

УДК 524.3–32, 524.45

О ДВИЖЕНИИ КРАТНЫХ ЗВЕЗД В ПЛЕЯДАХ ПО ДАННЫМ GAIA DR2

© 2021 В. М. Данилов^{1*}¹ Коуровская астрономическая обсерватория, Уральский федеральный университет, Екатеринбург, 620000 Россия

Поступила в редакцию 4 мая 2020 года; после доработки 20 сентября 2020 года; принята к публикации 20 сентября 2020 года

Выполнены оценки ряда параметров малых групп звезд рассеянного звездного скопления Плеяды. Использовались данные о координатах и собственных движениях звезд каталога Gaia DR2 в области радиусом $d = 2.5$ относительно центра скопления на небесной сфере. Выделены 36 широких пар звезд со звездными величинами $m_G < 15^m$ и скоростями звезд в этих парах относительно их геометрических центров близкими к круговой скорости относительно их центров масс. Среднее отношение масс компонентов в таких парах составляет $q \simeq 0.67 \pm 0.04$, медианное $q \simeq 0.78$. С увеличением q число таких пар возрастает с максимумом вблизи $q \simeq 0.8–0.9$. Взаимные расстояния $r_{1,2}$ между звездами в парах растут с их расстоянием r от центра скопления, максимальное число таких пар находится в интервале $r = 3–4$ пк (медианное $r \simeq 3.64$). Отмечено отсутствие динамически активных двойных звезд в скоплении. Записаны формулы для потенциальной энергии двойной звезды с учетом силовых полей скопления и Галактики. Лишь одна из выделенных широких пар двойных звезд имеет отрицательную полную энергию. По диаграмме «показатель цвета ($BP-RP$)– m_G » для $m_G < 15^m$ в Плеядах выделены 62–70 неразрешенных кратных звезд. Пространственно-кинематические параметры рассмотренных групп широких двойных и неразрешенных кратных звезд в пределах погрешностей совпадают, что указывает на общность происхождения этих групп в данном скоплении при $m_G < 15^m$. Для неразрешенных кратных звезд произвольной кратности получены формулы для оценки масс компонентов по светимости звезды, рассматриваемой как одиночная звезда на главной последовательности (ГП). Применение этих формул для неразрешенных кратных звезд в Плеядах приводит к увеличению масс таких «одиночных звезд» на ГП в двойных, тройных, четверных звездах в среднем в 1.61, 2.19, 2.74 раза соответственно. Форма зависимости дисперсий скоростей σ_v^2 звезд от r в малых группах определяется совместным действием гравитационной неустойчивости и бурной релаксации в скоплении. Определены размеры таких групп (несколько пк) и времена распада (несколько млн лет). Степень коррелированности величин σ_v^2 в малых группах звезд возрастает вблизи центра скопления и в интервале $2 < r < 5.7$ пк.

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

1. ВВЕДЕНИЕ

Близкое к Солнцу расположение Плеяд в Галактике определило постоянный интерес исследователей к изучению этого рассеянного звездного скопления. Начиная с работ Bessel (1841), Pritchard (1884), на протяжении многих лет Плеяды являются своеобразной лабораторией для измерений координат и скоростей движения звезд (Hertzsprung 1934; 1947, Titus 1938, Trumpler 1921), а также для проверки возникающих теорий формирования и физической эволюции звезд (Jones 1970, Makarov and Robichon 2001, Moraux et al. 2001), динамической эволюции рассеянных

звездных скоплений (РЗС) (Danilov 2008, Danilov and Putkov 2017).

В ранних работах (Hertzsprung 1934; 1947, Titus 1938, Trumpler 1921) основные усилия их авторов были направлены на увеличение точности измерений координат и скоростей звезд, выделение физических членов скопления. Предпринимались попытки установления гравитационной связанности звезд в Плеядах и использование теоремы вириала (Jones 1970, Titus 1938) для оценки динамических параметров этого скопления. Однако уже в работе Jones (1970) на основании анализа дисперсий в собственных движениях звезд в Плеядах было отмечено, что равномерное распределение кинетической энергии между звездами разных масс маловероятно. В статьях Makarov (2000), Makarov

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

and Robichon (2001) была обнаружена кинематическая сегрегация звезд по светимости в рентгеновском (РГ) диапазоне: звезды с повышенной РГ-светимостью в скоплениях Плеяды и Гиады имели среднеквадратические остаточные скорости звезд в 2–3 раза меньшие, чем звезды с пониженной РГ-светимостью и звезды, не проявляющие себя в РГ-диапазоне; при этом звезды с высокой РГ-светимостью в этих скоплениях имели промежуточные массы. Авторы работ Makarov (2000), Makarov and Robichon (2001) высказывали сомнения в возможности динамического (вириального) равновесия этих скоплений, так как считали группы звезд с повышенной РГ-светимостью более молодым (вторичным) населением звезд в этих скоплениях.

Согласно работе Lynden-Bell (1967), крупнозернистая функция фазовой плотности, формирующаяся в ходе бурной релаксации в нестационарных гравитирующих системах, не зависит от массы звезды. Поэтому равномерное распределение кинетических энергий между звездами разных масс в таких системах не формируется, а система не находится в вириальном равновесии при наличии таких отклонений дисперсий скоростей групп звезд от равновесных. Отмеченные в статьях Danilov and Putkov (2017), Danilov and Seleznev (2020) особенности пространственного распределения звезд в Плеядах (и во многих других РЗС), наличие разрушенного и «холодного» ядра в Плеядах, колебания модулей тангенциальных и радиальных скоростей движения звезд скопления с увеличением расстояния от его центра в картинной плоскости (рис. 4а, 8, 9 из Danilov and Seleznev (2020)) также указывают на значительную нестационарность Плеяд в регулярном поле.

Отметим, что широкие визуально двойные звезды и звезды большей кратности достаточно быстро «нагреваются» в переменном гравитационном поле нестационарного скопления. К таким звездам и группам звезд могут быть отнесены как гравитационно связанные, так и многочисленные временно образовавшиеся (гравитационно не связанные) малые кинематические группы звезд в скоплении. Эволюция таких групп звезд также может быть хорошим индикатором динамического состояния скопления и может использоваться при определении фазы колебания скопления. Поэтому представляет интерес изучение кинематики таких групп звезд в скоплении. Сравнение данных о движении визуальных разрешенных и неразрешенных тесных групп звезд позволяет судить об особенностях происхождения таких групп в скоплении.

В работе Mathieu (1985) указывалось на необходимость более детального изучения распределенных параметров наблюдаемых широких пар звезд

в ближайших рассеянных скоплениях вблизи границы между «жесткими» (тесными) и «мягкими» (широкими) двойными звездами (ДЗ), так как под действием иррегулярных сил, возникающих при звездных сближениях ДЗ с одиночными звездами (ОЗ), широкие пары звезд в среднем расширяются, а тесные — становятся более тесными и могут накопить большие энергии связи, сравнимые по модулю с полной энергией скопления (Aarseth 1971, Heggie 1975). Такие тесные ДЗ могут заметным образом влиять на динамическую эволюцию всего звездного скопления и поэтому называются динамически активными (Aarseth 1971, Mathieu 1985). Согласно работам Aarseth (1971), Heggie (1975), граница между широкими и тесными парами звезд приблизительно определяется равенством модуля энергии связи ДЗ и средней кинетической энергии одиночных звезд в скоплении. Согласно Mathieu (1985), в Плеядах эта граница для ДЗ с массами компонентов $1M_{\odot}$ соответствует периодам обращения $P \sim 10^3-10^4$ лет.

Согласно данным Danilov and Seleznev (2020) о параметрах Плеяд при средней квадратической остаточной скорости звезд $\sigma_v = 0.6-0.8$ км с⁻¹ (см. рис. 8а из Danilov and Seleznev (2020)) и средней массе звезд $\langle m \rangle \simeq 1.04 M_{\odot}$ для звезд с величиной $m_G \leq 15^m$ выборки II, находим $P \simeq (2.4-9.7)10^4$ лет при отношении масс компонентов ДЗ $q = m_2/m_1 \simeq 0.67-1.0$ (m_1 и m_2 — массы первичного и вторичного компонентов ДЗ соответственно; о выборе значения $q = 0.67$ см. ниже). В этом случае максимальное взаимное расстояние между компонентами динамически активных ДЗ $r_{1,2} = 2a \simeq (0.026-0.010)$ пк = $(19''8-7''4) \simeq (5404-2028)$ а.е., где a — большая полуось орбиты. Здесь наибольшее значение $r_{1,2}$ достигается в случае $q = 1$, $\sigma_v = 0.6$ км с⁻¹, наименьшее — в случае $q = 0.67$, $\sigma_v = 0.8$ км с⁻¹

При определении лучевых скоростей 47 самых ярких звезд Плеяд в статьях Abt et al. (1965), Abt and Hunter (1962) были найдены и подтверждены пять спектрально-двойных звезд, что составило $\delta = 5/47 \simeq 0.106$ от общего числа выделенных звезд скопления ($\delta = N_2/(N_1 + N_2)$, где N_1 и N_2 — число ОЗ и ДЗ скопления). В работах Bettis (1975) и Stauffer (1984) фотометрическим методом (по расстоянию ДЗ от ГП на диаграмме «цвет—звездная величина») в Плеядах были получены оценки величины $\delta \simeq 0.22$ и $\delta \simeq 0.26$ для менее ярких звезд с массами $0.94 \lesssim m/M_{\odot} \lesssim 5.4$ и $0.25 \lesssim m/M_{\odot} \lesssim 1.18$, соответственно (авторы работ Bettis (1975) и Stauffer (1984) рассматривали звезды с величинами V в интервалах $[5^m; 11^m]$ и $[10^m; 18^m]$ соответственно).

В работе van Leeuwen et al. (1986) по величине сдвига ДЗ от ГП вдоль оси V для Плеяд была получена оценка доли фотометрических ДЗ $\delta \simeq 0.10$ для выборки звезд во внешней области Плеяд из статьи Pels et al. (1975) и $\delta \simeq 0.13$ для выборки звезд Hertzsprung (1947) для $m_{pg} < 14^m5$. В работе Mermilliod et al. (1992) выполнены спектроскопические оценки величины $\delta \simeq 0.13$ для звезд ГП Плеяд со спектральными классами F5–K0. Сравнение спектроскопических и фотометрических ДЗ, проведенное Mermilliod et al. (1992), показало, что шесть из восьми спектроскопических ДЗ расположены в области диаграммы «цвет–звездная величина», выделенной для одиночных звезд ГП, а 13 фотометрических ДЗ не показали изменений лучевых скоростей со временем (рассматривался промежуток времени $\Delta t \leq 1000$ дней, а самый большой орбитальный период в рассмотренных Mermilliod et al. (1992) ДЗ был равен 7^d05). Отметим, что спектроскопическим методом достаточно сложно обнаружить изменения лучевых скоростей ДЗ с периодами 10^4 – 10^5 лет (Raboud and Mermilliod (1998)).

В работе Raboud and Mermilliod (1998) при изучении лучевых скоростей звезд более ранних, чем K0, спектральных классов в Плеядах было обнаружено еще пять долгопериодических ДЗ с периодами меньше 1000 дней (дополнительно к спектроскопическим ДЗ из Mermilliod et al. (1992)), две из которых показывали явный дрейф лучевых скоростей за 15 лет наблюдений. Согласно Raboud and Mermilliod (1998), в Плеядах известны только девять ДЗ с видимым разделением компонентов $d_{1,2} = 1''.0$ – $4''.7$ (что соответствует периодам 10^3 – 10^4 лет, если компоненты ДЗ имеют массы в $1 M_{\odot}$ (Mathieu 1985)). Поэтому авторы Raboud and Mermilliod (1998) приходят к выводу, что их выборка в основном состоит из жестких пар (78 из 87 ДЗ).

Отметим, что динамически активные пары преимущественно образуются из наиболее массивных ОЗ (Aarseth 1971, Heggie 1975), что может увеличить в $m_1 m_2 / \langle m \rangle \sim 10$ раз требуемую для динамической активности ДЗ величину $d_{1,2}$ (так как наибольшие массы звезд в Плеядах составляют $m/M_{\odot} \simeq 3.8, 6.0, 12.1$). Кроме того, динамически активные ДЗ в результате сближений с ОЗ в среднем становятся более тесными лишь в несколько раз (в 1.6–3.3 раз по оценкам Danilov (1977), см. также рис. 1, 2 из Danilov (1977), рис. 5 из Heggie (1975)), после чего такие ДЗ перестают быть динамически активными, так как их энергии связи уже достаточно велики, сближения таких ДЗ с ОЗ перестают быть для ОЗ сверхэластичными. Типичные ОЗ с кинетическими энергиями, близкими к средним, уже не могут существенно

изменить энергию связи такой тесной ДЗ, а ОЗ со скоростями, достаточно большими для возмущения таких тесных ДЗ, в скоплении отсутствуют.

В статье Martín et al. (2003) с помощью камеры с широким полем, установленной на космическом телескопе им. Хаббла, в скоплении Плеяды исследовались двойные системы коричневых карликов; из 13 коричневых карликов — членов этого скопления — обнаружены две новые двойные системы, а также выполнен обзор всех известных на момент публикации статьи Martín et al. (2003) разрешенных ДЗ с разделением $d_{1,2} > 7$ а.е. (см. рис. 5 и 6 из Martín et al. (2003)). Согласно этим рисункам, можно выделить одну ДЗ (в левом верхнем углу рис. 5 (Martín et al. 2003)) с разделением $d_{1,2} \simeq 1600$ а.е., с массой первичного компонента (1.8–1.9) M_{\odot} и отношением масс $q \simeq 0.68$. Масса такой ДЗ равна 3.1 M_{\odot} и такая система может рассматриваться как кандидат в динамически активные ДЗ (однако необходимо еще установить ее гравитационную связанность, уточнить относительные скорости компонентов и расстояние $r_{1,2}$ между ними; желательно также знать дисперсию скоростей движения ОЗ в окрестностях этой ДЗ и характеристики силовых полей скопления и Галактики вблизи этой ДЗ).

В результате наблюдений в ближнем ИК-диапазоне 144 карликовых членов скопления Плеяды спектральных классов G и K (Bouvier et al. 1997) обнаружены 22 двойные системы и 3 тройные с разделениями $d_{1,2} = (11$ – $910)$ а.е. Периоды обращения рассмотренных двойных систем составляют 4.2–7.1 дня. Для них получена оценка величины $\delta = 28 \pm 4\%$. В работе Vouy et al. (2006) исследована выборка из 15 коричневых карликов в скоплении Плеяды. В диапазонах величин $d_{1,2} \simeq 5.4$ – 1700 а.е. и масс (0.035–0.065) M_{\odot} новые двойные системы в сравнении с рассмотренными в Martín et al. (2003) не обнаружены. Получена оценка величины $\delta = 13.3_{-4.3}^{+13.7}\%$ для $d_{1,2} > 7$ а.е. при массах компонентов двойных систем (0.055–0.065) M_{\odot} и q в промежутке 0.45–0.9, 1.0. Малые массы и периоды обращения двойных систем, рассмотренных в Bouvier et al. (1997), Vouy et al. (2006), указывают на то, что эти системы не могут быть динамически активными в Плеядах.

Авторы Lodieu et al. (2019) по данным Gaia DR2 в скоплении Плеяды нашли 36 ДЗ с угловым расстоянием между компонентами $d_{1,2} < 5''$, что соответствует линейным расстояниям $d_{1,2} \lesssim 0.007$ пк $\simeq 1370.3$ а.е. Оценки масс рассмотренных в Lodieu et al. (2019) источников излучения составляют (0.048–4.78) M_{\odot} . Вероятно, некоторые из найденных в Lodieu et al. (2019)

ДЗ с наибольшими $d_{1,2}$ и наиболее массивными компонентами могут быть динамически активными парами звезд.

Отметим, что распределения широких ДЗ по величинам q , энергиям связи $E_{1,2}$ и величинам $r_{1,2}$ вблизи границы динамически активных ДЗ могут указать на доминирующий механизм формирования и динамической эволюции таких широких пар звезд в Плеядах (см. также Mathieu (1985)) и позволят сделать выводы о динамической эволюции этого скопления. Поэтому представляют интерес поиск и изучение параметров широких массивных динамически активных ДЗ в Плеядах. Новые достаточно точные и полные данные о движениях и координатах звезд Галактики, недавно полученные в рамках проекта Gaia, дают возможность оценить указанные параметры широких пар звезд в Плеядах.

При гравитационной неустойчивости в скоплениях с возрастом около 10^8 лет часть звезд (в области развития такой неустойчивости) исключается из фазового размешивания под действием силового поля этой неустойчивости, возрастает коррелированность движений ОЗ в ядре скопления (Danilov and Putkov 2017), роль иррегулярных сил в динамике системы снижается, что может приводить к уменьшению темпов формирования динамически активных ДЗ в скоплении.

В условиях действия гравитационной неустойчивости и бурной релаксации формирующиеся пространственно и кинематически обособленные группы звезд в нестационарных РЗС вполне могут и не быть гравитационно связанными. Вопрос о размерах и других характеристиках малых групп звезд может быть решен в рамках корреляционно-спектрального анализа пространственно-кинематических данных о звездах-членах РЗС.

Целями и задачами данной работы являются исследование строения подсистемы кратных звезд в рассеянном звездном скоплении Плеяды в пространствах координат и скоростей звезд, диагностика динамического состояния Плеяд по данным о параметрах малых групп звезд в скоплении, оценки параметров кратных звезд и малых групп звезд этого скопления по данным выборки 395 звезд-членов скопления с величинами $m_G \leq 15^m$ (см. выборку II звезд из Danilov and Seleznev (2020)).

Результаты исследования позволяют выяснить особенности строения подсистемы кратных звезд РЗС Плеяды в пространствах координат и скоростей, провести анализ механизмов динамической эволюции этого скопления.

2. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ И МЕТОДИКИ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Для определения взаимных расстояний $r_{i,j}$ между i -й и j -й звездами скопления, а также двумерных относительных скоростей $V_{i,j}$ этих звезд в картинной плоскости запишем:

$$\begin{cases} r_{i,j} = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 + (z_i - z_j)^2}, \\ V_{i,j} = \sqrt{(v_{x,i} - v_{x,j})^2 + (v_{y,i} - v_{y,j})^2}, \\ i, j = 1, \dots, N, \end{cases} \quad (1)$$

где x_i, y_i, z_i — координаты, а $v_{x,i}, v_{y,i}$ — компоненты вектора скорости i -й звезды в картинной плоскости в системе координат с началом в центре скопления. В окрестностях каждой звезды скопления были определены $(k - 1)$ ближайших к ней звезд ($2 \leq k \leq 6$), где k — кратность рассматриваемых звезд в скоплении. Пусть $v_{i,j}$ — оценка модуля скорости движения компонента данной двойной звезды относительно ее центра масс в трехмерном пространстве, полученная в предположении о сферическом распределении относительных скоростей компонентов ДЗ в скоплении. Такое предположение позволяет отказаться от использования лучевых скоростей звезд V_r при поиске ДЗ в скоплении в связи с малой точностью и отсутствием измерений этой величины для многих звезд скопления. При вычислении интервала значений $v_{i,j}$, в котором производится поиск ДЗ, воспользуемся также предположением об однородном по массе звездном составе скопления. Пусть G — гравитационная постоянная, а $V_\phi = \sqrt{2G(m_i + m_j)/r_{i,j}}$ — модуль круговой (кеплеровской) скорости ОЗ в силовом поле ДЗ с массами ОЗ, равными $0.5\bar{m}$ для нижней рассмотренной границы значений $V_\phi = V_{\phi,\min}$ и $3\bar{m}$ для верхней границы $V_\phi = V_{\phi,\max}$, где \bar{m} — средняя масса звезды в скоплении. При поиске ДЗ рассматривались пары звезд с наименьшими $r_{i,j}$ и величинами $v_{i,j} = \sqrt{3/2}V_{i,j}/2$, удовлетворяющими соотношению $V_{\phi,\min} < v_{i,j} < V_{\phi,\max}$. По указанной методике были выделены 36–37 разрешенных ДЗ из рассмотренных 395 звезд скопления Плеяды.

Пусть массы ОЗ, входящих в состав некоторой ДЗ, равны m_1 и m_2 . Оценим потенциальную энергию $W_{1,2}$ этой ДЗ с учетом влияния на компоненты ДЗ силового поля скопления. Обусловленную влиянием скопления добавку в $W_{1,2}$ можно записать в виде:

$$\Delta W_{1,2} = -G(m_1 m_3 / R_{1,3} + m_2 m_3 / R_{2,3}),$$

где $m_3 = 4\pi a^3 \bar{\rho} / 3$ — распределенная масса скопления между компонентами ДЗ, $a = r_{1,2} / 2$, $\bar{\rho}$ — плотность массы скопления в окрестностях ДЗ, $R_{1,3} = R_{2,3} = a$ — расстояние от первой и второй

ОЗ до центра масс третьего «компонента» с массой m_3 . Подставляя a и m_3 в $\Delta W_{1,2}$, находим:

$$\Delta W_{1,2} = -\pi G r_{1,2}^2 \bar{\rho} (m_1 + m_2) / 3,$$

$$W_{1,2} = -G m_1 m_2 / r_{1,2} + \Delta W_{1,2}.$$

Обозначим $\gamma = \Delta W_{1,2} / W_{1,2}$. Средняя величина γ по 37 найденным в скоплении ДЗ равна: $\bar{\gamma} = 0.22 \pm 0.03$, а при учете силовых полей скопления и Галактики $\bar{\gamma} = 0.26 \pm 0.03$ (здесь учтена добавка в величину $\bar{\rho}$ плотности массы Галактики $\rho(R_\odot) = 0.0640 \pm 0.0043 M_\odot \text{пк}^{-3}$ в окрестностях Солнца, приблизительно равная плотности ρ вблизи скопления Плеяды, полученная Nitschai et al. (2020)).

Пусть \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 — радиус-векторы ОЗ-компонентов рассматриваемой ДЗ в системе координат, связанной с центром масс ДЗ, а r_1 и r_2 — их модули. В этом случае: $m_1 \mathbf{r}_1 + m_2 \mathbf{r}_2 = \mathbf{0}$ и $\mathbf{r}_2 = -m_1 \mathbf{r}_1 / m_2$. При $\mathbf{r}_{1,2} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1 = -\mu_1 \mathbf{r}_1$, где $\mu_1 = 1 + m_1 / m_2$, и, следовательно, $r_{1,2} = r_1 \mu_1$. Дифференцируя по времени t условие $m_1 \mathbf{r}_1 + m_2 \mathbf{r}_2 = \mathbf{0}$ и повторяя аналогичные вычисления для скоростей звезд, находим: $v_{(1,2)} = v_1 \mu_1$, $v_2 = m_1 v_1 / m_2$, где v_1 и v_2 — модули скоростей движения ОЗ-компонентов ДЗ в системе координат, связанной с центром масс ДЗ, $v_{(1,2)}$ — модуль относительной скорости движения этих ОЗ в ДЗ. Кинетическая и полная энергия движения этих ОЗ относительно центра масс ДЗ равны: $T_{1,2} = 0.5(m_1 v_1^2 + m_2 v_2^2) = 0.5 m_1 m_2 v_{(1,2)}^2 / (m_1 + m_2)$, см. также Landau and Lifshitz (2004, формула (13.3)), и $E_{1,2} = T_{1,2} + W_{1,2}$, соответственно. В случае $\sum_{i=1}^2 m_i \mathbf{r}_i = \sum_{i=1}^3 m_i \mathbf{r}_i = \mathbf{0}$ кинетическая энергия $T_{1,2,3}$ движений ОЗ в тройной звезде относительно ее центра масс равна $T_{1,2}$ (так как при совпадении центров масс ДЗ и тройной звезды вклад в $T_{1,2,3}$ третьей звезды с радиус-вектором $\mathbf{r}_3 = \mathbf{0}$ и массой m_3 , расположенной в центре масс системы, равен нулю; см. соответствующий вариант центральной конфигурации Эйлера в задаче трех тел, расположенных при их движении на одной вращающейся прямой линии (Marchal 1990)). Полагая $v_{(1,2)} = 2v_{i,j}$, где i, j — номера звезд в выделенных разрешенных ДЗ, находим $T_{1,2}$.

Для уточнения оценки величины $W_{1,2}$ рассмотрим модель тела с массой m_3 в виде однородного гравитирующего шара с радиусом $a = \text{const}$ и потенциалом $\Phi_3(r) = G m_3 (3 - r^2 / a^2) / (2a)$, с центром в центре масс тройной системы. Пусть расстояние от центра шара $r \leq a$, радиус-векторы звезд с массами m_1 и m_2 с началом в центре масс тройной системы равны $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_{1,3}$ и $\mathbf{r}_2 = \mathbf{r}_{2,3}$,

соответственно; $\mu_2 = 1 + m_2 / m_1$, $r_{1,2} = \mu_2 r_2$. Запишем уравнения движения звезд с массами m_1 и m_2 относительно центра масс тройной системы (после расщепления исходной системы уравнений движения этих звезд с помощью интеграла движения центра масс тройной системы): $\ddot{\mathbf{r}}_i = -(\beta + \frac{G m_1 m_2}{m_i \mu_i^2 r_i^3}) \mathbf{r}_i$, где $i = 1, 2$, $\dot{\mathbf{r}}_i = \frac{d\mathbf{r}_i}{dt}$, $\ddot{\mathbf{r}}_i = \frac{d\dot{\mathbf{r}}_i}{dt}$, $\beta = G m_3 / a^3 > 0$. Интегралы энергии для этих уравнений имеют вид:

$$\frac{v_i^2 + \beta r_i^2}{2} - \frac{G m_1 m_2}{m_i \mu_i^2 r_i} = \varepsilon'_i = \text{const},$$

где v_i — модуль скорости i -й звезды, ε'_i — энергия движения i -й звезды, приходящаяся на единицу массы звезды. Постоянная интеграла энергии рассмотренной тройной системы тел с учетом $(\mu_1^{-1} + \mu_2^{-1}) = 1$ следующая:

$$\begin{aligned} E'_{1,2,3} &= m_1 \varepsilon'_1 + m_2 \varepsilon'_2 \\ &= m_1 \left(\frac{v_1^2 + \beta r_1^2}{2} \right) \\ &\quad + m_2 \left(\frac{v_2^2 + \beta r_2^2}{2} \right) - \frac{G m_1 m_2}{r_{1,2}}. \end{aligned}$$

Аналогичные вычисления для тройной системы точечных масс приводят к уравнениям движения звезд: $\ddot{\mathbf{r}}_i = -\frac{G}{r_i^3} (m_3 + \frac{m_1 m_2}{m_i \mu_i^2}) \mathbf{r}_i$, $i = 1, 2$. Интегралы энергии для этих уравнений имеют вид: $\frac{v_i^2}{2} - \frac{G}{r_i} (m_3 + \frac{m_1 m_2}{m_i \mu_i^2}) = \varepsilon_i = \text{const}$, где ε_i — энергия движения i -й звезды, приходящаяся на единицу массы. Формула для полной энергии такой тройной звезды, $E_{1,2,3} = m_1 \varepsilon_1 + m_2 \varepsilon_2$, совпадает со стандартным выражением (43) из книги Marchal (1990) для полной энергии системы трех точечных масс (после подстановки в него выражений для μ_i , $v_3 = 0$, $r_1 = r_{1,3}$, $r_2 = r_{2,3}$, где v_3 — модуль скорости звезды с массой m_3 ; $r_{1,3}$ и $r_{2,3}$ — модули векторов $\mathbf{r}_{1,3}$ и $\mathbf{r}_{2,3}$ соответственно). Отметим, что $\varepsilon'_i > \varepsilon_i$.

Среднее значение m_3 для рассмотренных в этой работе широких ДЗ в Плеядах получено равным $\bar{m}_3 = (0.105 \pm 0.020) M_\odot$. Пусть $\kappa = \frac{\partial E_{1,2,3}}{\partial r_{1,2}} / \frac{\partial E'_{1,2,3}}{\partial r_{1,2}}$ (здесь использованы соотношения $r_{1,2} = \mu_2 r_2 = \mu_1 r_1$, см. выше). При $m_1 = m_2 = 1 M_\odot$ и $m_3 = \bar{m}_3$ величина κ в случае тесных сближений звезд с массами m_2 и m_1 достигает значений $\kappa \simeq 1.4$, а при наибольшей разнице величин m_2 и m_1 в рассмотренных широких ДЗ величина $\kappa \simeq 8.5$ – 8.7 (для этой ДЗ

величина $m_3 \simeq 0.22M_\odot$). Таким образом, при сжатии тройной системы в период тесного сближения звезд с массами m_1 и m_2 модуль силы взаимного притяжения в системе точечных масс возрастает быстрее, чем в системе с однородным шаром с массой m_3 .

Пусть

$$W'_{1,2,3} = G \left[\frac{m_3 r_{1,2}^2}{2a^3} \left(\frac{m_1}{\mu_1^2} + \frac{m_2}{\mu_2^2} \right) - \frac{m_1 m_2}{r_{1,2}} \right] - w_0$$

и

$$W_{1,2,3} = -G[m_1 m_2 + m_3(m_1 \mu_1 + m_2 \mu_2)]/r_{1,2} -$$

потенциальные энергии тройной системы тел с однородным шаром и системы трех точечных тел соответственно, а $w_0 = 1.5Gm_3(m_1 + m_2)/a = \text{const}$. При $m_1 = m_2$ величины $W_{1,2,3}$ и $W_{1,2}$ совпадают; формула для $W_{1,2}$ — частный случай формулы для $W_{1,2,3}$ (см. выше).

Таким образом, при одной и той же массе систем трех тел в системе с однородным шаром (имитирующим наличие регулярного силового поля скопления и соответствующей распределенной массы между звездами) реализуются менее тесные сближения ОЗ с меньшими ускорениями звезд, чем в системе точечных масс. Это увеличивает степень бесстолкновительности всего звездного скопления в целом и согласуется с результатами ряда численных экспериментов по динамике РЗС, см. раздел 3 (обычно обсуждение причин бесстолкновительности звездных систем ограничивается сравнением оценок времени бурной (violent) и столкновительной (парной) релаксации таких систем, а также сравнением масс отдельной звезды и всей неравновесной системы в целом, см. напр. Lynden-Bell (1967), Saslaw (1987, глава 38, разделы 38.1 и 38.2).

Отметим, что использование формул для $W_{1,2}$ и $E_{1,2}$ (см. выше) соответствует нижним оценкам этих величин и может привести к завышению числа гравитационно связанных широких ДЗ, наблюдаемых в скоплении. Однако лишь одна широкая ДЗ из общего числа таких ДЗ, обнаруженных в данной работе в Плеядах, имеет отрицательную энергию $E_{1,2}$ (и $E'_{1,2,3}$). Поэтому в целом влияние указанного эффекта на распределение широких ДЗ по энергиям в Плеядах не велико (см. ниже).

Для определения масс компонентов неразрешенных кратных звезд, имеющих такую же суммарную светимость, как и ОЗ, воспользуемся системой уравнений (5) из Borodina et al. (2019), записанной для звезды произвольной (конечной)

кратности k :

$$\begin{cases} L = \sum_{i=1}^k L_i, & q_i = m_i/m_1, \\ \lg L_i = a(\lg m_i)^2 + b \lg m_i + c, & \\ i = 1, \dots, k, \end{cases} \quad (2)$$

где, как и в статье Borodina et al. (2019), используется квадратичное соотношение масса–светимость согласно Eker et al. (2015), $a = -(0.705 \pm 0.041)$, $b = (4.655 \pm 0.042)$, $c = -(0.025 \pm 0.010)$, L и m светимость и масса звезды (в солнечных единицах). Выражение для L_i относится к одиночным звездам ГП (как и в работе Borodina et al. (2019), предполагается, что все неразрешенные компоненты кратной звезды находятся на ГП и не испытывают переноса массы, что разумно для звезд ниже точки поворота ГП).

Обозначим $x = \lg m_1$. Вычисляя L_i из $\lg L_i$ по формуле 2, а затем суммируя L_i по всем i , находим величину L , логарифм которой можно записать в виде:

$$\lg L = ax^2 + bx + c + \lg(1 + F(x)), \text{ где}$$

$$F(x) = \frac{\sum_{i=2}^k 10^{[a(\lg q_i + x)^2 + b(\lg q_i + x) + c]}}{10^{[ax^2 + bx + c]}}.$$

Для определения величины x запишем функцию:

$$f(x) = ax^2 + bx + c + \lg(1 + F(x)) - \lg L, \quad (3)$$

равенство нулю которой дает решение системы (2). Легко показать, что уравнение $f(x) = 0$ в случае неразрешенных двойных звезд переходит в соответствующее уравнение с функцией (7) из работы Borodina et al. (2019). Численное решение уравнения $f(x) = 0$ можно получить методом Ньютона; методика вычислений величины x подробно описана в Borodina et al. (2019).

После нахождения величины x (и, следовательно, m_1), величины q_i при $i \geq 2$ позволяют найти величины m_i ; при моделировании кратной звезды величины q_i при $i \geq 2$ могут быть найдены из распределения ДЗ по величинам $q = m_2/m_1$, так как кратную звезду всегда можно представить в виде набора из нескольких ДЗ, а число известных кратных звезд, для компонентов которых определены массы звезд, при $k > 2$ в РЗС пока еще очень мало (несколько наборов величин q_i при $i > 2$ определены в данной работе). Контроль точности вычисления величины x дается первым уравнением системы (2).

Пусть r — расстояние звезды от центра скопления. Как и в работе Danilov and Putkov (2017), средние значения ряда параметров малых групп звезд на сфере радиуса r рассматривались в окрестностях 482 точек, расположенных с равным шагом по угловым переменным сферической

системы координат с началом в центре скопления; в окрестностях каждой из 482 точек на сфере радиуса r средние значения параметров звезд вычислялись по данным о трех пространственных координатах (x, y, z) n_{st} звезд, ближайших к данной точке, и двух координатах v_x, v_y этих звезд в пространстве скоростей в картинной плоскости ($n_{st} = 3-6$).

Как и в статье Danilov and Seleznev (2020), распределение относительных скоростей звезд в группах будем считать сферически симметричным, поэтому дисперсию скоростей звезд σ_v^2 в группе будем считать равной $\sigma_v^2 = 1.5\sigma_{2,v}^2$, где $\sigma_{2,v}^2$ — дисперсия двумерных скоростей движения звезд группы в картинной плоскости.

Согласно (8.51) из Binney and Tremaine (2008), время распада t_d двойной звезды (возмущаемой системы) с массой M_s большой полуосью a в результате сближения с возмущающей точечной массой M_p концентрацией n_p и плотностью массы $\rho_p = M_p n_p$ равно $t_d \simeq k_{cat} (GM_s/a^3)^{1/2} / (G\rho_p)$, где $k_{cat} \simeq 0.07$ (Bahcall et al. 1985).

3. ИССЛЕДОВАНИЕ КРАТНЫХ ЗВЕЗД В ПЛЕЯДАХ

Для проведения оценок параметров кратных звезд использовались звезды с угловыми расстояниями от центра скопления $d \leq 2^\circ 5$ и звездными величинами $m_G \leq 15^m$ — вероятные члены скопления Плеяды из каталога Gaia DR2 (Gaia Collaboration et al. 2018; 2016) (см. в Danilov and Seleznev (2020) выборку II, состоящую из 395 звезд-членов скопления; полнота этой выборки составляет 41%, засоренность звездами фона менее 1%). При определении расстояний в окрестностях каждой i -й звезды до ближайшей к ней j -й звезды по данным о координатах звезд выборки минимальное расстояние $r_{i,j}$ между соседними звездами выборки получено равным $r_{i,j} = 0.165$ пк, а минимальное линейное расстояние $d_{i,j}$ между соседними звездами в картинной плоскости $d_{i,j} = 0.013$ пк; т.е. $d_{i,j} \ll r_{i,j}$, что обусловлено эффектом случайной проекции многих звезд на луч зрения вблизи каждой исследуемой звезды скопления.

Выбор наиболее тесных пар звезд, удовлетворяющих условиям $V_{\phi, \min} < v_{i,j} < V_{\phi, \max}$, дает возможность найти 36–37 вероятных ДЗ в скоплении. Согласно рис. 1, визуальные ДЗ с $r_{i,j} < 0.184$ пк в рассмотренной выборке ярких звезд не наблюдаются. Средние величины $\overline{r_{i,j}} = 0.681 \pm 0.067$ пк, $\overline{v_{i,j}} = 0.223 \pm 0.014$ км с⁻¹ и $\overline{d_{i,j}} = 0.45 \pm 0.09$ пк; минимальное значение $d_{i,j} = 0.085$ пк. Согласно разделу 1, граница между

широкими и тесными динамически активными парами звезд в Плеядах достигается вблизи значений $r_{1,2} = 0.026-0.010$ пк, что в 7.1–18.4 раз меньше минимального значения $r_{i,j}$ для наблюдаемых пар звезд. Этот факт может указывать на отсутствие динамически активных ДЗ в этом скоплении (даже минимальное значение $d_{i,j}$ для рассмотренных здесь вероятных ДЗ в 3.3–8.5 раз больше, чем $r_{1,2} = 0.026-0.010$ пк). Рассмотренные на рис. 1 пары звезд либо становятся более широкими в результате сближений с одиночными звездами (Heggie 1975, Mathieu 1985), либо гравитационно не связаны. Отметим, что на расстоянии Плеяд $r_{cl} = 136.4 \pm 0.2$ пк (Danilov and Seleznev 2020) с помощью телескопа Gaia могут быть разрешены объекты, расположенные в картинной плоскости на взаимном расстоянии до 0.0001 пк (или около 21.43 а.е., что соответствует примерно 0".13). Вероятность $P_{1,2}$ попадания второй звезды в ДЗ на расстояние, меньшее 0".13 от первой звезды, приблизительно равна отношению объема цилиндра с радиусом 0.0001 пк и длиной $2 \times 0.184 = 0.368$ пк к объему сферы с радиусом 0.184 пк, что соответствует $P_{1,2} = 0.44 \times 10^{-6}$. Поэтому в Плеядах отсутствуют пары ярких звезд с $m_G < 15^m$ и $0.0001 < r_{i,j} < 0.184$ пк, что указывает на существование эффективного механизма, разрушающего ДЗ с указанными значениями $r_{i,j}$.

В РЗС с возрастом $t \gtrsim 10^8$ лет такой механизм вполне может быть связан с гравитационной неустойчивостью ядер РЗС, постоянным формированием пространственно и кинематически выделенных (временно обособленных) групп звезд (уплотнений в скоплении) и рассеянием одиночных звезд на таких группах звезд (как и при бурной релаксации (Lynden-Bell 1967)). В работах Parker et al. (2011; 2009), Parker and Reggiani (2013) продемонстрировано разрушающее действие такого механизма на ДЗ ранней стадии динамической эволюции (первое сжатие достаточно «холодной» системы звезд) для очень молодого скопления ОНС, связанного с Туманностью Ориона. При сжатии скопления силовое поле первоначально заданных уплотнений (малых групп звезд) разрушающе действует на начальные ДЗ, движущиеся вблизи таких уплотнений (Parker et al. 2011; 2009, Parker and Reggiani 2013).

При достаточно больших массах скопления (около $10^3 M_\odot$) и достаточно тесных сжатиях скопления важную роль в разрушении начальных ДЗ и малых начальных кинематических групп звезд играют и колебания регулярного силового поля скопления (так как масса скопления намного больше массы каждой ДЗ и каждой малой группы звезд, а гравитационный потенциал парных взаимодействий звезд является дальнедействующим).

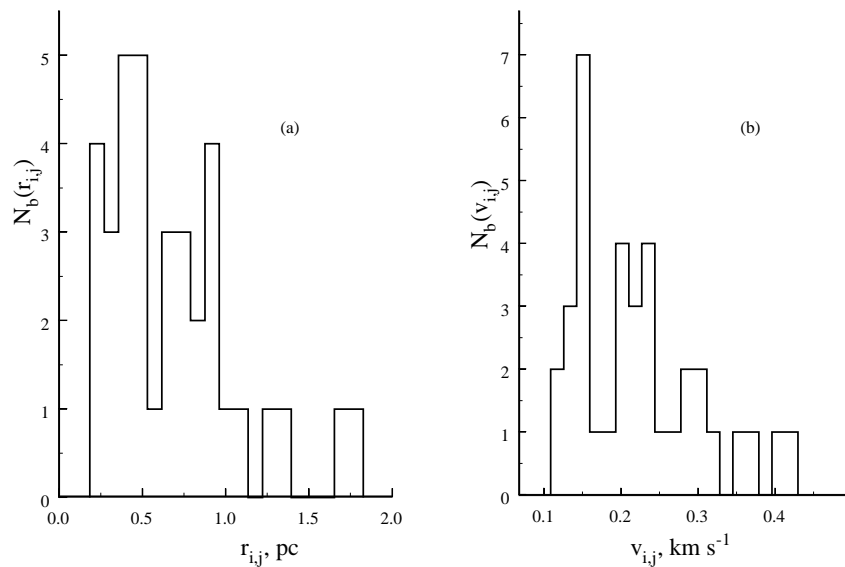


Рис. 1. Гистограммы распределений N_b визуальных пар звезд по величинам $r_{i,j}$ (a) и $v_{i,j}$ (b) в скоплении Плеяды. i, j — номера звезд в выборке II из 395 звезд.

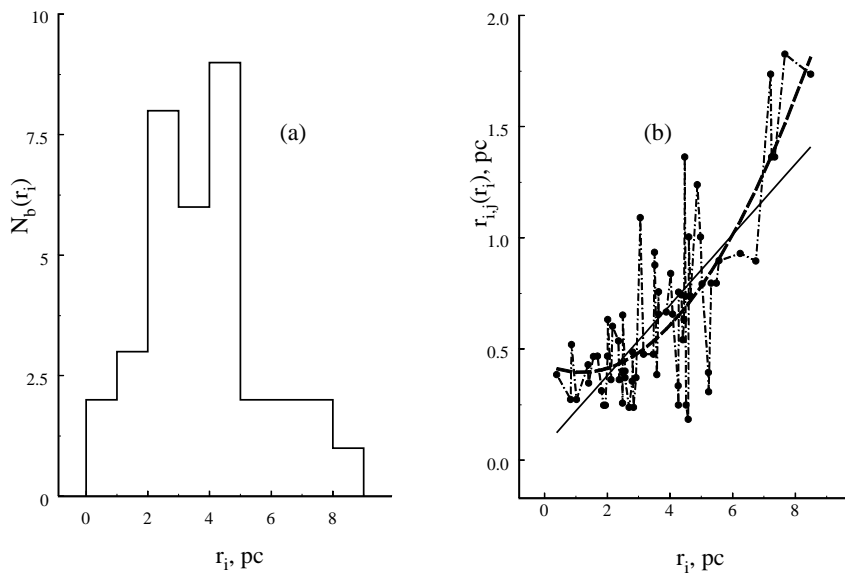


Рис. 2. (a) — гистограмма распределения N_b ДЗ по расстояниям r_i компонентов ДЗ от центра скопления и (b) — зависимость величин $r_{i,j}$ от r_i для одиночных звезд, входящих в состав исследуемых пар звезд в скоплении Плеяды. i, j — номера звезд в выборке II из 395 звезд.

В этом случае сближения отдельных звезд между собой имеют в значительной степени бесстолкновительный характер (в присутствии переменного регулярного поля скопления с массой порядка $10^3 M_{\odot}$ реализуются менее эффективные и менее тесные сближения звезд, чем в скоплениях с массами, меньшими $500 M_{\odot}$ (Danilov and Beshenov 1987)). Различные механизмы разрушения ДЗ гравитирующими объектами разных масс и размеров рассмотрены в главе 8 книги Binney and Tremaine (2008).

Согласно рис. 1b, скорости движения компонентов ДЗ относительно их центров масс в основном, заключены в интервале от 0.12 до 0.25 км с⁻¹, что при расстояниях $r_{i,j}$, указанных на рис. 1a, чаще всего приводит к положительным полным энергиям рассмотренных ДЗ (см. ниже).

Согласно рис. 2, рассмотренные широкие ДЗ распределены преимущественно в интервале расстояний от 2 до 5 пк от центра скопления (рис. 2a) и расстояния $r_{i,j}$ между компонентами возрастают с увеличением расстояния от центра скопления (рис. 2b). Возможны следующие две зависимости величин $r_{i,j}$ от r_i :

$$r_{i,j} = (0.063 \pm 0.075) + (0.159 \pm 0.018)r_i$$

и

$$r_{i,j} = (0.431 \pm 0.124) - (0.062 \pm 0.064)r_i + (0.0260 \pm 0.007)r_i^2,$$

приведенные на рис. 2b. Так как концентрация звезд в скоплении убывает с расстоянием r от центра, то при больших r сближения ДЗ с одиночными звездами происходят реже, чем вблизи центра скопления, что позволяет широким ДЗ на периферии скопления сохраняться неразрушенными в течение достаточно больших промежутков времени (см. рис. 2b).

Вблизи центра нестационарного скопления колебания его регулярного и иррегулярного полей наиболее значительны, что может приводить к разрушению широких пар звезд, расположенных на небольших r . В этом случае вблизи центра скопления остаются не разрушенными лишь самые тесные из рассмотренных здесь ДЗ и число их убывает в сравнении с числом ДЗ из интервала расстояний от 2 до 5 пк от центра скопления (см. рис. 2a). Возможное слабое увеличение средних значений $r_{i,j}$ вблизи центра скопления на рис. 2b вполне может быть связано с наблюдаемым уменьшением дисперсии скоростей звезд вблизи центра скопления в Плеядах (Danilov and Seleznev 2020), так как граница между широкими и динамически активными тесными парами звезд в этом случае сдвигается в сторону больших значений $r_{i,j}$, что обеспечивает

сохранение от распада более широких пар звезд (Heggie 1975, Mathieu 1985).

Оценки масс рассматриваемых здесь ОЗ были выполнены в работе Danilov and Seleznev (2020) с использованием данных каталога Gaia DR2 (Gaia Collaboration et al. 2018; 2016). На рис. 3 приведены гистограммы распределения величин q для двух значений интервала Δq . Согласно рис. 3, число широких пар ярких звезд с $m_G < 15^m$ в Плеядах возрастает при увеличении q с максимумом вблизи $q = 0.8-0.9$. Среднее значение q для таких ДЗ в Плеядах получено равным $q = 0.67 \pm 0.04$. Отметим, что распределение на рис. 3 заметно отличается от распределения величин q , полученного в работе Mermilliod et al. (1992) для 11 спектроскопических ДЗ спектральных классов F5–K0 и 13 фотометрических ДЗ (в UBV системе) скопления Плеяды (см. рис. 7 из Mermilliod et al. (1992), где присутствуют ДЗ лишь в интервале q от 0.3 до 1.0.) В указанной работе рассматривается значительно более узкий интервал масс звезд и меньшее число звезд-членов скопления, равное 88, чем в используемой здесь выборке звезд. Значительно лучше распределение величин q на рис. 3 согласуется с распределениями q из работы Correia et al. (2013), полученными для скоплений звезд в туманности Ориона (ONC) и в молодых областях Tau A и Oph (см. рис. 9 из Correia et al. (2013)). По сравнению с используемой здесь выборкой ДЗ, для ONC в Correia et al. (2013) рассматривались значительно более тесные ДЗ с $r_{i,j} = 85-560$ а.е. и в диапазоне масс более массивного компонента m_1 от 0.15 до 0.8 M_{\odot} . Вероятно, распределение неразрешенных тесных ДЗ по величине q в Плеядах может быть близким к указанному на рис. 3.

Отметим, что одна и та же звезда из некоторой пары звезд А, выделенной согласно указанным выше ограничениям на $r_{i,j}$ и $v_{i,j}$, может входить в несколько разрешенных ДЗ. Вторая звезда из пары А также может входить в несколько других пар звезд. Поэтому в рассмотренной выборке ДЗ можно выделить две тройные, одну четверную и одну шестикратную звезды (см. таблицу 1). Для всех этих кратных звезд $q_1 = 1.0$ (см. раздел 2). Для звезды с кратностью k средние значения $\langle q \rangle = \sum_{i=1}^k q_i/k$, $\langle m \rangle = \sum_{i=1}^k m_i/k$. Легко видеть, что $m_i = q_i \times \langle m \rangle / \langle q \rangle$ при $i = 1, \dots, k$. В столбцах (1) и (2) таблицы 1 указаны номер и кратность рассмотренной звезды, в третьем и четвертом столбцах — величины $\langle q \rangle$ и $\langle m \rangle / M_{\odot}$, в остальных столбцах приведены величины q_i . В среднем наибольшие расстояния между компонентами кратных звезд возрастают с увеличением их кратности (в рассмотренных вариантах от 0.193 до 2.74 пк).

Согласно рис. 4, распределения величин $E_{1,2}$ и $E'_{1,2,3}$ более заметно различаются в области малых

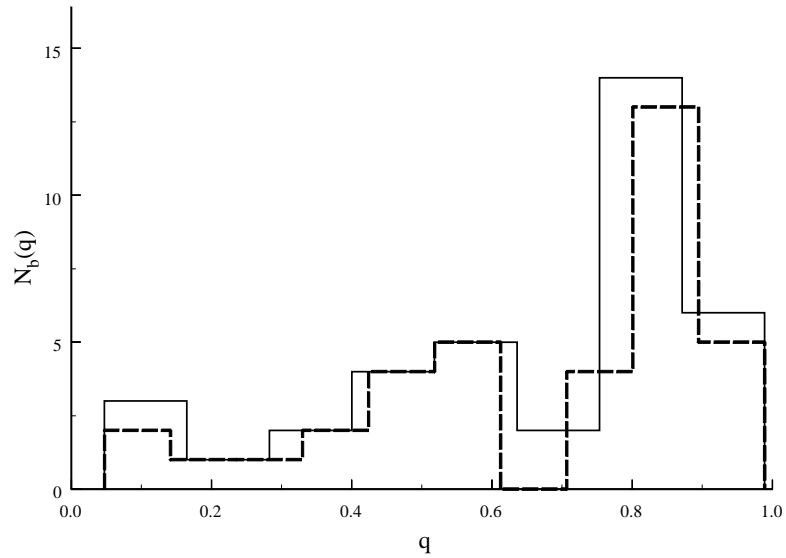


Рис. 3. Гистограммы распределения N_b наблюдаемых ДЗ по величинам $q = m_2/m_1$ в скоплении Плеяды для двух значений интервала Δq .

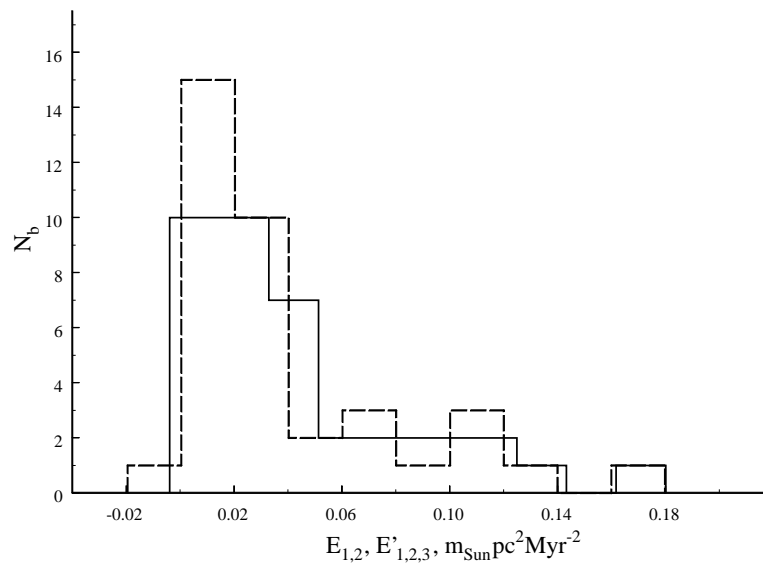


Рис. 4. Гистограммы распределений N_b наблюдаемых ДЗ по величинам $E_{1,2}$ (штриховая линия) и $E'_{1,2,3}$ (сплошная линия) в Плеядах.

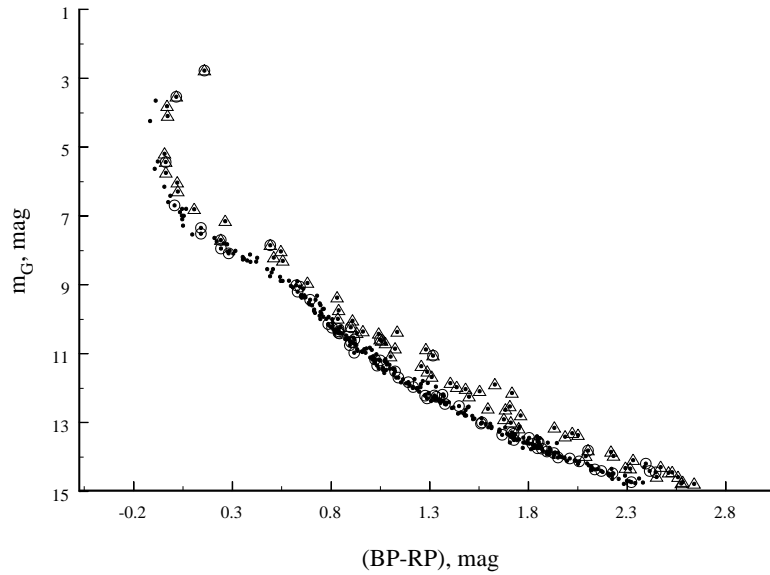


Рис. 5. Диаграмма «цвет–звездная величина» для звезд-членов скопления Плеяды при $m_G \leq 15^m$. Окружностями помечены звезды-компоненты разрешенных ДЗ, а треугольниками — неразрешенные ДЗ.

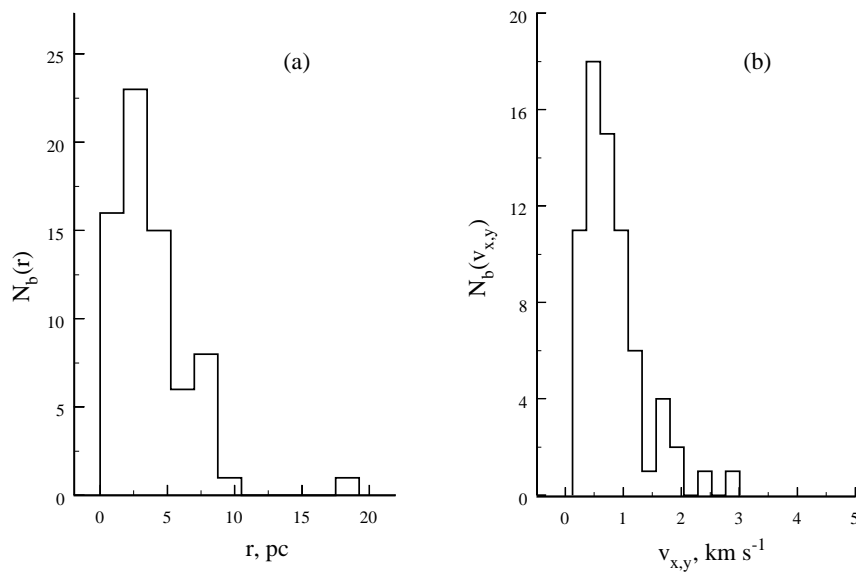


Рис. 6. Гистограммы распределений N_b 70 неразрешенных ДЗ по величинам r и $v_{x,y}$ в Плеядах. r — расстояние ДЗ от центра скопления; $v_{x,y}$ — модуль скорости движения ДЗ в плоскости (x, y) .

Таблица 1. Оценки масс и отношений масс ОЗ с $m_G < 15^m$ для разрешенных кратных звезд с кратностью $k > 2$ в скоплении Плеяды

№	k	$\langle q \rangle$	$\langle m \rangle / M_\odot$	q_2	q_3	q_4	q_5	q_6
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
1	3	0.78 ± 0.16	1.03 ± 0.21	0.86	0.48	0	0	0
2	3	0.89 ± 0.06	0.70 ± 0.05	0.87	0.80	0	0	0
3	4	0.86 ± 0.05	0.91 ± 0.05	0.84	0.82	0.78	0	0
4	6	0.67 ± 0.10	0.77 ± 0.12	0.98	0.553	0.547	0.47	0.45

энергий, меньших, чем $0.02 M_\odot \text{пк}^2 \text{млн лет}^{-2}$ (при наличии малых точечных масс между компонентами широких ДЗ число N_b возрастает в области малых энергий в сравнении с моделью однородного гравитирующего фона, обусловленного силовыми полями скопления и Галактики в окрестностях каждой ДЗ). Средние значения величин $E_{1,2}$ и $E'_{1,2,3}$ для рассмотренных ДЗ следующие:

$$\overline{E_{1,2}} = 0.039 \pm 0.007 M_\odot \text{пк}^2 \text{млн лет}^{-2} > 0$$

и

$$\overline{E'_{1,2,3}} = 0.044 \pm 0.007 M_\odot \text{пк}^2 \text{млн лет}^{-2} > 0$$

соответственно. При вычислении $E_{1,2}$ и $E'_{1,2,3}$ учитывались значения плотности массы скопления $\bar{\rho}$ в окрестностях каждой ДЗ, а также значения плотности массы Галактики из работы Nitschai et al. (2020). Отметим, что 97% найденных ДЗ имеет положительные энергии $E_{1,2}$ и $E'_{1,2,3}$. Лишь одна ДЗ из рассмотренных здесь может быть гравитационно связанной (массы ее компонентов $m_1 \simeq 12.07 M_\odot$, $m_2 \simeq 0.57 M_\odot$, расстояние ДЗ от центра скопления $r \simeq 8.49$ пк, $r_{1,2} = 1.74 \pm 1.04$ пк, погрешность в $r_{1,2}$ в основном определяется погрешностью в расстоянии от Солнца до звезды с m_2 , $\bar{\rho} \simeq 0.0157 M_\odot \text{пк}^{-3}$).

Из условия равенства сил притяжения звезды с массой m_2 к скоплению на расстоянии r от его центра и к составляющей ДЗ с массой ($m_1 + m_3$):

$$\frac{Gm_2 M_{cl}(r)}{r^2} = \frac{\partial W_{1,2}}{\partial r_{1,2}}, \quad (4)$$

находим величину $\xi = r_{1,2}$ — наибольшее расстояние между компонентами, при котором ДЗ еще является гравитационно связанной: $\xi \simeq 1.37$ пк. Здесь $M_{cl}(r)$ — масса скопления в пределах расстояния r от его центра, величина $W_{1,2}$ — определена в разделе 2 и принято $\bar{\rho} = const$ в окрестностях ДЗ. Для оценки величины ξ и параметров скопления использованы данные Danilov and Seleznev (2020) из выборки III ($m_G \leq 17^m$);

для указанных данных из выборок II ($m_G \leq 15^m$) и I ($m_G \leq 16^m$) имеем значения $\xi \simeq 1.45$ пк и $\xi \simeq 1.32$ пк соответственно (отметим, что при увеличении $r_{1,2}$ масса m_3 возрастает, а это влияет на оценку величины ξ). После замены $W_{1,2}$ в (4) на $W'_{1,2,3}$ для рассмотренных выше параметров скопления по данным о звездах выборок III, II, I (Danilov and Seleznev 2020) находим, $\xi = 1.09, 1.05, 1.15$ пк соответственно.

Вопрос о гравитационной связанности рассмотренной ДЗ следует считать открытым, так как погрешность величины $r_{1,2}$ достаточно велика и желательно уточнение данных о расстоянии от Солнца звезды с массой m_2 (экваториальные координаты ОЗ, компонентов этой ДЗ, следующие: для звезды 1 — $\alpha = 54^\circ 72052$, $\delta = 25^\circ 23625$, для звезды 2 — $\alpha = 54^\circ 77812$, $\delta = 24^\circ 70267$ (помечена как «duplicated» в каталоге Gaia DR2).

Фотометрические неразрешенные двойные и кратные звезды в Плеядах были определены согласно их положению вблизи последовательности неразрешенных ДЗ на диаграмме «показатель цвета ($BP - RP$)—звездная величина m_G » (рис. 5). В области величин $m_G < 15^m$ для Плеяд выделены 62–70 неразрешенных кратных звезд. Найдены девять совпадений неразрешенных ДЗ с ОЗ — компонентами разрешенных ДЗ. Массы ОЗ разрешенных ДЗ меньше масс неразрешенных ДЗ с такой же суммарной светимостью, как у ОЗ (см. Bogodina et al. (2019)). Поэтому некоторые из этих девяти систем вполне могут временно формировать тройные системы. Отметим, что в работе Lodieu et al. (2019) среди 36 найденных пар звезд с разделением $d_{1,2}$ менее $5''$ в Плеядах выделены две тройные и одна четверная системы с компонентами, помеченными как «duplicated» в Gaia DR2.

Согласно рис. 6а и рис. 2а, неразрешенные и разрешенные ДЗ распределены в скоплении приблизительно на одинаковых расстояниях от его центра. Средние значения $\bar{r} = 3.93 \pm 0.35$ пк и $\bar{r} = 3.85 \pm 0.32$ пк в случае рис. 6а и рис. 2а соответственно. Наибольшие значения N_b на рис. 6а

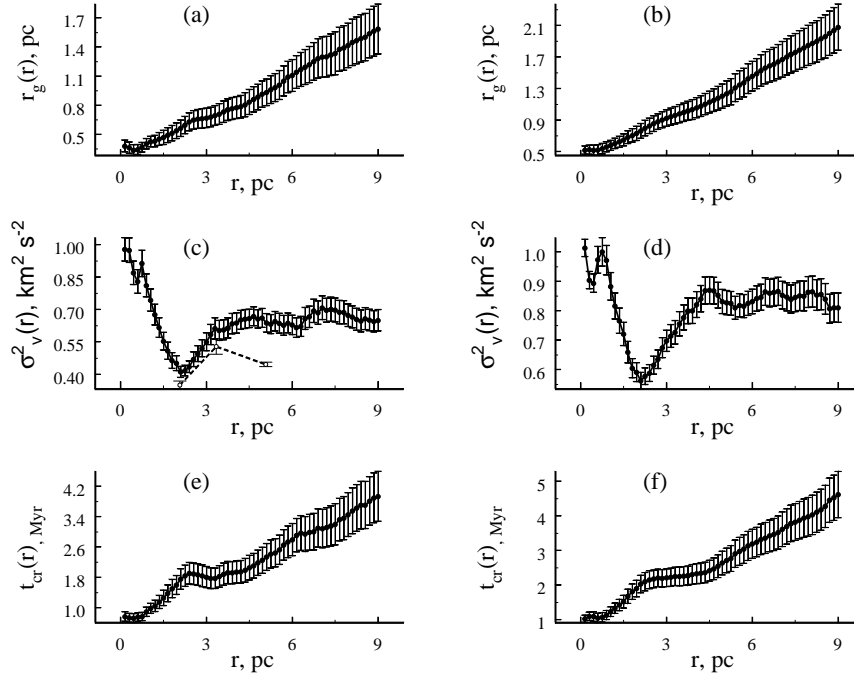


Рис. 7. Зависимости средних параметров малых групп звезд от расстояния r до центра скопления Плеяды: (a), (c), (e) — для групп с числом звезд $n_{st} = 3$, (b), (d), (f) — при $n_{st} = 6$. Штриховой линией на (c) показана кривая $\sigma_v^2(r)$, полученная по данным работы (Danilov and Seleznev 2020, уравнение (2), рис. 8a) из условия гравитационной неустойчивости для областей скопления с $r' \leq r$.

достигаются при $r \leq 5$ пк (как и на рис. 2a), но две неразрешенных ДЗ находятся на больших расстояниях от центра скопления, чем ДЗ на рис. 2a. Согласно рис. 6b, модули скоростей движения неразрешенных ДЗ в плоскости (x, y) , в основном не превышает 1.4 км с^{-1} , среднее значение $\overline{v_{x,y}} = 0.81 \pm 0.07 \text{ км с}^{-1}$, что сравнимо с величиной $\sigma_v = \sqrt{\sigma_v^2} \simeq 0.80\text{--}0.89 \text{ км с}^{-1}$ (рис. 7c) на расстоянии 3.9 пк от центра скопления при $n_{st} = 3\text{--}6$ (см. ниже).

Координаты (x, y) и скорости движения (v_x, v_y) звезд выборки II ($m_G \leq 15^m$) в картинной плоскости скопления, полученные в работе Danilov and Seleznev (2020), использовались здесь для оценки скоростей радиального (v_d) и азимутального (v_φ) движения звезд в этой плоскости относительно центра скопления: $(v_d = (x \times v_x + y \times v_y)/d, v_\varphi = (-y \times v_x + x \times v_y)/d, \text{ (см. Korn and Korn (1968, табл. 6.5-1), Danilov and Loktin (2015))})$. Сравнение средних значений $\overline{v_d}$ и $\overline{v_\varphi}$, полученных по данным для 66 ОЗ, входящих в разрешенные ДЗ, и для 62 неразрешенных ДЗ, показало практически одинаковые значения $\overline{v_d}$ и $\overline{v_\varphi}$ для этих групп звезд. Для ОЗ разрешенных ДЗ:

$$\overline{v_d} = -0.216 \pm 0.046 \text{ км с}^{-1}$$

и

$$\overline{v_\varphi} = -0.058 \pm 0.052 \text{ км с}^{-1},$$

а для неразрешенных ДЗ:

$$\overline{v_d} = -0.231 \pm 0.066 \text{ км с}^{-1}$$

и

$$\overline{v_\varphi} = -0.080 \pm 0.059 \text{ км с}^{-1}.$$

Скорость $v_{d,cl}$ «сжатия» скопления к его центру за счет удаления скопления от Солнца с лучевой скоростью $V_r = 5.67 \pm 0.08 \text{ км с}^{-1}$ (Danilov and Seleznev 2020) равна $v_{d,cl} = -0.083 \pm 0.001 \text{ км с}^{-1}$ на расстоянии $d = 2$ пк от центра и $v_{d,cl} = -0.125 \pm 0.002 \text{ км с}^{-1}$ при $d = 3$ пк. Таким образом, вызванная эффектами проекции собственных движений звезд на небесную сферу скорость «сжатия» скопления к центру в картинной плоскости мала. Она составляет приблизительно половину или треть от $\overline{v_d}$ рассмотренных групп звезд на расстояниях от центра $d = 2, 3$ пк. Небольшие скорости $\overline{v_d} - v_{d,cl}$ реального сжатия рассмотренных групп звезд к центру скопления, а также скорости вращения $\overline{v_\varphi}$, указывают на практически одинаковое движение этих групп звезд в скоплении и на их формирование из одного и того же газо-пылевого облака.

На рис. 7 приведены радиальные зависимости параметров малых групп звезд, полученные согласно методике, описанной в разделе 2: величина r_g — среднее в группе расстояние звезды от центра группы, σ_v^2 — дисперсия скоростей звезд в группе, $t_{cr} = 2r_g/\sigma_v$ — среднее время пересечения звездой данной группы (так как энергии связи таких групп положительны, то $t_{cr} \simeq t_d$ — оценка времени распада группы). Согласно рис. 7а, 7б размеры r_g групп звезд возрастают с удалением от центра скопления, что обусловлено уменьшением плотности числа звезд с расстоянием r от его центра. Дисперсии скоростей σ_v^2 звезд в группах с увеличением r сначала убывают до границы ядра $r \simeq 2$ пк (см. рис. 10б из Danilov and Seleznev (2020)), а затем возрастают и становятся приблизительно постоянными при $r \geq 4.5$ пк. Согласно рис. 7с, эти группы звезд оказываются в большей степени «нагретыми», чем центральные части скопления Плеяды из области гравитационной неустойчивости в целом (для кривых $\sigma_v(r)$ см. рис. 8 из Danilov and Seleznev (2020)). Возможно, мы наблюдаем одно из радиальных колебаний скопления Плеяды в конце его стадии сжатия (так как скорость сжатия скопления уже мала, а дисперсии скоростей звезд в малых группах велики из-за «нагрева» групп переменным гравитационным полем скопления. Малое время распада таких групп $t_{cr} \simeq t_d \simeq 2$ –2.5 млн лет при $r \leq 4.5$ пк (рис. 7е, 7f) также указывает на интенсивный «нагрев» этих групп вблизи центра скопления). С увеличением n_{st} размеры r_g , дисперсии скоростей σ_v^2 и время t_{cr} таких групп возрастают, что заметно при больших значениях $r \simeq 8$ –9 пк.

При $r \simeq 2$ пк вблизи границы ядра скопления время t_d распада ДЗ с большой полуосью орбиты $a = r_g$ и массой $M_s = 2\bar{m}$ в результате ее сближения с рассмотренной выше группой звезд, согласно Binney and Tremaine (2008, формула (8.51)), составляет $t_d \simeq 2.2$ –3.6 млн лет при $M_p = n_{st}\bar{m}$, $n_{st} = 3$ –6, $n_p = n(r)/n_{st}$, где $n(r)$ — пространственная концентрация ОЗ на расстоянии r от центра скопления, \bar{m} — средняя масса ОЗ в скоплении. При $r = 4.5$ пк величина $t_d \simeq 3.5$ –5.5 млн лет (здесь приняты значения $\bar{m} = 1.04M_\odot$, $n(r = 2 \text{ пк}) \simeq 1 \text{ пк}^{-3}$ и $n(r = 4.5 \text{ пк}) \simeq 0.34 \text{ пк}^{-3}$ согласно оценкам величин \bar{m} и $n(r)$ для выборки II звезд (см. рис. 10б Danilov and Seleznev (2020)). Если учесть, что в работе Binney and Tremaine (2008, (8.51)) рассматриваются ДЗ с отрицательными полными энергиями, достаточными для гравитационной связанности ДЗ при отсутствии внешних силовых полей, то оценки времени t_d для центральных областей скопления Плеяды, полученные для ДЗ с $a = r_g$ и для рассмотренных малых групп с

соответствующими значениями t_{cr} , вполне согласуются между собой. Таким образом, на примере Плеяд подтверждается механизм разрушения ДЗ их рассеянием на временно обособленных группах звезд, отмеченный в работах Parker et al. (2011; 2009), Parker and Reggiani (2013). Рассмотренные на рис. 2б ДЗ (с $2a \simeq r_g$, см. рис. 7а, 7б) в случае отрицательной энергии связи этих ДЗ согласно Binney and Tremaine (2008, (8.51)) будут разрушены в поле внешних сил за время $t_d \simeq 6$ –10 млн лет при $r \simeq 2$ –4.5 пк и $t_d \simeq 49$ –85 млн лет при $r \simeq 6.6$ пк. Так как мы наблюдаем 36 таких ДЗ в Плеядах с возрастом 132_{-27}^{+26} млн лет (Lodieu et al. 2019)) вероятно, должен быть эффективным процесс перехода ОЗ (бывших компонентов ДЗ) между сопутствующими малыми кинематическими группами звезд с последующим временным формированием других ДЗ с такими же параметрами, как и в наблюдаемых нами ДЗ. Такие переходы ОЗ между временно обособленными группами звезд — вполне обычное явление при бурной релаксации гравитирующих систем (Lynden-Bell 1967). Одна из причин малых дисперсий скоростей звезд в области гравитационной неустойчивости скопления Плеяды — выход звезд с высокими энергиями из центральных областей на периферию скопления под действием на эти звезды переменного регулярного поля скопления — уже отмечалась в работе Danilov and Seleznev (2020). Кроме того, в данной работе было отмечено «прямое» («prograde») вращение ядра скопления в Галактике. Согласно работам Angeletti et al. (1983), Angeletti and Giannone (1983), Jefferys (1976), Keenan (1981a; b), Keenan et al. (1973), при таком доминирующем движении траектории звезд неустойчивы или в меньшей степени устойчивы в поле сил скопления и Галактики, чем при «обратном» движении звезд. Неустойчивость траекторий звезд вполне может быть еще одной из причин роста коррелированности движений и уменьшения дисперсий скоростей звезд в области гравитационной неустойчивости скопления.

В период сжатия нестационарного в регулярном поле скопления кинетическая энергия движения звезд в малых кинематических группах относительно центров этих групп может быть мала в сравнении с кинетической энергией движений этих звезд относительно центра скопления. Отметим, что малые и малые кинематические группы звезд состоят из звезд, близких между собой в пространстве координат \mathbf{r} (с началом в центре скопления) и в фазовом пространстве \mathbf{r}, \mathbf{v} , соответственно ($\mathbf{v} = \dot{\mathbf{r}}$). Вблизи стадии максимального сжатия скопления, дисперсия скоростей звезд в малых группах возрастает из-за влияния на них внешних силовых полей (см. рис. 7с, 7d при $r < 1.5$ пк). Вблизи центра

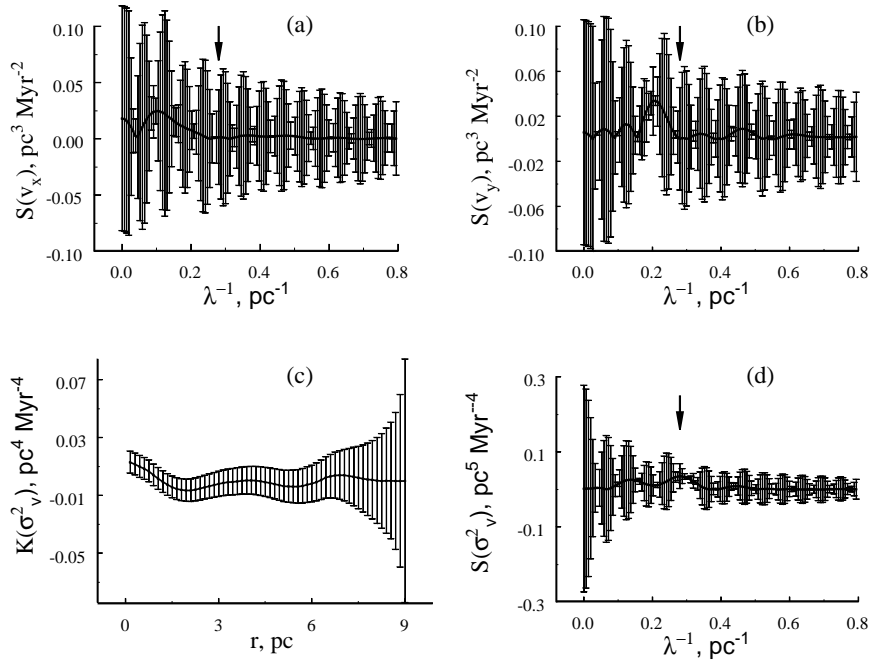


Рис. 8. (a), (b), (d) — спектры $S(v_x)$, $S(v_y)$, $S(\sigma_v^2)$ волновых чисел λ^{-1} колебаний значений автокорреляционных функций $K(v_x)$, $K(v_y)$, $K(\sigma_v^2)$, полученных соответственно, для зависимостей величин \bar{v}_x , \bar{v}_y , σ_v^2 от расстояния r малых групп звезд до центра скопления Плеяды при $n_{st} = 3$; \bar{v}_x и \bar{v}_y — средние значения v_x и v_y в малых группах. Стрелками на всех спектрах отмечены величины λ^{-1} наиболее мощных колебаний величин σ_v^2 с длиной волны $\lambda \simeq 3.57$ пк в зависимостях \bar{v}_x , \bar{v}_y , σ_v^2 от r .

скопления дисперсия скоростей звезд резко возрастает еще и из-за появления быстро движущихся по r встречных звезд и групп звезд, формирующихся после прохождения некоторой части звезд вблизи центра скопления. Обособленные кинематические группы звезд могут быть более «холодными», чем малые группы на рис. 7с, 7д при $r < 1.5\text{--}3$ пк, так как в оценку величин σ_v^2 на рис. 7с, 7д входят (или могут входить) и скорости звезд, принадлежащих разным кинематическим группам, в том числе и группам со встречным движением в скоплении. Поэтому «разогрев» нестационарного скопления при его сжатии всегда начинается с его центральных областей.

На рис. 8а, 8б, 8д приведены спектры колебаний средних значений \bar{v}_x и \bar{v}_y величин v_x и v_y в группах, а также величин σ_v^2 в зависимостях от r величин \bar{v}_x , \bar{v}_y , σ_v^2 . Спектры получены с помощью преобразования Фурье автокорреляционных функций для этих зависимостей (методика вычислений спектров и автокорреляционных функций подробно описана в работах Danilov and Loktin (2015), Danilov and Putkov (2015)). Согласно рис. 8 движения звезд в системе координат, связанной с центром скопления, вносят основной вклад в коррелированность

скоростей \bar{v}_x и \bar{v}_y и в формирование малых дисперсий скоростей звезд в скоплении. Таким движениям соответствуют наиболее мощные колебания в спектрах рис. 8а и 8б на длинах волн $\lambda \simeq 9.6$ пк и $\lambda \simeq 4.8$ пк соответственно. Наиболее мощными колебаниями дисперсий скоростей движения звезд σ_v^2 в малых группах относительно центров этих групп, согласно рис. 8д, являются колебания с длиной волны $\lambda \simeq 3.57 \pm 0.08$ пк. Эти колебания слабо заметны на спектрах рис. 8а, 8б (отмечены стрелками); одна из причин малой мощности колебаний с $\lambda \simeq 3.57$ пк на рис. 8а, 8б состоит в том, что остаточные скорости звезд ($v_x - \bar{v}_x$, $v_y - \bar{v}_y$) в точках r и $r + \lambda$ скоррелированы, а средние величины (\bar{v}_x, \bar{v}_y) , характеризующие поле скоростей, не скоррелированы (например, средние скорости движения звезд в скоплении на разных расстояниях от его центра могут сильно различаться между собой и в это различие может входить и случайная составляющая).

Длины волн колебаний большой мощности на спектрах рис. 8 указывают на размеры области повышенной коррелированности движений звезд (см., например, рис. 8с для функции $K(\sigma_v^2)$ в области значений r [2.0; 5.6–5.7] пк) и на ма-

лые дисперсии скоростей звезд в соответствующих интервалах значений $\Delta r = \lambda$. Величина $\lambda \simeq 3.57 \pm 0.08$ пк для наиболее заметных колебаний на рис. 8d вполне соответствует ширине Δr зоны гравитационной неустойчивости в Плеядах от $r = 2.2$ пк до $r = 5.2\text{--}5.7$ пк (рис. 8 из Danilov and Seleznev (2020)). Зависимости от r величин $K(v_x)$ и $K(v_y)$ имеют вид, подобный указанному для $K(\sigma_v^2)$ на рис. 8с, но с меньшей амплитудой колебаний значений $K(v_x)$ и $K(v_y)$, поэтому они здесь не приведены.

Отметим, что погрешности спектров на рис. 8 весьма велики. Согласно Schwarzenberg-Czerny (1991), центр линии Фурье-спектра мощности является максимально правдоподобной оценкой волнового числа исследуемых колебаний и это статистически эквивалентно аппроксимации автокорреляционных функций синусоидой по методу наименьших квадратов при наличии погрешностей в исследуемых данных (о поле скоростей звезд и об автокорреляционных функциях). На рис. 8d, оценка $\lambda \simeq 3.57$ пк соответствует положению локального максимума на спектре мощности, отмеченному стрелкой, и вполне соответствует центру спектральной линии.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Выполнены оценки ряда параметров малых групп звезд рассеянного звездного скопления Плеяды. Использовались данные Gaia DR2 о координатах и собственных движениях звезд в области радиусом $d = 2^\circ 5$ относительно центра скопления на небесной сфере. Выделены 36–37 широких пар одиночных звезд (ОЗ) с величинами $m_G < 15^m$ и взаимными расстояниями в этих парах, большими 0.165 пк, и скоростями ОЗ в таких парах относительно их геометрического центра, близкими к круговой скорости относительно их центров масс. Построены распределения таких пар по взаимным расстояниям, скоростям, отношениям масс и полным энергиям относительно центров масс этих пар. В рассмотренных парах звезд среднее отношение q массы менее массивного компонента к массе более массивного составляет 0.67 ± 0.04 . Число таких пар возрастает с увеличением q с максимумом вблизи $q \simeq 0.8\text{--}0.9$. Взаимные расстояния ОЗ в рассмотренных парах звезд растут с удалением от центра скопления. Максимальное число таких пар находится на расстоянии 3–4 пк от центра скопления. По степени близости компонентов кратных звезд в фазовом пространстве среди рассмотренных пар звезд выделены две тройных звезды, одна четверная и одна с шестью компонентами. Для компонентов этих кратных звезд переопределены величины q как отношения масс менее массивных компонентов к массе наиболее массивной звезды

для этой кратной звезды. С учетом этих исправлений величин q общее распределение кратных звезд по величинам q изменяется незначительно.

2. Записаны формулы для потенциальной энергии двойной звезды с учетом силовых полей скопления и Галактики. Лишь одна из выделенных широких пар звезд может быть гравитационно связана (ее полная энергия отрицательна). Учет влияния регулярного поля в достаточно массивных рассеянных скоплениях с большим числом звезд приводит к менее тесным звездным сближениям и к снижению роли тесных сближений в динамической эволюции таких РЗС.

3. По диаграмме «показатель цвета ($BP\text{--}RP$)—звездная величина m_G » с $m_G < 15^m$ для Плеяд выделены 62–70 неразрешенных кратных звезд. Кинематические параметры движений широких пар и неразрешенных кратных звезд с $m_G < 15^m$ в пределах погрешностей совпадают, и резко отличаются от движения звезд с $m_G < 16^m$ и $m_G < 17^m$ (Danilov and Seleznev 2020), что указывает на общность происхождения широких пар и тесных (неразрешенных кратных звезд) в этом скоплении при $m_G < 15^m$. Широкие пары и неразрешенные кратные звезды в Плеядах расположены приблизительно на одних и тех же расстояниях от центра скопления. Отмечено отсутствие динамически активных пар звезд в скоплении, что может быть обусловлено разрушающим действием на широкие ДЗ радиальных колебаний нестационарного скопления и силовыми полями малых временно обособленных групп звезд (Parker et al. 2011; 2009, Parker and Reggiani 2013). Формулы из работы Borodina et al. (2019) для оценки масс неразрешенных компонентов двойных звезд по массе (или светимости) неразрешенной двойной звезды, рассматриваемой как ОЗ на главной последовательности (ГП), обобщены на случай звезд произвольной кратности. Применение этих формул для неразрешенных кратных звезд в Плеядах приводит к увеличению масс таких «одиночных» звезд на ГП в двойных, тройных, четверных звездах, имеющих такую же суммарную светимость, как и неразрешенная звезда, в среднем в 1.61, 2.19, 2.74 раза.

4. Выполнен статистический, корреляционный и спектральный анализ параметров малых групп звезд в Плеядах. Дисперсии σ_v^2 остаточных скоростей звезд в таких группах достигают значений около $1 \text{ км}^2 \text{ с}^{-2}$ вблизи центра скопления, убывают примерно в два раза на границе ядра (на расстоянии $r \simeq 2$ пк от центра скопления), затем возрастают до $0.7\text{--}0.8 \text{ км}^2 \text{ с}^{-2}$ при $r \simeq 4.5$ пк и мало меняются при дальнейшем увеличении r . Форма зависимости σ_v^2 от r определяется совместным действием гравитационной неустойчивости и бурной релаксации в скоплении (малые группы звезд

наиболее сильно «нагреваются» колебаниями силового поля скопления вблизи центра скопления; при радиальном сжатии нестационарного скопления дисперсия скоростей звезд вблизи его центра резко возрастает еще и из-за появления быстро движущихся по r встречных звезд и групп звезд, а в оценку величин σ_v^2 вносят вклад и скорости звезд, принадлежащих разным кинематическим группам). Малые значения σ_v^2 при $r \simeq 2$ пк обусловлены коррелированностью движений звезд и групп звезд под действием гравитационной неустойчивости. Корреляция величин σ_v^2 возрастает вблизи центра скопления и в интервале $2.0 < r < 5.7$ пк (рис. 8с). Оценка длины волны $\lambda \simeq 3.57 \pm 0.08$ пк в спектре мощности колебаний σ_v^2 в зависимости от r согласуется с полученными в Danilov and Seleznev (2020) размерами по r области гравитационной неустойчивости скопления Плеяды. Одной из причин формирования «холодной» области в скоплении при $2.2 < r < 5.7$ пк (Danilov and Seleznev 2020, рис. 8) может быть «прямое» («prograde») вращение ядра и связанная с этим неустойчивость траекторий звезд в суммарном поле сил скопления и Галактики (Angeletti et al. 1983, Angeletti and Giannone 1983, Jefferys 1976, Keenan 1981a; b, Keenan et al. 1973).

5. Величины σ_v^2 возрастают с увеличением числа n_{st} звезд, составляющих малые группы. Определены размеры r_g таких групп (несколько парсек) и их времена распада t_d (несколько млн лет) в Плеядах.

Автор планирует в дальнейшем опубликовать таблицу с характеристиками выделенных в этой работе широких пар звезд и неразрешенных кратных звезд в электронном виде.

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.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. J. Aarseth, *Astrophys. and Space Sci.* **13** (2), 324 (1971).
2. H. A. Abt, R. C. Barnes, E. S. Biggs, and P. S. Osmer, *Astrophys. J.* **142**, 1604 (1965).
3. H. A. Abt and J. H. Hunter, *Astrophys. J.* **136**, 381 (1962).
4. L. Angeletti, R. Capuzzo-Dolcetta, and P. Giannone, *Astron. and Astrophys.* **121** (2), 183 (1983).
5. L. Angeletti and P. Giannone, *Astron. and Astrophys.* **121** (2), 188 (1983).
6. J. N. Bahcall, P. Hut, and S. Tremaine, *Astrophys. J.* **290**, 15 (1985).
7. F. W. Bessel, *Astronomische Nachrichten* **18** (26), 353 (1841).
8. C. Bettis, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **87**, 707 (1975).
9. J. Binney and S. Tremaine, *Galactic Dynamics: Second Edition* (Princeton Uni. Press, Princeton, 2008).
10. O. I. Borodina, A. F. Seleznev, G. Carraro, and V. M. Danilov, *Astrophys. J.* **874** (2), 127 (2019).
11. J. Bouvier, F. Rigaut, and D. Nadeau, *Astron. and Astrophys.* **323**, 139 (1997).
12. H. Bouy, E. Moraux, J. Bouvier, et al., *Astrophys. J.* **637** (2), 1056 (2006).
13. S. Correia, G. Duchêne, B. Reipurth, et al., *Astron. and Astrophys.* **557**, A63 (2013).
14. V. M. Danilov, *Astrofizika* **13**, 685 (1977).
15. V. M. Danilov, *Astronomy Reports* **52** (11), 888 (2008).
16. V. M. Danilov and G. V. Beshenov, *Astron. Zh.* **64**, 52 (1987).
17. V. M. Danilov and A. V. Loktin, *Astrophysical Bulletin* **70** (4), 414 (2015).
18. V. M. Danilov and S. I. Putkov, *Astrophysical Bulletin* **70** (1), 71 (2015).
19. V. M. Danilov and S. I. Putkov, *Astrophysical Bulletin* **72** (3), 266 (2017).
20. V. M. Danilov and A. F. Seleznev, *Astrophysical Bulletin* **75** (4), 407 (2020).
21. Z. Eker, F. Soydugan, E. Soydugan, et al., *Astron. J.* **149** (4), 131 (2015).
22. Gaia Collaboration, A. G. A. Brown, A. Vallenari, et al., *Astron. and Astrophys.* **616**, A1 (2018).
23. Gaia Collaboration, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, et al., *Astron. and Astrophys.* **595**, A1 (2016).
24. D. C. Heggie, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **173**, 729 (1975).
25. E. Hertzsprung, *Bull. Astron. Inst. Netherlands* **7**, 187 (1934).
26. E. Hertzsprung, *Annalen van de Sterrewacht te Leiden* **19**, A1 (1947).
27. W. H. Jefferys, *Astron. J.* **81**, 983 (1976).
28. B. F. Jones, *Astron. J.* **75**, 563 (1970).
29. D. W. Keenan, *Astron. and Astrophys.* **95** (2), 334 (1981a).
30. D. W. Keenan, *Astron. and Astrophys.* **95**, 340 (1981b).
31. D. W. Keenan, K. A. Innanen, and F. C. House, *Astron. J.* **78**, 173 (1973).
32. G. A. Korn and T. M. Korn, *Mathematical handbook for scientists and engineers. Definitions, theorems, and formulas for reference and review* (Courier Corporation, New York, 1968).

33. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Mechanics, 5-th ed. (A series Theoretical physics, Vol. 1)* (FIZMATLIT, Moscow, 2004).
34. N. Lodieu, A. Pérez-Garrido, R. L. Smart, and R. Silvotti, *Astron. and Astrophys.* **628**, A66 (2019).
35. D. Lynden-Bell, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **136**, 101 (1967).
36. V. V. Makarov, *Astron. and Astrophys.* **358**, L63 (2000).
37. V. V. Makarov and N. Robichon, *Astron. and Astrophys.* **368**, 873 (2001).
38. C. Marchal, *The three-body problem* (Elsevier, Amsterdam, 1990).
39. E. L. Martín, D. Barrado y Navascués, I. Baraffe, et al., *Astrophys. J.* **594** (1), 525 (2003).
40. R. D. Mathieu, *IAU Symp.* **113**, 427 (1985).
41. J. C. Mermilliod, J. M. Rosvick, A. Duquennoy, and M. Mayor, *Astron. and Astrophys.* **265**, 513 (1992).
42. E. Moraux, J. Bouvier, and J. R. Stauffer, *Astron. and Astrophys.* **367**, 211 (2001).
43. M. S. Nitschai, M. Cappellari, and N. Neumayer, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **494** (4), 6001 (2020).
44. R. J. Parker, S. P. Goodwin, and R. J. Allison, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **418** (4), 2565 (2011).
45. R. J. Parker, S. P. Goodwin, P. Kroupa, and M. B. N. Kouwenhoven, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **397** (3), 1577 (2009).
46. R. J. Parker and M. M. Reggiani, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **432** (3), 2378 (2013).
47. G. Pels, J. H. Oort, and H. A. Pels-Kluyver, *Astron. and Astrophys.* **43**, 423 (1975).
48. C. Pritchard, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **44**, 355 (1884).
49. D. Rabout and J. C. Mermilliod, *Astron. and Astrophys.* **329**, 101 (1998).
50. W. C. Saslaw, *Gravitational Physics of Stellar and Galactic Systems* (Cambridge University Press, Cambridge, 1987).
51. A. Schwarzenberg-Czerny, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **253**, 198 (1991).
52. J. R. Stauffer, *Astrophys. J.* **280**, 189 (1984).
53. J. Titus, *Astron. J.* **47**, 25 (1938).
54. R. J. Trumpler, *Lick Observatory Bulletin* **333**, 110 (1921).
55. F. van Leeuwen, P. Alphenaar, and J. Brand, *Astron. and Astrophys. Suppl.* **65**, 309 (1986).

On the Motion of Multiple Stars in the Pleiades Based on Gaia DR2**V. M. Danilov¹**¹Kourovka Astronomical Observatory, Ural Federal University, Yekaterinburg, 620000 Russia

We estimated a number of parameters for small groups of stars in the open Pleiades star cluster using Gaia DR2 coordinate and proper motion data for stars in the region of radius $d = 2.5$ relative to the center of the cluster on the celestial sphere. We selected 36 wide pairs of stars with magnitudes $m_G < 15^m$ and velocities of the stars in these pairs with respect to their geometric centers close to the circular velocity relative to their centers of mass. The average mass ratio of the components in such pairs is $q \simeq 0.67 \pm 0.04$, and the median ratio is $q \simeq 0.78$. The number of such pairs increases with q and has a maximum near $q \simeq 0.8-0.9$. The mutual distances $r_{1,2}$ between individual stars in the pairs increase with distance r from the cluster center, and a maximum number of such pairs are located in the $r = 3-4$ pc interval (median $r \simeq 3.64$). We note the absence of dynamically active binaries in the cluster. The formulas for the potential energy of a binary star are written with account for the force fields of the cluster and Galaxy. Only one of the identified wide binaries has a negative total energy. The “ $(BP-RP)$ color index– m_G ” diagram for $m_G < 15^m$ was used to select 62–70 unresolved multiple stars in the Pleiades. The spatial-kinematic parameters of the considered groups of wide binaries and unresolved multiple stars coincide within the margin of error, which indicates a common origin of these groups in this cluster for $m_G < 15^m$. For unresolved multiple stars of arbitrary multiplicity, we derived formulas for estimating the masses of the components from the luminosity of the star, considered as a single star on the main sequence (MS). Using these formulas for unresolved multiple stars in the Pleiades leads to an average increase in the masses of such “single MS stars” in binary, triple, quadruple stars by factors of 1.61, 2.19, 2.74 correspondingly. The shape of the stellar velocity dispersion σ_v^2 dependence on r in the small groups is determined by a combined influence of gravitational instability and violent relaxation in the cluster. We determined the sizes of such groups (several pc) and decay times (several million years). The degree of correlation of σ_v^2 in small groups of stars increases near the center of the cluster and in the $2 < r < 5.7$ pc interval.

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