

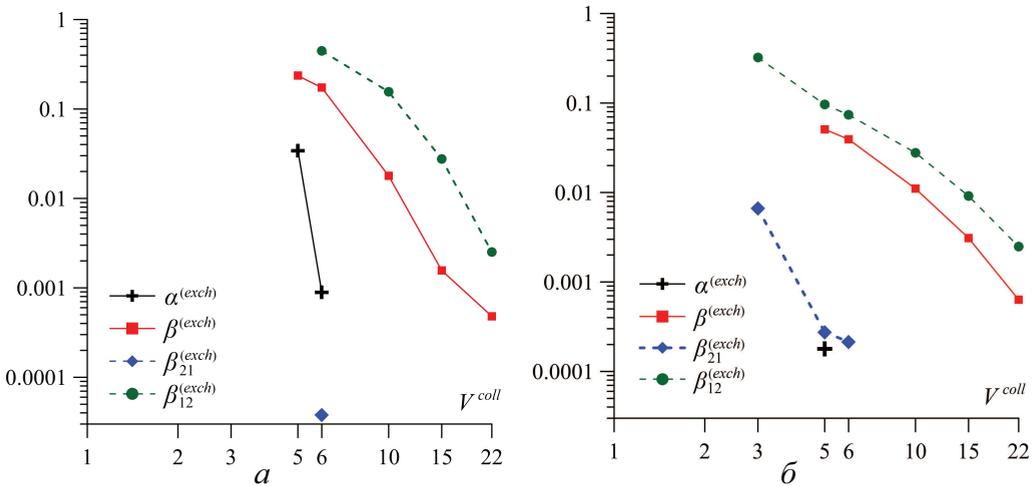


Рис. 8. Зависимости параметров, характеризующих эффективность обмена массой в результате столкновения для газа ( $\beta^{(exch)}$ ) и для звезд ( $\alpha^{(exch)}$ ), от скорости столкновения  $V^{coll}$  для прицельного параметра  $b = 3$  (а),  $b = 10$  (б). Систему обозначений см. на рис. 7.

потери звездной компоненты у массивного объекта ( $k = 1$ ) малы и находятся на уровне 1–3 %. При больших прицельных параметрах эффективность потери звездного населения снижается, сохраняя типичный характер зависимостей (см. рис. 7, б). Функции  $\beta^{(loss)}(V^{coll})$  для газа являются практически монотонно растущими. Аналогично звездной компоненте, относительные потери газовых составляющих у маломассивной галактики существенно выше, чем у массивного объекта.

Другой важной характеристикой для галактической эволюции является относительная эффективность обмена веществом между сталкивающимися галактиками  $\alpha_k^{(exch)}$ ,  $\beta_k^{(exch)}$ , приведенная на рис. 8 для выборки моделей с  $M_1/M_2 = 1$  и  $M_1/M_2 = 5$  (как на рис. 7). Сколько-нибудь заметный перенос звездного вещества от одного объекта к другому возможен только в очень узком интервале параметров на уровне 2–3 % (см. черную линию с «+» на рис. 8, а). Эффективность обмена газом заметно выше и может превышать 10 %, достигая 50 % для массивного объекта при определенных условиях (см. зеленую линию с символом «•»), причем маломассивная галактика от массивной практически ничего не получает. Это обусловлено действием прежде всего ударного механизма взаимодействия газовых компонент, в отличие от гравитационного взаимодействия между бесстолкновительными компонентами, что объясняет качественно различное поведение величин  $\alpha$  и  $\beta$ .

**4. Заключение.** Изучена динамика близких взаимодействий двух сфероидальных галактик, каждая из которых состоит из массивной подсистемы темной материи, внутри которой находятся звездная и газовая компоненты. Мы использовали численную трехкомпонентную модель на основе совместного интегрирования уравнений движения для системы  $N$  частиц и уравнений газодинамики в SPH-форме в самосогласованном гравитационном потенциале. Применение графических ускорителей (GPUs) позволило вычислять силы самогравитации для всех компонент прямым методом суммирования гравитационных сил — каждая частица взаимодействует с каждой.

К числу варьируемых параметров относятся прицельный параметр, скорость начального сближения, массы трех компонент у каждой из двух моделируемых галактик. Построены зависимости теряемой массы для звездной и газовой компонент от параметров, существенно влияющих на результат столкновения.

Впервые получены оценки эффективности обмена веществом между двумя взаимодействующими сфероидальными трехкомпонентными системами. Поскольку сеточные методы решения уравнений гидродинамики не позволяют решить такую задачу, то динамика газа рассчитывается на основе лагранжева подхода, с использованием гидродинамики сглаженных частиц, которые маркированы для каждого сталкивающегося объекта, что позволяет отслеживать траекторию всех SPH-частиц. Такой перенос от одного объекта к другому может быть заметным только для газа, причем при столкновении сильно различающихся по массе галактик маломассивный объект газ практически не получает, а массивная галактика способна перехватывать заметную часть от другого объекта. Физика этих процессов определяется формированием глобальных ударных волн в сталкивающихся системах, контролируя эффективность выметания газа из гравитационных потенциальных ям.

Здесь мы ограничились рассмотрением только сфероидальных галактик. Массивные звездно-газовые быстро вращающиеся диски, погруженные в темное гало, требуют специального рассмотрения.

Авторы выражают благодарность и глубокую признательность доценту Сергею Сергеевичу Храпову за ценные замечания и любезно предоставленные программы для параллельных вычислений на GPUs.

## Литература/References

1. Shin E., Jung M., Kwon G., Kim J., Lee J., Jo Y., Oh B. K. Dark Matter Deficient Galaxies Produced via High-velocity Galaxy Collisions in High-resolution Numerical Simulations. *The Astrophysical Journal* **899**, 25 (2020). <https://doi.org/10.3847/1538-4357aba434>
2. Khoperskov S., Zinchenko I., Avramov B., Khrapov S., Berczik P., Saburova A., Ishchenko M., Khoperskov A., Pulsoni C., Venichenko Yu., Bizyaev D., Moiseev A. Extreme kinematic misalignment in IllustrisTNG galaxies: the origin, structure, and internal dynamics of galaxies with a largescale counterrotation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **500** (3), 3870–3888 (2021). <https://doi.org/10.1093/mnras/staa3330>
3. Peebles P. J. E. Large-scale background temperature and mass fluctuations due to scale-invariant primeval perturbations. *The Astrophysical Journal* **265**, L1–L5 (1982). <https://doi.org/10.1086/183911>
4. Blumenthal G. R., Faber S. M., Primack J. R., Rees M. J. Formation of galaxies and large-scale structure with cold dark matter. *Nature* **311**, 517–525 (1984). <https://doi.org/10.1038/311517A0>
5. Pillepich A., Springel V., Nelson D., Genel S., Naiman J., Pakmor R., Hernquist L., Torrey P., Vogelsberger M., Weinberger R., Marinacci F. Simulating galaxy formation with the IllustrisTNG model. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **473** (3), 4077–4106 (2018). <https://doi.org/10.1093/mnras/stx2656>
6. Wechsler R. H., Tinker J. L. The Connection Between Galaxies and Their Dark Matter Halos. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **56**, 435–487 (2018). <https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081817-051756>
7. Vogelsberger M., Marinacci F., Torrey P., Puchwein E. Cosmological simulations of galaxy formation. *Nature Reviews Physics* **2**, 42–66 (2020). <https://doi.org/10.1038/s42254-019-0127-2>
8. Tacchella S., Diemer B., Hernquist L., Genel S., Marinacci F., Nelson D., Pillepich A., Rodriguez-Gomez V., Sales L., Springel V., Vogelsberger M. Morphology and star formation in IllustrisTNG: the build-up of spheroids and discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **487** (4), 5416–5440 (2019). <https://doi.org/10.1093/mnras/stz1657>
9. Zeng G., Wang L., Gao L. Formation of massive disc galaxies in the IllustrisTNG simulation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **507** (3), 3301–3311 (2021). <https://doi.org/10.1093/mnras/stab2294>
10. Pathak D., Belli S., Weinberger R. Quenching, Mergers, and Age Profiles for  $z = 2$  Galaxies in IllustrisTNG. *Astrophysical Journal Letters* **916** (2), L23 (2021). <https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac13a7>
11. Karachentsev I. D., Karachentseva V. E., Suchkov A. A., Grebel E. K. Dwarf galaxy candidates found on the SERC EJ sky survey. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **145**, 415–423 (2000). <https://doi.org/10.1051/AAS:3A2000249>
12. Dokkum P. van, Danieli S., Cohen Y., Merritt A., Romanowsky A. J., Abraham R., Brodie J., Conroy C., Lokhorst D., Mowla L., O’Sullivan E., Zhang J. A galaxy lacking dark matter. *Nature* **555**, 629–632 (2018). <https://doi.org/10.1038/nature25767>
13. Makarova L. N., Makarov D. I. Spatial segregation impact on star formation in nearby dwarf spheroidal galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **502** (2), 1623–1632 (2021). <https://doi.org/10.1093/mnras/stab143>
14. Zasov A. V., Saburova A. S., Egorov O. V., Moiseev A. V. NGC 90: a hidden jellyfish galaxy? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **498** (1), 101–109 (2020). <https://doi.org/10.1093/mnras/staa2283>
15. Makarov D. Karachentsev I. Galaxy groups and clouds in the local ( $z \sim 0.01$ ) Universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **412**, 2498–2520 (2011). <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.18071.x>
16. Tutukov A. V., Lazareva G. G. and Kulikov I. M. Gas dynamics of a central collision of two galaxies: Merger, disruption, passage, and the formation of a new galaxy. *Astronomy Reports* **55** (9), 770–783 (2011). <https://doi.org/10.1134/S1063772911090083>
17. Vshivkov V. A., Lazareva G. G., Snytnikov A. V., Kulikov I. M., Tutukov A. V. Hydrodynamical code for numerical simulation of the gas components of colliding galaxies. *The Astrophysical Journal Supplement* **194**, 47 (2011). <https://doi.org/10.1088/0067-0049/194/2/47>

18. Khrapov S.S., Khoperskov A.V., Korchagin V.I. Numerical Modelling of the Dynamics of the Galactic Halos in the Colliding Galaxies. *Bulletin of the South Ural State University Series-Mathematical Modelling Programming & Computer Software* **12** (2), 123–135 (2019). <https://doi.org/10.14529/mmp190210>
19. Kulikov I., Chernykh I., Tutukov A. A New Hydrodynamic Model for Numerical Simulation of Interacting Galaxies on Intel Xeon Phi Supercomputers. *Journal of Physics: Conference Series* **719**, 012006 (2016). <https://doi.org/10.1088/1742-6596/719/1/012006>
20. Khrapov S.S., Khoperskov S.A., Khoperskov A.V. New features of parallel implementation of Nbody problems on GPU. *Bulletin of the South Ural State University, Series: Mathematical Modelling, Programming and Computer Software* **11** (1), 124–136 (2018).
21. Fridman A.M., Khoperskov A.V. *Physics of Galactic Disks*. Cambridge International Science Publishing (2013).
22. Smirnov A.A., Sotnikova N.Ya., Koshkin A.A. Simulations of slow bars in anisotropic disk systems. *Astronomy Letters* **43**, 61–74 (2017). <https://doi.org/10.1134/S1063773717020062>
23. Monaghan J.J. Smoothed particle hydrodynamics. *Reports on progress in physics* **68**, 1703–1759 (2005). <http://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/68/8/R01>
24. Khrapov S., Khoperskov A. Smoothed-particle hydrodynamics models: implementation features on GPUs. *Communications in Computer and Information Science* **793**, 266–277 (2017). [https://doi.org/10.1007/978-3-319-71255-0\\_21](https://doi.org/10.1007/978-3-319-71255-0_21)
25. Bogatko V.I., Potekhina E.A. To the Problem of Modeling Gas Flows Behind the Strong Shock Wave Front Using an Effective Adiabatic Index. *Vestnik of Saint Petersburg University. Mathematics. Mechanics. Astronomy* (2020). [Eng. transl.: *Vestnik St Petersburg University, Mathematics* **53**, 77–81 (2020)]. <https://doi.org/10.1134/S1063454120010033>
26. Khrapov S., Khoperskov A., Korchagin V. Modeling of Spiral Structure in a Multi-Component Milky Way-Like Galaxy. *Galaxies* **9** (2), 29 (2021). <https://doi.org/10.3390/galaxies9020029>

Статья поступила в редакцию 3 августа 2021 г.;  
доработана 31 августа 2021 г.;  
рекомендована к печати 2 сентября 2021 г.

**Контактная информация:**

*Титов Александр Викторович* — аспирант; alexandr.titov@volsu.ru

*Хоперсков Александр Валентинович* — д-р физ.-мат. наук, проф.; khoperskov@volsu.ru

**Numerical modeling of collisions of spheroidal galaxies:  
Mass loss efficiency by baryon components\***

*A. V. Titov, A. V. Khoperskov*

Volgograd State University,  
100, pr. Universitetsky, Volgograd, 400062, Russian Federation

**For citation:** Titov A.V., Khoperskov A.V. Numerical modeling of collisions of spheroidal galaxies: Mass loss efficiency by baryon components. *Vestnik of Saint Petersburg University. Mathematics. Mechanics. Astronomy*, 2022, vol. 9 (67), issue 1, pp. 176–189. <https://doi.org/10.21638/spbu01.2022.117> (In Russian)

The dynamics of the collision of two spheroidal galaxies, each of which consists of stellar and gas components inside a live massive dark halo, is considered in detail based on numerical simulations. Dark matter and stars are collisionless components, so their dynamics is modeled by the system of  $N$  body particles, and the gas component is described by the equations of gas dynamics. The calculation of gravitational forces is based on the direct summation method of the gravitational contribution from each particle, which provides the

---

\*The authors thank the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation for financial support (government task no. 0633-2020-0003).

highest possible accuracy. We vary the impact parameter, the initial collision velocity, the masses of the three components for each model of galaxies in order to estimate the relative fractions of the masses that are lost by both galaxies as a result of close interactions, as well as the masses of gas and stars that are exchanged between the two galaxies during the scattering process. Estimating this exchanged mass of gas requires a Lagrangian approach to simulate gas dynamics, and the Smoothed Particle Hydrodynamics method tracks the trajectory of each smoothed particle. There are two regions of parameters that separate the merging of two objects into one (large merging) and the case of scattering, when both gravitating systems move away from each other after interaction. Collisionless components (dark matter + stars) in the interaction of approximately the same galaxies lose their maximum mass at parameters close to the boundary between merging and scattering. If the initial masses of colliding galaxies differ greatly then the lost fraction of mass is large for a low-mass object and small for a massive galaxy. The formation of global shock waves in colliding systems is a key factor determining the efficiency of sweeping gas out of the gravitational potential well. The efficiency of the stellar component transition from one object to another is negligible. Gas exchange can exceed 10 percent of the mass for a certain range of values of the impact parameter and the initial collision velocity.

*Keywords:* numerical simulations,  $N$  body model, computational fluid dynamics, SPH method, collision of galaxies.

Received: August 3, 2021  
Revised: August 31, 2021  
Accepted: September 2, 2021

Authors' information:

*Alexander V. Titov* — alexandr.titov@volsu.ru  
*Alexander V. Khoperskov* — khoperskov@volsu.ru