ВЕСТНИК
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 2 — 1969

УДК 523.85

В. М. ТОМОЗОВ

О ФИЗИЧЕСКИХ ЭФФЕКТАХ ТЕСНЫХ СБЛИЖЕНИЙ ГАЛАКТИК

Показано, что тесные сближения между галактиками в плотных скоплениях могут оказать существенное влияние на дисперсию внутренних движений и диссипацию звезд. Галактики рассматриваются как невращающиеся звездные системы с политропными распределениями плотности.

Недавно в работе [1] были опубликованы данные о числе столкновений галактик с учетом их гравитационного взаимодействия в богатых скоплениях «Дева» и «Волосы Вероники» при современной шкале расстояний ($\mathcal{H}=100$ *км/сек/мпс*). Естественно, что при тесных сближениях галактик возможны взаимные искажения формы, возмущения структуры и обмен звездами, что отмечалось в работах [2, 3]. В данной работе рассматривается задача о влиянии тесных сближений галактик на распределение скоростей звезд и темп эволюции звездных систем, испытавших взаимные возмущения. Возможна следующая общая постановка задачи. Система гравитирующих материальных точек, находящихся в самосогласованном поле, испытывает возмущение гравитационного потенциала $\delta\Phi$, сравнимое с ее собственным потенциалом Φ. При этом время действия возмущения $\tau \ll t$, где t — характерное время системы, определяемое через среднюю скорость движения частиц относительно центра масс системы v и ее характерный размер R. Мы ограничимся лишь количественными оценками влияния возмущения на дальнейшую эволюцию галактики в наиболее простых случаях.

Теория столкновений галактик в импульсном представлении ($\tau \ll t$) была развита С. М. Алладином [3] на основе следующих предположений: а) относительное движение галактик описывалось как движение центров масс в первом приближении; б) внутренними движениями в галактиках в процессе столкновения пренебрегалось; в) рассматривалась протяженная модель галактики в виде суперпозиции политропных распределений, предложенная Лимбером [4]. В статье Эйбелла [5] приводятся данные об измерениях красных смещений отдельных галактик для богатых скоплений «Волосы Вероники» и «Дева». Согласно этим данным, относительные скорости галактик в скоплениях более чем на порядок превосходят скорости их внутренних движений, что и позволяет рассматривать взаимодействие галактик как импульсное.

Рассмотрим влияние тесных сближений галактик на скорости их внутренних движений. Изменение скорости отдельной звезды в результате акта взаимодействия галактик имеет вид

$$\Delta v' = \int_{-\infty}^{\infty} f dt.$$

Полная энергия галактики может быть записана в виде

$$E = \Omega + U_\theta + U_r.$$

Здесь Ω — гравитационная энергия, U_r — энергия регулярного вращения звезд вокруг центра системы, U_θ — энергия хаотических движений звезд в галактике. Исключая из рассмотрения системы с вращением, предположим, что $U_r \ll U_\theta$. Пусть рассматриваемая звездная система описывается политропным распределением индекса $n=4$, справедливость этого предположения обоснована в работе [3]. Тогда относительное изменение энергии хаотических движений звезд $\Delta U_\theta / U_\theta$ галактики массы $\mathfrak{M}_2$ в результате возмущения ее галактикой массы $\mathfrak{M}_1$ [3] будет

$$\frac{\Delta U_\theta}{U_\theta} = \frac{8}{3} \frac{G^2 \mathfrak{M}_1^2 \mathfrak{M}_2 r_{c_2}^2}{p^4 V^2 \Omega_2}.$$

Здесь G — гравитационная постоянная, r_{c_2} — среднеквадратичный радиус галактики $\mathfrak{M}_2$, p — параметр столкновения — расстояние наиболее тесного сближения центров масс галактик $\mathfrak{M}_1$ и $\mathfrak{M}_2$, V — относительная скорость сближения. Полагая

$$\Omega_2 = \frac{G \mathfrak{M}_2^2}{R_2}$$

(где R_2 — радиус возмущаемой галактики $\mathfrak{M}_2$ и считая $r_{c_2} = 0{,}188$, R_2, для политропы $n=4$), получим

$$\frac{\Delta U_\theta}{U_\theta} = 0{,}0314 \frac{G \mathfrak{M}_1^2}{\mathfrak{M}_2 R_2 V^2} \left(\frac{R_2}{p} \right)^4. \tag{1}$$

Предположим, что система находится в статистическом равновесии, тогда распределение скоростей звезд — максвелловское:

$$f(v)\, dv = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi\theta} \right)^{3/2} \exp\left\{ -\frac{mv^2}{2\theta} \right\} v^2 dv,$$

где m — масса отдельной звезды, $\theta = \frac{1}{3} m\bar{v}^2$ — аналог температуры, а $\bar{v}$ — средняя остаточная скорость звезд. Запишем выражение для внутренней энергии системы

$$U_\theta = \frac{3}{2} N\theta = \frac{N}{2} m\bar{v}^2,$$

где N — общее число звезд в галактике. Легко получить связь между изменением внутренней энергии и изменением дисперсии скоростей:

$$\frac{1}{2} \frac{\Delta U_\theta}{U_\theta} = \frac{\Delta \bar{v}}{\bar{v}} = \gamma. \tag{2}$$

Наиболее эффективным процесс увеличения внутренней энергии при близких прохождениях галактик (см. формулу (1)) будет при взаимодействии галактик различных масс, — например, карликовой и нормальной. Пусть карликовая галактика массы $\mathfrak{M}_2=10^9\,\mathfrak{M}_\odot$ и радиуса $R_2=2$ *кпс* испытывает возмущение со стороны нормальной галактики массы $\mathfrak{M}_1=10^{11}\,\mathfrak{M}_\odot$. При относительной скорости $V=2\cdot 10^3$ *км/сек*, что соответствует оценке для скопления «Волосы Вероники» [5], получим, что $\Delta\bar{v}=0{,}25\,\bar{v}$, если $R_2=p$, где p — параметр столкновения.

Рассмотрим вопрос о диссипации звездной системы, испытавшей возмущение гравитационного потенциала. Выбросом звезд в процессе столкновения пренебрегаем, так как рассматривается импульсное приближение. Доля звезд α, диссипировавших из невращающейся звездной системы за время релаксации T_r, определяется выражением [6]:

$$\alpha=\frac{dN}{N}=\frac{\int\limits_{\varepsilon_0}^{\infty} e^{-\varepsilon/\theta}\sqrt{\varepsilon}\,d\varepsilon}{\int\limits_{0}^{\infty} e^{-\varepsilon/\theta}\sqrt{\varepsilon}\,d\varepsilon}. \tag{3}$$

Здесь ε_0 — работа отрыва, а T_r — время перехода системы к статистическому равновесию или время релаксации:

$$T_r=\frac{1}{8\lg\frac{N}{4}}\sqrt{\frac{NR^3}{Gm}},$$

где N — число звезд в системе, R — радиус системы, m — масса отдельной звезды. Обозначая (*) параметры «возмущенной» звездной системы, получим выражение для изменения потока диссипирующих звезд

$$\frac{dN^*}{dN}=\frac{\frac{\sqrt{\pi}}{2}\,\theta^{*^{3/2}}\left\{1-\Phi\left(\sqrt{\frac{2\varepsilon_0}{\theta^*}}\right)\right\}+\theta^*\sqrt{\varepsilon_0}\,e^{-\varepsilon_0/\theta^*}}{\frac{\sqrt{\pi}}{2}\,\theta^{3/2}\left\{1-\Phi\left(\sqrt{\frac{2\varepsilon_0}{\theta}}\right)\right\}+\theta\sqrt{\varepsilon_0}\,e^{-\varepsilon_0/\theta}},$$

где $\Phi(x)$ — интеграл вероятности:

$$\Phi(x)=\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int\limits_0^x e^{-t^2/2}dt.$$

Мы здесь положили, что $N=N^*$. Считая $\varepsilon_0=6\,\theta$ [7] и пренебрегая изменением численных множителей, запишем

$$\frac{\alpha^*}{\alpha}=\frac{dN^*}{dN}\simeq\left(\frac{\theta^*}{\theta}\right)^{3/2}=\left(\frac{\bar{v}^*}{\bar{v}}\right)^3. \tag{4}$$

Мы считаем, что приобретенная в результате взаимодействия энергия не позволяет основной доле звезд покинуть галактику непосредственно после столкновения, исключая тем самым из рассмотрения маловероятные сближения галактик с малым параметром столкновения.

Как известно, галактики являются гравитирующими системами, в которых длина свободного пробега частиц-звезд больше размеров самой системы [8]. Вследствие этого существенную роль в процессе обмена энергией между звездами должны играть далекие сближения, приводящие к медленной диффузии в пространстве энергий. Передача энергии малыми порциями, заведомо меньшими гравитационной температуры системы, приводит к тому, что звезды, диссипирующие из системы, уносят малую долю ее полной энергии. Это позволило Л. Э. Гуревичу и Б. Ю. Левину [9] сделать предположение о сохранении полной энергии системы в процессе ее диссипации. Согласно [9], время полной диссипации гравитирующей системы из начального состояния, характеризуемого температурой θ_0, числом звезд N_0 и плотностью n_0, имеет вид

$$t_d = \frac{2}{7} t_0 \left(\frac{\theta_0}{\theta} \right)^{-7/2}, \tag{5}$$

где

$$t_0 = \frac{\bar{v}^3}{\alpha \left(\ln \frac{N}{2} \right) (Gm)^2 n}$$

есть время мгновенной диссипации [9], α — доля звезд с энергией, достаточной для ухода из системы, определенная выражением [3]. Время мгновенной диссипации t_0 остается постоянным и после возмущения системы, так как доля диссипирующих звезд $\alpha \sim \bar{v}^3$.

На основании (2), тепловую скорость частиц системы после ее возмущения можно записать:

$$\bar{v}^* = \bar{v} (1 + \gamma), \tag{6}$$

откуда, используя (4), (5) и (6), получим

$$t_d^* = t_d (1 + \gamma)^{-7}.$$

При тех же предположениях о столкновении карликовой и нормальной галактик получим $-td^*/td = 0{,}2$. Введем безразмерные величины:

$$\xi = \frac{p}{R_2}, \quad \mu = \frac{\mathfrak{M}_1}{\mathfrak{M}_2}, \quad \tau = \frac{t_d^*}{t_d}.$$

Здесь R_2 — радиус возмущаемой галактики, $\mathfrak{M}_2$ — ее масса, p — параметр столкновения. Вероятность тесного сближения галактик $\eta(\xi)$ с параметром столкновения, лежащим в пределах от 0 до p:

$$\eta(\xi) = \frac{\sigma(\xi)}{\sigma(\xi_{\max})},$$

где выражение для сечения взаимодействия σ [1]:

$$\sigma(\xi) = \pi \xi^2 R_2^2 \left\{ 1 + \frac{2G\mathfrak{M}_2 (1 + \mu)}{\xi R_2 V^2} \right\}.$$

Здесь V — относительная скорость движения галактик. В табл. 1 и 2 представлены результаты расчетов для величин η, γ и τ при различных μ и ξ. Табл. 1 рассчитана в предположении, что возмущаемой галактикой является карликовая система ($\mathfrak{M}_2 = 10^9\ \mathfrak{M}_\odot$, $R_2 = 2$ *кпс*). В табл. 2 расчет сделан для случая нормальной галактики ($\mathfrak{M}_2 = 10^{11} \mathfrak{M}_\odot$, $R_2 = 10$ *кпс*). Нормировка величины $\eta(\xi)$ произведена в предположении, что максимальным параметром сближения $\xi_{\max} = 2$. В обоих случаях скорость относительного движения галактик принята равной $V = 2 \cdot 10^3$ *км/сек*.

Из анализа данных этих таблиц следует, что наиболее сильные изменения дисперсии скоростей и времени диссипации наступают при тесных ($\xi = 1$; 0,5) сближениях галактик различных масс ($\mu = 10^1$, 10^2). По-видимому, большинство галактик в скоплениях принадлежит к карликовым системам, определенная часть из которых физически связана с нормальными галактиками [10, 11]. Расчеты, сделанные в [1], показали, что в богатом скоплении «Волосы Вероники» за 10^{10} лет в центральной области радиуса 160′ произошло около 200 столкновений галактик различных типов. Однако следует учесть, что эти расчеты делались для

Таблица 1

	$\xi_{max}=2$			$\xi=1$			$\xi=0{,}5$		
μ	η	γ	τ	η	γ	τ	η	γ	τ
10^0	1	$5{,}5\cdot10^{-7}$	~1	0,25	$8{,}6\cdot10^{-6}$	~1	0,06	$1{,}4\cdot10^{-4}$	~1
10^1	1	$5{,}5\cdot10^{-5}$	0,99	0,25	$8{,}6\cdot10^{-4}$	0,99	0,06	$1{,}4\cdot10^{-2}$	0,9
10^2	1	$5{,}5\cdot10^{-3}$	0,62	0,26	0,086	0,47	0,06	1,4	$8{,}2\cdot10^{-4}$

Таблица 2

	$\xi_{max}=2$			$\xi=1$			$\xi=0{,}5$		
μ	η	γ	τ	η	γ	τ	η	γ	τ
10^{-1}	1	$1{,}1\cdot10^{-7}$	~1	0,25	$2\cdot10^{-6}$	~1	0,065	$3\cdot10^{-5}$	~1
10^0	1	$1{,}1\cdot10^{-5}$	~1	0,25	$2\cdot10^{-4}$	0,998	0,065	$3\cdot10^{-3}$	0,998
10^1	1	$1{,}1\cdot10^{-3}$	0,992	0,25	$2\cdot10^{-2}$	0,86	0,11	0,3	0,2

галактик ярче $17^m{,}4$ и полное их число в указанной выше зоне составляло 682, тогда как согласно Цвикки [12] в том же скоплении внутри области радиуса 360′ находится 10724 галактики ярче $19^m{,}0$, так что число тесных сближений должно быть гораздо больше. Несомненно, что близкие прохождения галактик должны оказывать существенное влияние на дисперсию скоростей и диссипацию звездных систем преимущественно малых масс в плотных скоплениях. Галактики, принадлежащие скоплениям, показывают большое разнообразие истинных сжатий [13] по отношению к галактикам поля, что, возможно, тоже является следствием эффекта сближений.

В заключение выражаю глубокую благодарность Ф. А. Цицину за многочисленные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Томозов В. М. «Астрон. журн.», 44, 1280, 1967.
2. Саакян Р. А. ДАН Арм. ССР, 31, 1, 1960.
3. Alladin P. A. Astrophys. J., 141, 2, 1965.
4. Limber D. N. Astrophys. J., 134, 2, 1961.
5. Abell G. O. «Problems of Extra-Galactic Research» IAU Symp. London, No. 15, 1962.
6. Амбарцумян В. А. «Уч. зап. ЛГУ», № 22, 1938.
7. Огородников К. Ф. Динамика звездных систем. М., Физматгиз, 1958.
8. Чандрасекар С. Принципы звездной динамики. М., ИЛ, 1948.
9. Гуревич Л. Э., Левин Б. Ю. ДАН СССР, 70, 781, 1950.
10. Караченцев И. Д. «Астрофизика», 1, 2, 1965.
11. Reaves G. Astron. J., 61, 69, 1956.
12. Zwicky F. «Morphological Astronomy», Berlin, Springer—Verlag, 1957.
13. Каврайская К. В. «Вестн. Ленингр. ун-та», матем., мех., астрон., № 1, 148, 1958.

Поступила в редакцию
1.6 1968 г.

Кафедра
астрофизики