АСТРОФИЗИКА

ТОМ 39 МАЙ, 1996 ВЫПУСК 2

УДК: 524.45-42

МОДЕЛИРОВАНИЕ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ГАЗОВЫХ СТРУКТУР, ОБРАЗУЮЩИХСЯ В ПРОЦЕССЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГАЛАКТИК. I. МЕТОД И ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Н.Я.СОТНИКОВА

Поступила 12 февраля 1996
Принята к печати 1 марта 1996

Представлено описание и результаты тестирования вычислительных программ, разработанных для изучения крупномасштабных транзиентных газовых структур в галактиках. Газодинамические величины определяются на основе трехмерного алгорифма с использованием так называемых "сглаженных частиц" (SPH). Проведены предварительные рассчеты: моделирование образования газовых колец вокруг сфероидальных галактик как результат поглощения маломассивного спутника, богатого газом, а также вследствие аккреции газа при пролете мимо спиральной галактики, сравнимой массы. Исследована эволюция приливных газовых хвостов дисковых галактик.

1. *Введение.* Известно, что в газовой составляющей спиральных и неправильных галактик содержится значительная доля массы - до 20%. Однако из-за сложности описания явлений в газе его присутствие зачастую не учитывают при изучении динамики галактик и систем галактик. Между тем газ, благодаря своей диссипативной природе, может реагировать на приливное воздействие отличным от звездной составляющей образом. Такое поведение газа является, по-видимому, ключом к объяснению возникновения многих структурных особенностей у взаимодействующих галактик и, в частности, структур подобных полярным кольцам S0 галактик.

Аналитическое описание газодинамических эффектов обычно ограничивается либо одномерными (плоскими или сферически - симметричными) задачами с теми или иными упрощающими предположениями, либо линейным приближением. Изучая взаимодействующие галактики, мы сталкиваемся с системами со сложной трехмерной геометрией и существенно нелинейным режимом поведения. В этом случае подходящим инструментом теоретических исследований является численное моделирование.

В данной работе описывается метод моделирования динамики изотермического газа во внешнем гравитационном поле галактик, на основе которого разработан комплекс вычислительных программ, и приводятся результаты тестирования этих программ (раздел 2). Первым приложением созданного комплекса стало моделирование образования полярного кольца у S0 галактики при ее взаимодействии с галактикой, богатой газом, и структуры приливных газовых хвостов дисковых галактик. Предварительные результаты расчетов представлены в разделе 3. В разделе 4 приводятся итоги проведенного исследования и обсуждаются перспективы дальнейшей работы.

2. *Метод.* Существует два основных подхода к численному решению уравнений газодинамики. Первый, давно и интенсивно применяемый, основан на конечно-разностных алгорифмах и требует сетки для вычисления пространственных производных; во втором, который является полностью лагранжевым, используются частицы в качестве элементов газа. В последние годы второй подход получил широкое распространение благодаря значительному развитию метода SPH (smoothed particle hydrodynamics).

2.1 Основные принципы. Основы метода были заложены в работах [1] и [2]. Суть его можно свести к следующему. Вместо точного значения какой - либо газодинамической величины $f(\bar{r})$ используют ее сглаженное значение $<f(\bar{r})>$, которое определяют при помощи интегрального интерполирования

$$< f(\bar{r}) >= \int f(\bar{x}) W(\bar{r} - \bar{x}; h)\, d\bar{x}. \qquad (1)$$

По существу это есть процедура свертки функции $f(\bar{r})$. Предполагается, что интерполяционное ядро $W(\bar{r};h)$ нормировано на 1 и стремится к дельта-функции при $h \to 0$.

Если функцию $W(\bar{r})$ выработать сферически-симметричной, то точность представления величины $f(\bar{r})$ ее сглаженным значением - $O(h^2)$ (см., например, [3]). Следующий шаг сводится к оценке многомерного интеграла в выражении (1) методом Монте-Карло. Если значения $f(\bar{r})$ известны для каких-либо N точек, то $<f>$ в точке $\bar{r}_i$ оценивается как

$$< f(\bar{r}_i) >= \sum_{j=1}^{N} \frac{f(\bar{r}_j)}{< n(\bar{r}_j) >} W(\bar{r}_i - \bar{r}_{j;h}), \tag{2}$$

где $n(\bar{r})$ - плотность распределения выбранных точек.

Газодинамическое течение можно описывать как ансамбль движущихся элементов газа. При численном моделировании мы можем выбрать только конечное число элементов (N), но чем больше число элементов в ансамбле и чем меньше их размеры, тем ближе такое описание к описанию непрерывной среды. В методе SPH элементы газа представляются частицами конечного размера. Положение частиц изменяется согласно уравнению движения; каждой из них соответствует значение температуры газа в данной точке; их скорость есть локальная скорость течения; распределение же плотности частиц $n(\bar{r})$ дает распределение плотности газа $\rho(\bar{r})$. При таком подходе с учетом свойств заданной функции $W(\bar{r};h)$ оценка сглаженных значений гидродинамических величин методом Монте-Карло (2) есть не что иное, как процедура сглаживания по ансамблю элементов газа в объеме размером порядка h^3; h называется длиной сглаживания и характеризует размер частиц в ансамбле. Если каждой частице приписать массу m_j так, что Σm_j - полная масса газа, то сглаженное значение плотности ρ_i в данной точке $\bar{r}_i$ определяется суммой масс частиц m_j с весом $W(\bar{r}_i - \bar{r}_j;h)$ из окрестности размером порядка h

$$\rho_i = \sum_j m_j W(\bar{r}_i - \bar{r}_j;h). \tag{3}$$

Значение производной от $f(\bar{r})$ оценивают при помощи процедуры сглаживания (1) самой этой величины с ядром $\nabla W(\bar{r}-\bar{x};h)$.

$$< \nabla f(\bar{r}) >= \int f(\bar{x}) \nabla W(\bar{r}-\bar{x};h)\, d\bar{x}. \tag{4}$$

Описанный формализм, будучи примененным к системе гидродинамических уравнений, сводит их к обыкновенным дифференциальным, решать которые значительно легче, чем уравнения в частных производных. Если ядро взять достаточно компактным, например в виде сплайна, как это предложено в [4]

$$W = \frac{1}{A} \begin{cases} 1 - 1.5q^2 + 0.75q^3, & 0 \le q \le 1, \\ 0.25(2-q)^3, & 1 \le q \le 2, \\ 0, & q > 2, \end{cases} \tag{5}$$

где $q=r/h$, то суммирование в (2) нужно производить лишь по небольшому числу соседей вокруг данной частицы в окрестности размером $2h$. Для трехмерного случая $A=\pi h^3$.

Строгое обоснование описанного метода и его улучшенных модификаций, а также обсуждение многих идейных и философских сторон SPH можно найти, например, в [3-10].

В последние пять-шесть лет в развитии метода SPH достигнут большой прогресс, и это дает ему возможность уверенно конкурировать с конечно-разностными алгорифмами. В первую очередь, такой прогресс связан с использованием переменной длины сглаживания для каждой частицы - $h(\bar{r}_i;t)$ [3], что значительно расширяет динамический диапазон пространственного разрешения и позволяет корректно моделировать эволюцию объектов с быстро меняющейся структурой и плотностью. Во-вторых, благодаря введению дифференцированного шага по времени при интегрировании уравнений, преодолевается глобальное ограничение на временной шаг, которое накладывается условием Куранта [3]. При этом затраты машинного времени существенно уменьшаются. Таким образом, для моделирования объектов с произвольной и далекой от симметрии структурой, какими, например, являются формирующиеся в результате взаимодействия галактик приливные и кольцеобразные детали, SPH метод оказывается наиболее подходящим, если только решаемая задача не требует высокоточного расчета профилей возникающих ударных волн. В противном случае предпочтительными являются конечно-разностные методы.

2.2. Численная реализация.

2.2.1. Основные уравнения. С точки зрения программирования SPH алгорифм довольно прост. При использовании машин типа рабочих станций эффективность программ, основанных на данном методе, достаточно велика (для $N<10\ 000$) (см., например, [9]). Ставя перед собой задачу адаптации метода к вычислительным возможностям персональных компьютеров с 486 процессорами, мы были вынуждены выбрать один из наиболее простых вариантов SPH с постоянной длиной сглаживания, который и описан в начале раздела.

При моделировании газовых течений во взаимодействующих галактиках вполне оправданным считается изотермическое приближение [10,11]. Фактически, метод SPH из-за ограничения на разрешение по массе не может одинаково корректно описывать различные фазы межзвездной среды. Поэтому, чтобы подавить образование плотных облаков, функцию охлаждения приходится обрезать для температур ниже ≈ 10^4K. С другой стороны, время высвечивания обычно меньше динамического, и температура газа остается постоянной и близкой к этому пределу [11,12].

В систему уравнений газодинамики, описывающих изотермическое течение газа во внешнем гравитационном поле, входят:
уравнение неразрывности

$$\frac{d\rho}{dt} = \rho \nabla \bar{v}, \tag{6}$$

уравнение движения

$$\frac{d\bar{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P - \nabla \phi, \tag{7}$$

где ρ - плотность газа, P - давление, а ϕ - гравитационный потенциал, и замыкает систему уравнение состояния идеального газа. Для изотермического случая

$$P = c^2 \rho, \tag{8}$$

где c=const - скорость звука. При движении во внешнем поле ϕ является заданной функцией.

Существуют различные варианты перехода от гидродинамических уравнений (6) - (8) к SPH уравнениям (подробнее об этом см. в [8]). Мы остановились на следующем:

$$\rho_i = m \sum_j W(\bar{r}_i - \bar{r}_j; h), \tag{9}$$

$$\frac{d\bar{r}_i}{dt} = \bar{v}_i, \tag{10}$$

$$\frac{d\bar{v}_i}{dt} = -\frac{1}{\rho_i} \nabla P_i - \nabla \phi_i, \tag{11}$$

$$P_i = c^2 \rho_i. \tag{12}$$

Уравнение (9) записано для частиц одинаковой массы m.

Выражение для гидродинамического ускорения можно представить в виде $-2\sqrt{P_i}\left(\nabla\sqrt{P_i}\right)/\rho_i$. Тогда процедура сглаживания (1) и (4) с учетом (2) и (12) приводит к

$$-\frac{\nabla P_i}{\rho_i} = -m \sum_j \frac{2c^2}{\sqrt{\rho_i \rho_j}} \nabla_i W(\bar{r}_i - \bar{r}_j; h). \tag{13}$$

При больших числах Маха давление не способно воспрепятствовать пересечению орбит частиц. В такой ситуации в действие вступает молекулярная вязкость. При численном моделировании вводится ее аналог - искусственная вязкость. Ускорение за счет сил искусственной вязкости можно записать как

$$\bar{a}_i^{visc} = -m\sum_j Q_{ij}\,\nabla_i W(\bar{r}_i-\bar{r}_{j;h}), \tag{14}$$

где Q_{ij} - вклад вязкости в градиент давления. Существуют различные формы представления Q_{ij}. Мы использовали два следующих выражения (о достоинствах и недостатках такого выбора см. [3]). Одно из них предложено в [5]

$$Q_{ij} = \begin{cases}(-\alpha c\mu_{ij} + \beta\mu_{ij}^2)/\rho_{ij}, & (\bar{v}_i-\bar{v}_j)(\bar{r}_i-\bar{r}_j)\le 0,\\ 0, & (\bar{v}_i-\bar{v}_j)(\bar{r}_i-\bar{r}_j)>0,\end{cases} \tag{15}$$

где $\mu_{ij} = h(\bar{v}_i-\bar{v}_j)(\bar{r}_i-\bar{r}_j)/(r_{ij}^2+\eta^2)$, $\rho_{ij} = (\rho_i+\rho_j)/2$, $r_{ij} = |\bar{r}_i-\bar{r}_j|$, $\eta \simeq 0.1h$.

Параметры α и β - аналоги коэффициентов вязкости в уравнении Навье-Стокса. Обычно выбирают $\alpha \simeq 1$, $\beta \simeq 2$.

Можно также ввести искусственную вязкость, зависящую от дивергенции поля скоростей [3],

$$Q_{ij} = \begin{cases} q_i/\rho_i + q_j/\rho_j, & (\bar{v}_i-\bar{v}_j)(\bar{r}_i-\bar{r}_j)\le 0,\\ 0, & (\bar{v}_i-\bar{v}_j)(\bar{r}_i-\bar{r}_j)>0,\end{cases} \tag{16}$$

где

$$q_i = \begin{cases}\alpha ch|\nabla\cdot\bar{v}_i| + \beta h^2|\nabla\cdot\bar{v}_i|^2, & \nabla\cdot\bar{v}_i\le 0,\\ 0, & \nabla\cdot\bar{v}_i>0.\end{cases}$$

Сглаженная оценка $\nabla\cdot\bar{v}_i = -(m/\rho_i)\sum_j(\bar{v}_i-\bar{v}_j)\nabla_i W(\bar{r}_i-\bar{r}_j;h)$.

В свою численную схему мы включили оба выражения для вязкости и предусмотрели возможность переключения с одного на другое.

2.2.2. Вычислительная схема. Для решения уравнений (9) - (12) использовалась явная схема с перешагиванием, обеспечивающая второй порядок точности,

$$\bar{r}_i^{(n+1/2)} = \bar{r}_i^{(n-1/2)} + \delta t\bar{v}_i^{(n)}, \tag{17}$$

$$\vec{v}_i^{(n+1)} = \vec{v}_i^{n} + \delta t \vec{a}_i^{(n+1/2)}. \tag{18}$$

Так как ускорения в (18) зависят от скорости через искусственную вязкость, то для сохранения второго порядка точности вычисление скорости осуществлялось в два этапа. Сначала в процедуре, определяющей новые положения частиц, делалась предварительная оценка скорости

$$\vec{v}_i^{(n+1/2)} = \vec{v}_i^{n} + \frac{\delta t}{2} \vec{a}_i^{(n-1/2)}.$$

Затем новые координаты $\vec{r}_i^{(n+1/2)}$ использовались для вычисления $\rho_i^{(n+1/2)}$, после этого через $\vec{r}_i^{(n+1/2)}$, $\rho_i^{(n+1/2)}$ и $\vec{v}_i^{(n+1/2)}$ находилось ускорение $\vec{a}_i^{(n+1/2)}$. И, наконец, в соответствии с (18) определялось значение $\vec{v}_i^{(n+1)}$. Если заданы начальные значения $\vec{r}_i^{(0)}$ и $\vec{v}_i^{(0)}$, то для первого шага уравнение (17) неприменимо. В этом случае оценка $\vec{r}_i^{(1/2)}$ второго порядка точности следует из $\vec{r}_i^{(1/2)} = \vec{r}_i^{(0)} + \delta t/2\, \vec{v}_i^{(0)} + 1/2(\delta t/2)^2\, \vec{a}_i^{(0)}$.

2.2.3. Выбор шага интегрирования. Так как для решения уравнений (9) -(12) использовалась явная схема, то выбор временного шага ограничен условием Куранта (см., например, [3])

$$\Delta t = \frac{0.3\,h}{b_i + c + 1.2(\alpha c + \beta d_i)}, \tag{19}$$

$b_i = h|\nabla \cdot \vec{v}_i|$. Для искусственной вязкости (15) $d_i = max_j|m_{ij}|$, а для (16) $d_i = h|\nabla \cdot \vec{v}_i|$, если $\nabla \cdot \vec{v}_i < 0$ и d_i=0, если $\nabla \cdot \vec{v}_i \geq 0$. Шаг интегрирования δt выбирался не больше, чем Δt, но так, чтобы $\delta t = \Delta t_0/2^n$, где Δt_0 - максимально возможный шаг (задаваемый параметр), а $n \geq 0$ - целое. Если шаг интегрирования менялся в процессе счета, то для сохранения устойчивости схемы новые координаты определялись из

$$\vec{r}_i^{(n+1/2)} = \vec{r}_i^{(n-1/2)} + \frac{\delta t_{old} + \delta t_{new}}{2} \vec{v}_i^{(n)} - \frac{\delta t^2_{old} - \delta t^2_{new}}{8} \vec{a}_i^{(n-1/2)}.$$

2.2.4. Алгорифм суммирования. Для ядра в виде сплайна (5) суммирование в (9) и (13) нужно производить лишь по небольшому числу соседей, расположенных в окрестности размером ~ $2h$ от данной частицы. Если длина сглаживания постоянна, то один из быстрых путей поиска соседей - использование сетки с длиной ячейки $2h$ и алгорифма связанных списков [13]. При реализации этот путь не всегда бывает эффективным из-за больших требований к объему оперативной памяти. Тем не менее в нашей схеме мы остановились на данном алгорифме, так как он наиболее прост с точки зрения программирования.

Критерием выбора h было условие достаточно большого среднего числа частиц (порядка 20÷30), по которым нужно производить сглаживание гидродинамических величин.

2.2.5 Начальные и граничные условия. В начальный момент времени частицы распределяются в пространстве в соответствии с задаваемым профилем плотности. При этом используется генератор случайных чисел. Начальные значения плотности определяются согласно процедуре сглаживания (9). Что касается скоростей, то для уменьшения влияния флуктуаций, вводимых в системы процедурой случайного задания данных, мы, так же как в [3], применяли стандартный способ сглаживания поля скоростей $<\bar{v}_i>^{(0)}=\left(m/\rho_i\right)\sum_j \bar{v}_j^{(0)} W\left(\bar{r}_i^{(0)}-\bar{r}_j^{(0)};h\right)$.

В нашей схеме предполагаются свободные граничные условия, т.е. мы пренебрегаем давлением на границе распределения газа. Такое приближение оправдано, если моделируется течение холодного газа.

2.3. Тесты. Было проведено два тестовых эксперимента. В первом - моделировалось одномерное течение адиабатического газа. Для этого в вычислительную схему было добавлено уравнение энергии $du/dt=-P/\rho\nabla\bar{v}$, где u - удельная тепловая энергия, а уравнение состояния записано в виде $P=(\gamma-1)\rho u$, γ - показатель адиабаты. Решалась так называемая задача Сода [14] о распространении ударной волны в трубе. Начальные условия были взяты такими же, как в [3] (см. также [5]). Согласие с результатами, приведенными в [3], было полным, а точность описания фронта ударной волны оказалась сравнимой с той, что была получена при наших же вычислениях по конечно-разностной схеме Мак-Кормака [15].

Во втором эксперименте контролировалось сохранение точности при расчетах трехмерного изотермического течения газа (основной вариант программы) в потенциале дисковой галактики. Для представления гравитационного потенциала галактики была выбрана модель Миямото-Нагаи [16]. Масса галактики - $10^{11}M_{\odot}$, масса газа - $10^{10}M_{\odot}$; SPH-частицы (N=4000) были распределены в диске с радиусом 15 кпк по экспоненциальному закону $\rho(R) \propto \exp(R/a)$ ($a = 4$ кпк); шкала высот по z - 200 пк. Начальные скорости - круговые, температура - 10^4 К. Длина сглаживания h=375 пк. В этом случае среднее число соседей, по которым производилось сглаживание гидродинамических величин, равнялось примерно 20. На рис. 1 показано относительное изменение полной энергии газа на временной шкале 8×10^8 лет. Несмотря на систематический рост ошибок вычислений полная энергия сохранялась с точностью не хуже 0.15%.

3. *Астрофизические приложения. Предварительные результаты.* Расчет газовых течений с возникновением ударных волн при моделировании динамического воздействия галактик требует больших затрат машинного времени (десятки часов), если используются персональные компьютеры с 486 процессорами. По этой причине мы не включили в нашу схему самосогласованное определение гравитационного потенциала, поскольку это крайне затруднило бы процесс вычислений. В итоге, круг задач, для решения которых можно использовать наши программы, свелся к следующему: поглощение массивной галактикой маломассивного спутника, богатого газом, и далекие пролеты галактик сравнимых масс.

3.1. Образование полярных колец у S0 галактик. У многих S0 галактик как во внешних, так и во внутренних областях, обнаружены

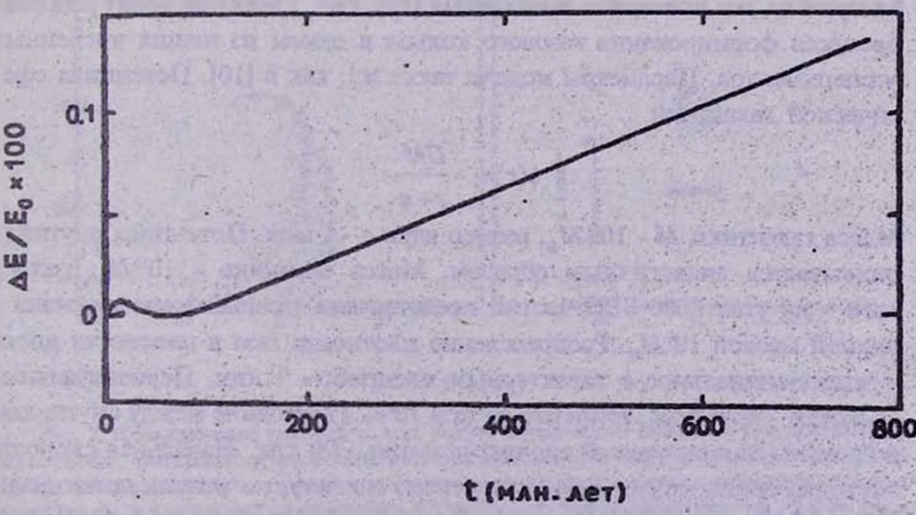

Рис. 1. Относительное изменение полной энергии газа в одиночной галактике (в процентах) - см. текст.

кинематически выделенные структуры - кольца, состоящие из газа и звезд и вращающиеся в плоскости почти перпендикулярной экваториальной [17]. Такая особенность этих колец, названных полярными, заставляет предположить, что своим происхождением они обязаны какому-то внешнему фактору. Было предложено два сценария их образования: поглощение галактики, богатой газом, и захват части газа спиральной галактики при близком пролете [18], - но ни один из этих сценариев не разработан сколько-нибудь подробно.

В центре внимания теоретиков, изучающих подобные объекты, находятся, главным образом, вопросы устойчивости наклонных колец в осесимметричных и трехосных потенциалах. Только в одной работе, в которой исследовались различия в поведении газа и звезд спутника при его разрушении в поле тяготения массивной галактики, первый из сценариев был проиллюстрирован численными расчетами [10]. При падении спутника, обладающего газовым диском, по первоначально параболической орбите (прямое движение, т.е. направления орбитального момента и момента вращения спутника совпадают) на сферическую галактику образовывалось газовое кольцо. Вычисления производились на основе программы TREESPH [3] с переменной длиной сглаживания и большим динамическим диапазоном пространственного разрешения. Чтобы убедиться в возможности решать аналогичные задачи с помощью нашей программы, мы повторили вычисления [10]. Рис. 2 воспроизводит историю процесса формирования газового кольца в одном из наших численных экспериментов. Параметры модели такие же, как в [10]. Потенциал сферической галактики

$$\phi(r) = -\frac{GM}{r+a}.$$

Масса галактики M - $10^{11}M_{\odot}$, размер ядра a - 2 кпк. Потенциал спутника описывается аналогичным образом. Масса спутника - $10^{10}M_{\odot}$, размер ядра - 1.4 кпк. 8000 SPH-частиц представляли газовый диск спутника с полной массой $10^{9}M_{\odot}$. Распределение плотности газа в плоскости диска - экспоненциальное с характерным масштабом 1 кпк. Первоначальные скорости - круговые, температура газа 10^4К. Расстояние между спутником и галактикой в исходный момент времени - 20 кпк. Начальная скорость спутника соответствует параболическому пролету, но так как потенциалы галактики и спутника неточечные, орбита отличается от кеплеровской. Она бола вычислена заранее, а затем положение спутника определялось путем интерполирования. Считалось, что в момент наибольшего сближения галактик (~3 кпк) происходит полное разрушение спутника, и газ продолжает двигаться в поле только массивной галактики.

Из-за использования постоянной длины сглаживания мы не могли обеспечить такое же разрешение, как в [10], но, как видно из рис.2, наши результаты качественно хорошо согласуются с представленными в этой работе.

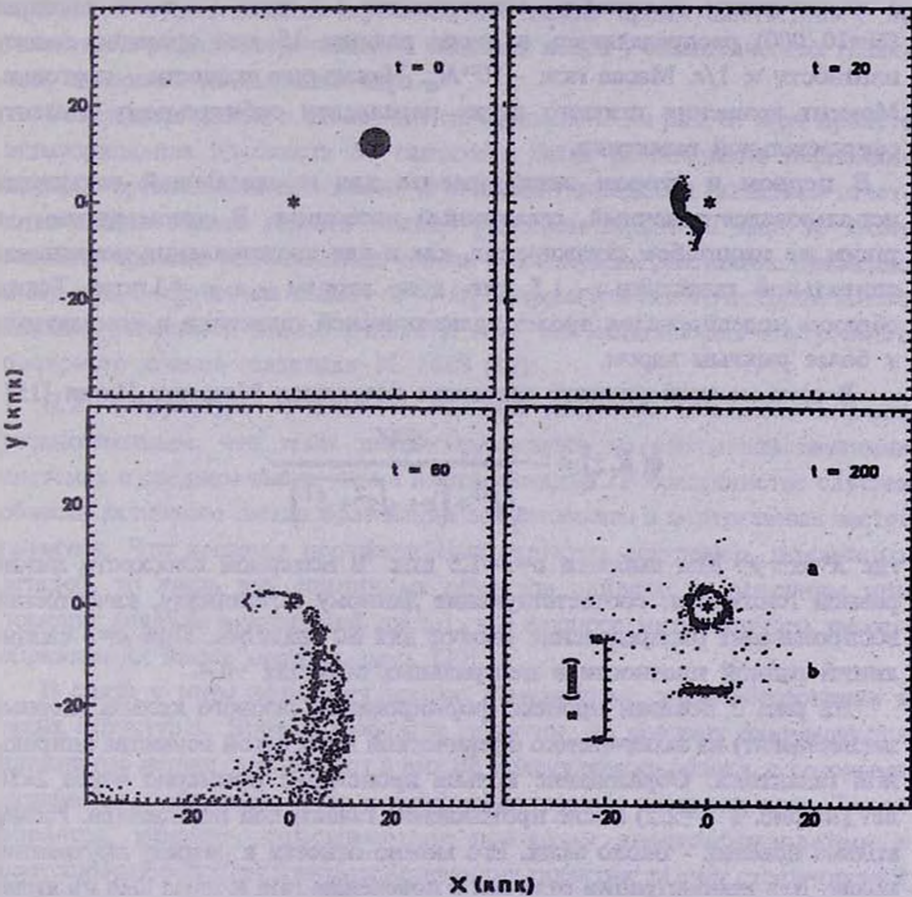

Рис. 2. Формирование газового кольца вокруг сферической галактики при поглощении ею спутника, двигающегося первоначально по параболической орбите; движение происходит против часовой стрелки в плоскости *xy* (о других параметрах орбиты и деталях разрушения спутника см. в тексте). Масса спутника - 0.1 массы галактики, масса газа - 0.1 массы звезд спутника. Время дано в безразмерных единицах; единица времени соответствует 4.2×10^6 лет. Для *t*=200: *a*) вид кольца в плоскости орбиты *xy*, *b*) - вид кольца с ребра в плоскости *xz*.

В рамках аккреционного сценария образования полярного кольца было проведено три численных эксперимента по взаимодействию двух галактик с одинаковыми массами по $10^{11}M_\odot$. Во всех трех случаях моделировался далекий параболический пролет сфероидальной галактики мимо спиральной: расстояние до перицентра ~18 кпк. Исходное расстояние между галактиками - 75 кпк. Из соображений простоты для потенциала галактики, богатой газом, был выбран точечный, сглаженный потенциал, с характерным масштабом сглаживания 1.5 кпк. Газовые частицы (N=10 000) распределялись в диске радиуса 15 кпк согласно закону плотности $\propto 1/r$. Масса газа - $10^{10}M_\odot$. Начальные скорости - круговые. Момент вращения газового диска параллелен орбитальному моменту сфероидальной галактики.

В первом и втором эксперименте для пролетающей галактики использовался точечный, сглаженный потенциал. В одном случае - с таким же масштабом сглаживания, как и для представления потенциала спиральной галактики, - 1.5 кпк, а во втором - с a =3 кпк. Таким образом моделировался пролет эллиптической галактики с компактным и более рыхлым ядром.

В третьем эксперименте мы взяли потенциал Миямото-Нагаи [15]

$$\phi(R,z) = -\frac{GM}{\sqrt{R^2+\left(a+\sqrt{z^2+b^2}\right)^2}},$$

где $R^2=x^2+y^2$. Мы выбрали $a=b=1.5$ кпк. В полярной плоскости линии равной плотности, соответствующие данному потенциалу, качественно воспроизводят распределение изофот для S0 галактик. При $a=b$ сжатие линий равной плотности в центральных областях ~0.4.

На рис. 3 показан процесс формирования газового кольца (первый эксперимент) из захваченного сферической галактикой вещества спиральной галактики. Образование кольца происходит примерно через 2×10^8 лет (на рис. 3 t=2.2) после прохождения галактикой перицентра. Размер кольца невелик - около 6кпк. Его можно отнести к разряду внутренних колец. Для демонстрации отличий в поведении газа и звезд был проведен еще один эксперимент с параметрами, такими же, как в первом эксперименте, с той лишь разницей, что вместо газовых частиц были взяты невзаимодействующие (пробные) частицы (рис. 4). Видно, что диссипативная природа газа играет решающую роль в формировании кольцеобразных структур вокруг галактик.

Результаты наших экспериментов указывают на то, что имеется зависимость размеров образующихся колец от структуры галактики. Чем больше концентрация массы в сфероидальной галактике (первый эксперимент, размер ядра - 1.5 кпк), тем меньше оказывается размер кольца (6 кпк). Во втором эксперименте при той же массе галактики, но с характерным размером ее ядра 3 кпк, мы получили, что протяженность кольца составляет около 10 кпк. Такая зависимость, возможно, является причиной существования протяженных колец преимущественно у S0 галактик и редкой встречаемости внешних колец у эллиптических галактик, имеющих компактные ядра.

Результаты третьего эксперимента приведены на рис. 5. При пролете экваториальная плоскость S0 галактики была расположена перпендикулярно орбитальной плоскости. В полярной плоскости галактики отчетливо видно сжатое газовое кольцо размером около 10 кпк. К этому моменту времени обе галактики успели разойтись на расстояние примерно в 100 кпк. Захваченная масса ~ $6 \cdot 10^8 M_\odot$. Параметры такого аккреционного кольца (размеры и масса) близки к тем, что найдены для внутреннего полярного кольца галактики IC 1689 [19].

3.2. Структура приливных газовых хвостов. Считается хорошо установленным, что темп звездообразования во взаимодействующих системах в среднем выше, чем в изолированных. В большинстве случаев области активного звездообразования локализованы в центральных частях галактик. Что касается периферийных структур, например, приливных деталей, то лишь для единичных объектов найдено (в основном при помощи анализа показателей цвета), что процесс интенсивного звездообразования имеет место и здесь [20].

В связи с этим возникает вопрос о механизме звездообразования в таких структурах. Внешние области галактик, из которых формируются приливные детали, поставляют в них не молекулярные облака, с которыми связывается образование звезд, а диффузную газовую составляющую. Таким образом, модели, описывающие вспышки звездообразования в центральных областях взаимодействующих галактик за счет столкновений молекулярных облаков [21,22], оказываются неприменимыми к приливным хвостам и перемычкам. В [23] была построена модель фотометрической эволюции приливных структур, основанная на эмпирическом соотношении между темпом звездообразования и плотностью газа (закон Шмидта). Для расчета структуры хвостов галактик использовалось приближение

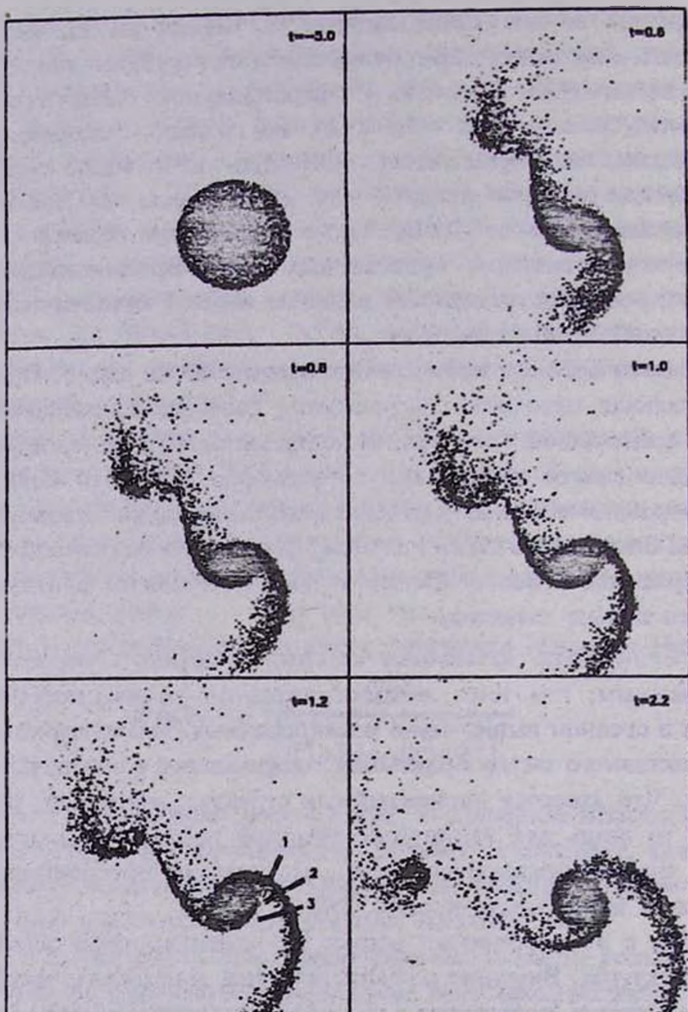

Рис. 3. Морфологическая эволюция возмущений дисковой галактики, возникающих при пролете мимо неe сферической галактики; газодинамическая модель. Размер ядра сферической галактики - 1.5 кпк. Масса каждой галактики - $10^{11} M_{\odot}$, первоначальная масса газа в диске $10^{10} M_{\odot}$. Масштаб стороны одной рамки - 90кпк. Плоскость пролета (xy) совпадает с плоскостью диска. Параметры орбиты описаны в тексте. Время приведено в безразмерных единицах, прошедших от момента прохождения перицентра; единица времени - 8.7×10^7 лет. Положение возмущаемой галактики отмечено значком ⊕. Положение сферической галактики в начальный момент времени (t=-5.0) - справа, внизу, за пределами рамки. Масса газа, осевшая в кольце к моменту времени t=2.2, - ~$7\times10^8 M_{\odot}$. Для t=1.2 приведены разрезы, вдоль которых определялись профили поверхностной плотности вещества в приливном хвосте. Обсуждение возникающих структур см. в тексте.

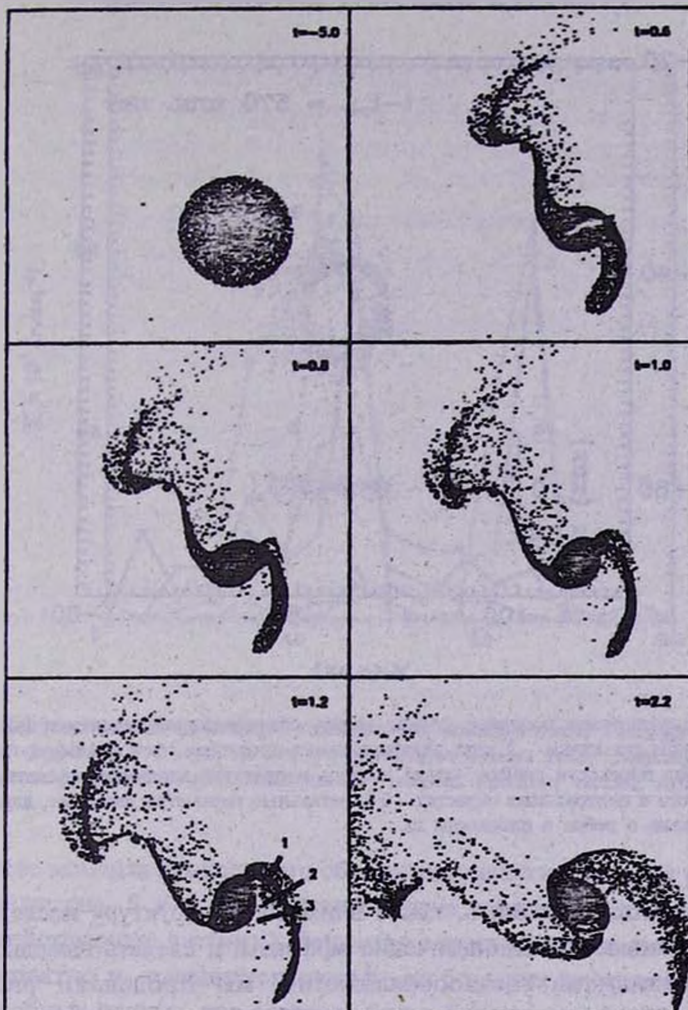

Рис. 4. То же, что и на рис. 3, но для модели пробных частиц.

пробных (невзаимодействующих друг с другом) частиц. Было детально прослежено изменение концентрации частиц в образующихся приливных деталях и выявлены те области (каустики), в которых пересекаются и заворачиваются орбиты частиц. Предполагалось, что в этих местах происходит сильное сжатие вещества, которое распространяется в виде волны к внешним областям хвостов.

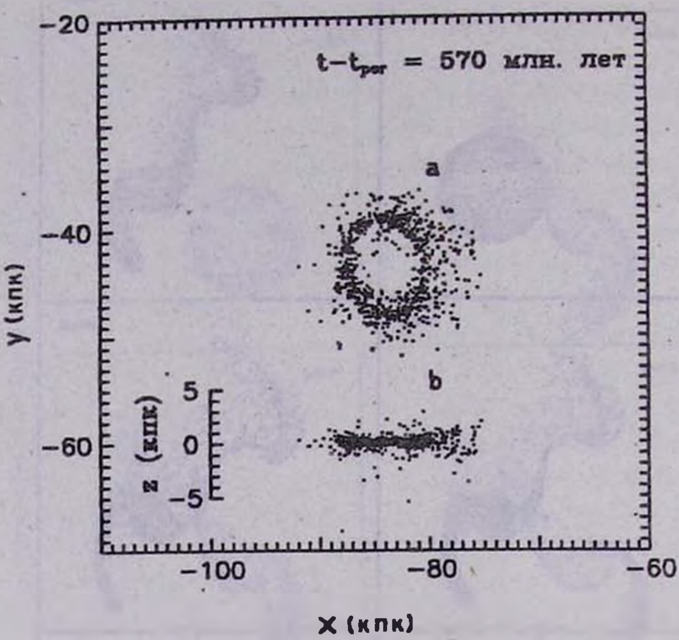

Рис. 5. Аккреционное полярное кольцо вокруг сфероидальной галактики (a). Размер большой оси ядра галактики - 3 кпк; экваториальная плоскость сфероидальной галактики перпендикулярна плоскости орбиты; малая полуось направлена вдоль оси x; сжатие линий равной плотности в центральных областях - 0.4; остальные параметры такие же, как на рис. 3; b) - вид кольца с ребра в плоскости xz.

Для того чтобы выяснить, какое влияние на структуру исследуемых объектов оказывают газодинамичекие эффекты, и сделать выводы относительно механизма звездообразования, мы проделали расчеты, аналогичные [23], но для газовой модели. Параметры орбиты и галактик брались такими же, как при расчетах образования аккреционного кольца. Рис. 3 и 4 демонстрируют состояние возмущаемой системы в разные моменты времени после прохождения спутником перицентра. Рис. 3 - газовая модель, рис. 4 - модель пробных частиц, идентичная описанной в [22]. Видно, что структура приливного хвоста в газодинамической модели иная, нежели в модели пробных частиц. На протяжении нескольких десятков миллионов лет вещество в газовом хвосте сжато в плотный протяженный жгут с поперечным размером $D \simeq (2 \div 2.5)$ кпк. На рис. 6 приведены профили поверхностной плотности хвоста Σ через

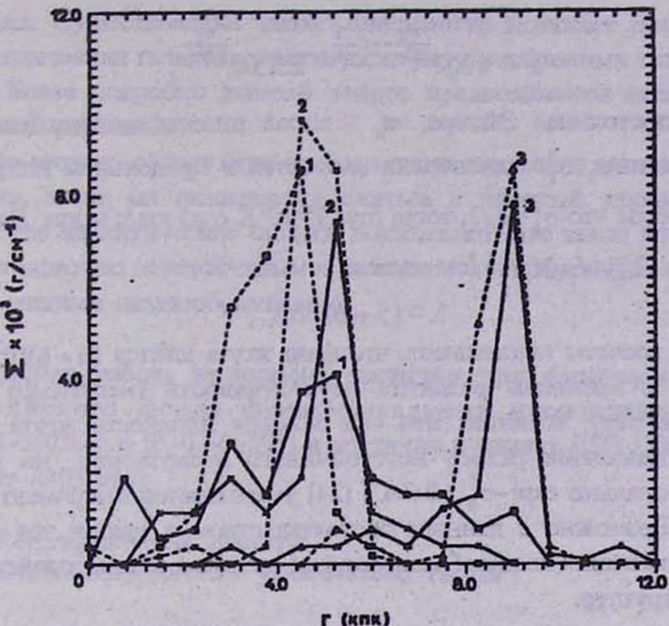

Рис. 6. Распределение поверхностной плотности в приливном хвосте вдоль трех разрезов, приведенных на рис. 3 и 4 (ноль на оси r соответствует левому концу разреза); цифрами обозначены номера разрезов; сплошные линии - модель пробных частиц; пунктирные - газовая модель.

10^8 лет после момента наибольшего сближения галактик для трех разрезов, указанных на рис. 3 и 4 (t=1.2) (пунктирные линии - газ, сплошные - невзаимодействующие частицы). Вещество в газовом хвосте распределено очень компактно и оказывается сжатым до больших плотностей, чем в модели пробных частиц, что означает более благоприятные условия для звездообразования. Контраст плотности, правда, невелик, но это, по-видимому, связано с использованием большой длины сглаживания ($2h$=750пк) и, как следствие, недостаточным разрешением модели.

Образующийся газовый жгут может быть гравитационно неустойчивым и распадаться на отдельные сгустки. Так как в нашей схеме газ не является самогравитирующим, то с ее помощью невозможно детально исследовать данный процесс. Однако мы можем воспользоваться аналитическим критерием гравитационной неустойчивости бесконечного цилиндра радиуса R_c [23] для оценки длины волны неустойчивого продольного возмущения:

$$\lambda \sim \pi R_c e^{\frac{\sigma_z^2}{2Gm_c} + C - \frac{1}{4}} \simeq 2.2\, D e^{\frac{\sigma_z^2}{2Gm_c}},$$

где C - постоянная Эйлера, m_c - масса цилиндра, приходящаяся на единицу длины, σ_z^2 - дисперсия скоростей в продольном направлении. Если принять, что $\sigma_z^2 = c^2/3$, тогда при $T=10^4$ К $\sigma_z \simeq 5$ км/с и для $D \simeq (2 \div 2.5)$ кпк, $m_c \approx D\Sigma \simeq 6 \cdot 10^{19}$ г/см имеем

$$\lambda \simeq (5 \div 6) \text{ кпк.}$$

Наши расчеты показывают, что фаза жгута длится $(4 \div 6) 10^7$ лет, что сравнимо с временем развития неустойчивости (несколько десятков миллионов лет). Заметим, что чем меньше плотность жгута (m_c), тем больше становится размер неустойчивого возмущения, но при этом пропорционально $\exp\left(-\sigma_z^2 / 2Gm_c\right)$ [24] уменьшается инкремент неустойчивости. Возможно с данным обстоятельством и связан тот факт, что феномен вспышки звездообразования не является общим свойством приливных структур.

В качестве примера системы, для которой интенсивное звездообразование в приливном хвосте, вероятно, обусловлено развитием гравитационной неустойчивости на ранних стадиях взаимодействия галактик, может служить система Arp 242. Распределение областей H II для объекта NGC 4676 A оказывается чрезвычайнс упорядоченным: области расположены вдоль хвоста с характерным расстоянием между ними порядка 8 кпк [25], что согласуется с масштабом гравитационной неустойчивости.

4. *Заключение*. В работе дано описание трехмерной численной схемы для расчетов динамики изотермического газа в галактических потенциалах. Схема основана на методе "сглаженных частиц" (SPH) с постоянной длиной сглаживания.

Результаты численных экспериментов, в которых моделировались газовые течения, возникающие при взаимодействии галактик, показывают, что детали эволюции крупномасштабных приливных и кольцеобразных структур в таких системах хорошо воспроизводятся с помощью наших программ. Несмотря на предварительный характер представленных в работе результатов, два из них заслуживают внимания.

Во-первых, выявлена зависимость между протяженностью аккреционного кольца и структурой галактики, вокруг которой формируется это кольцо. Существование такой зависимости помогает понять, почему у эллиптических галактик практически нет протяженных кольцевых структур. Более подробно данный вопрос предполагается исследовать в отдельной работе.

Во-вторых, обнаружена особая стадия эволюции газового приливного хвоста, когда он оказывается сжатым в плотный протяженный жгут. Простые аналитические оценки показывают, что такой жгут может быть гравитационно неустойчивым и распадаться на отдельные сгустки, служащие очагами звездообразования.

Данная работа выполнена частично при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 94-02-06026-а и 95-02-05596) и частично в рамках ESO C&EE Programme (грант A-03-013)

Астрономический институт
Санкт-Петербургского университета, Россия

SIMULATIONS OF THE LARGE-SCALE GASEOUS STRUCTURES DURING THE GALAXY INTERACTIONS. I. METHODS AND PRELIMINARY RESULTS

N.Ya.SOTNIKOVA

A computer programme designed to study the large-scale transient gaseous structures in galaxies is described and tested. Gasdynamical properties are determined using the 3D SPH approach. Some preliminary results are presented: the formation of gaseous rings around spheroidal galaxies as a result of the merging of small gas rich satellite, as well as due to gas accretion during the encounter with a spiral galaxy of comparable mass. The evolution of tidal gaseous tails of disk galaxies is investigated.

ЛИТЕРАТУРА

1. *L.B.Lucy*, Astron. J., **82**, 1013, 1977.
2. *R.A.Gingold, J.J.Monaghan*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **181**, 375, 1977.
3. *L.Hernquist, N.Katz*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **70**, 419, 1989.
4. *J.J.Monaghan, J.C.Lattanzio*, Astron. and Astrophys., **149**, 135, 1985.
5. *J.J.Monaghan, R.A.Gingold*, J. Comput. Phys., **52**, 347, 1983.
6. *J.J.Monaghan*, Comput. Phys. Rep., **3**, 71, 1985.
7. *J.J.Monaghan*, Comput. Phys. Comm., **48**, 89, 1988.
8. *J.J.Monaghan*, Annu. Rev. Astrophys., **30**, 543, 1992.
9. *M.Steinmetz, E.Muller*, Atron. and Atrophys., **268**, 391, 1993.
10. *M.L.Weil, L.Hernquist*, Astrophys. J., **405**, 142, 1993.
11. *J.C.Mihos, L.Hernquist*, Astrophys. J., **437**, 611, 1994.
12. *J.E.Barnes. L. Hernquist*, Astrophys. J., **370**, L65, 1991.
13. *Р.Хокни, Дж.Иствуд*, Численное моделирование методом частиц, Мир, М., 1987.
14. *G.Sod*, J. Comput. Phys., **27**, 1, 1978.
15. *П.Дж.Роуч*, Вычислительная гидродинамика, Мир, М., 1980.
16. *M.Miyamoto, R. Nagai*, Publ. Astron. Soc. Jap., **27**, 533, 1975.
17. *B.C.Whitemore, R.A.Lucas, D.B.McElroy, T.Y.Steiman-Cameron, P.D.Sackett, R.P.Olling*, Astron. J., **100**, 1489, 1990.
18. *F.Schweizer, B.C.Whitemore, V.C.Rubin*, Astron. J., **88**, 909, 1983.
19. *V.P.Reshetnikov, V.A.Hagen-Thorn, V.A.Yakovleva*, Astron. and Astrophys., **303**, 398, 1995.
20. *J.M.Schombert, J.F.Wallin, C.Struck-Marcell*, Astron. J., **99**, 497, 1990.
21. *J.C.Mihos, D.D.Richstone, G.D.Bothun*, Astrophys. J., **400**, 153, 1992.
22. *K.M.Oslon, J.Kwan*, Astrophys. J., **361**, 426, 1990.
23. *J.Wallin*, Astron. J., **100**, 1477, 1990.
24. *В.А.Антонов, Е.М.Нежинский*, Учен. зап. ЛГУ, **363**, 122, 1973.
25. *В.Л.Поляченко, А.М.Фридман*, Равновесие и устойчивость гравитирующих систем, Наука, М., 1976.
26. *В.П.Решетников*, частное сообщение.