

УДК 524.3–32, 524.45

О ДВИЖЕНИИ ЗВЕЗД В ПЛЕЯДАХ ПО ДАННЫМ GAIA DR2

© 2020 В. М. Данилов^{1*}, А. Ф. Селезнев^{1**}¹Коуровская астрономическая обсерватория, Уральский федеральный университет, Екатеринбург, 620000 Россия

Поступила в редакцию 21 июня 2020 года; после доработки 6 июля 2020 года; принята к публикации 6 июля 2020 года

Выполнены оценки ряда параметров скопления Плеяды. Использовались данные Gaia DR2 о координатах, собственных движениях и лучевых скоростях звезд в областях радиусом $d^\circ = 2^\circ 5'$ и размером $60^\circ \times 60^\circ$ вокруг центра скопления. По данным о звездах с величинами $m_G \leq 18^m$ построены карта и профиль плотности, функции светимости и масс скопления, определены радиус скопления, $10^\circ 9' \pm 0^\circ 3'$ (26.3 ± 0.7 пк), и радиус его ядра $2^\circ 62'$ (6.24 пк), получены оценки числа звезд в скоплении, 1542 ± 121 , и их массы, $855 \pm 104 M_\odot$; числа звезд в ядре скопления, 1097 ± 77 , и их массы $665 \pm 71 M_\odot$. Распределение звезд с $m_G < 16^m$ на расстояниях r_s от центра скопления в трехмерном пространстве $r_s < 1$ пк и при $r_s \sim 1.4\text{--}5$ пк содержит радиальные волны плотности. По данным о звездах с $m_G < 16^m$ определена средняя скорость вращения ядра скопления $v_c = 0.56 \pm 0.07 \text{ км с}^{-1}$ на расстояниях d в картинной плоскости $d \leq 4.6$ пк от его центра. Вращение «прямое», угол между проекцией оси вращения ядра скопления на картинную плоскость и направлением на северный полюс Галактики составляет $\varphi = 18^\circ 8' \pm 4^\circ 4'$, угол между осью вращения ядра скопления и картинной плоскостью $\vartheta = 43^\circ 2' \pm 4^\circ 9'$, скорость вращения ядра скопления на расстоянии $d \simeq 5.5$ пк от его центра близка к нулю: $v_c = 0.1 \pm 0.3 \text{ км с}^{-1}$. По данным о звездах с $m_G < 17^m$ скорость «обратного» вращения скопления на расстоянии $d \simeq 7.1$ пк от его центра $v_c = 0.48 \pm 0.20 \text{ км с}^{-1}$, угол $\varphi = 37^\circ 8' \pm 26^\circ 4'$. Зависимости от расстояния d до центра скопления модулей тангенциальных и радиальных составляющих поля скоростей движения звезд ядра скопления в картинной плоскости содержат ряд периодических колебаний. Дисперсии скоростей движения звезд ядра скопления σ_v в среднем возрастают с увеличением r_s , что, так же как и радиальные волны плотности и волны колебаний поля скоростей в картинной плоскости, указывает на нестационарность скопления в поле регулярных сил. Длина волны Джинса в ядре скопления убывает, а дисперсия скоростей звезд ядра при джинсовской неустойчивости возрастает после учета влияния на скопление внешнего поля Галактики. Область гравитационной неустойчивости в скоплении Плеяды расположена в интервале $r_s = 2.2\text{--}5.7$ пк и содержит 39.4–60.5% от общего числа звезд в рассматриваемых выборках звезд скопления. Получены оценки его динамической массы и приливного радиуса.

Ключевые слова: звезды: кинематика и динамика — рассеянные скопления и ассоциации

1. ВВЕДЕНИЕ

Появление достаточно точных и полных данных о движениях и координатах звезд Галактики, недавно полученных в рамках проекта Gaia, позволяет проверить сформулированные к настоящему времени в звездной динамике теоретические выводы Danilov (2008), Danilov and Putkov (2017) о нестационарности рассеянных звездных скоплений (РЗС), о гравитационной неустойчивости ядер скоплений на примере близкого скопления Плеяды. К числу важных задач можно отнести исследование строения и внутренней кинематики Плеяд, т.к. диагностика динамического состояния РЗС опирается на результаты статистического и

кинематического исследований РЗС, на оценки общих и локальных дисперсий скоростей звезд, приливных радиусов, полных и вириальных масс РЗС.

Внутренняя кинематика РЗС слабо изучена, что обусловлено в основном малой точностью использованных ранее данных о собственных движениях, лучевых скоростях и расстояниях от Солнца звезд-членов РЗС. Отметим здесь несколько работ. По данным о собственных движениях звезд в восьми РЗС в работе Sagar and Bhatt (1989) рассматривались зависимости дисперсии скоростей звезд от средней массы и радиального расстояния от центра скопления. В большинстве скоплений такие зависимости не были обнаружены, изотропия скоростей в картинной плоскости) наблюдалась во всех рассмотренных скоплениях, исключая

*E-mail: Vladimir.Danilov@urfu.ru

**E-mail: Anton.Seleznev@urfu.ru

NGC 2516, в котором радиальная и тангенциальная компоненты дисперсии скоростей звезд различаются во внешних ($r > 2$ пк) областях скопления. Характерные погрешности среднеквадратических отклонений собственных движений звезд от среднего для рассмотренных РЗС составляли от $0''01$ до $0''05$ за 100 лет (см. таблицу 2 из работы Sagar and Bhatt (1989)).

В работах Adams et al. (2001; 2002) исследовались скопления Плеяды и Ясли соответственно. После выделения членов скопления (с вероятностью $p \geq 0.3$) было получено, что масса скопления Плеяды $M_{cl} \simeq 800M_{\odot}$ (с учетом вклада не разрешаемых наблюдениями двойных звезд, величина которого была оценена в 15%). Согласно работе Adams et al. (2001) для Плеяд приливный радиус R_t равен 13.1 пк. Функция масс (ФМ) скопления оказалась более плоской в ядре, чем в гало (см. рис. 10 из Adams et al. (2001)). Этот факт указывает на уменьшение доли маломассивных звезд с $M \leq 0.5M_{\odot}$ вследствие их диссипации при звездных сближениях, но нуждается в подтверждении с помощью более точной информации о принадлежности звезд к скоплению на больших расстояниях от его центра. Такие же вычисления для скопления Ясли, выполненные в работе Adams et al. (2002), приводят к оценкам $M_{cl} \simeq 600M_{\odot}$, $R_t \simeq 12$ пк при $p > 0.2$ (вклад неразрешенных двойных звезд не учитывался); ФМ в интервале масс звезд $0.15-1.0M_{\odot}$ приблизительно подобна ФМ для Плеяд (см. рис. 12 из Adams et al. (2002)), различия ФМ в ядре и гало скопления Ясли также указывают на уменьшение доли маломассивных звезд в ядре скопления по сравнению с гало (как и в скоплении Плеяды). При рассмотрении звезд — наиболее вероятных членов РЗС, в работах Adams et al. (2001; 2002) также отмечена эллиптичность внешних частей скоплений Плеяды и Ясли, указывающая на влияние приливного поля Галактики на их периферии.

По данным о собственных движениях и координатах звезд-членов скопления в работе Макагов (2006) рассмотрена внутренняя кинематика РЗС α Персея. Делается вывод об общем сжатии скопления, приведена оценка критического значения его приливной плотности $0.66M_{\odot}/\text{пк}^3$. Примерно половина наиболее массивных звезд скопления (со спектральными классами ранее G) находится внутри сферы радиуса 10.3 пк. Приводятся аргументы в пользу гравитационной связанности этого РЗС.

Для изучения внутренней кинематики скопления Гидады в работе Vereshchagin et al. (2013) использованы данные каталога Hipparcos о собственных движениях и параллаксах, известных для членов скопления с точностью не менее 5 миллисекунд дуги в год и 3 миллисекунды дуги соответственно.

Отмечена корреляция между компонентой тангенциальной скорости и параллаксом, что указывает на возможное вращение скопления. Ось вращения перпендикулярна направлению на апекс Гидады на небесной сфере.

В работе Danilov and Loktin (2015) исследовалась внутренняя кинематика РЗС Плеяды, Ясли и М67 по данным о координатах в картинной плоскости и собственных движениях звезд-членов скоплений. На построенных радиальных зависимостях величин модулей тангенциальных и радиальных проекций скоростей движения звезд относительно центра скопления выделены периодические колебания. Увеличение этих модулей с расстоянием до центра скопления, а также присутствие волн колебаний поля скоростей в спектрах колебаний РЗС, рассмотренных в Danilov and Loktin (2015), указывает на нестационарность этих скоплений в поле регулярных сил. Параметры выделенных колебаний использованы для оценки полных масс РЗС Плеяды, Ясли и М67. Для скопления Плеяды в Danilov and Loktin (2015) таким методом получены следующие оценки: $R_t = 9.5 \pm 0.5$ пк, $M_{cl} = 330 \pm 55M_{\odot}$.

При изучении параметров областей генерации колебаний в моделях РЗС, а также в скоплениях Плеяды, Ясли и М67, в работе Danilov and Putkov (2017) использовалось условие гравитационной неустойчивости ядер скоплений звезд, записанное для изолированного скопления. Представляет интерес уточнение этого условия на случай РЗС, движущихся в поле сил Галактики. Также интересным может быть обсуждение причин формирования «холодных» ядер в РЗС.

Целями и задачами данной работы являются изучение строения рассеянного звездного скопления Плеяды в пространствах координат и скоростей звезд, диагностика динамического состояния этого скопления по данным исследования его пространственной структуры и внутренней кинематики, а также оценки общих и локальных дисперсий скоростей звезд, приливных радиусов, полных и динамических масс скопления Плеяды для выборок его членов с разными предельными звездными величинами: $m_G < 15^m, 16^m, 17^m$.

Полученные результаты позволят выяснить особенности строения РЗС Плеяды в пространствах координат и скоростей, проверить ряд теоретических выводов о РЗС, сделанных в звездной динамике, и наметить дальнейшие направления исследований структуры, внутренней кинематики и динамики РЗС.

2. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ И МЕТОДИКИ ВЫЧИСЛЕНИЙ

В книге King (1994) формула (7.2) для джинсовской длины волны λ_J изолированного однородного сферического скопления звезд была получена из условия равенства времени t_{coll} сжатия холодной сферической области радиуса λ под действием силы тяготения и времени $t_{\text{esc}} = \lambda/\sigma_v$ выхода звезды из такой области с дисперсией скоростей σ_v^2 . Указанная формула была использована в работе Danilov and Putkov (2017) для оценки джинсовской массы M_J в ядре скопления, связанной с массой его ядра M_c ($M_J = qM_c$, $q \leq 1$, $q = \text{const}$), и для вычисления σ_v^2 на расстоянии r_c от центра скопления. Согласно работе Danilov and Putkov (2017):

$$\sigma_v^2 = 32Gq^{2/3}(\rho_c M_c^2)^{1/3}/(3\pi), \quad (1)$$

где r_c принималась равной расстоянию r_s от центра скопления, на котором резко убывает модуль градиента пространственной плотности числа звезд (и плотности массы) скопления при переходе по r_s от ядра к гало или к промежуточной зоне повышенной плотности в скоплении, G — гравитационная постоянная, ρ_c — плотность массы на расстоянии r_c от центра скопления, величины q для шести моделей РЗС приведены в таблице 1 из Danilov and Putkov (2017), M_c — масса ядра скопления, принятая равной сумме масс звезд с расстояниями $r_s \leq r_c$ от центра скопления.

Пусть ω_h — частота малых гомологических колебаний модели сферического однородного скопления звезд, движущегося в силовом поле Галактики по круговой орбите с угловой скоростью ω относительно галактического центра. Согласно работе Danilov and Putkov (2012),

$$\omega_h = \sqrt{2q_0^2/3 + K}.$$

Здесь $q_0^2 = \alpha_1 + \alpha_3 + 3\beta$, где α_1, α_3 — постоянные, характеризующие силовое поле Галактики в окрестности круговой орбиты скопления (Chandrasekhar 1942), $\beta = GM_{\text{cl}}/R_x^3$, значение $K = 2(4\omega^2 + q_0^2 - 9p^2/(2I_0^{3/2}))/3$, $p^2 = GM_{\text{cl}}(0.6 M_{\text{cl}})^{3/2}$; M_{cl} — масса скопления, R_x и $I_0 = 0.6M_{\text{cl}}R_x^2$ — радиус и момент инерции рассмотренной модели скопления. Величины $\omega, \alpha_1, \alpha_3$ определены в нашей работе с использованием модели потенциала Галактики (Kutuzov and Osipkov 1980).

Пусть $\gamma = t_{\text{coll}}/t'_{\text{coll}}$, где t'_{coll} — время сжатия в окрестностях центра скопления холодной области радиусом λ в суммарном поле сил звезд этой области и Галактики. Отметим, что $\gamma = \omega_h/\omega_{h,0}$,

где $\omega_{h,0}$ — частота малых гомологических колебаний изолированного скопления ($\omega_h = \omega_{h,0}$ при $\omega = \alpha_1 = \alpha_3 = 0$). Оценка параметров джинсовской неустойчивости тесно связана с оценками частоты результирующих колебаний гравитирующей системы, формирующихся в результате развития такой неустойчивости. Пусть $\tau_{\text{v.r.}}$ — начальное время бурной релаксации скопления. Величина $\tau_{\text{v.r.}}$ получена согласно формуле из работы (Aarseth 1974): $\tau_{\text{v.r.}} \simeq 2.6\bar{t}_{\text{cr}}$, где \bar{t}_{cr} — среднее начальное время пересечения звездой скопления. Малые возмущения фазовой плотности в ядре скопления под влиянием такой неустойчивости достаточно быстро усиливаются, за время $\Delta t \simeq 0.5\tau_{\text{v.r.}}$ (см., например, второй столбец таблицы 2 и рисунок из Danilov and Dorogavtseva (2003) для зависимостей от времени относительных возмущений $\Psi_i(t)$ крупнозернистой фазовой плотности в моделях 2, 4, 6 РЗС при $i = 1$), захватывая все большие части скопления и переходя в устойчивые колебания всей системы в целом (см. переход на «плато» зависимостей $\Psi_i(t)$ при $t > 0.5\tau_{\text{v.r.}}$ в моделях 2, 4, 6 РЗС из Danilov and Dorogavtseva (2003), рис. 5 для зависимостей $\Psi_i(t)$ в моделях 2, 4 РЗС при $i = 3, 4, 5$ из Danilov and Dorogavtseva (2008), а также теоретические оценки частот устойчивых гомологических и негомологических колебаний моделей РЗС в Danilov (2008), Danilov and Putkov (2012)).

Из условия $t'_{\text{coll}} = t_{\text{esc}}$ находим: $\lambda_J = t_{\text{coll}}\sigma_v/\gamma$ и $\sigma_v = \gamma\lambda_J/t_{\text{coll}}$. Т.к. $\gamma > 1$, то после учета действия поля Галактики на скопление λ_J убывает, а σ_v — возрастает. Учитывая условие $t'_{\text{coll}} = t_{\text{esc}}$ и повторяя выполненные в Danilov and Putkov (2017) вычисления, для неизолированного скопления находим:

$$\sigma_v^2 = 32\gamma^2 Gq^{2/3}(\rho_c M_c^2)^{1/3}/(3\pi). \quad (2)$$

При использовании данных о рассмотренных нами выборках звезд скопления Плеяды до разных предельных величин m_G величина $\gamma \simeq 1.080\text{--}1.163$. Величина γ возрастает с увеличением размеров области гравитационной неустойчивости скопления. Согласно формуле (11) из Danilov and Putkov (2012), для оценок динамической дисперсии скоростей звезд в РЗС по данным о структурных параметрах скопления может быть записано следующее уравнение:

$$\sigma_{v,d}^2 \simeq \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{M_{\text{cl}}} \left[-W + \frac{1}{3}(\alpha_1 + \alpha_3)I \right] + \frac{U(0)}{2} \right\}, \quad (3)$$

где W, I и $U(0)$ — потенциальная энергия скопления, его момент инерции и потенциал в центре скопления, соответственно. При оценке величины

$\sigma_{v,d}^2$ учитывается влияние силовых полей скопления и Галактики, а также нестационарности скопления на дисперсию скоростей звезд в скоплении. Полагая величину $\sigma_{v,d}^2$ равной такой же величине, полученной для модели скопления в виде однородного шара с массой скопления, находим уравнение для вычисления радиуса R_x этого шара:

$$R_x^3 - \frac{10\sigma_{v,d}^2 R_x}{\alpha_1 + \alpha_3} + \frac{27GM_{cl}}{4(\alpha_1 + \alpha_3)} = 0. \quad (4)$$

Это уравнение имеет три действительных корня, которые легко находятся по формулам Кардано (Когн and Когн 1968). Наименьший положительный корень используется для вычисления частот ω_h , $\omega_{h,0}$ и величины γ (см. выше). При использовании данных о рассмотренных нами выборках звезд скопления Плеяды до разных предельных величин m_G величины R_x и W/W_x принимают значения: $R_x \simeq 3.487-4.328$ пк и $W/W_x \simeq 1.068-1.018$, соответственно, где W_x — потенциальная энергия однородного шара с радиусом R_x и массой M_{cl} .

Для оценки динамической массы M_d нестационарного и неизолированного скопления Плеяды использовалась формула (2) из работы Danilov and Putkov (2017), полученная ранее (Danilov 2010) по данным численных экспериментов и в работе Danilov and Loktin (2015) преобразованная к более удобному для вычислений следующему виду:

$$M_d = \frac{2\bar{R}R_u}{G(\bar{R} + R_u)} \left[2\sigma_v^2 - (\alpha_1 + \alpha_3)\bar{r}_s^2/3 \right], \quad (5)$$

где σ_v^2 — дисперсия скоростей звезд в скоплении, \bar{R} — средний радиус скопления (среднее расстояние между двумя звездами скопления; усреднение проводилось по всем парам звезд в скоплении), $R_u = \langle 1/r_s \rangle^{-1}$, r_s — расстояние звезды от центра масс скопления (угловые скобки означают усреднение по всем звездам скопления), \bar{r}_s^2 — средний квадрат расстояния звезды от центра скопления. Величина σ_v^2 , используемая в (5), может быть получена как по данным наблюдений о пекулярных движениях звезд, так и с помощью соотношения $\sigma_v^2 = \sigma_{v,d}^2$ (с учетом результатов численного моделирования динамики РЗС). В случае $\sigma_v^2 = \sigma_{v,d}^2$ формулы (3) и (5) позволяют решить задачу определения полной массы РЗС без использования данных о скоростях движения звезд — членов скопления.

Для построения радиальных зависимостей модулей тангенциальных и радиальных проекций скоростей движения звезд V_t и V_d , полученных по данным о собственных движениях этих звезд относительно центра скопления Плеяды в картинной

плоскости, использовались формулы и методики из работы Danilov and Loktin (2015).

Радиальные зависимости величин V_t , V_d и видимой плотности числа звезд $F(d)$ в скоплении, как и в работе Danilov and Loktin (2015), были получены по звездам, ближайшим к окружности радиуса d в картинной плоскости с центром в центре скопления. Для вычисления величин V_t , V_d , $F(d)$ при $d = \text{const}$ с шагом $\Delta\varphi = 1^\circ$ по углу φ относительно центра скопления в картинной плоскости определялись координаты узловых точек. Затем по ближайшим к каждой узловой точке звездам (для $n_{st} = 6$) мы определяли величины V_t , V_d и $F(d)$. Далее эти величины вычислялись как средние по всем узловым точкам (погрешности этих средних равны погрешностям величин V_t , V_d и $F(d)$). Как и в работе Danilov and Loktin (2015), распределения $F(d)$ сглаживались методом локальной взвешенной регрессии (Cleveland and Devlin 1988) до приведения их к виду монотонно убывающих по d функций, значения которых мы принимали равными нулю при $d = R_m$, где R_m — радиус области, в которой исследуется поле скоростей звезд скопления. Для перехода от распределения $F(d)$ к распределению пространственной плотности $f(r_s)$ использовались предположение о сферической симметрии распределения звезд (и массы) в скоплении, а также решение (8.7) интегрального уравнения Абеля для функции $f(r_s)$ в книге Kholopov (1981).

Радиальные зависимости от r_s дисперсий трехмерных скоростей звезд σ_v^2 на расстояниях $r'_s \in [0, r_s]$ от центра скопления определялись по данным об экваториальных координатах, параллаксах и собственных движениях звезд относительно центра скопления Плеяды. Величины σ_v^2 вычислялись по формуле $\sigma_v^2 = 1.5\sigma_{2,v}^2$ в предположении о сферической симметрии распределения скоростей звезд в скоплении, где $\sigma_{2,v}^2$ — дисперсия двумерных скоростей движения звезд в картинной плоскости.

Для определения структурных параметров скопления и их погрешностей в разделе 6 использовалась методика, описанная в работах Danilov (2010), Danilov and Loktin (2015), согласно которой с помощью датчика случайных чисел были заданы пространственные положения $6N_{cl}$ звезд в сферической системе координат (r_s, θ, ϕ) звезд скопления. Функция $f(r_s)$ использовалась для вычисления плотности распределения вероятностей $p_a(r_s)$ попадания звезды в интервал $r_s \in (0, R_m)$. Дискретная случайная величина r_s с заданной плотностью $p_a(r_s)$ была распределена в интервале $r_s \in (0, R_m)$ согласно методике из работы (Sobol' 1985, с. 26), а величины θ и ϕ — в интервалах

$\theta \in (0, \pi)$ и $\phi \in (0, 2\pi)$ с плотностями, обеспечивающими равномерное распределение звезд по углам θ и ϕ для каждого фиксированного значения $r_s = r_{s,i}$. В результате были получены наборы значений $(r_{s,i}, \theta_i, \phi_i)$, $i = 1, \dots, 6N_{cl}$. Каждый из шести наборов координат N_{cl} звезд имитирует данное скопление звезд. При оценке структурных параметров РЗС вычислялись средние величины этих параметров и стандартные отклонения от среднего по шести наборам координат N_{cl} звезд.

Плеяды — достаточно близкое скопление. Расстояние до скопления $r_{cl} \simeq 136.4 \pm 0.2$ пк, модуль скорости движения скопления в картинной плоскости $V_\mu \simeq 32.08 \pm 0.08$ км с⁻¹ (согласно среднему параллаксу и среднему собственному движению звезд скопления по данным Gaia). В этом случае составляющая движения скопления, перпендикулярная лучу зрения, искажает лучевые скорости звезд в лидирующей и отстающей в таком движении частях скопления, формируя соответственно положительные и отрицательные приращения лучевых скоростей звезд из этих областей скопления. Эти приращения создают кажущийся эффект вращения скопления относительно оси, перпендикулярной направлению движения скопления. Подобные искажения иногда можно видеть и в собственных движениях звезд из-за движения скопления вдоль луча зрения (формирование радианта и апекса в собственных движениях звезд). Пусть \mathbf{V}_μ — проекция вектора скорости РЗС на картинную плоскость. Для оценки приращений лучевых скоростей звезд из-за движения РЗС, перпендикулярного лучу зрения, рассмотрим правую систему декартовых координат x', y', z' , начало осей которых (точка O) находится в центре скопления, ось y' направлена вдоль вектора \mathbf{V}_μ , ось x' перпендикулярна вектору \mathbf{V}_μ , а ось z' направлена от наблюдателя, находящегося в точке S ; плоскость (x', y') совпадает с картинной плоскостью. На рис. 1 окружность с центром в точке O обозначает линию пересечения сферической поверхности, огибающей скопление, с плоскостью (x', y') , треугольник CDS — прямоугольный с прямым углом у вершины D . Направляющие косинусы вектора \mathbf{V}_μ относительно осей x', y', z' равны: $\cos \alpha_{x'} = 0$, $\cos \alpha_{y'} = 1$, $\cos \alpha_{z'} = 0$ соответственно, см. рис. 1. Пусть $r = CS$ — расстояние до звезды S , $r_{cl} = CO$. Направляющие косинусы вектора $\Delta \mathbf{V}_r$ удовлетворяют следующим соотношениям: $|\cos \beta_{x'}| \leq 1$, $\cos \beta_{y'} = y'/r$, $|\cos \beta_{z'}| \leq 1$, см. рис. 1, а также формулы (3.1–8) из Korn and Korn (1968). Согласно (3.1–11) из Korn and Korn (1968), $\cos \psi = \cos \alpha_{y'} \cos \beta_{y'} = y'/r$, где ψ — угол между векторами \mathbf{V}_μ и $\Delta \mathbf{V}_r$ в прямоугольном треугольнике SPT с прямым углом у вершины T , а $\Delta V_r = V_\mu \cos \psi$,

где $\Delta V_r = |\Delta \mathbf{V}_r|$, $V_\mu = |\mathbf{V}_\mu|$ (рис. 1). Поэтому $\Delta V_r = V_\mu y'/r$. При $y' = 7\text{--}10$ пк для скопления Плеяды $\Delta V_r \simeq 1.64\text{--}2.35$ км с⁻¹. При изменении знака y' знак величины ΔV_r также меняется. Поэтому на противоположных (по y') краях скопления разница лучевых скоростей звезд из-за действия на них рассмотренного здесь эффекта достигает величин $2\Delta V_r \simeq 3.3\text{--}4.7$ км с⁻¹.

Данные о вращении внешних областей скопления Плеяды можно получить с помощью лучевых скоростей звезд-членов скопления, расположенных на противоположных краях скопления вблизи его экватора. Вращение ядра скопления можно изучать с помощью средних собственных движений звезд, находящихся ближе и дальше центра скопления по отношению к наблюдателю, а также звезд, расположенных в картинной плоскости слева и справа (при $l < l_c$ и $l > l_c$), а также сверху и снизу от его центра (при $b > b_c$ и $b < b_c$), например, в системе галактических координат l и b , где l_c, b_c — координаты центра скопления. С учетом данных о лучевых скоростях звезд, такой подход дает возможность оценить угловые скорости $\omega_x, \omega_y, \omega_z$ вращения ядра скопления относительно координатных осей x, y, z (наибольший вклад в средние собственные движения таких групп звезд вносят звезды ядра, т.к. видимая и пространственная звездная плотность в ядре значительно выше, чем в гало и короне скопления).

Пусть оси x и y прямоугольной системы координат с центром в центре скопления направлены в сторону увеличения координат l и b соответственно, ось z направлена от наблюдателя, (x, y) — картинная плоскость. Т.к. вектор угловой скорости вращения скопления $\Omega = (\omega_x, \omega_y, \omega_z)$ направлен вдоль оси вращения скопления, а уравнение картинной плоскости $z = 0$, то угол ϑ между вектором Ω и картинной плоскостью, согласно (3.4–6) из Korn and Korn (1968), может быть определен по формуле

$$\sin \vartheta = \frac{\omega_z}{\sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_z^2}}, \quad (6)$$

где $\omega_x, \omega_y, \omega_z$ — проекции вектора Ω на оси координат x, y, z соответственно. Если средние радиусы r_x, r_y, r_z кругового движения групп звезд относительно осей x, y, z равны между собой, то величины $\omega_x, \omega_y, \omega_z$ для этих групп могут быть заменены на средние скорости $\overline{v_{y,z}}, \overline{v_{x,z}}, \overline{v_{x,y}}$ кругового движения групп звезд относительно осей x, y, z соответственно (т.к. умножение числителя и знаменателя в правой части выражения (6) на радиус окружности, по которой движутся звезды относительно осей координат, не меняет величины ϑ). Если величины r_x, r_y, r_z не равны между собой, то в формуле (6) необходимо использовать

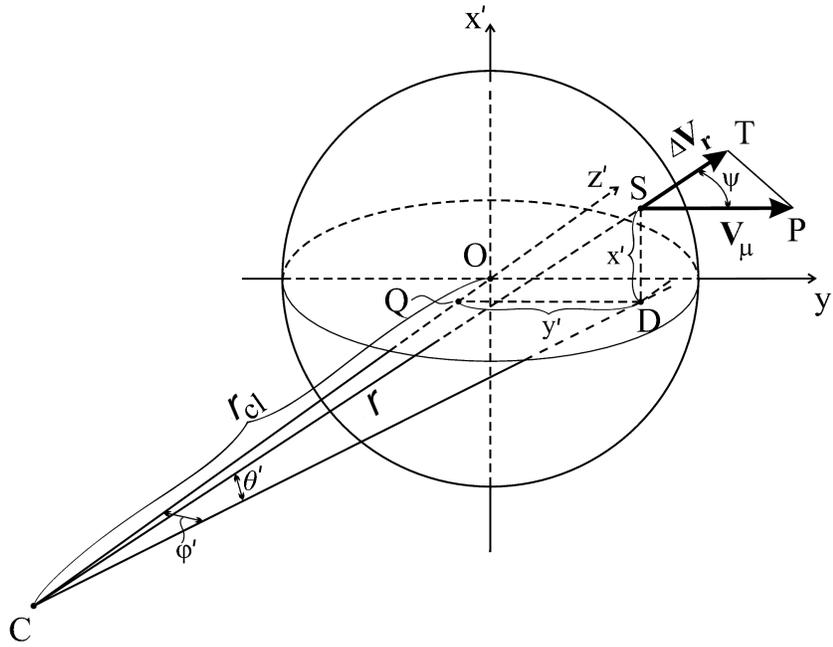


Рис. 1. К оценке приращений лучевых скоростей звезд РЗС из-за движения скопления перпендикулярно лучу зрения.

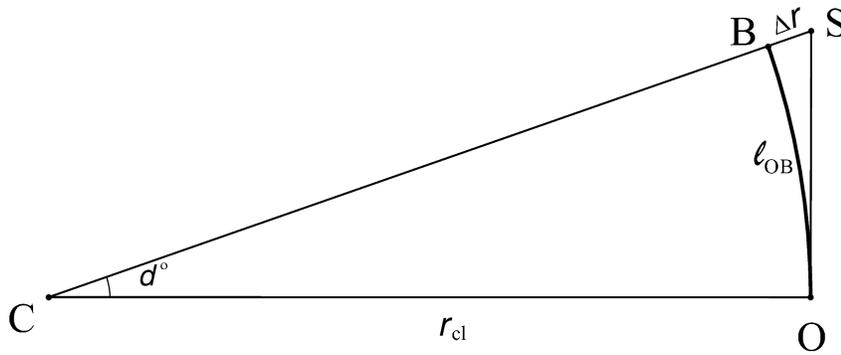


Рис. 2. К оценке приращений Δr и длины дуги l_{OB} вблизи картинной плоскости РЗС.

скорости движения звезд в выборках, приводящих к приблизительно одинаковым значениям r_x, r_y, r_z .

Оценку величины $\overline{v_{x,y}}$ можно сделать по данным о собственных движениях (и соответствующих им скоростях v_x, v_y движения в картинной плоскости) звезд скопления с расстояниями $r < r_{cl}$ и $r > r_{cl}$:

$\overline{v_{x,y}} = (\Delta\overline{v}_x, \Delta\overline{v}_y), \overline{v_{x,y}} = \pm\sqrt{\Delta\overline{v}_x^2 + \Delta\overline{v}_y^2}$, где $\Delta\overline{v}_x = 0.5(\overline{v}_x(r < r_{cl}) - \overline{v}_x(r > r_{cl}))$, $\Delta\overline{v}_y$ определяется аналогично после замены индекса x на y в выражении для $\Delta\overline{v}_x$. Верхняя черта в $\Delta\overline{v}_x$ и $\Delta\overline{v}_y$ обозначает усреднение по звездам с $r < r_{cl}$ и $r > r_{cl}$. Оценки величин $\overline{v_{x,z}}, \overline{v_{y,z}}$ возможны при использовании собственных движений, лучевых скоростей и расстояний звезд скопления: $\overline{v_{x,z}} = (\Delta\overline{v}_x, \Delta\overline{v}_z(x)), \overline{v_{x,z}} = \pm\sqrt{\Delta\overline{v}_x^2 + \Delta\overline{v}_z(x)^2}$, где $\Delta\overline{v}_z(x) = 0.5(\overline{v}_z(x < x_c) - \overline{v}_z(x > x_c))$, $\overline{v_{y,z}} =$

$(\Delta\overline{v}_y, \Delta\overline{v}_z(y)), \overline{v_{y,z}} = \pm\sqrt{\Delta\overline{v}_y^2 + \Delta\overline{v}_z(y)^2}$, где $\Delta\overline{v}_z(y) = 0.5(\overline{v}_z(y < y_c) - \overline{v}_z(y > y_c))$. Верхняя черта в $\Delta\overline{v}_z$ обозначает усреднение по звездам с координатами x и y , удовлетворяющими ограничениям, указанным в соответствующих формулах для $\Delta\overline{v}_z$. Величины $x_c = 0, y_c = 0, z_c = 0$ — координаты центра скопления в системе координат (x, y, z) .

На рис. 2 центр скопления и наблюдатель находятся в точках O и C , соответственно; l_{OB} — длина дуги OB окружности с центром в точке C и радиусом r_{cl} , треугольник COS — прямоугольный с прямым углом у вершины O , прямая OS лежит в картинной плоскости. Оценим величину $\Delta L = OS - l_{OB}$. Согласно рис. 2, $OS = r_{cl} \operatorname{tg} d_{\text{rad}}$, $l_{OB} = r_{cl} d_{\text{rad}}$, где $d_{\text{rad}} = d^\circ \pi / 180^\circ$ — угол d° в

радианах. Поэтому $\Delta L = r_{cl}(\operatorname{tg} d_{\text{rad}} - d_{\text{rad}})$, $\Delta r = CS - r_{cl} = r_{cl}(1 - \cos d_{\text{rad}})/\cos d_{\text{rad}}$.

Пусть $r_{cl} = 136$ пк. Тогда при $d^\circ = 10^\circ - 30^\circ$ величина $\Delta L = 0.24 - 7.3$ пк, $\Delta r = 2.1 - 21.0$ пк, $\Delta r/OS = 0.087 - 0.268$, а при $d^\circ = 10^\circ, 9'$, находим, что $\Delta L = 0.32$ пк, $\Delta r = 2.5$ пк, $\Delta r/OS = 0.095$. Таким образом, для скопления Плеяды величины ΔL и $\Delta r/OS$ достаточно малы при рассмотренных в нашей работе значениях $d^\circ \in [0^\circ, 10^\circ, 9']$ и использование приближения картинной плоскости при оценке структурных и динамических параметров скопления представляется вполне допустимым.

3. ЗВЕЗДНЫЕ ПОДСЧЕТЫ В ПЛЕЯДАХ

При исследовании звездных скоплений на основе данных космической миссии Gaia (Gaia Collaboration et al. 2018; 2016) возможны два различных подхода. Первый заключается в отборе звезд, имеющих высокую точность определения параллаксов и собственных движений. При этом используются рассчитанные критерии качества данных (фильтры), опубликованные в каталоге Gaia DR2. Такой подход позволяет изучать структурные особенности скоплений (например, приливные хвосты), внутреннюю кинематику и динамику скоплений, определять такие характеристики скоплений как возраст, расстояние, избыток цвета. К сожалению, при таком подходе теряется значительная часть членов скопления, имеющих большие ошибки определения параметров. Такой подход всегда даст неполную выборку членов скопления.

Второй подход заключается в статистическом исследовании скоплений. Он использует каталог Gaia DR2 как полный обзор всего неба (можно считать его полным до звездной величины $m_G = 18^m$). В этом случае не требуется тщательный отбор вероятных членов скопления. Единственная цель ограничений на параметры звезд при таком подходе — уменьшить объем выборки и уменьшить флуктуации, вносимые звездами фона в статистически определяемые функции распределения. Необходимое условие — накладываемые ограничения не должны отбрасывать члены скопления. Полученные выборки, содержащие звезды фона и почти все члены скопления, обрабатываются статистическими методами, в результате имеем профиль плотности, карты поверхностной плотности, функция светимости и функция масс. Оба эти подхода были использованы при исследовании рассеянного скопления Ruprecht 147 (Yeh et al. 2019).

Для проведения звездных подсчетов в области скопления Плеяды в рамках второго подхода из каталога Gaia DR2 (Gaia Collaboration et al.

2018; 2016) нами были выбраны данные о 47195 звездах, параметры которых удовлетворяли следующим ограничениям. Координаты звезд: прямое восхождение $\alpha \in [23^\circ 845', 89^\circ 645']$ и склонение $\delta \in [-5^\circ 883', 54^\circ 117']$. Тригонометрические параллаксы $\pi_r \in [4, 15]$ миллисекунд дуги (далее мсд), собственное движение по прямому восхождению $\mu_\alpha \in [10, 30]$ миллисекунд дуги в год (далее мсд год⁻¹), собственное движение по склонению $\mu_\delta \in [-55.5, -35.5]$ мсд год⁻¹. Фильтры качества Gaia при этом не применялись.

Отбор по координатам и параллаксам дал нам область пространства, представляющую собой фрагмент шарового слоя с размерами приблизительно $160 \times 160 \times 160$ парсек, в центре которого расположено скопление Плеяды. Отбор по собственным движениям соответствует разбросу скоростей звезд в картинной плоскости приблизительно ± 7 км/с относительно скорости среднего движения скопления. Можно заключить, что наша выборка включает все звезды скопления Плеяды до предельной величины $m_G = 18^m$, за исключением, возможно, далеких частей его приливных хвостов и звезд с очень неправильными значениями параллаксов и собственных движений.

Насколько сильно могут отличаться параметры звезд от средних для скопления значений из-за ошибок Gaia DR2? Это можно оценить, например, по самым ярким звездам Плеяд. По параллаксам отличие достигает приблизительно 2.2 мсд, по собственным движениям — около 5.3 мсд год⁻¹. Полуширина интервалов для параллаксов и собственных движений, использованных нами для получения выборки, значительно больше этих величин. Можно сделать вывод, что наша выборка содержит все звезды Плеяд до величины $m_G = 18^m$ даже с учетом возможных грубых ошибок в параметрах звезд.

Количество звезд в Плеядах резко уменьшается при $m_G > 18^m$ (это соответствует приблизительно массе звезды $m \simeq 0.16 M_\odot$). Немногочисленные звезды скопления заметны до величин $m_G = 20^m$, более слабые звезды практически отсутствуют. Это хорошо видно на диаграммах « $\pi_r - m_G$ », « $\mu_\alpha - m_G$ » и « $\mu_\delta - m_G$ ».

Вначале мы уточнили положение центра скопления для полученной выборки. При этом использовался метод «kernel density estimator» (KDE) в одномерном варианте, примененный по отдельности к экваториальным координатам звезд выборки. Фактически, этот метод аналогичен классическому методу Пламмера (подсчеты звезд в параллельных полосах).

При полуширине (kernel halfwidth) $h = 0.5$ для звезд с $m_G \leq 18^m$ для центра скопления были получены координаты $\alpha_c = 56^\circ 69'$ и $\delta_c = 24^\circ 17'$, что

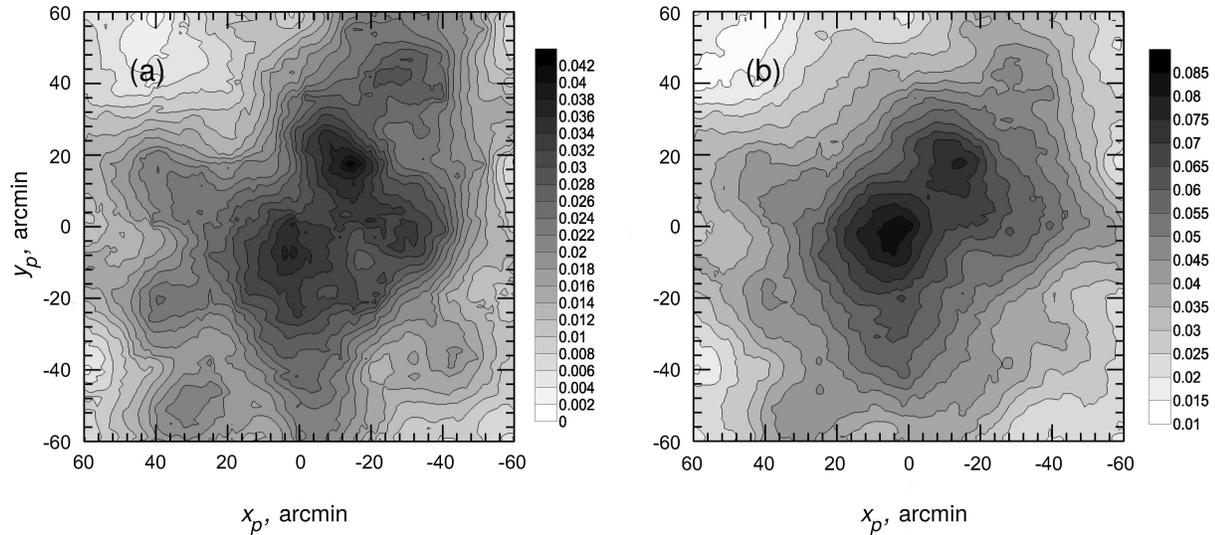


Рис. 3. Карты поверхностной плотности для центральной части скопления Плеяды ($2^\circ \times 2^\circ$), $h = 20'$: (a) для звезд с $m_G \leq 15^m$, (b) для звезд с $m_G \leq 18^m$. Координаты x_p и y_p даны в угловых минутах.

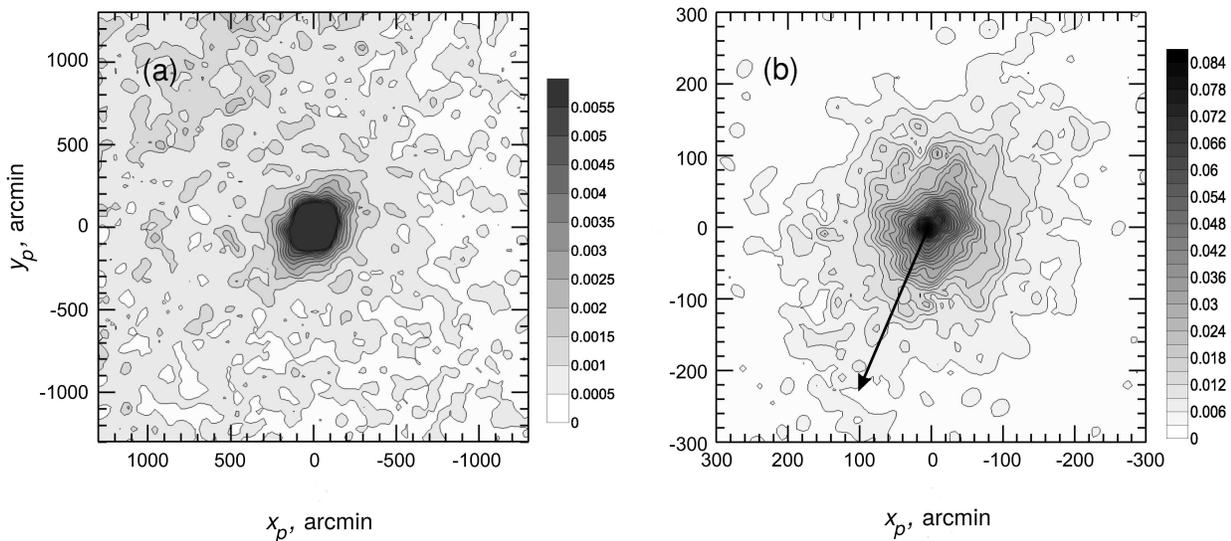


Рис. 4. Карты поверхностной плотности для окрестностей скопления Плеяды: (a) область $43^\circ 3 \times 43^\circ 3$, $h = 60'$; (b) область $10^\circ \times 10^\circ$, $h = 20'$; стрелка показывает направление движения скопления. Координаты x_p и y_p даны в угловых минутах.

отличается от значений из базы данных WEBDA¹ ($\alpha_c = 56^\circ 75$ и $\delta_c = 24^\circ 117$). Отметим, что положение центра зависит от предельной величины звезд и может изменяться на десятки угловых минут (это хорошо видно на рис. 3, где приведены карты поверхностной плотности центральной части ядра скопления для звезд различной предельной яркости). В нашем случае уточнение центра имеет смысл для построения радиального профиля плот-

ности (чтобы избежать уменьшения плотности в центре скопления).

Полученные координаты центра скопления были использованы для перехода к тангенциальной системе координат x_p и y_p , имеющей полюс в точке (α_c, δ_c) (Hiltner 1962, Глава 20, раздел 4.2). Тангенциальные координаты используются для получения функций распределения звезд, от профилей плотности до функции светимости (Carraro et al. 2017, Carraro and Seleznev 2012, Carraro et al. 2016, Seleznev 1998; 2016b).

¹<https://webda.physics.muni.cz/>

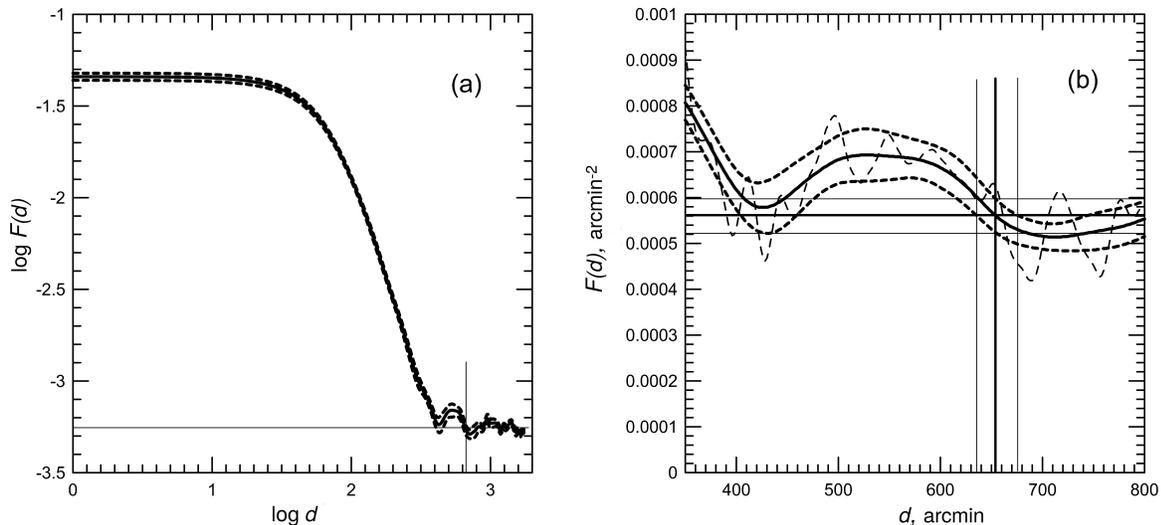


Рис. 5. Профили поверхностной плотности скопления Плеяды для звезд с $m_G \leq 18^m$, $h = 80'$. (a) Профиль плотности в логарифмических осях (десятичный логарифм) — сплошная кривая линия; штриховые кривые линии показывают доверительный интервал шириной $\pm 1\sigma$; сплошные прямые линии показывают принятые значения радиуса скопления и средней плотности звезд фона; (b) профиль плотности в линейных осях — толстая сплошная кривая линия, показан участок вблизи границы скопления; толстые штриховые линии показывают доверительный интервал шириной $\pm 1\sigma$; тонкая штриховая линия показывает профиль плотности, построенный при $h = 20'$; толстые прямые линии показывают принятые значения радиуса скопления и средней плотности звезд фона; тонкие прямые линии иллюстрируют определение погрешности для значений радиуса скопления и средней плотности звезд фона.

На рис. 3 показаны карты поверхностной плотности для центральной части ядра скопления, области $2^\circ \times 2^\circ$ ($h = 20'$). рис. 3a соответствует распределению звезд с $m_G \leq 15^m$ величин, рис. 3b учитывает и более слабые звезды до $m_G \leq 18^m$ величин. Видно, что при переходе к более ярким звездам центр скопления изменяет свое положение примерно на $20'$ по x и по y . Неоднородности плотности на этих картах обусловлены исключительно звездами скопления, так как самый низкий уровень градации плотности на этих картах составляет 0.002 звезды на квадратную угловую минуту, а средняя плотность звезд фона для нашей выборки составляет 0.000562 звезды на квадратную угловую минуту (см. ниже). Отметим сложное иррегулярное строение ядра скопления (рис. 3), более сложное для подсистемы более ярких звезд с $m_G \leq 15^m$, что указывает на большие отклонения ядра скопления от равновесия в регулярном поле.

На рис. 4 показаны карты поверхностной плотности для окрестностей скопления Плеяды. На рис. 4a показана область 43.3×43.3 ; шаг плотности выбран таким образом, чтобы лучше проявились внешние по отношению к скоплению участки и стала заметна корона скопления. Эта карта построена с использованием двумерного метода KDE (Seleznev 2016a) с параметром $h = 60'$. Флуктуации плотности на этой карте обусловлены в основном звездами поля. На рис. 4b показана область $10^\circ \times 10^\circ$, это ядро скопления и внутренняя часть его короны. При построении этой

карты использовался параметр $h = 20'$. Видно, что корона скопления вытянута приблизительно с юго-востока на северо-запад под углом, близким к 45° . При переходе к более плотным участкам короны (рис. 4b) общее направление вытянутости сохраняется, но угол становится несколько круче, ближе к 60° . Направление вытянутости неплохо согласуется со средним направлением движения скопления, которое показано стрелкой (Lodieu et al. 2019). Градация уровней плотности на этой карте подобрана таким образом, чтобы показать вклад звезд скопления и ослабить влияние звезд поля.

Для определения средней плотности числа звезд фона и радиуса скопления были построены профили поверхностной плотности, следуя методике, описанной в Seleznev (2016b). На рис. 5 показаны профили поверхностной плотности, полученные при параметре $h = 80'$. Выбор значения h был сделан также по методике (Seleznev 2016b). На рис. 5a профиль плотности скопления дан в осях «десятичный логарифм расстояния от центра — десятичный логарифм плотности». рис. 5b иллюстрирует определение радиуса скопления и средней плотности числа звезд фона: $R_{cl} = 10.9 \pm 0.3$ (26.3 ± 0.7 пк) и $\bar{F}_b = 0.000562 \pm 0.000037$ звезд на квадратную угловую минуту соответственно. Показана только область вблизи границы скопления. Толстая сплошная кривая — профиль плотности, а толстые штриховые линии — доверительный интервал шириной $\pm 1\sigma$. Тонкая штриховая линия

показывает профиль плотности, построенный при $h = 20'$. Он демонстрирует правильность выбора параметра $h = 80'$, так как профиль плотности при этом значении параметра следует среднему тренду профиля, построенного при значительно меньшем значении полуширины. При этом изменение параметра h не приводит к заметному изменению оценки радиуса скопления (линия, соответствующая профилю с $h = 20'$, пересекает линию средней плотности фона на расстоянии от значения радиуса скопления меньшем, чем ошибка определения радиуса). Мы оценили также радиус ядра скопления как внешний радиус зоны максимального по модулю градиента профиля поверхностной плотности: $R_c = 2.6$ (6.2 пк).

После этого статистическим методом, описанным в работах Seleznev (1998; 2016a), Seleznev et al. (2017), была получена функция светимости (ФС) скопления. В качестве области сравнения было взято кольцо с внутренним радиусом 10.9 и с площадью, равной площади круга с радиусом 10.9 . При этом использовался одномерный метод KDE с параметром полуширины $h = 1^m$. Аналогично были получены функции светимости для ядра и короны скопления. Функция светимости скопления показана на рис. 6а.

Мы использовали функцию светимости и соотношение масса—светимость из таблиц изохрон (Marigo et al. 2017) для определения функции масс (ФМ) по методике, описанной в Seleznev et al. (2017). ФМ получена на единичный интервал массы звезды и на единицу объема. ФМ для скопления в логарифмическом масштабе показана на рис. 6б. На рис. 6с представлены функции масс для ядра и короны скопления, нормированные на единицу. Видно, что относительное содержание звезд с $m > 1M_\odot$ в короне меньше в сравнении с ядром скопления. В свою очередь, относительное содержание звезд с $m < 0.4M_\odot$ в короне скопления больше, чем в его ядре.

Интегрирование функции масс дает число звезд скопления $N_{cl} = 1542 \pm 121$ и его массу $M_{cl} = 855 \pm 104 M_\odot$. Для ядра скопления $N_c = 1097 \pm 77$, $M_c = 665 \pm 71 M_\odot$. Зависимость масса—светимость (по Marigo et al. (2017)) может быть использована только для звезд с величинами $m_G \geq 4.0^m$, поэтому для 6 самых ярких звезд Плеяд оценка массы была получена через среднюю массу звезды $\bar{m} = 4.66M_\odot$, определенную также по таблицам изохрон (Marigo et al. 2017). Можно рассматривать полученную оценку числа звезд скопления как полное число звезд Плеяд в пределах радиуса короны скопления $R_{cl} = 10.9$ до предельной величины $m_G = 18^m$. Неполнота может быть связана только с неполнотой данных Gaia или с большими ошибками параметров звезд,

в результате которых звезда могла не попасть в нашу выборку.

Мы оценили наклон ФМ. Для звезд с массой $m > 1M_\odot$ он оказался равным -2.89 ± 0.03 , для звезд с массой $m \in [0.5; 1]M_\odot$ — -2.20 ± 0.04 . В области ярких звезд наклон значительно больше, чем у начальной ФМ Солпитера (-2.35), но, тем не менее, оба значения вполне соответствуют начальной функции масс (Кгоура 2001). Необходимо отметить, что большой наклон ФМ Плеяд для ярких звезд получался и ранее: -2.74 ± 0.07 (Taff 1974) и -2.71 ± 0.27 (van Leeuwen 1980).

Для исследования трехмерной структуры и кинематики скопления Плеяды на основе первоначальной выборки 47195 звезд была выделена выборка звезд вероятных членов скопления. Процедура была следующей. Мы сужали интервалы для параллаксов и собственных движений, контролируя вид диаграммы «звездная величина—показатель цвета». При этом, на диаграмме должно было остаться как можно меньше звезд поля при сохранении возможно большего числа звезд скопления (то есть, звезд на основных последовательностях на диаграмме). Окончательно были приняты следующие ограничения на значения тригонометрических параллаксов и компонент собственного движения звезд: $\pi_r \in [4.6, 10]$ мсд, собственное движение по прямому восхождению $\mu_\alpha \in [14, 26]$ мсд год $^{-1}$, собственное движение по склонению $\mu_\delta \in [-51, -40]$ мсд год $^{-1}$. Ширина интервалов была выбрана таким образом, чтобы туда попали шесть самых ярких звезд Плеяд, параллаксы и компоненты собственного движения которых значительно отличаются от средних значений (см. выше). Звезды отбирались в пределах круга с радиусом $R_{cl} = 10.9$ при $m_G \leq 18^m$. Кроме этого, часть звезд была исключена из выборки на основании их положения на диаграмме «звездная величина—показатель цвета» ниже главной последовательности скопления. Результирующая выборка содержит 1391 звезду. Это количество меньше оценки полного числа звезд Плеяд, полученной статистическим методом (см. выше). Вероятно, из-за больших ошибок часть звезд членов скопления имеет параллаксы и собственные движения вне указанных интервалов.

Для того, чтобы оценить вероятность принадлежности отобранных звезд к скоплению, те же критерии отбора были применены ко всей исходной выборке звезд. В результате было отобрано 1965 звезд. Это означает, что вне круга скопления содержится $1965 - 1391 = 574$ звезды. Площадь фигуры, ограниченной исходными значениями экваториальных координат, была определена методом Монте-Карло при равномерном набрасывании точек на сферу (мы набрасывали один миллион точек) и оказалась равной 0.47152

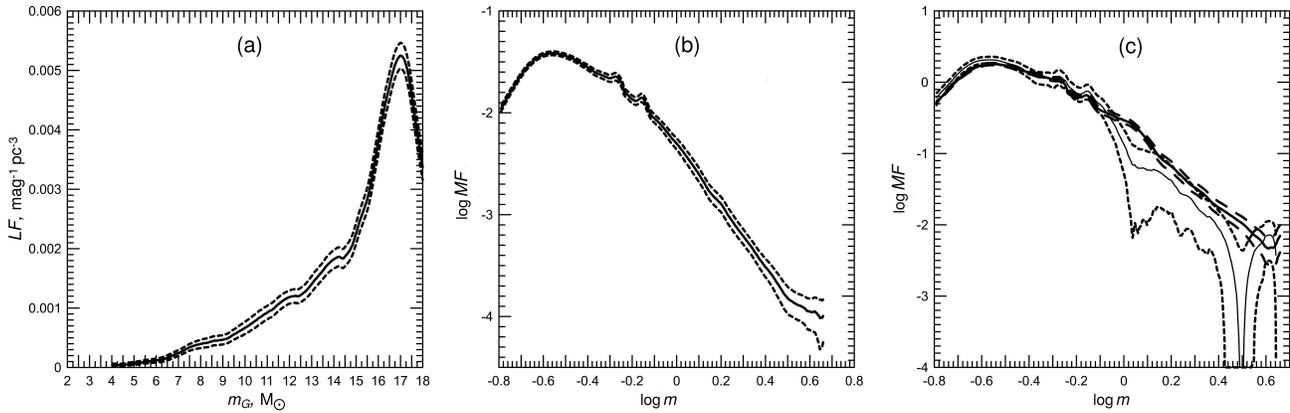


Рис. 6. Функция светимости (а) и функция масс (б) скопления Плеяды. Масса звезды m дана в M_{\odot} , значения ФС — в зв. вел $^{-1}$ пк $^{-3}$, значения ФМ — в M_{\odot}^{-1} пк $^{-3}$. На панели (с) показаны функция масс для ядра скопления (толстые линии) и для короны (тонкие линии), нормированные на 1. Штриховыми линиями показаны доверительные интервалы шириной $\pm 1\sigma$.

стерадиан. Площадь области, занятой скоплением, была определена как площадь поверхности сегмента сферы, она равна 0.11336 стерадиан. Таким образом, звезды вне круга скопления расположены на площади 0.35816 стерадиан, что дает среднюю плотность звезд фона равной $F_{bg} = 1602.64$ звезд на стерадиан. Теперь мы можем оценить число звезд фона внутри круга скопления при использованных критериях отбора, оно равно 182. Наша оценка вероятности принадлежности к скоплению звезд, отобранных внутри круга скопления, равна: $P_m = (1391 - 182)/1391 \approx 0.87$.

Таким образом, наша выборка вероятных членов скопления содержит приблизительно 13% звезд поля. С другой стороны, в эту выборку не попали приблизительно 10% членов скопления из 1542 (см. выше). Относительное содержание звезд поля изменяется с удалением от центра скопления. В ядре оно значительно меньше, чем в короне. Интересно сравнить нашу выборку с выборкой Lodieu et al. (2019), полученной также по данным Gaia DR2. Эта выборка содержит 1412 звезд в пределах круга радиусом $R_{cl} = 10.9$ при $m_G \leq 18^m$. Анализ выборок показал, что они содержат 1243 общих звезды. Следовательно, выборки совпадают приблизительно на 90%. Различие вызвано в основном различными критериями отбора и разными значениями координат центра скопления. Тем не менее, наша выборка может рассматриваться как существенно полная (10% «потерянных звезд») и существенно «чистая» (13% звезд поля). В дальнейшем мы будем использовать подвыборки из этой выборки, отбирая звезды в меньшем объеме пространства и с более точными определениями значений скорости и расстояний до звезд в соответствии с первым подходом (см. выше). Это всегда будет приводить к

сокращению абсолютного и относительного числа звезд фона.

4. ДАННЫЕ О ЗВЕЗДАХ — ВЕРОЯТНЫХ ЧЛЕНАХ РЗС ПЛЕЯДЫ

Из рассмотренной выше выборки, содержащей 1391 звезду в окрестностях скопления Плеяды, нами были выделены $N_I = 565$ членов скопления (с величинами $m_G \leq 16^m03$ на расстояниях $d^{\circ} \leq 2.5$ от центра скопления). В этой выборке погрешности $e_{v_t} = \sqrt{e_{v_x}^2 + e_{v_y}^2}$ скоростей $v_t = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$ не превышают 2.36 км с $^{-1}$, что для скопления Плеяды соответствует 3.65 мсд год $^{-1}$. Из выборки N_I мы отобрали $N_{II} = 395$ звезд с погрешностями $e_{v_t} \leq 0.177$ км с $^{-1}$. Это оказались звезды с $m_G \leq 15^m$ и погрешностями $e_r \leq 1.5$ пк в расстояниях r . Средние погрешности $\bar{e}_r \simeq 1.7 \pm 0.1$ пк в выборке $N_I = 565$ звезд и $\bar{e}_r \simeq 1.00 \pm 0.01$ пк в выборке $N_{II} = 395$ звезд. В выборке $N_I = 565$ звезд-членов скопления по данным Gaia DR2 мы выделили 74 звезды с лучевыми скоростями V_r , погрешности которых $e_{V_r} \leq 1.0$ км с $^{-1}$. Средняя лучевая скорость звезд ядра скопления по этим 74 объектам $\bar{V}_r = 5.86 \pm 0.13$ км с $^{-1}$ после исправления V_r за эффект поперечного движения скопления оказалась равной $\bar{V}_r = 5.77 \pm 0.13$ км с $^{-1}$.

Из выборки 1391 звезд-членов скопления с величинами $m_G \leq 18^m$ на расстояниях $d^{\circ} \leq 10.9$ от центра скопления, для которых $e_{v_t} \leq 2.36$ км с $^{-1}$ и $e_r \leq 38.9$ пк, мы выделили $N_{III} = 550$ звезд с $m_G \leq 17^m$, $e_{v_t} \leq 0.177$ км с $^{-1}$, $e_r \leq 1.51$ пк,

$\overline{e_r} \simeq 1.00 \pm 0.01$ пк. В выборке $N_{III} = 550$ звезд-членов скопления по данным Gaia DR2 мы выделили 97 звезд с лучевыми скоростями, погрешности которых $e_{V_r} \leq 1.0$ км с⁻¹. Средняя лучевая скорость звезд скопления по этим 97 объектам $\overline{V_r} = 5.66 \pm 0.20$ км с⁻¹, после исправления V_r за эффект поперечного движения скопления — $\overline{V'_r} = 5.37 \pm 0.13$ км с⁻¹. Таким образом, исправление $\overline{V_r}$ за эффект поперечного движения скопления лишь в пределах погрешности изменяет величину $\overline{V_r}$, что обусловлено симметрией скопления и поправок ΔV_r лучевых скоростей звезд относительно оси x' , перпендикулярной направлению движения скопления в проекции на картинную плоскость, см. рис. 1 (74 звезды из N_I с $e_{V_r} \leq 1.0$ км с⁻¹ расположены в картинной плоскости более симметрично относительно оси x' , чем 97 звезд из N_{III}). Величины $\overline{\Delta V_r} = \overline{V_r(I)} - \overline{V_r(III)} = 0.20 \pm 0.24$ км с⁻¹ и $\overline{\Delta V'_r} = \overline{V'_r(I)} - \overline{V'_r(III)} = 0.40 \pm 0.18$ км с⁻¹. В скобках указаны индексы используемых при вычислении $\overline{V_r}$ и $\overline{V'_r}$ выборок N_I и N_{III} звезд. Вероятно, звезды фона в рассмотренных выборках лишь незначительно влияют на оценки величин $\overline{\Delta V_r}$ и $\overline{\Delta V'_r}$, т.к. засоренности звездами фона в выборках I и III составляют менее 1% и менее 8%, соответственно (см. ниже).

Равенство величин $\overline{\Delta V'_r}$ и $\overline{\Delta V_r}$ указывает на симметрию в расположении рассматриваемых звезд относительно оси x' и на относительное движение вдоль луча зрения выделенных групп звезд в выборках N_I и N_{III} со скоростью $\overline{\Delta V'_r} \simeq \overline{\Delta V_r}$. Поскольку в нашем случае $\overline{\Delta V'_r} - \overline{\Delta V_r} = 0.2 \pm 0.3$ км с⁻¹, представляется разумным считать относительную лучевую скорость этих двух групп звезд равной: $(\overline{\Delta V'_r} + \overline{\Delta V_r})/2 = 0.30 \pm 0.15$ км с⁻¹ (ядро скопления удаляется от Солнца быстрее, чем корона скопления). Средняя лучевая скорость всего скопления равна $V_{r,cl} = 5.67 \pm 0.08$ км с⁻¹. В работе Lodiou et al. (2019) эта величина для практически полной выборки звезд-членов скопления Плеяды получена равной $V_{r,cl} = 5.67 \pm 2.93$ км с⁻¹. Вероятно, большая погрешность $V_{r,cl}$ в Lodiou et al. (2019) вызвана большими погрешностями в лучевых скоростях V_r рассматриваемых звезд (т.к. выборка полная) и неучетом вклада в V_r поперечного движения скопления в картинной плоскости. Отметим, что гравитационный потенциал и уравнения движения звезд в РЗС нелинейные, а динамическая эволюция РЗС определяется различными видами неустойчивостей. Поэтому использование наиболее точных данных о координатах и скоростях звезд — единственно возможный путь получения

правильных результатов о динамических механизмах, действующих в РЗС (например, неточности в определении параметров всего одной динамически активной пары звезд в РЗС могут повлиять на прогнозируемую эволюцию всего скопления, состоящего из нескольких сотен звезд; вместо расширения скопления можно получить прогноз о его сжатии (Danilov 1977)).

Рассмотренные здесь 97 звезд с $e_{V_r} \leq 1.0$ км с⁻¹ из выборки N_{III} расположены в картинной плоскости на расстояниях $d^\circ \leq 8^\circ 56'$ от центра скопления.

Нами была принята оценка расстояния до скопления $r_{cl} = 136.4 \pm 0.2$ пк (см. выше), модуль расстояния — $(m_V - M_V)_0 = (m_G - M_G)_0 = 5^m 84 \pm 0^m 16$ (Loktin and Popova 2017), полное поглощение $A_G \simeq 0^m 08$ (Loktin and Popova 2017). Соотношение между A_G и полным поглощением A_V в полосе V было взято из http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/cmd_3.3, где оно было определено на основе работы Cardelli et al. (1989). В этом случае средние массы звезд в рассмотренных выборках получены равными $\overline{m}_I = 0.88 \pm 0.17 M_\odot$, $\overline{m}_{II} = 1.04 \pm 0.21 M_\odot$, $\overline{m}_{III} = 0.82 \pm 0.11 M_\odot$, что соответствует общим массам выбранных звезд $M_I = 497 \pm 96 M_\odot$, $M_{II} = 411 \pm 83 M_\odot$, $M_{III} = 451 \pm 61 M_\odot$, соответственно. Величины \overline{m}_i и M_i ($i = I, II, III$) использовались при вычислении параметров скопления, входящих в формулу (3) и в коэффициенты уравнения (4).

При изучении звезд выборки II нами была замечена линейная зависимость $m_G = (11.19 \pm 0.07)^m + (0.22 \pm 0.04)^m r_s / \text{пк}$, где расстояние звезды от центра скопления $r_s \leq 6.9$ пк, что указывает на сегрегацию наиболее массивных звезд в Плеядах по величине r_s в трехмерном пространстве и на уменьшение масс m таких звезд с расстоянием от центра скопления (засоренность выборки II звездами фона менее 1%, см. ниже).

5. ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ ВРАЩЕНИЯ РЗС ПЛЕЯДЫ

Пусть x_α и y_α — оси тангенциальной системы координат с центром в центре скопления (Hiltner 1962). Проекция векторов скоростей звезд ядра скопления Плеяды на плоскость (x_α, y_δ) получены по данным о координатах (α, δ) и собственных движениях (μ_α, μ_δ) звезд выборки I (см. раздел 4); радиус занятой звездами выборки области относительно центра скопления на небесной сфере $d^\circ = 2^\circ 5'$; вычисления величины P_m , аналогичные выполненным в разделе 3, для выборки звезд Плеяд с $d^\circ \leq 2^\circ 5'$ приводят к вероятности $P_m \simeq 0.99$. Таким образом, рассматриваемая здесь выборка I практически не засорена звездами фона. Полное число

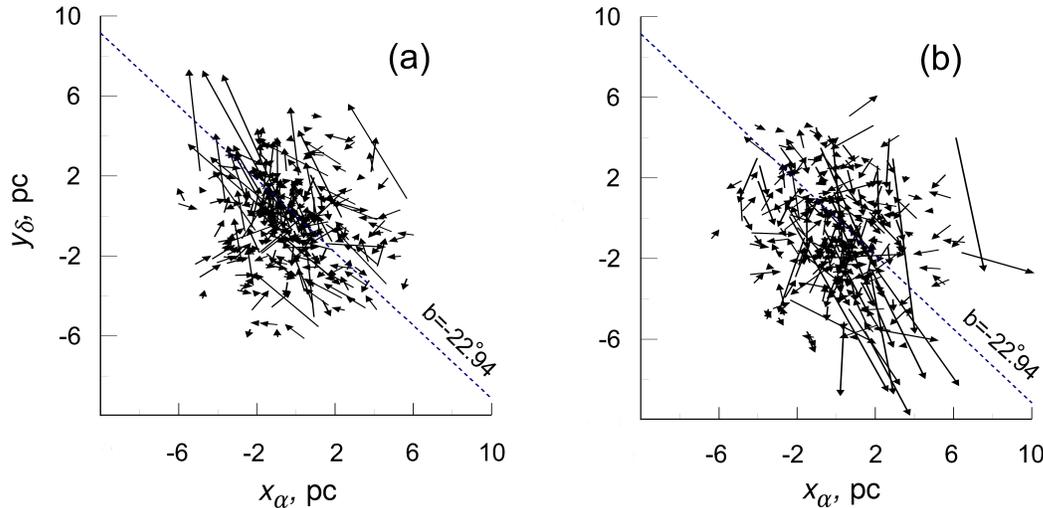


Рис. 7. Проекция векторов скоростей звезд ядра скопления Плеяды на картинную плоскость (x_α, y_δ) , умноженные на 1 млн лет (приведены в парсеках, $1 \text{ пк млн лет}^{-1} \simeq 1 \text{ км с}^{-1}$); (a) — для звезд с $r < r_{\text{cl}}$, (b) — для звезд с $r > r_{\text{cl}}$; r и r_{cl} — расстояние звезд и скопления от Солнца в пк соответственно. Приведена линия галактической широты $b = 22^\circ 94'$.

звезд скопления в площадке с радиусом $2^\circ 5'$ согласно методике из раздела 3 получено равным 958, полнота выборки I равна $\Pi_I \simeq 565/958 \simeq 0.59$; для выборки II — $\Pi_{II} \simeq 395/958 \simeq 0.41$; в случае выборки III величина $P_m = 0.92$, число звезд-членов скопления в этой выборке ($d^\circ \leq 8^\circ 56'$) равно 1347, поэтому $\Pi_{III} \simeq 550/1347 \simeq 0.41$.

Среднее движение звезд с $r < r_{\text{cl}}$ и $r > r_{\text{cl}}$ на рис. 7 *a, b* направлено на плоскости (x_α, y_δ) в противоположные стороны, вращение ядра скопления Плеяды «прямое» (направлено в ту же сторону, что и вращение Галактики). Переходя в систему координат (x, y) (см. пояснения перед формулой (6)), вычисляем величины $\Delta \bar{v}_x$, $\Delta \bar{v}_y$ и находим для ядра скопления $|\Delta \bar{v}_x| = 0.53 \pm 0.07 \text{ км с}^{-1}$, $|\Delta \bar{v}_y| = 0.18 \pm 0.04 \text{ км с}^{-1}$ и величину $v_c = \overline{v_{x,y}} = 0.56 \pm 0.07 \text{ км с}^{-1}$ на среднем расстоянии $\bar{d} = 2.95 \pm 0.07 \text{ пк}$ от его центра в картинной плоскости (при определении знака величин $\overline{v_{x,y}}$ и ω_z использовались данные о движении звезд ядра скопления относительно оси z в плоскости (x, y) и правило винта–буравчика, см. Landau and Lifshitz (1991), стр. 31). Угол между положительным направлением оси y и проекцией оси вращения ядра скопления на плоскость (x, y) получаем равным $\varphi = \arctan(|\Delta \bar{v}_y|/|\Delta \bar{v}_x|) = 18^\circ 8' \pm 4^\circ 4'$. Величину v_c можно назвать экваториальной скоростью вращения ядра скопления (соответствующий ей вектор \mathbf{v}_c располагается в плоскости, перпендикулярной оси вращения ядра скопления; в этом можно убедиться, выполнив поворот осей x, y на угол φ относительно оси z , приводящий к системе осей x'', y'', z'' , в которой вектор \mathbf{v}_c параллелен оси x'' (или антипараллелен ей, см. рис. 7 *b, c*),

а следующий поворот осей y'', z'' на угол ϑ относительно оси x'' , приводит к системе координат x''', y''', z''' , в которой плоскость $y''' = 0$ является экваториальной).

Согласно формуле (6), угол наклона оси вращения ядра РЗС Плеяды к картинной плоскости ϑ равен $43^\circ 2' \pm 4^\circ 9'$. Используемые в (6) для оценки ϑ величины $|\Delta \bar{v}_z(x)| = 0.206 \pm 0.119 \text{ км с}^{-1}$, $|\Delta \bar{v}_z(y)| = 0.011 \pm 0.126 \text{ км с}^{-1}$ получены по данным об исправленных за движение РЗС в картинной плоскости лучевых скоростях V_r с погрешностями $e_{V_r} \leq 1.0 \text{ км с}^{-1}$ для 74 звезд из выборки I . Отметим, что средняя величина $|z|$ для этих звезд $\bar{|z|} \simeq 3.13 \pm 0.40 \text{ пк} \simeq \bar{d}$ (см. выше). Ядро скопления в картинной плоскости имеет форму, близкую к сферической (рис. 7). Поэтому в формуле (6) мы заменили угловые скорости движения звезд на круговые. В этом случае $\overline{v_{x,z}} = 0.57 \pm 0.08 \text{ км с}^{-1}$ и $\overline{v_{y,z}} = 0.18 \pm 0.04 \text{ км с}^{-1}$.

Линейные регрессионные зависимости от x и y лучевых скоростей звезд V_r' , исправленных за движение ядра РЗС в картинной плоскости, при $x = y = 5.5 \text{ пк}$ приводят к значениям $V_r'(x) - V_r'(x = 0) = -0.127 \pm 0.300 \text{ км с}^{-1}$ и $V_r'(y) - V_r'(y = 0) = 0.097 \pm 0.307 \text{ км с}^{-1}$ соответственно. Тогда экваториальная скорость $v_c \simeq 0.16 \pm 0.30 \text{ км с}^{-1}$. Таким образом, на расстояниях от центра скопления порядка $d = 5.5 \text{ пк}$ скорость вращения ядра близка к нулю (часть звезд ядра участвует в «прямом», а часть — в «обратном» движении относительно оси вращения). Аналогичные вычисления для 97 звезд с

$eV_r \leq 1.0 \text{ км с}^{-1}$ из выборки *III* скопления приводят к скорости «обратного» вращения скопления $v_c \simeq 0.48 \pm 0.20 \text{ км с}^{-1}$ на расстоянии $d = 7.1 \text{ пк}$ от его центра. Угол между проекцией оси вращения скопления на картинную плоскость и направлением возрастания галактической широты b составляет $\varphi = \arctan[|V_r'(y) - V_r'(y=0)|/|V_r'(x) - V_r'(x=0)|] = 37^\circ 8 \pm 26^\circ 4$. Таким образом, с увеличением расстояния от центра скопления Плеяды при $d > 5.5 \text{ пк}$ вращение скопления становится «обратным», что указывает на возможную устойчивость траекторий движения некоторых звезд на периферии скопления в суммарном поле сил скопления и Галактики. Отметим, что в гало моделей РЗС (Danilov and Dorogavtseva 2008), см. рис. 1 из Danilov and Dorogavtseva (2008), также доминируют «обратные» движения звезд скопления.

6. ОЦЕНКИ ДИСПЕРСИЙ СКОРОСТЕЙ ЗВЕЗД В ПЛЕЯДАХ

При построении зависимостей среднеквадратических скоростей (рис. 8) использовались значения $R_m = 6.9 \text{ пк}, 8.4 \text{ пк}, 12.0 \text{ пк}$ (см. раздел 2 и данные о параметрах звезд в выборках *II, I, III*, соответственно. Условию гравитационной неустойчивости $\sigma_v \leq \sigma_{v,J}$ в скоплении удовлетворяют области с $r_s \in [2.2, 5.2] \text{ пк}$ на рис. 8a и $r_s \in [2.2, 5.7] \text{ пк}$ на рис. 8b, c. В этих интервалах значений r_s расположены примерно 39.4% звезд выборки *II* (наиболее яркие и массивные звезды скопления), приблизительно 60.5% звезд выборки *I* и около 52.6% звезд выборки *III*. Вблизи центра скопления величины σ_v заметно меняются при увеличении r_s и получить данные о гравитационной неустойчивости не удастся из-за сильно нерегулярного строения скопления, больших отклонений скопления от равновесного состояния и больших погрешностей в скоростях движения звезд в этой области. При $r_s < 2 \text{ пк}$ ядро скопления Плеяды к моменту наблюдения сформировано из приблизительно сферических слоев с общим центром и разными величинами σ_v звезд в соседних по r_s слоях. Возможно, в скоплении имеет место волновой процесс передачи кинетической энергии движений звезд в радиальном направлении. В моделях РЗС (Danilov 2011) такой процесс не мог быть замечен, так как в этой статье (Danilov 2011, рис. 1b, c, табл. 1b, c) рассматривались лишь средние по периоду колебаний регулярного поля скопления величины σ_v^2 . Более подробно волновой процесс переноса кинетической энергии звезд нестационарного скопления в радиальном направлении описан в работе Danilov

and Ryazanov (1985) в рамках бесстолкновительной модели «водяной мешок» с помощью численного интегрирования системы уравнений Власова для изолированного сферически-симметричного скопления звезд.

Согласно рис. 8, при $r_s > 2 \text{ пк}$ величины σ_v в рассмотренных выборках звезд в среднем возрастают с увеличением r_s , что указывает на нестационарность скопления в поле регулярных сил. Зависимости от d модулей V_t и V_d на рис. 9 содержат ряд периодических колебаний, выходящих по амплитуде за пределы погрешностей величин V_t и V_d , что также указывает на нестационарность скопления в поле регулярных сил.

В процессе эволюции моделей неизолированных и нестационарных в регулярном поле РЗС при $t > (0.3-0.6)\tau_{v,r}$ энтропия производится не в ядре, а на периферии скопления (см. рис. 1 из Danilov and Putkov (2017)) за счет многочисленных слабых звездных сближений. В ядрах нестационарных РЗС эволюция определяется взаимодействиями звезд с переменным силовым полем скопления, действием гравитационной неустойчивости, приводящей к увеличению коррелированности движений звезд (Danilov and Putkov 2017). Получившие при бурной релаксации в ядре дополнительную энергию звезды с наибольшими энергиями выходят на периферию скопления, где под действием сближений со звездами достаточно плотно населенного гало получают дополнительный угловой момент и теряют возможность вернуться в ядро скопления (в отличие от квазистационарных и изолированных систем, близких к вириальному равновесию, в которых энтропия производится преимущественно за счет тесных звездных сближений в ядре скопления). В результате звезды с наибольшими энергиями уходят из ядра, что приводит к охлаждению ядра нестационарного скопления.

Согласно рис. 10, наиболее яркие и массивные звезды скопления из выборок *II* и *I* вблизи центра скопления распределены наиболее неравномерно, центры их распределений не совпадают между собой, локальные максимумы видимой плотности в картинной плоскости вокруг центра скопления достигаются вблизи некоторых замкнутых кривых, что указывает на отклонение от равновесного состояния и нестационарность скопления в поле регулярных сил. Экваториальные координаты центра распределения звезд выборки *II*: $\alpha_c^{II} = 56^\circ 240 \pm 0^\circ 003$, $\delta_c^{II} = 24^\circ 420 \pm 0^\circ 003$, для звезд выборки *I*: $\alpha_c^I = 56^\circ 708 \pm 0^\circ 003$, $\delta_c^I = 24^\circ 420 \pm 0^\circ 003$, для звезд выборки *III*: $\alpha_c^{III} = 56^\circ 208 \pm 0^\circ 003$, $\delta_c^{III} = 24^\circ 418 \pm 0^\circ 003$, соответственно (при определении величин α_c , δ_c использовалась методика, описанная в разделе 3 данной статьи). Отметим,

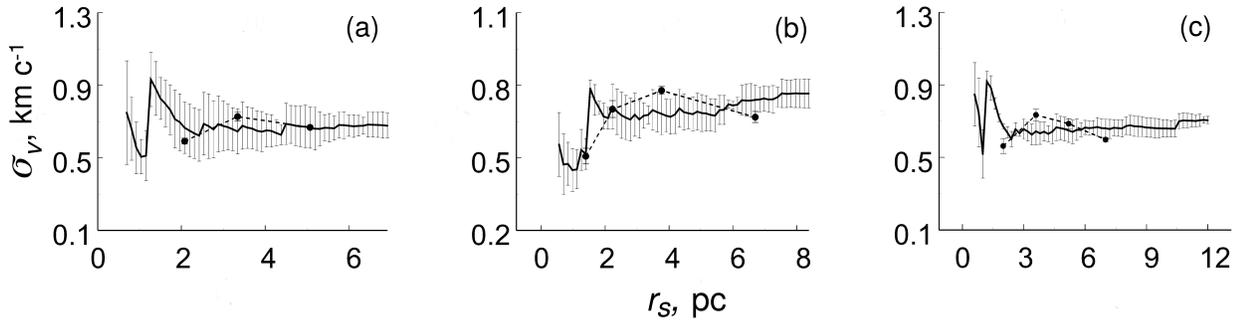


Рис. 8. Зависимости от r_s среднеквадратических скоростей σ_v звезд внутри сферы радиуса r_s с центром в центре скопления Плеяды: (а) для звезд ядра с $m_G < 15^m$ (выборка II), (b) для звезд ядра с $m_G < 16^m$ (выборка I), (c) для звезд с $m_G < 17^m$ (выборка III). Штриховые линии соответствуют значениям $\sigma_v = \sigma_{v,J}$, полученным из условия (2) гравитационной неустойчивости центральных областей скопления, расположенных в пределах сферы радиуса r_s . Сплошными линиями показаны радиальные зависимости величин σ_v , определенные по данным о собственных движениях звезд.

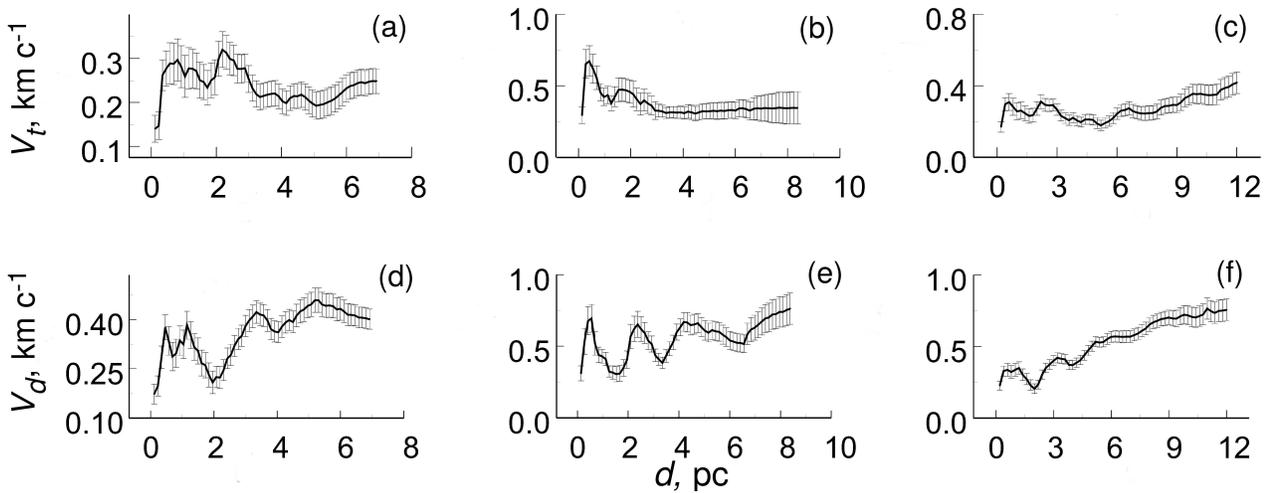


Рис. 9. Зависимости модулей тангенциальных V_t и радиальных V_d -компонент скоростей движения звезд скопления Плеяды в картинной плоскости от расстояния d до его центра; a, d получены по выборке II, b, e — по выборке I, c, f — по выборке III звезд скопления.

что различие в координатах центра распределения звезд на $0^{\circ}5$ в случае Плеяд соответствует расстоянию около 1.19 пк от центра скопления в картинной плоскости. Очень близкая по виду к указанной на рис. 10b для выборки II депрессия плотности f в центре скопления М37 была отмечена в книге Kholopov (1981, с. 317).

Волны плотности на рис. 10, выходящие по амплитуде колебаний за пределы погрешностей величин $F(d)$ и $f(r)$, также указывают на нестационарность скопления Плеяды в поле регулярных сил.

Радиальные распределения пространственной плотности числа звезд $f(r_s)$ и массы $\rho(r_s) = \bar{m}f(r_s)$ в Плеядах использовались здесь для нахождения величин $f_c = f(r_c)$, $\rho_c = \rho(r_c)$, M_c и $\sigma_v^2 = \sigma_{v,J}^2$ по формуле (2) для ряда значений $r_s = r_c$ в окрестностях границы ядра скопления (см. интервалы

значений r_s для штриховых линий на рис. 8). Нам представляются предпочтительными более точные значения $f = f(r_s)$, полученные с использованием координат звезд в плоскости (x_α, y_δ) и предположения о сферической симметрии скопления, чем значения $f = f(r_s)$, которые получены по данным о трех пространственных координатах звезд, т.к. погрешности e_r в расстояниях до звезд сравнимы с масштабом по r_s и d неоднородностей в $f = f(r_s)$ и $F = F(d)$, соответственно, см. раздел 4 и рис. 10, а при оценке динамического состояния РЗС важны силовые поля, возникающие в ядре между звездами и группами звезд (см. локальные уплотнения видимой плотности вблизи центра скопления на рис. 4).

Для скопления Плеяды по данным, полученным из рассмотренных выборок звезд, а также согласно методике из работ Danilov (2010), Danilov and

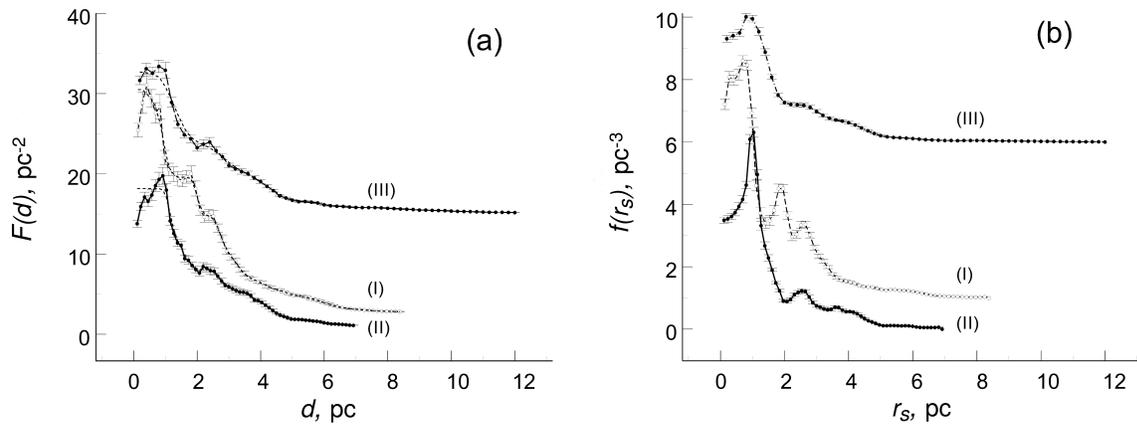


Рис. 10. (а) Зависимости видимой плотности $F(d)$ числа звезд скопления Плеяды от расстояния d до его центра; пунктиром приведены сглаженные методом из работы (Cleveland and Devlin 1988) зависимости $F(d)$, используемые для получения распределений пространственной плотности $f(r)$ в скоплении, см. раздел 2. Цифры *I*, *II*, *III* на рис. *a* и *b* обозначают номера выборок. Кривая *I* сдвинута вверх вдоль оси ординат на 2 пк^{-2} , кривая *III* на 15 пк^{-2} . (б) Зависимости пространственной плотности $f(r_s)$ числа звезд скопления Плеяды от расстояния r_s до его центра, полученные согласно методике, описанной в разделе 2. Кривая *I* сдвинута вверх вдоль оси ординат на 1 пк^{-3} , кривая *III* — на 6 пк^{-3} .

Таблица 1. Оценки структурно-динамических параметров скопления Плеяды. В колонках указаны: (1) m_G зв. вел. по данным Gaia; (2) динамическая дисперсия скоростей; (3) $R_u = \langle 1/r_s \rangle^{-1}$, r_s — расстояние звезды от центра масс скопления с усреднением по всем звездам скопления; (4) средний радиус скопления; (5) средний квадрат расстояния звезды от центра скопления; (6) R_m — радиус области, в которой исследуется поле скоростей звезд скопления; (7) динамическая масса; (8) приливный радиус

m_G	$\sigma_{v,d}$, км с ⁻¹	R_u , пк	\bar{R} , пк	$\overline{r_s^2}$, пк ²	R_m , пк	M_d , M_\odot	R_t , пк
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
$m_G \leq 15^m$	0.80 ± 0.11	2.53 ± 0.02	2.72 ± 0.04	15.1 ± 0.4	6.9	441 ± 123	10.5 ± 0.3
$m_G \leq 16^m$	0.71 ± 0.07	2.73 ± 0.03	2.93 ± 0.03	18.52 ± 0.43	8.4	371 ± 80	9.9 ± 0.2
$m_G \leq 17^m$	0.72 ± 0.02	3.25 ± 0.02	3.54 ± 0.04	32.92 ± 1.07	12.0	462 ± 29	10.6 ± 0.1
	—	3.59 ± 0.02	4.02 ± 0.06	54.48 ± 2.31	20.5	513 ± 33	11.0 ± 0.1

Loktin (2015), кратко описанной в разделе 2 нашей статьи, и формул (3) и (5), получены оценки структурно-динамических параметров, приведенные в таблице 1. Величина R_t получена из оценки динамической массы M_d скопления для РЗС на круговой орбите в поле сил Галактики согласно формуле (11.13) из King (1994); расстояние Плеяд от центра Галактики получено равным $R_G = 8643 \pm 650$ пк, расстояние Солнца от центра Галактики принято равным $R_\odot = 8500$ пк (Danilov and Loktin 2015, Kerg and Lynden-Bell 1986), погрешность вычисления R_\odot принята равной $0.1R_\odot$ (Danilov and Loktin 2015), величины α_1 и ω определялись согласно модели потенциала Галактики (Kutuzov and Osipkov 1980).

Отметим, что при увеличении предельных значений m_G от 16^m до 17^m и радиуса исследуемой

области R_m в выборку звезд входит все большее число звезд короны скопления, поэтому его динамическая масса M_d растет (вероятно, указанные в таблице 1 величины M_d можно рассматривать как нижние оценки массы скопления и его короны). При $m_G \leq 18^m$, согласно данным, полученным в разделе 3 данной статьи, для $M_{cl} = 855 \pm 104 M_\odot$ по формуле (11.13) из King (1994), находим: $R_t = 13.01 \pm 0.53$ пк. В работах Adams et al. (2001), Raboud and Mermilliod (1998), (Kharchenko et al. 2013, см. Каталог MWSC) и Lodieu et al. (2019) для Плеяд получены следующие оценки величины R_t : 13.1 пк, 16 пк, 16.53 ± 1.52 пк и 11.6 пк, соответственно. Отметим, что оценки величины R_t в работах Kharchenko et al. (2013), Lodieu et al. (2019), Raboud and Mermilliod (1998) основаны на аппроксимации формулой Кинга

радиального профиля плотности скопления. Наша оценка величины R_t получена с использованием функции масс скопления. Определение величин R_t разными методами вполне может дать немного разные результаты.

В работе Danilov et al. (2014) были построены модели корон для шести численных динамических моделей РЗС. Согласно указанной работе, в коронах преобладают обратные движения звезд, в интервале расстояний от центра модели скопления $r/R_t \in (1, 3]$ отмечено формирование близких к равновесным распределений плотности и фазовой плотности. Временное равновесие корон обусловлено балансом числа звезд, приходящих в корону из центральных областей скопления и уходящих на периферию короны или за её пределы. Согласно (Danilov et al. 2014, табл. 3), к моменту времени $t = 3\tau_{v.r.} \simeq 1.5 \times 10^8$ лет в коронах моделей РЗС содержится (58.2–74.8)% от общего числа звезд в скоплении. Вплоть до расстояний $r \simeq 4R_t$ от центра модели скопления отмечено наличие близких к периодическим обратных средних движений большого числа звезд короны, а на промежутках времени жизни скопления (91–99)% звезд короны удовлетворяет критерию гравитационной связанности (Ross et al. 1997). Полученные в результате звездных подсчетов в разделе 3 данной статьи радиус $10^{\circ}9 \pm 0^{\circ}3$ (26.3 ± 0.7 пк) и масса скопления Плеяды, превышающие его приливный радиус и динамическую массу, вполне согласуются с численными данными о параметрах корон моделей РЗС (Danilov et al. 2014).

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В работе выполнены оценки ряда структурных, кинематических и динамических параметров РЗС Плеяды. По данным Gaia DR2 о звездах с величинами $m_G \leq 18^m$ в области неба $60^\circ \times 60^\circ$ с центром в центре скопления построены карта, профиль плотности, функции светимости и масс скопления, получены: радиус скопления $10^{\circ}9 \pm 0^{\circ}3$, радиус его ядра $2^{\circ}62$, число и масса звезд в скоплении 1542 ± 121 и $855 \pm 104 M_\odot$, число и масса звезд в ядре скопления 1097 ± 77 и $665 \pm 71 M_\odot$. Эти параметры характеризуют общее строение скопления Плеяды и его короны. Отмечено сложное иррегулярное строение ядра скопления (см. рис. 4), более сложное для подсистемы более ярких звезд с $m_G \leq 15^m$, что указывает на большие отклонения ядра скопления от равновесия в регулярном поле.

2. Дополнительным указанием на нестационарность скопления Плеяды в регулярном поле являются радиальные волны видимой и пространственной плотности числа звезд, отмеченные на рис. 10, а также волны на зависимостях от расстояния d

до центра скопления модулей тангенциальных и радиальных составляющих поля скоростей движения звезд ядра скопления в картинной плоскости, отмеченные на рис. 9.

3. Дисперсии скоростей движения звезд ядра скопления σ_v в среднем возрастают с увеличением расстояния r_s от его центра (см. рис. 9), что также является кинематическим признаком нестационарности скопления в регулярном поле (Danilov 2011, Danilov and Putkov 2017). Область гравитационной неустойчивости в скоплении Плеяды расположена на расстояниях от его центра $r_s = 2.2\text{--}5.7$ пк и содержит 39.4–60.5% от общего числа звезд в рассматриваемых выборках объектов скопления. Вблизи центра получить данные о гравитационной неустойчивости не удастся из-за сильно нерегулярного строения скопления, больших отклонений от равновесного состояния и больших погрешностей в скоростях движения звезд.

4. Получены оценки динамической массы $M_d \sim (370\text{--}510) M_\odot$ и приливного радиуса $R_t \sim (10\text{--}11)$ пк скопления Плеяды при разных значениях $m_G < 15^m, 16^m, 17^m$. При увеличении предельных значений m_G и радиуса R_m исследуемой области в выборку звезд входит все большее число звезд короны скопления, поэтому его динамическая масса M_d растет. Таким образом, полученные в результате звездных подсчетов в разделе 3 радиус и масса скопления Плеяды, превышающие его приливный радиус и динамическую массу, вполне согласуются с численными данными о параметрах корон моделей РЗС (Danilov et al. 2014).

5. По данным о звездах с $m_G < 16^m$ определена средняя скорость вращения ядра скопления $v_c = 0.56 \pm 0.07$ км с⁻¹ на расстояниях $d \leq 4.6$ пк от его центра. Вращение «прямое», угол между проекцией оси вращения ядра скопления на картинную плоскость и направлением роста галактической широты b составляет $\varphi = 18^{\circ}8 \pm 4^{\circ}4$, угол между осью вращения ядра скопления и картинной плоскостью $\vartheta = 43^{\circ}2 \pm 4^{\circ}9$, скорость вращения ядра скопления на расстоянии $d \simeq 5.5$ пк от его центра близка к нулю: $v_c = 0.1 \pm 0.3$ км с⁻¹. По данным о звездах с $m_G < 17^m$ скорость «обратного» вращения скопления на расстоянии $d \simeq 7.1$ пк от его центра $v_c = 0.48 \pm 0.20$ км с⁻¹, угол $\varphi = 37^{\circ}8 \pm 26^{\circ}4$. Полученные оценки параметров вращения скопления Плеяды могут быть использованы при численном моделировании динамики РЗС. Полученные скорости и направления вращения ядра и внешних областей скопления Плеяды вполне согласуются с данными о вращении моделей РЗС (Danilov and Dorogavtseva 2008, Danilov et al. 2014).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны сотруднику Астрономической обсерватории УрФУ А. А. Попову, указавшему на возможность влияния движения РЗС, перпендикулярного лучу зрения, на лучевые скорости звезд скопления.

В этой работе использованы данные Европейского космического агентства (ЕКА) миссия Gaia (<https://www.cosmos.esa.int/gaia>), обработанные Gaia Консорциумом обработки и анализа данных (DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>). Финансирование DPAC обеспечивалось национальными учреждениями, в частности учреждениями, участвующими в многостороннем соглашении Gaia.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема № FEUZ–2020–0030. Часть работ проведена при финансовой поддержке постановления № 211 Правительства Российской Федерации, контракт № 02.A03.21.0006. (This work was supported by the Ministry of Science and Education, FEUZ–2020–0030. This work was supported in part by the Act no. 211 of the Government of the Russian Federation, agreement no. 02.A03.21.0006.)

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. J. Aarseth, *Astron. and Astrophys.* **35** (2), 237 (1974).
2. J. D. Adams, J. R. Stauffer, D. G. Monet, et al., *Astron. J.* **121** (4), 2053 (2001).
3. J. D. Adams, J. R. Stauffer, M. F. Skrutskie, et al., *Astron. J.* **124** (3), 1570 (2002).
4. J. A. Cardelli, G. C. Clayton, and J. S. Mathis, *Astrophys. J.* **345**, 245 (1989).
5. G. Carraro, G. Baume, A. F. Seleznev, and E. Costa, *Astrophys. and Space Sci.* **362** (7), 128 (2017).
6. G. Carraro and A. F. Seleznev, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **419** (4), 3608 (2012).
7. G. Carraro, A. F. Seleznev, G. Baume, and D. G. Turner, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **455** (4), 4031 (2016).
8. S. Chandrasekhar, *Principles of stellar dynamics* (University of Chicago Press, Chicago, 1942).
9. W. S. Cleveland and S. J. Devlin, *Journal of the American Statistical Association* **83** (403), 596 (1988).
10. V. M. Danilov, *Astrofizika* **13**, 685 (1977).
11. V. M. Danilov, *Astronomy Reports* **52** (11), 888 (2008).
12. V. M. Danilov, *Astronomy Reports* **54** (6), 514 (2010).
13. V. M. Danilov, *Astronomy Reports* **55** (6), 473 (2011).
14. V. M. Danilov and L. V. Dorogavtseva, *Astronomy Reports* **47** (6), 483 (2003).
15. V. M. Danilov and L. V. Dorogavtseva, *Astronomy Reports* **52** (6), 467 (2008).
16. V. M. Danilov and A. V. Loktin, *Astrophysical Bulletin* **70** (4), 414 (2015).
17. V. M. Danilov and S. I. Putkov, *Astronomy Reports* **56** (8), 623 (2012).
18. V. M. Danilov and S. I. Putkov, *Astrophysical Bulletin* **72** (3), 266 (2017).
19. V. M. Danilov, S. I. Putkov, and A. F. Seleznev, *Astronomy Reports* **58** (12), 906 (2014).
20. V. M. Danilov and A. P. Ryazanov, in *Astronomical-Geodetical Investigations*, pp. 19–47 (1985).
21. Gaia Collaboration, A. G. A. Brown, A. Vallenari, et al., *Astron. and Astrophys.* **616**, A1 (2018).
22. Gaia Collaboration, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, et al., *Astron. and Astrophys.* **595**, A1 (2016).
23. W. A. Hiltner, *Astronomical techniques*, vol. 2 (University of Chicago Press, Chicago, 1962).
24. F. J. Kerr and D. Lynden-Bell, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **221**, 1023 (1986).
25. N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, E. Schilbach, et al., *Astron. and Astrophys.* **558**, A53 (2013).
26. P. N. Kholopov, *Stellar Clusters* (Nauka, Moscow, 1981). [in Russian].
27. I. R. King, *An Introduction to Classical Stellar Dynamics* (University of California, Berkeley, 1994).
28. G. A. Korn and T. M. Korn, *Mathematical handbook for scientists and engineers. Definitions, theorems, and formulas for reference and review* (McGraw-Hill, New York, 1968).
29. P. Kroupa, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **322** (2), 231 (2001).
30. S. A. Kutuzov and L. P. Osipkov, *Sov. Astron.* **24**, 17 (1980).
31. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Quantum mechanics: non-relativistic theory* (Butterworth-Heinemann, Oxford:Boston, 1991).
32. N. Lodieu, A. Pérez-Garrido, R. L. Smart, and R. Silvotti, *Astron. and Astrophys.* **628**, A66 (2019).
33. A. V. Loktin and M. E. Popova, *Astrophysical Bulletin* **72** (3), 257 (2017).
34. V. V. Makarov, *Astron. J.* **131** (6), 2967 (2006).
35. P. Marigo, L. Girardi, A. Bressan, et al., *Astrophys. J.* **835** (1), 77 (2017).
36. D. Raboud and J. C. Mermilliod, *Astron. and Astrophys.* **329**, 101 (1998).
37. D. J. Ross, A. Mennim, and D. C. Hoggie, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **284** (4), 811 (1997).
38. R. Sagar and H. C. Bhatt, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **236**, 865 (1989).
39. A. F. Seleznev, *Astronomy Reports* **42** (2), 153 (1998).
40. A. F. Seleznev, *Baltic Astronomy* **25**, 267 (2016a).
41. A. F. Seleznev, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **456** (4), 3757 (2016b).

42. A. F. Seleznev, G. Carraro, R. Capuzzo-Dolcetta, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **467** (3), 2517 (2017).
43. I. M. Sobol', *Monte Carlo method*, 46 (Nauka, Moscow, 1985). [in Russian].
44. L. G. Taff, *Astron. J.* **79**, 1280 (1974).
45. F. van Leeuwen, *Proc. IAU Symposium*, **85**, 157 (1980).
46. S. V. Vereshchagin, V. G. Reva, and N. V. Chupina, *Astronomy Reports* **57** (1), 52 (2013).
47. F. C. Yeh, G. Carraro, M. Montalto, and A. F. Seleznev, *Astron. J.* **157** (3), 115 (2019).

On the Motion of Stars in the Pleiades According to Gaia DR2 Data

V. M. Danilov¹ and A. F. Seleznev¹

¹Kourovka Astronomical Observatory, Ural Federal University, Yekaterinburg, 620000 Russia

Several parameters of the Pleiades cluster were estimated. We used Gaia DR2 data on the coordinates, proper motions, and radial velocities of stars in regions with radius $d^\circ = 2^\circ 5$ and size $60^\circ \times 60^\circ$ around the cluster center. Based on data on stars with magnitudes $m_G \leq 18^m$, we constructed a map and profile of the density, luminosity and mass functions of the cluster, determined the cluster radius, $10^\circ 9 \pm 0^\circ 3$ ($26.3 \pm \pm 0.7$ pc), and the radius of its core, $2^\circ 62$ (6.24 pc), and obtained estimates for the number of stars in the cluster, 1542 ± 121 , and their mass, $855 \pm 104 M_\odot$; numbers of stars in the core of the cluster, 1097 ± 77 , and their mass $665 \pm 71 M_\odot$. Distribution of stars with $m_G < 16^m$ at distances r_s from the cluster center in three-dimensional space of $r_s < 1$ pc and at $r_s \sim 1.4\text{--}5$ pc contains radial density waves. Based on the data on stars with $m_G < 16^m$, we determined the average rotation velocity of the core of the cluster $v_c = 0.56 \pm 0.07 \text{ km s}^{-1}$ at distances d in the sky plane $d \leq 4.6$ pc from its center. The rotation is prograde, the angle between the projection of the axis of rotation of the cluster core onto the sky plane and the direction to the North Pole of the Galaxy is $\varphi = 18^\circ 8 \pm 4^\circ 4$, the angle between the axis of rotation of the cluster core and the sky plane is $\vartheta = 43^\circ 2 \pm 4^\circ 9$, the rotation velocity of the cluster core at a distance of $d \simeq 5.5$ pc from its center is close to zero: $v_c = 0.1 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$. According to the data on stars with $m_G < 17^m$, the velocity of the “retrograde” rotation of the cluster at a distance of $d \simeq 7.1$ pc from its center is $v_c = 0.48 \pm 0.20 \text{ km s}^{-1}$, the angle $\varphi = 37^\circ 8 \pm 26^\circ 4$. The dependences of moduli of the tangential and radial components of the velocity field of the stars of the cluster core in the sky plane on the distance d to the center of the cluster contain a number of periodic oscillations. The dispersions of the velocities of the stars in the cluster core σ_v increase on average with an increase in r_s , which, like the radial density waves and the waves of oscillations of the velocity field in the sky plane, indicates the nonstationarity of the cluster in the field of regular forces. The Jeans wavelength in the cluster core decreases, and the velocity dispersion of the stars in the core under the Jeans instability increases after taking into account the influence of the external field of the Galaxy on the cluster. The region of gravitational instability in the Pleiades cluster is located in the interval $r_s = 2.2\text{--}5.7$ pc and contains 39.4–60.5% of the total number of stars in the considered samples of cluster stars. Estimates of the Pleiades dynamic mass and tidal radius are obtained.

Keywords: *stars: kinematics and dynamics—open clusters and associations*