

ДИССИПАЦИЯ ЗВЕЗД В РАССЕЙННОМ  
ЗВЕЗДНОМ СКОПЛЕНИИ NGC 188

В. М. ДАНИЛОВ

Поступила 25 января 1974

Определены полная масса  $M = (1240 \pm 210) m_{\odot}$ , радиус модели, аппроксимирующей скопление  $R = 26.7$  пс, распределение звезд по радиусу и скорость распада рассеянного звездного скопления NGC 188. Время полного распада скопления получено равным  $1.18 \cdot 10^{11}$  лет.

В работах [1, 2] был рассмотрен метод расчета скоростей диссипации звезд в скоплении с неоднородным по массе звездным составом и произвольным распределением звезд по пространственной координате. Функция распределения звезд по скоростям предполагалась сферически симметричной во всех точках скопления и обрванной на критической скорости  $v_0$ . Возмущения скоростей движения звезд рассматривались имеющими характер возмущений Ландау [3].

Оценим скорость распада скопления. Согласно (5), из [2] имеем:

$$-\frac{dn}{dt} = \frac{1}{2t(\bar{v})} \int_0^{v_0} f(v) dv \approx \frac{n}{2t(\bar{v})}, \quad (1)$$

где  $n$  — концентрация звезд в точке, удаленной на расстояние  $r$  от центра скопления (скопление предполагается сферически симметричным);  $1/2t(\bar{v})$  — средняя относительная частота „выброса“ звезд из скопления;  $f(v)$  — функция распределения абсолютных скоростей звезд,  $v_0$  — критическая скорость.

Согласно (7), из [2] приближенно имеем:

$$\frac{1}{t(\bar{v})} = \frac{\lambda}{(v_0 - \bar{v})^2} \int_{\bar{v}}^{v_0} \frac{f(v) dv}{v} \approx \frac{\lambda n}{2\bar{v}^3}, \quad \lambda = 4\pi G^2 \bar{m}^2 \ln N, \quad (2)$$

где  $\bar{v}$  — средняя квадратическая скорость звезды в скоплении,  $\bar{m}$  — средняя масса звезды скопления,  $N$  — общее число звезд скопления.

Подставим (2) в (1).

$$-\frac{\partial n}{\partial t} \approx \frac{\lambda n^2}{4\bar{v}^3}. \quad (3)$$

Усредним функцию  $1/\bar{v}^3$  по всему скоплению. Для этого запишем:

$$\left\langle \frac{1}{\bar{v}^2} \right\rangle = \frac{\int_0^R r^2 n(r) \frac{1}{\bar{v}^2(r)} dr}{\int_0^R r^2 n(r) dr}. \quad (4)$$

Поскольку все рассуждения носят чисто оценочный характер, то для вычисления интегралов в (4) воспользуемся приближенной моделью сферического скопления, рассмотренной в работе [4].

$$\Phi = \frac{G\bar{m}N}{\sqrt{a^2 + r^2}}, \quad n(r) = n(0) \frac{1}{\left(1 + \frac{r^2}{a^2}\right)^{5/2}}, \quad \bar{v}^2 = \frac{1}{2} \Phi \quad (5)$$

где  $\Phi$  — потенциал регулярных сил скопления;  $a$  — постоянная интегрирования, определяемая из условия в центре скопления  $\Phi(0) = G\bar{m}N/a$ .

Для определения  $\Phi(0)$  воспользуемся результатами расчетов моделей квазистационарных звездных скоплений [5].

$$\Phi(0) = \zeta \omega(0) = \pi \eta^2 \mu \omega(0), \quad N = 62120 \pi \eta^3, \quad R = 131.1 \eta \text{ пс}, \quad (6)$$

где  $\omega$  — безразмерный потенциал;  $\eta$  — масштаб измерения расстояний в модели [5];  $\mu$  — относительная масса звезды;  $\zeta$  — масштаб измерения средних квадратов скоростей звезд в модели [5].

Приравнявая  $\Phi(0)$  из (5) и (6), получаем  $a$ .

$$\Phi(0) = \frac{N\mu}{R_{\text{пс}}} 0.134 \left( \frac{\text{км}^2}{\text{сек}^2} \right) = \frac{G\bar{m}N}{a}, \quad a = 0.323 R_{\text{пс}}. \quad (7)$$

Поскольку  $\bar{m}$  в работе [4] вычисляется в массах Солнца, то в формуле (7)  $\mu = \bar{m}$ . Подставим (5) в (4) и вычислим полученные интегралы.

$$\left\langle \frac{1}{v^2} \right\rangle = \frac{2.808 a}{GmN} = 1.404 \frac{1}{v^2(0)}; \quad \left\langle \frac{1}{v^3} \right\rangle \simeq 1.664 \left( \frac{2}{\Phi(0)} \right)^{3/2}. \quad (8)$$

Легко видеть, что

$$N = 4\pi \int_0^R r^2 n(r) dr \simeq \frac{4}{3} \pi a^3 n(0), \quad J = 4\pi \int_0^R r^2 n^2(r) dr \simeq \frac{4}{3} \pi a^3 n^2(0) \cdot 0.190 \quad (9)$$

Подставляя  $a$  из (7) в выражение для  $J$ , находим:

$$J = 0.429 \frac{N^2}{R^2}. \quad (10)$$

Подставим  $\langle 1/v^3 \rangle$  из (8) в (3) и проинтегрируем (3) по всему объему, занимаемому скоплением. Получим скорость диссипации скопления в настоящий момент

$$-\frac{dN}{dt} = 0.560 \lambda \left( \frac{2}{\Phi(0)} \right)^{3/2} \frac{N^2}{R^2}. \quad (11)$$

Поскольку  $\Phi(0) \sim N$  (см. (7)),  $R^2 \sim N$  (см. (6)), то  $dN/dt \sim 1/\sqrt{N}$ . Таким образом, заниженные значения величин  $R$  и  $N$  существенно завышают скорость диссипации звезд в скоплении и, следовательно, при расчете величины  $dN/dt$ , кроме вычисления общей массы скопления  $\mathfrak{M}$  необходимо знать закон, по которому эта масса в скоплении распределена. В работе [2] скорость распада звездного скопления NGC 6819 оказалась завышенной в связи с неучетом вклада в регулярное поле, вносимого подсистемой звезд малых масс, невидимых из-за удаленности скопления. Кроме того, значение скорости диссипации в [2] получилось завышенным в результате того, что радиус скопления определяется из звездных подсчетов неточно и его величина часто оказывается заниженной. Для получения вышеизложенных характеристик скопления воспользуемся результатами работы [6], которые запишем в следующем виде:

$$C_i = \frac{(1 - u_{01})}{u_{01}} \frac{m_i n_{0i}}{\sum_{j=2}^k m_j n_{0j}} \left( 1 + \frac{m_2 (1 - u_{01})}{u_{01}} \frac{\sum_{j=2}^k n_{0j}}{\sum_{j=0}^k m_j n_{0j}} \right)^{\alpha_i}$$

$$i = 2, 3, \dots, k; \alpha_i = \frac{m_i - m_1}{m_1}; \quad m_1 < m_2 < \dots < m_k. \quad (12)$$

Скопление разбито на  $k$  групп звезд по их массам  $m_i$ . В (12) парциальные плотности звезд  $i$ -ой группы  $u_{0i}$  выражены через  $u_{01}$ , т. е.

$$u_{0i} = (1 - u_{01}) \frac{m_i n_{0i}}{\sum_{j=2}^k m_j n_{0j}}. \quad n_{0i} - \text{концентрация звезд } i\text{-ой группы в центре}$$

скопления.  $C_i$  — постоянные интегрирования, определяемые из (12). Звезды с малыми массами  $m_1$  будем считать невидимыми из-за удаленности скопления. В связи с этим в формулах (12) концентрации  $n_{0i}$  выражены через все остальные параметры. После того, как получены постоянные  $C_i$ , значения парциальных плотностей  $u_i$  определяются по формулам работы [6],  $u_i = \frac{C_i \omega^{\alpha_i}}{\sum_{j=1}^k C_j \omega^{\alpha_j}}$ , где  $\omega$  связано с

пространственной координатой при помощи соотношения (13).

$$\rho = \sqrt{\frac{1}{\left(\sum_{j=1}^k \frac{C_j \omega^{\alpha_j + 1}}{\alpha_j + 1}\right)^{1/3}} - 1}, \quad \rho = \frac{r}{a}. \quad (13)$$

В качестве примера использования соотношений (12), (13) определим массу скопления NGC 188. Это скопление было подробно изучено в работах [7—12]. Расстояние до скопления 1.2 клс [11]. Возраст скопления  $1.4\text{--}1.6 \cdot 10^{10}$  лет [7]. В работе [10] приводится функция светимости скопления до абсолютной звездной величины  $M_{\text{pg}} = +10^m$ . Функция показывает систематическое уменьшение числа звезд, начиная с  $M_{\text{pg}} = +5^m$  и до  $M_{\text{pg}} = +10^m$ , которое в работах [13—15] объясняется диссипацией звезд малых масс из скопления. Для вычисления пространственных концентраций звезд в скоплении воспользуемся звездными подсчетами в кольцевых зонах, приводимыми в работе [8]. Подсчеты звезд [8] выполнены до звездной величины  $V = +16^m$  и  $B = +16^m$  ( $M_{V,B} = +5^m$ ). Звезды с массами  $m < 0.9 m_{\odot}$  уже не видны на фотопластинках. По формуле перевода видимых плотностей звезд  $F(r)$

в пространственные  $n(\rho) = \frac{1}{\pi} \int_{\rho}^R \sqrt{r^2 - \rho^2} \frac{d}{dr} \left( \frac{1}{r} \frac{d}{dr} F(r) \right) dr$ , [16], по-

лученной в предположении о сферической симметрии скопления, находим конкретное распределение звезд по координатам на интервале

[0, 11.6 пс] от центра скопления.  $n(0) = 7.25 \text{ пс}^{-3}$ . Среднюю массу звезды в полученном распределении  $n(r)$  находим при помощи функции светимости [8] с использованием таблиц [17] и эволюционных треков звезд [18, 19].  $\bar{m}_2 = 1.28 \bar{m}_\odot$ . Пусть  $k = 2$ . Для определения общей массы скопления необходимо уравновесить видимое распределение звезд в NGC 188 подсистемой звезд малых масс, невидимых из-за удаленности скопления. Изменением процентного содержания слабых звезд  $u_0$ , на интервале [0; 1] достигается совпадение наблюдаемого распределения  $n(r)$  с функцией  $n_2(\rho)$ . Соответствующее распределение  $n_2(\rho)$  позволяет определить полную массу скопления. Сравнение функций  $n_2(\rho)$  и  $n(r)$  необходимо проводить в интервале  $r \in (0, R_{II}]$  так, чтобы число звезд под кривой  $n_2(\rho)$  равнялось наблюдаемому на указанном интервале числу звезд  $N_n$  в скоплении.

$$4\pi a^3 \int_0^{\frac{R_{II}}{a}} n_2(\rho) \rho^2 d\rho = N_n. \quad (14)$$

(14) является условием для определения  $a = 0.323 R_{II}$ , то есть после совмещения распределений  $n_2(\rho)$  и  $n(r)$  должен быть получен и действительный радиус скопления  $R$ .

В результате уравниваний было получено следующее свойство. Чем больше средняя масса слабой звезды  $\bar{m}_1$ , тем большее число звезд  $N_1$  массы  $\bar{m}_1$  необходимо для уравнивания наблюдаемого распределения  $n(r)$ , тем больше масса скопления.

Для вычисления величины массы  $\bar{m}_1$  использовалась функция светимости, полученная в фотографической (pg) системе в работе [10]. При помощи диаграммы цвет — светимость и нормальных точек диаграммы цвет — светимость [9] функция светимости [10] была переведена в систему V-величин. Для звездных величин  $M_V = 6, 7, 8$  в работе [13] приведены значения функции светимости скопления NGC 188. Общая динамическая эволюция правой части функции светимости среднего скопления была приблизительно изучена в работе [20]. Функция с индексом  $i = 36$  была совмещена с переведенной функцией светимости на интервале от  $M_V = +5^m5$  до  $M_V = +8^m5$ . Переведенные в систему V значения функции светимости [10] на этом интервале и значения, взятые из работ [13, 20], были усреднены между собой. Функция светимости с индексом  $i = 36$ , [20], постепенно убывая, достигает  $M_V = 11^m5$ , что соответствует звездам с  $m < 0.22 m_\odot$ . После сравнения функции светимости [8] с полученной было определено приближенное значение средней массы звезды из подсистемы

звезд малых масс  $\bar{m}_1 = 0.73 m_\odot$ . В результате совмещения функций  $n_2(\rho)$  и  $n(r)$  получено значение общей массы скопления  $\mathfrak{M} \sim 10^3 + 10^4 m_\odot$  и радиуса скопления  $R \sim 3 \cdot 10^1$  пс, что позволяет считать видимую конфигурацию NGC 188 малой примесью к действительной системе звезд в скоплении NGC 188. Для уточнения полученных значений  $\mathfrak{M}$  и  $R$  использовалась аппроксимация наблюдаемого распределения звезд  $n(r)$  квазистационарными моделями подсистем массивных звезд, представляющих собой малую примесь к однородному скоплению. Методика расчета таких моделей приводится в работе [21]. Введение условия диссипации позволяет уточнить ход плотностей звезд вблизи внешней границы скопления. Уравнения квазистационарной подсистемы массивных звезд ( $m = \bar{m}_2$ ) малой примеси имеют вид (15), [21].

$$\begin{aligned} x' &= \frac{1}{z^2 - b^2 \rho^2} \left[ \left( \frac{5}{2} b^2 \rho + v - u + b \rho \varphi \right) x + (-b - \varphi) y \right], \\ y' &= \frac{1}{z^2 - b^2 \rho^2} \left[ \left( -\frac{5}{2} b z + b \rho u - b \rho v - z \varphi \right) x + \left( 3b^2 \rho - 2 \frac{z}{\rho} + b \rho \varphi \right) y \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

В этих уравнениях  $x$  — звездная плотность,  $y$  — количество движения центроида,  $z$  — средний квадрат радиальной компоненты скорости звезд,  $w$  — потенциал,  $\rho$  — расстояние от центра,  $z' = u$ ,  $w' = v$ ,  $\varphi$  — темп диссипации в точке с координатой  $\rho$ ,  $b/2 = \bar{\varphi}$  — доля звезд подсистемы, диссипирующих из скопления за единицу времени.

Пусть  $q$  — процентное содержание звезд с массой  $\bar{m}_2$  в скоплении, тогда средняя масса звезды скопления определяется соотношением  $\bar{m} = q \bar{m}_2 + (1 - q) \bar{m}_1$ . Функциональная зависимость величины средней квадратической скорости звезд относительной массы  $\bar{m}_2/\bar{m}$  от пространственной координаты  $\rho$  вычисляется по методике [21]. При интегрировании системы дифференциальных уравнений (15) относительные скорости диссипации были заданы согласно работе [22], так как в работе [21] скорости диссипации звезд с различной относительной массой вычислены лишь для малого интервала звездных масс. Полученное в результате интегрирования системы (15) решение  $n_2(\rho)$  было совмещено с наблюдаемым распределением звезд  $n(r)$  таким же образом, как это указано в (14), причем центральная концентрация положена равной наблюдаемому значению  $n(0) = 7.25$  пс<sup>-3</sup>.

После уравнивания получены: радиус модели, аппроксимирующей скопление  $R = 26.7$  пс, общее число звезд  $N = 1472$ ,  $N_1 = 1178$ ,  $N_2 = 294$  ( $N_n = 252$ ) и общая масса скопления  $\mathfrak{M} = N_3 \left( \bar{m}_2 + \frac{1 - q}{q} \bar{m}_1 \right)$

$$\mathfrak{M} = (1240 \pm 210) m_{\odot}. \quad (16)$$

Ошибка в  $\mathfrak{M}$  возникает из-за неточностей совмещения функций  $n_2(\rho)$  и  $n(r)$ , неточности в определении величины средней массы  $\bar{m}_1$  и неточности самих моделей [21]. Ошибка в (16) учитывает только неточности совмещения распределений звезд. Ее можно уменьшить после учета дисперсии масс в видимой и невидимой подсистемах звезд NGC 188, что одновременно несколько уменьшает и радиус скопления. Ошибка в определении  $\bar{m}_1$ , по-видимому, очень не велика, так как при вычислении  $\bar{m}_1$  остались неучтенными лишь самые слабые звезды с массами  $m < 0.22 m_{\odot}$ , и, кроме того, функция светимости скопления сильно убывает в направлении увеличения  $M_V \left( \frac{\varphi(5^m)}{\varphi(11^m)} > 10 \right)$ .

Поскольку вклад в величину массы  $\mathfrak{M}$  (и в  $\bar{m}_1$ ) дает произведение функции светимости  $\varphi(M_V)$  на соответствующие массы звезд, которые тоже сильно убывают в направлении увеличения  $M_V$ , то ошибка в  $\bar{m}_1$  получается лишь во 2–3-м знаках после запятой, что, в свою очередь, гораздо слабее влияет на  $\mathfrak{M}$  скопления в сравнении с неточностями совмещения. Общая масса скопления получена завышенной в связи с тем, что в качестве  $\bar{m}_1$  взята несколько завышенная величина. В работах [23] и [24] значение полной массы NGC 188 определено равным  $881 m_{\odot}$  и  $2800 m_{\odot}$ , соответственно.

Оценим скорость диссипации скопления (11) с учетом характеристик (16). Грубый учет эффекта кратности звездных сближений может быть сделан в результате замены  $\ln N$  на  $2 \ln [(4\pi/3)^{1/3} N^{1/6}]$  в формуле (2) для величины  $\lambda$  [2]. Тем самым максимальное придельное расстояние получается равным среднему по всему скоплению расстоянию между звездами. Величина потенциала в центре скопления  $\Phi(0) = 2.051 \text{ пс}^2/\text{млн.лет}^2$  была получена из решения уравнения Пуассона.

$$\Delta\Phi = -4\pi G \sum_{i=1}^2 \bar{m}_i n_i = -4\pi G \bar{m} \sum_{j=1}^2 n_j, \quad (17)$$

где  $n_1 = n_1 \frac{(\bar{m} - \bar{m}_2)}{(\bar{m}_1 - \bar{m})}$ . В формулах (11), (17) приняты следующие единицы измерения:  $t \sim 1 \text{ млн.лет}$ ,  $r \sim 1 \text{ пс}$ ,  $m \sim 1 m_{\odot}$ . Окончательно для скорости распада скопления имеем

$$-\frac{dN}{dt} = 0.278 \cdot 10^{-3} \frac{N^2}{R^3} = 0.328 \cdot 10^{-1} \text{ млн.лет}^{-1}, \quad (18)$$

что соответствует уменьшению числа звезд в  $e$  раз за время  $T_e = 2.87 \cdot 10^{10}$  лет и полному распаду скопления за время  $T = 4.49 \cdot 10^{10}$  лет (в случае равномерного по времени распада). Формула (18) с очевидностью носит приближенный характер из-за всех сделанных допущений, а также в связи с использованием в качестве  $n_i(r)$  бесстолкновительных моделей [4]. Использование, к примеру, нормального распределения звезд по координате ( $n(r) = n(0)e^{-r/r_0}$ ) дает следующую скорость распада скопления:

$$-\frac{dN}{dt} = 0.915 \cdot 10^{-4} \frac{N^2}{R^3} = 0.106 \cdot 10^{-1} \text{ млн. лет}^{-1},$$

$$T_e = 8.89 \cdot 10^{10} \text{ лет}, T = 1.39 \cdot 10^{11} \text{ лет} \quad (19)$$

Определим скорость распада NGC 188 из соотношения

$$-\frac{dN}{dt} = N \frac{a_1}{\tau} \quad (20)$$

где  $a_1$  — доля звезд массы  $\bar{m}$ , диссипирующих за время релаксации скопления  $\tau$ . По Чандрасекару [25],

$$\tau = \frac{1}{16} \left( \frac{3\pi}{2} \right)^{1/2} \sqrt{\frac{N\bar{R}^3}{G\bar{m}}} \frac{1}{\ln(N/2^{3/2})}, \quad (21)$$

где  $R$  — средний радиус скопления.

Для определения скоростей диссипации скопления, составленного из звезд массы  $\bar{m}$ , воспользуемся значениями  $a_1$ , приведенными в работе [20] по Чандрасекару и Спитцеру и Харму [26]. Средний радиус в (21) определим, считая звезды распределенными по нормальному закону  $n(r) \sim l^{-r/r_0}$  в скоплении. В этом случае  $\bar{R} = 0.477 R$ ,  $r_0 = 0.159 R$ . Время полного распада получено равным  $T = 9.98 \cdot 10^{10}$  лет ( $-dN/Ndt = 0.1002 \cdot 10^{-4}$  млн. лет $^{-1}$ ) и  $T = 9.23 \cdot 10^{10}$  лет ( $-dN/Ndt = 0.108 \cdot 10^{-4}$  млн. лет $^{-1}$ ) по Чандрасекару и Спитцеру и Харму, соответственно. Относительная скорость диссипации звезд средней массы  $\bar{m}$  равна  $\varphi_0 = -[1/n(\bar{m})][dn(\bar{m})/dt]$

$$\varphi_0 = \frac{1 - \frac{4}{\pi} \int_0^{\sqrt{6}} x^2 e^{-x^2} dx}{\tau}, \quad (22)$$

где  $n(\bar{m})$  — концентрация звезд средней массы  $\bar{m}$  в точке с координатой  $r$ . Согласно [21] имеем

$$\varphi_i = \varphi_0 \frac{t_{e0}/\tau_0}{t_{ei}/\tau_0} \quad (23)$$

где  $\varphi_i$  — относительная скорость диссипации звезд массы  $\bar{m}_i$ ,  $t_e$  — время „испарения“, полученное в работе Спитцера и Харма [26] в предположении, что потенциал постоянен внутри и равен нулю вне скопления. Время испарения определяется как время, за которое, вследствие испарения (диссипации), число звезд скопления уменьшается в  $e$  раз при постоянном времени релаксации  $\tau_0$ . Значения величин  $(t_{ei}/\tau_0, i = 0, 1, 2)$  были взяты из работы [22] по причинам, уже излагавшимся выше. Время релаксации в точке  $r$  (см. (22)) будем вычислять по формуле „кумулятивного эффекта“ (4.48), приводимой в [27],  $\langle \Delta v^2 \rangle =$   
 $= \bar{m}^3 \int_0^\infty \frac{f(V) dV}{V}$ , где  $V$  — относительная скорость движения звезд.

Перед употреблением формулы для  $\langle \Delta v^2 \rangle$  рассмотрим следующее ее уточнение. При выводе формулы (4.48) функция распределения относительных скоростей предполагалась сферически симметричной, то есть зависящей только от  $|V|$ . Следовательно,  $f(V) = f(-V)$ . Пусть кумулятивный эффект испытывает на себе звезда с номером  $i$ , движущаяся со скоростью  $v_i$ . Легко видеть, что величина относительной скорости равна  $V = v \cos \psi - v_i$ , где  $v, v_i$  — модули скоростей рассматриваемых звезд,  $\psi$  — угол между  $\vec{v}$  и  $\vec{v}_i$ ,  $\psi \in [0, 2\pi]$ ,  $\cos \psi \in [-1, +1]$ . Пусть  $v = 0$ , тогда  $V = -v_i \in [-v_0, 0]$ . Пусть  $v = v_0$ , тогда  $V = v_0 \cos \psi - v_i$ , то есть  $V \in [-v_0 - v_i, +v_0 - v_i]$ . Если учесть, что  $v_i \in [0, v_0]$ , то  $V \in [-2v_0, +v_0]$ . Но тогда  $f(V)$  не является сферически симметричной функцией, так как она достигает своего нуля в несимметричных относительно  $V = 0$  точках.  $f(V) \neq f(-V)$  при любом значении  $v_i$  из интервала  $(0, v_0]$  (кроме  $v_i = 0$ ). Пусть  $f(V) = f(-V)$  и, в частности,  $f(v_0) = f(-v_0)$ . Последним двум соотношениям можно удовлетворить, полагая  $V = v - v_i$  (то есть  $\cos \psi = +1$ ). Действительно, при  $v = 0$ ,  $V = -v_i \in [-v_0, 0]$ , при  $v_i = 0$ ,  $V = v \in [0, +v_0]$  кроме того, при  $v = v_0$ ,  $V = (v_0 - v_i) \in [0, +v_0]$ . Объединяя полученные области интегрирования, находим  $V \in [-v_0, +v_0]$ . В формуле (4.48) величина  $V$ , стоящая в знаменателе подынтегральной функции, равняется величине относительной скорости, а не ее модулю (так как  $(v - v_i)/(v - v_i)^2 = 1/(v - v_i)$ ). Следовательно, функция  $f(V)/V$  является нечетной на интервале  $V \in [-v_0, +v_0]$ . Пределы интегрирования в (4.48) с учетом  $V = v - v_i$  необходимо считать равными  $[-v_i, +v_0]$ , так как звезда  $i$  уже имеет в рассматриваемый момент скорость  $v_i$ , а  $v \geq 0$ . В силу нечетности функции

$f(V)/V$  интеграл от этой функции по области  $[-v_i, +v_0]$  равняется интегралу по области  $[+v_i, v_0]$ . Тем самым, среднее время релаксации  $\tau$  увеличивается приблизительно в два раза ( $v_i \approx V\sqrt{v^2}$ ) в сравнении с тем случаем, когда интегрирование по  $V$  проводится в области  $[0, v_0]$ . Указанное изменение величины  $\tau$ , однако, не выходит за рамки точности вычисления времени релаксации, оговоренной при выводе (4.48) в [27]. Вышеизложенное рассмотрение величины  $\tau$  основано на том физическом факте, что две звезды, движущиеся противоположно друг другу с равными по модулю относительными скоростями  $V$  и  $-V$  ( $V = v - v_i$ ) и имеющие между собой расположенную на одной с ними линии и равноудаленную от обеих звезд  $i$ -ю звезду, не возмущают ее.

На основании (23) и найденных распределений звезд  $n_1(r)$ ,  $n_2(r)$ ,  $n = n_1(r) + n_2(r)$  были получены зависимости величины относительных скоростей диссипации  $-(1/n_i)(dn_i/dt) = \varphi_i$  от пространственной координаты. Зависимость  $\varphi_0 = \varphi_0(r)$  приведена на рис. 1, из которого

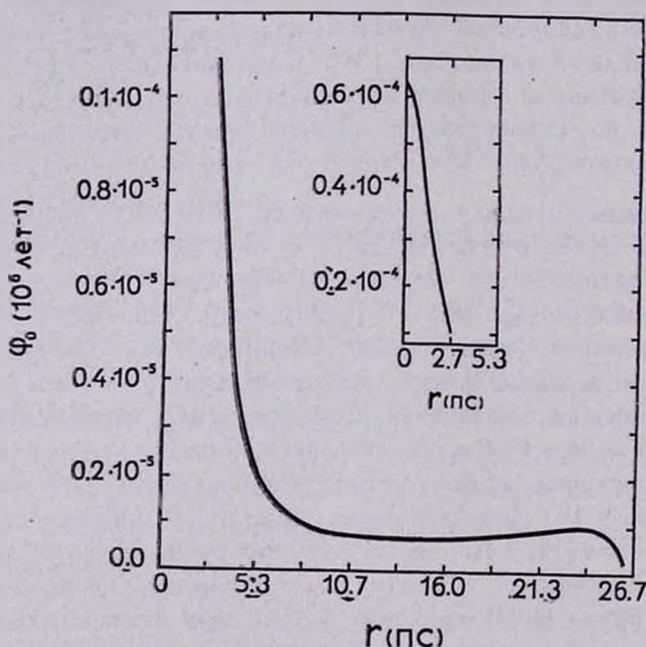


Рис. 1.

видно, что внешняя активная зона диссипации очень слаба (практически отсутствует). Это объясняется очень малой плотностью звезд во внешних областях NGC 188. Действительно, 1260 звезд из 1472

скоцентрированы внутри сферы радиуса 11.6 пс, в то время как оставшиеся 212 звезд распределены во внешних областях скопления вплоть до  $R = 26.7$  пс. На расстоянии  $r = 23.3$  пс от центра скопления имеется лишь очень небольшой подъем относительной скорости диссипации. Интегрирование величин  $\varphi_i(r)$  ( $i = 0, 1, 2$ ) по всему объему скопления дает следующие скорости распада скопления:  $-dN_1/dt = 0.120 \cdot 10^{-1}$  млн.лет $^{-1}$  ( $T = 9.82 \cdot 10^{10}$  лет),  $-dN_2/dt = 0.267 \cdot 10^{-1}$  млн.лет $^{-1}$  ( $T = 1.1 \cdot 10^{12}$  лет),  $-dN_0/dt = 0.105 \cdot 10^{-1}$  млн.лет $^{-1}$  ( $T = 1.42 \cdot 10^{11}$  лет). Таким образом, подсистема более массивных звезд в NGC 188 распадается приблизительно на порядок дольше в сравнении со звездами массы  $\bar{m}_1$ . Скорость распада (19) практически совпадает со скоростью распада скоплений, полученной из уравнений (22), (23) с учетом найденного распределения звезд  $n(r) = n_1 + n_2$ . Следовательно, использование в уравнениях (3), (11) в качестве  $n(r)$  нормального распределения звезд по координатам оказывается более приемлемым, чем использование моделей [6]. Среднее время полного распада скопления NGC 188, составленного из звезд средних масс, необходимо считать равным  $1.18 \cdot 10^{11}$  лет, что приблизительно на порядок больше возраста скопления. По указанной выше причине времени распада, полученные из (18), при усреднении не учитывались.

Астрономическая обсерватория  
Уральского государственного университета

## DISSIPATION OF STARS IN OPEN STELLAR CLUSTER NGC 188

V. M. DANILOV

The total mass  $\mathfrak{M} = (1240 + 210)m_{\odot}$ , the radius of model which approximates cluster  $R = 26.7$  пс, stellar distribution on radius and the rate of disruption of the open steller cluster NGC 188 were determined. The time of total disruption was deduced to be  $1.18 \cdot 10^{11}$  year.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. М. Данилов, Астрон. ж., 50, 217, 1973.
2. В. М. Данилов, Астрон. ж., 50, 541, 1973.
3. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ, 7, 203, 1937.
4. В. М. Башин, Астрон. ж., 46, 1201, 1969.
5. Т. А. Аюкян, Астрон. ж., 41, 523, 1964.

6. В. М. Баин, Астроф. ж., 45, 643, 1971.
7. А. Sandage, Ap. J., 135, 349, 1962.
8. К. А. Бархатова, М. Б. Зинина, Уч. зап. Уральского ун-та, сб. работ. по астрономии, 2, 1965.
9. А. Sandage, Ap. J., 135, 333, 1962.
10. S. v. d. Bergh, Sherr, Publ. David Dunlap Obs. Univ. Toronto, 2, 7, 1960.
11. К. А. Бархатова, Астроф. цирк., 191, 1958.
12. К. А. Бархатова, Астроф. ж., 33, 550, 1956.
13. S. v. d. Bergh, Sherr, Ap. J., 134, 553, 1961.
14. J. R. King, A. J., 64, 351, 1959.
15. S. v. Hoerner, Z. Astrophys., 50, 184, 1950.
16. H. Zetpel, Ann. Obs. Paris, Mem., 25F, 1908.
17. H. L. Johnson, Ann. Rev., Astron. Astrophys., 4, 192, 1956.
18. В. Paczynski, Acta Astron., 20, 43, 1970.
19. В. Paczynski, Acta Astron., 20, 195, 1970.
20. И. М. Михуля, Вестн. АГУ, 1, 125, 1967.
21. J. M. Mihalja, St. cercetary de astron, 11, 249, 1966.
22. J. R. King, A. J., 70, 5, 375, 1955.
23. W. Lohmann, A. Nachr., 293, 6, 1972.
24. К. Н. Schmidt, A. N., 287, 41, 1963.
25. С. Чандрасекар, Принципы звездной динамики, ИЛ., М., 1948.
26. L. Spitzer, R. Härt, Ap. J., 127, 544, 1958.
27. К. Ф. Огородников, Динамика звездных систем, Физматгиз, М., 1958.