Ч.Т. ОМАРОВ

ПРИМЕНЕНИЕ КОДА NBODY6++ В ДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК

Исследуется динамическая модель активных ядер галактик на основе применения параллельного NBODY6++ кода.

Введение. В этой статье исследуется динамическая модель центральной части активного ядра галактик, состоящей из сверхмассивной черной дыры с вращающимся аккреционным диском и плотного звездного кластера (системы гравитирующих материальных точек), путем прямого точного интегрирования уравнений орбит. Понятно, что при численном моделировании динамики такой модели ($N \geq 10^8$) вычисления были невероятно громоздкими. Поэтому в качестве численного инструмента используется код (программа) NBODY6++, используемая технологию параллельных вычислений (Spurzem R. 1999). Основными проблемами, которые требуют точности изучения являются: моделирование релаксационных процессов звездного кластера; темп, с которым звезды плотного звездного кластера диссипируют свою энергию, взаимодействуя с газом аккреционного диска; и дальнейшая динамика отдельных звезд «пожираемых» сверхмассивной черной дырой.

Основные характеристики компонент модели. Рассматриваемая модель состоит из трех подсистем: плотного звездного кластера, вращающегося аккреционного диска и сверхмассивной черной дыры. Гравитационным потенциалом создаваемый звездным кластером есть $\varphi = G\sum_{i \neq j} \frac{m^{(j)}}{|r_i - r_j|}$ (G – гравитационная постоянная, m – масса звезды, $|r_i - r_j|$ – взаимное расстояние между i и j звездами). Для плотности аккреционного диска ρ_d мы используем известное выражение Новикова-Торна:

$$\rho_d = \Sigma_d \left(R^2\right)^{-3/4} e^{-z^2/2h_z^2}, \quad (1)$$

где Σ_d – поверхностная плотность (*г/см*^{2}), $R = \sqrt{x^2 + y^2}$, h_z^2 – толщина диска.

Вращение аккреционного диска происходит дифференциально по круговым орбитам, т.е. для скорости V_d данного диска имеем

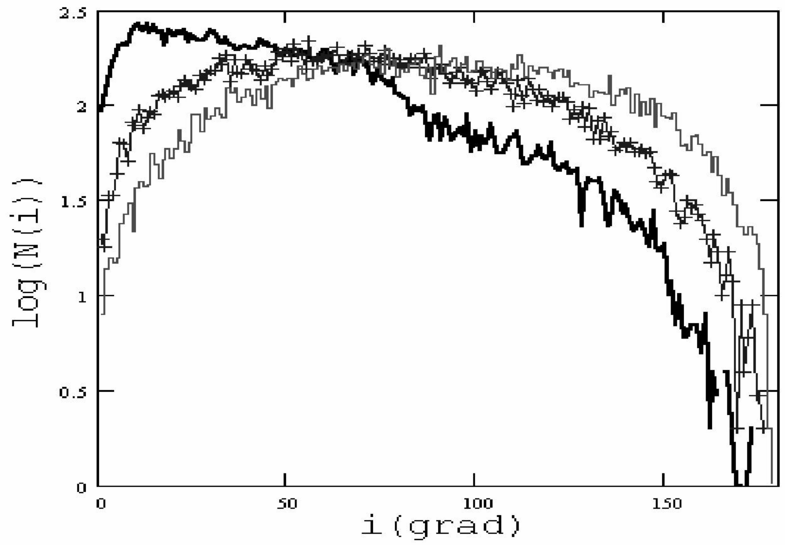

Рис. 1. Изменение распределения наклонов орбит в сторону меньших наклонений

$$V_d = \sqrt{\frac{GM}{R}}, \qquad (2)$$

где M – масса вещества системы внутри радиуса $R = \sqrt{x^2 + y^2}$. Выражение для силы взаимодействия звезды с аккреционным диском можно получить из следующих соображений. Движущийся газ (или вещество) диска, находящийся непосредственно перед звездой, приобретает при контакте со звездой кинетическую энергию K

$$K = \frac{1}{2}\Delta m V_{rel}^2, \qquad (3)$$

где Δm – масса вещества диска, уносимого звездой за интервал Δt с относительной скоростью $\vec{V}_{rel} = \vec{V}_s - \vec{V}_d$, $\vec{V}_s$ – скорость звезды, то есть $\Delta m = \rho_d \pi r_s^2 V_{rel}\, \Delta t$, ($r_s$ – радиус звезды). Понятно, что потеря энергии звезды за этот же интервал времени Δt есть

$$\Delta E \sim \frac{1}{2}\Delta m V_{rel}^2 \sim \frac{1}{2}\rho_d \pi r_s^2 V_{rel} \Delta t V_{rel}^2 \qquad (4)$$

Согласно определению $\frac{\Delta E}{\Delta t} = F \cdot V$, отсюда для силы сопротивления имеем

$$F_d = C_d \rho_d \pi r_s^2 V_{rel}^2 \qquad (5)$$

где C_d – коэффициент сопротивления, который в общем случае зависит как от параметров звезды так и от параметров АД: эффективной температуры звезды, температуры окружающего поля излучения, вязкости газа и т.д., или пользуясь терминологией гидродинамики это означает зависимость от безразмерных критериев подобия - числа Маха M, Рейнольдса Re, Прандля Pr и др. Ясно, что численные значения C_d, требующие экспериментальных и наблюдательных данных, можно получить лишь для ограниченного ряда предположений о взаимодействии звезды с газом. В нашем же случае для удобства проведения численных эксперементов в качестве такого коэффициента мы введем безразмерныи параметр.

Расчеты наклонений орбит. Наклонения орбит к плоскости аккреционного диска можно получить, если полагать, что в каждый момент времени любая частица движется по кеплеровской орбите, т.е.

$$r = \frac{p}{1 + e \cdot \cos\varphi}, \qquad (6)$$

где p, φ – параметр и истинная аномалия орбиты.

Пусть $\vec{r}_i^{(1)}$, $\vec{r}_i^{(2)}$, $\vec{r}_i^{(3)}$ – радиусы-векторы i – ой частицы в моменты времени t_1, t_2, t_3 соответственно. Тогда эксцентриситет e и I – наклонение орбиты могут быть найдены из соотношений [7]

$$\frac{\left[\vec{r}_i^{(1)}, \vec{r}_i^{(2)}\right]}{\left|\left[\vec{r}_i^{(1)}, \vec{r}_i^{(2)}\right]\right|} = \sin\Omega \cdot \sin I \cdot \vec{i} - \cos\Omega \cdot \sin I \cdot \vec{j} + \cos I \cdot \vec{k} \quad (7)$$

$$r_i^{(2)} - p = c_1\left(r_i^{(1)} - p\right) + c_2\left(r_i^{(3)} - p\right) \qquad (8)$$

$$e \cdot \left|\left[\vec{r}_i^{(1)}, \vec{r}_i^{(3)}\right]\right| = \left|\left(p - r_i^{(1)}\right) \cdot \vec{r}_i^{\,3} - \left(p - r_i^{(3)}\right) \cdot \vec{r}_i^{(1)}\right| \quad (9)$$

где $\vec{i},\vec{j},\vec{k}$ – орты осей *x,y,z,* Ω – долгота восходящего узла, а числа c_1, c_2 определяются из условия, что всегда их можно подобрать такими чтобы .

На Рис.1 продемонстрирована эволюция распределения орбит (изначально распределенных сферически-симметрично) в сторону орбит с меньшими наклонениями в результате их взаимодействия с вращающимся аккреционным диском.

Таким образом, на данном этапе показано, что использование NBODY6++ кода является подходящим численным инструментом, позволяющим моделировать сложную систему с большим числом звезд.

ЛИТЕРАТУРА

1. Aarseth S.J. 1999a, Publ. Astr. Soc. Pac. 111, 1333.
2. Aarseth S.J. 1999b, Cel. Mech. Dyn. Astron. 73, 127.
3 Spurzem R. Direct N-body Simulations // The Journal of Computational and Applied Mathematics, Special Volume Computational Astrophysics, Vol. 109, pp. 407-432? 1999.
4. *Vilkoviskij, E. Y.; Czerny, B.* The role of the central stellar cluster in active galactic nuclei. I. Semi-analytical model // Astronomy and Astrophysics, v.387, p.804-817, 2002.

Резюме

Мақалада NBODY6++ параллельді кодын қолдану негізінде ғаламның белсенді ядроларының динамикалық модельдері зерттеледі.

Summary

Dynamical model of active galactic nuclei on the base of parallelized NBODY6++ code is considered

Астрофизический ин-т им. В.Г. Фесенкова,
НЦ КИТ РК, г. Алматы *Поступила 20 мая 2009 г.*