

УДК 524.382; 524.45

# ПРИЛИВНЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ ДЛЯ ШИРОКИХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД В ПЛЕЯДАХ

© 2022 В. М. Данилов<sup>1\*</sup><sup>1</sup> Коуровская астрономическая обсерватория им. К. А. Бархатовой Уральского федерального университета им. Первого президента России Б. Н. Ельцина, Екатеринбург, 620000 Россия

Поступила в редакцию 25 октября 2021 года; после доработки 15 ноября 2021 года; принята к публикации 19 января 2022 года

Предложена методика оценки параметров пространственной ориентации векторов  $\mathbf{r}_{1,2}$  расстояний между компонентами широких двойных звезд (ДЗ) в рассеянных звездных скоплениях (РЗС). Исследование особенностей ориентации этих векторов для 36 широких ДЗ, обнаруженных ранее в Плеядах по данным Gaia DR2, показывает, что наибольшее число векторов  $\mathbf{r}_{1,2}$  широких ДЗ в Плеядах ориентировано в направлении, близком к перпендикулярному направлению на центр скопления. Этот результат согласуется с полученными ранее оценками положительных полных энергий широких ДЗ в Плеядах и с выводом о том, что распад широких ДЗ может происходить преимущественно в направлении, перпендикулярном направлению на центр скопления. По параметру  $\kappa$  — отношению массы компонента ДЗ, ближайшего к центру скопления, к массе более удаленного от него — выделены две группы: с  $\kappa < 1$  и  $\kappa > 1$ , по 18 звезд в каждой. Разная зависимость от параметров ориентации векторов  $\mathbf{r}_{1,2}$  для этих групп указывает на различие для них приливных ограничений со стороны регулярного поля скопления. Записаны уравнения для оценки приливных расстояний  $r_{c,1,2}$  между компонентами широких ДЗ в РЗС для двух моделей распределения плотности массы: модели РЗС с однородным по плотности ядром и убывающей за его пределами плотностью  $\rho(r) \sim 1/r^2$  при увеличении расстояния  $r$  от центра скопления, а также точечной модели скопления. При выводе уравнений использовались интеграл энергии системы трех гравитирующих тел и условие баланса сил притяжения звезды-компонента ДЗ скоплением и остальными двумя телами системы. Исследованы приливные ограничения на широкие ДЗ в Плеядах. Показано, что в ядре скопления величина  $r_{c,1,2}$  определяется главным образом регулярным силовым полем скопления. За пределами ядра и на периферии скопления наиболее вероятным изученным ранее механизмом формирования широких ДЗ (а, следовательно, и величины  $r_{c,1,2}$ ) является «затягивание» компонентов таких ДЗ в резонанс с колебаниями регулярного поля скопления. Поэтому наличие широких ДЗ в Плеядах можно считать одним из признаков нестационарности Плеяд в поле регулярных сил. Получены формулы для оценки величины  $r_{c,1,2}$  для широких ДЗ с круговыми орбитами в неоднородном скоплении, учитывающие влияние на  $r_{c,1,2}$  его массы, распределенной между компонентами ДЗ. Показано, что величины  $r_{c,1,2}$  на периферии скопления (при  $r > 3.5$  пк) возрастают примерно в три раза при переходе от радиальных орбит ДЗ к круговым.

Ключевые слова: (звезды:) двойные: общие сведения — (Галактика), рассеянные скопления и ассоциации: отдельные: Плеяды

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование широких двойных звезд (ДЗ) в рассеянных звездных скоплениях (РЗС) — важный источник информации

- о механизмах формирования ДЗ в ядрах гигантских молекулярных облаков (Bodenheimer 2001, Bodenheimer and Burkert 2001, Offner et al. 2016, Raju et al. 2021);

- о динамических взаимодействиях в нестабильных кратных звездах и о распаде первоначально широких двойных систем в результате аккреции газа и/или взаимодействия этих систем с окружающими их газовыми дисками (Bate et al. 2002);
- о действии иррегулярных сил в молодых скоплениях (Heggie 1975, Reipurth et al. 2010);
- о характере динамической эволюции РЗС с возрастом порядка  $10^8$  лет (Danilov 2021a; b).

История исследования Плеяд и определе-

\*E-mail: Vladimир.Danilov@urfu.ru

ния звезд-членов этого скопления по данным о фотометрии и о собственных движениях звезд кратко описана в работах Bouy et al. (2015), Stauffer et al. (2007) и Rebull et al. (2016). В работе Hillenbrand et al. (2018) была выполнена идентификация 32 широких ДЗ среди 212 звезд-членов скопления Плеяды по данным, полученным с помощью роботизированной адаптивной оптики (система Robo-AO) на телескопе Palomar (1.5 м). Согласно Hillenbrand et al. (2018), расстояния  $d_{1,2}$  между компонентами этих ДЗ в проекции на картинную плоскость заключены в интервале  $d_{1,2} \in [0''23; 4''59]$ , что при расстоянии до Плеяд  $136.4 \pm 0.2$  пк (Danilov and Seleznev 2020) соответствует интервалу  $d_{1,2} \in [31.4; 626.1]$  а.е., среднее значение  $\overline{d_{1,2}} = 1''36 \pm 0''19$  (что соответствует  $\overline{d_{1,2}} \simeq 185.5 \pm 25.9$  а.е.) с медианным значением  $\langle d_{1,2} \rangle \simeq 0''94$  (в линейных единицах  $\langle d_{1,2} \rangle \sim 128.2$  а.е.). Идентификация широких ДЗ в работе Hillenbrand et al. (2018) проводилась с использованием таблиц из работ Bouy et al. (2015) и Stauffer et al. (2007) с данными о звездах-членах скопления; рассматривались ДЗ с более яркими компонентами — звездами спектральных классов K–M с массами, меньшими  $1 M_{\odot}$ . Отметим, что малые массы звезд-компонентов этих ДЗ указывают на то, что такие ДЗ не могут быть динамически активными в Плеядах (согласно Aarseth (1971) и Heggie (1975), такие ДЗ состоят из наиболее массивных звезд скопления; энергии связи таких ДЗ близки к средней кинетической энергии одиночных звезд (ОЗ) скопления).

Используя астрометрические и фотометрические данные Gaia DR2 о звездах РЗС  $\alpha$  Персея, Плеяды и Ясли, Deacon and Kraus (2020) выделили широкие ДЗ с расстояниями между компонентами (в проекции на картинную плоскость)  $d_{1,2} = 300\text{--}3000$  а.е. С вероятностью, большей, чем 0.5, были найдены 20 широких ДЗ в  $\alpha$  Персея, 47 в Плеядах и 28 в Яслях; отмечены несколько очень широких ДЗ с  $d_{1,2} > 5000$  а.е. Согласно таблице 5 из указанной работы, величины  $d_{1,2}$  для ДЗ в Плеядах заключены в интервале  $[62; 2377]$  а.е.,  $\overline{d_{1,2}} = (607.1 \pm 86.5)$  а.е.,  $\langle d_{1,2} \rangle \simeq 336$  а.е., интервал звездных величин  $m_G$  более ярких компонентов ДЗ составляет  $m_G \in [6^m8; 18^m1]$ . Отметим, что при выборе звезд-компонентов ДЗ Deacon and Kraus (2020) используют вероятностные ограничения на величины  $d_{1,2}$ , а не на расстояния  $r_{1,2}$  между компонентами ДЗ в трехмерном пространстве. Для выбора компонента 2 для звезды-компонента 1 в рассматриваемой ДЗ достаточно определить набор звезд скопления, ближайших к звезде 1 в трехмерном пространстве координат, и выбрать из них звезду 2, достаточно близкую к звезде 1 в

двухмерном пространстве скоростей, что вполне возможно при использовании данных Gaia DR2. Согласно Danilov (2021a), из-за случайной проекции на луч зрения многих звезд в окрестностях исследуемой звезды 1 скопления расстояния между соседними звездами в картинной плоскости могут более чем на порядок отличаться от расстояний между звездой 1 и соседними звездами скопления в трехмерном пространстве. Обычно  $d_{1,2} < r_{1,2}$ , а в среднем по рассмотренным Danilov (2021a) широким ДЗ в Плеядах  $d_{1,2} \simeq (0.66 \pm 0.15)r_{1,2}$ . Всего в названной работе в Плеядах было выделено 36 широких ДЗ по данным Gaia DR2 о координатах и собственных движениях звезд-членов скопления со звездными величинами  $m_G \leq 15^m$  в интервале  $r_{1,2} \in [0.18; 1.83]$  пк. Широкие ДЗ с  $r_{1,2} < 0.18$  пк ( $0.18$  пк  $\simeq 37952.8$  а.е.) в выборке 395 звезд с  $m_G \leq 15^m$  на угловых расстояниях  $d \leq 2^\circ5$  от центра скопления не наблюдаются; величины  $r_{1,2}$  возрастают с увеличением расстояния ДЗ до 7–8 пк от центра скопления (см. рис. 2b в работе Danilov (2021a)). Получено, что полные энергии связи  $E_{1,2}$  компонентов этих ДЗ между собой положительны (лишь в случае одной ДЗ знак величины  $E_{1,2}$  предположительно может быть отрицательным). ДЗ с  $E_{1,2} > 0$  и более населенные группы звезд с положительной энергией связи и общим (сопутствующим) движением в скоплении в работе Danilov (2021b) предложено называть кинематическими (и кратными звездами при отрицательной энергии связи группы). Вероятным механизмом формирования кинематических групп звезд и их удержания в составе группы считать известный эффект «затягивания» звезд в резонанс с колебаниями регулярного поля скопления (Danilov 2005, Danilov and Leskov 2005, Rabinovich and Trubetskov 2000).

Согласно Danilov (2021a), взаимные расстояния  $r_{1,2}$  между компонентами динамически активных ДЗ в Плеядах составляют  $r_{1,2} \simeq 2028\text{--}5404$  а.е., поэтому обнаруженные в упомянутой работе более широкие ДЗ должны разрушаться под действием сближений с другими звездами скопления (Aarseth 1971, Heggie 1975). Присутствие таких ДЗ в Плеядах указывает на эффективность механизма «затягивания» звезд в резонанс с колебаниями регулярного поля скопления.

В работе Danilov (2021b) показаны существование двух приливных расстояний  $r_{1,2}$  между компонентами широких ДЗ в скоплении и необходимость учета различий силового поля скопления в точках расположения звезд-компонентов широких ДЗ при вычислении приливных расстояний между ними. Разработана методика вычисления приливных ограничений для нескольких конфигураций широких ДЗ, использующая интеграл энергии ДЗ.

Для практических приложений представляет интерес расширение списка исследованных теоретически возможных конфигураций широких ДЗ в поле неоднородного по плотности скопления.

Danilov (2021b) также выполнил краткий обзор теоретических оценок влияния регулярного поля скопления на параметры двойных звезд. Использование интегралов движения широкой ДЗ во внешнем силовом поле скопления позволяет избежать дополнительных предположений о форме траекторий движения звезд-компонентов ДЗ в скоплении. Однако приливные ограничения на широкие ДЗ зависят от пространственной ориентации векторов  $\mathbf{r}_{1,2}$  расстояний между компонентами ДЗ в скоплении, поэтому необходима разработка методик оценки параметров ориентации векторов  $\mathbf{r}_{1,2}$  для широких ДЗ в РЗС по данным наблюдений.

Согласно Danilov (2021b), оценки параметров и механизмы формирования широких ДЗ могут рассматриваться при обсуждении кинематических групп звезд в РЗС. Поскольку параметры таких групп можно использовать для анализа динамического состояния РЗС (Danilov 2005; 2021b), представляет интерес разработка методов проведения оценок таких параметров широких ДЗ и их применение для изучения ближайших РЗС.

Цели и задачи данной работы: построение методики оценки параметров пространственной ориентации векторов  $\mathbf{r}_{1,2}$  широких ДЗ в РЗС, исследование особенностей ориентации векторов  $\mathbf{r}_{1,2}$  для широких двойных звезд в Плеядах, разработка методов оценки приливных расстояний между компонентами таких ДЗ в РЗС, исследование приливных ограничений на широкие ДЗ в Плеядах, обсуждение роли регулярного поля скопления в формировании широких ДЗ в Плеядах.

Результаты исследования позволят выяснить особенности строения и формирования подсистемы широких ДЗ в скоплении Плеяды.

## 2. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ И МЕТОДИКИ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Следуя работе Danilov (2021b), рассмотрим модель гравитирующей системы, состоящей из двух звезд в виде точечных масс  $m_1$  и  $m_2$ , образующих широкую ДЗ, движущуюся в поле сил неоднородного гравитирующего шара с массой  $m_3$ , имитирующего звездное скопление. Пусть  $m_1 > m_2$ ,  $\mathbf{r}_{i,j} = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i$ , где  $\mathbf{r}_j = (x_j, y_j, z_j)$  — радиус-векторы центров масс  $m_j$  с началом координат  $(x, y, z)$  в общем центре масс системы ( $j = 1, 2, 3$ ). Соответственно  $r_{i,j} = |\mathbf{r}_{i,j}|$  — модули векторов  $\mathbf{r}_{i,j}$ .

Для обсуждения пространственной ориентации векторов  $\mathbf{r}_{1,2}$  широких ДЗ в Плеядах рассмотрим

рис. 1. В случае  $r_{1,3} < r_{2,3}$  (рис. 1a) отношение массы звезды, ближайшей к центру скопления, к массе звезды, более далекой от центра скопления, равно  $\kappa = m_1/m_2 > 1$  (при обсуждении наблюдательных данных о величинах  $r_{i,j}$  мы будем считать, что центр масс скопления совпадает с его геометрическим центром). Согласно рис. 1a и теореме косинусов для плоского треугольника, находим:  $\theta = \pi - \varphi_1$ , а также

$$\begin{cases} \psi = \varphi - \varphi_1, \\ \cos(\varphi) = \frac{r_{1,3}^2 - r_{1,2}^2 - r_{2,3}^2}{2r_{1,2}r_{2,3}}, \\ \cos(\varphi_1) = \frac{r_{1,3}^2 + r_{1,2}^2 - r_{2,3}^2}{2r_{1,2}r_{1,3}}, \end{cases} \quad (1)$$

где  $\varphi$  и  $\varphi_1$  — углы между положительными направлениями векторов  $\mathbf{r}_{1,2}$ ,  $\mathbf{r}_{2,3}$  и  $\mathbf{r}_{1,2}$ ,  $\mathbf{r}_{1,3}$  соответственно (как и в работе Danilov (2021b)). В случае  $r_{1,3} > r_{2,3}$  (см. рис. 1b)  $\kappa = m_2/m_1 < 1$ ,  $\theta = \varphi$  и выполняются соотношения (1).

Далее рассмотрим, как и в работе Danilov (2021b), случай движения звезд в пределах неоднородного шара, имитирующего скопление. Возьмем ту же модель скопления с плотностью массы:

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_n(R_c/r)^2, & a \geq r > R_c \\ \rho_n = const, & r \leq R_c, \end{cases} \quad (2)$$

где  $r$  — расстояние от центра скопления ( $r = r_{i,3}$  для компонентов ДЗ с массами  $m_i$ , где  $i = 1, 2$ ),  $R_c$  — радиус однородной центральной части шара-скопления с плотностью  $\rho_n$ ,  $a = 3.5$  пк — радиус однородного шара-скопления с плотностью  $\rho_0$ ,

такой, что  $m_3 = \frac{4}{3}\pi\rho_0a^3$ . Величина  $m_3$  была принята в работе Danilov (2021b) равной  $411 M_\odot$ , что приблизительно соответствует общей массе 395 звезд Плеяд с величинами  $m_G \leq 15^m$  (см. выборку II звезд-членов скопления Плеяды, расположенных на угловых расстояниях  $d \leq 2.5$  от центра скопления, полученную Danilov and Seleznev (2020) по данным Gaia DR2 (Brown et al. 2018, Prusti et al. 2016) и использованную в работе Danilov (2021a) для оценок параметров 36 широких ДЗ в этом скоплении).

Пусть  $r_{cl} > a > R_c$ , где  $r_{cl}$  — радиус неоднородного скопления. После замены величины  $a$  на  $r_{cl}$  формула (2) может быть использована для описания РЗС больших размеров и масс, чем при  $r_{cl} = a$ . Следуя Danilov (2021b), запишем выражение для массы  $M_n(r_{cl})$  скопления с  $r_{cl} > a$ :

$$M_n(r_{cl}) = \frac{4}{3}\pi\rho_n R_c^3 [1 + 3(r_{cl} - R_c)/R_c].$$

Согласно принятым в той же работе обозначениям,  $Q = \rho_0/\rho_n$ ,  $\zeta_c = R_c/a$ , где  $Q$  и  $\zeta_c$

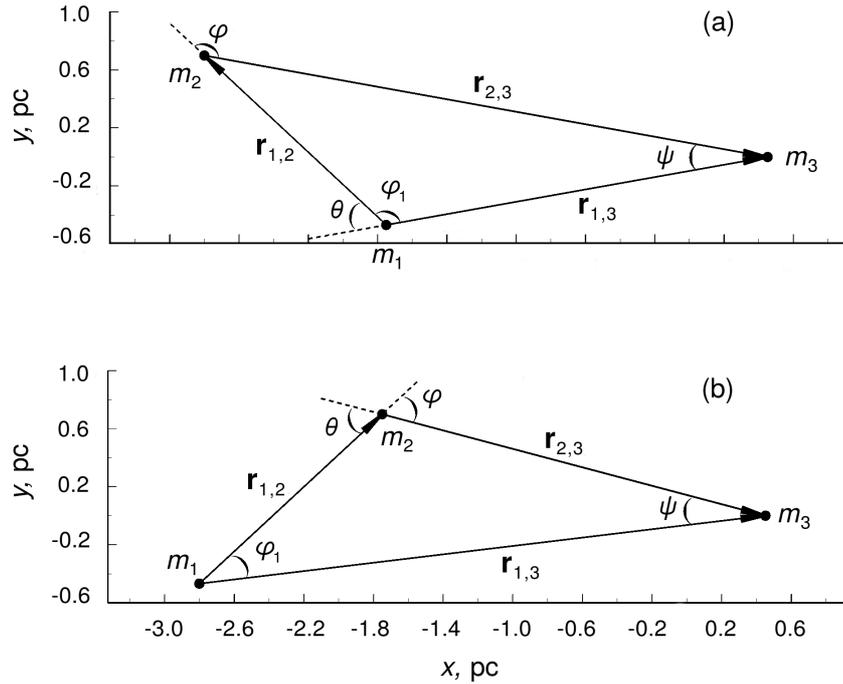


Рис. 1. Расположение векторов  $\mathbf{r}_{i,j}$  в системе гравитирующих тел.

определены из условия  $m_3 = M_n(a)$ , а при вычислении приливных расстояний  $r_{c,1,2}$  между компонентами широких ДЗ рассмотрены значения  $Q = 0.9$ ,  $\zeta_c \simeq 0.8042$ . По оценкам, сделанным в работе Danilov and Seleznev (2020), для звезд-членов скопления с величинами  $m_G \leq 18^m$  в Плеядах радиус скопления равен  $26.3 \pm 0.7$  пк, масса скопления —  $855 \pm 104 M_\odot$ , радиус ядра скопления —  $6.24$  пк, а его масса —  $665 \pm 71 M_\odot$ . В случае модели скопления (2) при  $Q = 0.7-0.9$  (и, следовательно, при  $\zeta_c = 0.6367-0.8042$ ) значения  $M_n(r_{cl}) = 665 M_\odot$  достигаются на расстояниях  $r = r_{cl} \simeq 4.503-4.745$  пк от центра скопления, а значения  $M_n(r_{cl}) = 855 M_\odot$  — на расстояниях  $r_{cl} \simeq 5.255-5.677$  пк. Таким образом, в случае системы трех точечных масс  $m_j$  для оценок

приливных расстояний  $r_{c,1,2}$  между компонентами широких ДЗ (см. ниже) можно рассматривать величины  $r_{cl} > 4.7-5.7$  пк и массы скопления  $m_3 \simeq 665-855 M_\odot$ .

Интеграл энергии  $E_{1,2,3} = const$  обсуждаемой здесь системы трех гравитирующих тел для скопления с плотностью массы, определяемой выражением (2), получен в работе Danilov (2021b, см. (13)). Следуя той же методике, для вычисления приливных расстояний  $r_{c,1,2}$  между компонентами широких ДЗ в случае  $x_2 < x_1 < x_3$ ,  $y_i \neq 0$  ( $i = 1, 2$ ) и  $y_3 = 0$  (см. рис. 1а) запишем уравнение баланса сил, действующих на звезду с массой  $m_1$  к центру скопления и силы  $\frac{\partial E_{1,2,3}}{\partial \mathbf{r}_{1,2}}$ :

$$-m_1 \left( \frac{\alpha_n}{r_{1,3}^2} + \frac{\beta_n}{r_{1,3}} \right) \cos(\varphi_1) = \frac{Gm_1 m_2}{r_{1,2}^2} + \mu_{1,2} \left[ \alpha_n \left( \frac{\cos(\varphi_1)}{r_{1,3}^2} - \frac{\cos(\varphi)}{r_{2,3}^2} \right) + \beta_n \left( \frac{\cos(\varphi_1)}{r_{1,3}} - \frac{\cos(\varphi)}{r_{2,3}} \right) \right], \quad (3)$$

где величину  $r_{2,3}$  удобно определить из третьего соотношения в (1). Подставляя  $r_{2,3}$  из (1) в (5), можно привести его к алгебраическому уравнению

восьмой степени для величины  $r_{1,2}$ , коэффициенты которого даются очень громоздкими выражениями. В данной работе решение уравнения для  $r_{1,2}$  в виде (5) после подстановки в него выражения для  $r_{2,3}$

было получено для каждой ДЗ численным методом Ньютона.

Отметим, что  $\varphi = \varphi_1 = \pi$  и  $r_{2,3} = r_{1,2} + r_{1,3}$  при  $x_2 < x_1 < x_3$ ,  $y_j = 0$  ( $j = 1, 2, 3$ ). В этом случае  $\kappa > 1$ , уравнение (5) упрощается и может быть приведено к виду:

$$\mathcal{F}(\xi) = \sum_{k=0}^4 A_k \xi^k = 0, \quad (4)$$

$$\text{где } A_0 = -\frac{Gm_1 m_2 r_{1,3}^4}{C_0}, A_1 = -\frac{2Gm_1 m_2 r_{1,3}^3}{C_0},$$

$$A_2 = -\frac{Gm_1 m_2 - m_1(\alpha_n + \beta_n r_{1,3})}{C_0} r_{1,3}^2,$$

$$A_3 = \frac{\mu_{1,2}(2\alpha_n + \beta_n r_{1,3}) + 2m_1(\alpha_n + \beta_n r_{1,3})}{C_0} r_{1,3},$$

$$A_4 = 1, C_0 = (\mu_{1,2} + m_1)(\alpha_n + \beta_n r_{1,3}),$$

$$\xi = r_{1,2}, m_{1,2} = m_1 + m_2, \mu_{1,2} = m_1 m_2 / m_{1,2}.$$

Для вычисления приливных расстояний  $r_{c,1,2}$  между компонентами ДЗ на достаточно больших расстояниях от центра скопления может быть полезной модель точечного скопления с массой  $m_3$  (см. выше). Для сравнения величин  $r_{c,1,2}$ , полученных для модели (2), с величинами  $r_{c,1,2}$  для модели точечного скопления воспользуемся интегралом энергии системы трех точечных гравитирующих тел  $\mathcal{E}_{1,2,3}$  из работы Marghal (1990). Согласно уравнению баланса силы, действующей на звезду с массой  $m_2$  со стороны скопления, и силы  $\frac{\partial \mathcal{E}_{1,2,3}}{\partial r_{1,2}}$  при  $x_1 < x_2 < x_3$ ,  $y_i \neq 0$  ( $i = 1, 2$ ) и  $y_3 = 0$  запишем:

$$\frac{(1 + \mu_1)m_2 m_3 \cos(\varphi)}{r_{2,3}^2} = \frac{m_1 m_2}{r_{1,2}^2} + \frac{m_1 m_3 \mu_2 \cos(\varphi_1)}{r_{1,3}^2}, \quad (5)$$

где  $\mu_i = m_i / m_{1,2}$  ( $i = 1, 2$ ). В случае, если  $y_j = 0$  ( $j = 1, 2, 3$ )  $\varphi = \varphi_1 = 0$ ,  $r_{1,3} = r_{1,2} + r_{2,3}$ ,  $\kappa < 1$  и уравнение (5) может быть приведено к виду (4), где

$$A_0 = -\frac{m_1 r_{2,3}^4}{m_3(1 + \mu_1)}, A_1 = -\frac{2m_1 r_{2,3}^3}{m_3(1 + \mu_1)},$$

$$A_2 = \left[ 1 - \frac{m_1 \left( \frac{\mu_2}{m_2} + \frac{1}{m_3} \right)}{1 + \mu_1} \right] r_{2,3}^2, \quad (6)$$

$$A_3 = 2r_{2,3}, A_4 = 1.$$

В случае баланса сил, действующих в рассмотренной системе гравитирующих тел на звезду с массой

$m_1$ , при  $x_2 < x_1 < x_3$ ,  $y_i \neq 0$  ( $i = 1, 2$ ) и  $y_3 = 0$ , аналогично (5), находим:

$$-\frac{(1 + \mu_2)m_1 m_3 \cos(\varphi_1)}{r_{1,3}^2} = \frac{m_1 m_2}{r_{1,2}^2} - \frac{m_2 m_3 \mu_1 \cos(\varphi)}{r_{2,3}^2}. \quad (7)$$

При  $y_j = 0$  ( $j = 1, 2, 3$ )  $\varphi = \varphi_1 = \pi$ ,  $r_{2,3} = r_{1,2} + r_{1,3}$ ,  $\kappa > 1$  и уравнение (7) может быть приведено к виду (4), где

$$A_0 = -\frac{m_2 r_{1,3}^4}{m_3(1 + \mu_2)}, A_1 = -\frac{2m_2 r_{1,3}^3}{m_3(1 + \mu_2)},$$

$$A_2 = \left[ 1 - \frac{m_2 \left( \frac{\mu_1}{m_1} + \frac{1}{m_3} \right)}{1 + \mu_2} \right] r_{1,3}^2, \quad (8)$$

$$A_3 = 2r_{1,3}, A_4 = 1.$$

Уравнения (5)–(5), (7) и формулы для коэффициентов  $A_k$  ( $k = 0, \dots, 4$ ) могут быть использованы для оценок приливных расстояний  $r_{c,1,2}$  между компонентами широких ДЗ в Плеядах и других РЗС.

Отметим, что эти уравнения и формулы, а также уравнение (4) и формулы (14) из работы Danilov (2021b), дают нижнюю оценку величин  $r_{c,1,2}$ , характерную для радиальных и близких к ним орбит ДЗ в скоплении. Верхняя оценка величин  $r_{c,1,2}$  может быть получена из рассмотрения круговых орбит центров масс ДЗ в скоплении. Однако в нестационарных РЗС круговые орбиты звезд и ДЗ быстро разрушаются из-за колебаний регулярного поля скопления (так как за полупериод такого колебания значительная часть звезд скопления приходит в область внутри такой орбиты и выходит из нее за следующий полупериод колебания). Оценки величин  $r_{c,1,2}$  для круговых орбит ДЗ могут быть полезными при обсуждении формы и радиальной вытянутости траекторий ДЗ, наблюдаемых в скоплении, а также для ДЗ, расположенных достаточно далеко от центра скопления.

Для оценки величин  $r_{c,1,2}$  в случае круговых орбит ДЗ в скоплении используем прямоугольную систему координат  $(\xi, \eta, \zeta)$ , вращающуюся с частотой  $\omega = const$  относительно центра масс исследуемой здесь системы трех гравитирующих тел в плоскости  $(x, y)$ , параллельной плоскости  $(\xi, \eta)$ . Ось  $\xi$  всегда направлена от центра скопления. Уравнения движения звезд с массами  $m_1$  и  $m_2$  вдоль оси  $\xi$  в суммарном силовом поле этих звезд и модели однородного шара-скопления с массой  $m_3$

и радиусом  $a$  имеют вид:

$$\begin{cases} m_1(\ddot{\xi}_1 - 2\omega\dot{\eta}_1 - \omega^2(r_0 + \xi_1)) = \\ -\frac{Gm_1m_2}{r_{1,2}^3}(\xi_1 - \xi_2) - \gamma m_1(\xi_1 - \xi_3), \\ m_2(\ddot{\xi}_2 - 2\omega\dot{\eta}_2 - \omega^2(r_0 + \xi_2)) = \\ -\frac{Gm_1m_2}{r_{1,2}^3}(\xi_2 - \xi_1) - \gamma m_2(\xi_2 - \xi_3), \end{cases} \quad (9)$$

где  $\dot{\xi}_i = \frac{d\xi_i}{dt}$ ,  $\dot{\eta}_i = \frac{d\eta_i}{dt}$ ,  $\ddot{\xi}_i = \frac{d^2\xi_i}{dt^2}$ ,  $t$  — время,  $r_0$  — расстояние между центрами масс ДЗ и системы трех тел,  $\gamma = Gm_3/a^3$  (см. также раздел 5.5 из работы Chandrasekhar (1942) и формулы (1) из статьи Danilov (2021b)). Начало координат системы  $(\xi, \eta, \zeta)$  совпадает с центром масс ДЗ и  $\sum_{i=1}^2 m_i \xi_i = 0$ . Полагая равными нулю скорости и ускорения звезд в системе (9), находим  $-\xi_3 = \frac{\omega^2 r_0}{\gamma} = R_0$  — равновесное расстояние центра шара-скопления (и соответствующей особой точки) от центра масс ДЗ вдоль оси  $\xi$  для системы (9). При равных нулю ускорениях и скоростях звезд уравнения системы (9) приводят к следующим соотношениям для приливных расстояний звезд от центра масс ДЗ:

$$|\xi_{i,t}|^3 = \frac{Gm_j \mu_j^2}{\omega^2 - \gamma},$$

где  $i, j = 1, 2, i \neq j$ . Поэтому  $\frac{|\xi_{2,t}|}{|\xi_{1,t}|} = \frac{m_1}{m_2}$ . Используя систему координат  $(x, y, z)$ , из условия начала координат в центре масс системы, находим:

$$\frac{R_0}{r_0} = \left(1 + \frac{m_{1,2}}{m_3}\right) > 1.$$

Величины  $r_0$  и  $R_0$  сохраняются на круговой орбите центра масс ДЗ. С учетом полученных соотношений для  $\omega^2$  и  $R_0/r_0$  имеем:

$$|\xi_{i,t}| = \mu_j \left(\frac{Gm_3}{\gamma}\right)^{1/3},$$

$i, j = 1, 2, i \neq j$ . Приливное расстояние между компонентами ДЗ равно в парсах:

$$r_{c,1,2} = |\xi_{1,t}| + |\xi_{2,t}| = a = 3.5.$$

Постоянство величин  $r_{c,1,2}$  на разных расстояниях  $R_0$  от центра однородного шара-скопления обусловлено линейными зависимостями приходящихся на единицу массы звезды модулей сил притяжения ( $\gamma R_0$ ) и центробежной ( $\omega^2 r_0$ ) от величин  $R_0$  и  $r_0$  соответственно ( $R_0 \simeq r_0$  при  $m_3 \gg m_{1,2}$ , см. выше).

Аналогичные вычисления величин  $r_{c,1,2}$  с использованием уравнений (9) в случае неоднородного шара-скопления с распределением плотности (2) и величиной

$$\gamma = \frac{\alpha_n}{r^3} + \frac{\beta_n}{r^2},$$

где  $\alpha_n = -m_3 \frac{2\zeta_c^3 G}{Q}$  и  $\beta_n = m_3 \frac{3\zeta_c^2 G}{aQ}$  (см. работу Danilov (2021b)) при  $\xi_1 > \xi_3$ ,  $\xi_2 > \xi_3$  приводят к следующим выражениям:

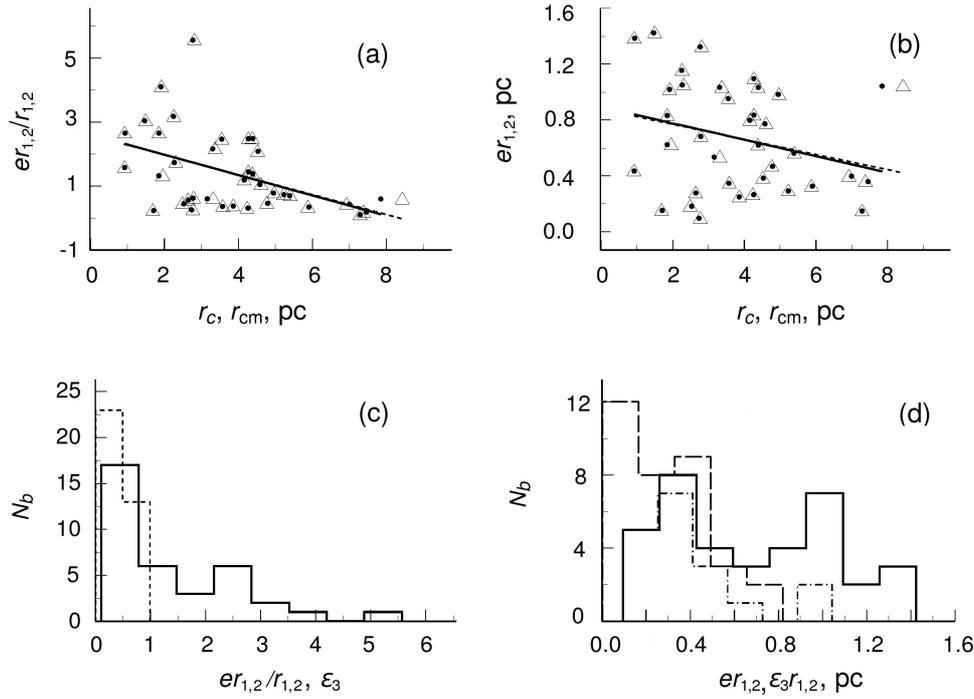
$$\begin{cases} r_{c,1,2} = (\Xi_i)^{1/3}, \text{ где} \\ \Xi_i = \frac{Gm_{1,2}\xi_i}{(\alpha_n S + \beta_n S_1) \frac{(r_0 + \xi_i)}{r_{3,1}} - P_i}, \\ S = \frac{\mu_1}{r_{3,1}^2} + \frac{\mu_2}{r_{3,2}^2}, S_1 = \frac{\mu_1^0}{r_{3,1}} + \frac{\mu_2}{r_{3,2}}, \\ P_i = \frac{\alpha_n}{r_{3,i}^2} + \frac{\beta_n}{r_{3,i}} \\ \text{при } \xi_i > 0, i = 1, 2. \end{cases} \quad (10)$$

В формулах (10) величины  $r_{3,i} = \xi_i - \xi_3$ ,  $\frac{r_{3,2}}{r_{3,1}} = \frac{R_0 + \xi_2}{R_0 + \xi_1}$ .

### 3. ПАРАМЕТРЫ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОРИЕНТАЦИИ ВЕКТОРОВ $\mathbf{r}_{1,2}$ ШИРОКИХ ДЗ

Для проведения оценок параметров ориентации векторов  $\mathbf{r}_{1,2}$  широких ДЗ в Плеядах использовались данные работы Danilov (2021a) о 36 таких парах звезд и данные об одиночных звездах-компонентах ДЗ, полученные в работе Danilov and Seleznev (2020).

Пусть  $r_{1,2}$  и  $er_{1,2}$  — расстояния между компонентами ДЗ и их погрешности, обусловленные погрешностями в пространственных координатах одиночных звезд-компонентов ДЗ. Обозначим величиной  $er_{1,2}/r_{1,2}$  относительные погрешности величин  $r_{1,2}$ . На рис. 2a,b приведены величины  $er_{1,2}/r_{1,2}$  и  $er_{1,2}$  в зависимости от  $r_c = \frac{r_1 + r_2}{2}$  и  $r_{cm} = \frac{m_1 r_1 + m_2 r_2}{m_1 + m_2}$ , где  $m_i$  и  $r_i$  ( $i = 1, 2$ ) — массы и расстояния звезд-компонентов ДЗ от центра скопления. Отметим, что погрешности величин  $r_{1,2}$  для маломассивных звезд-компонентов ДЗ в значительной степени обусловлены погрешностями в расстояниях таких звезд от Солнца. Указанные на рис. 2a, 2b величины  $er_{1,2}/r_{1,2} > 1$  и  $er_{1,2} > 1$  пк получены для ДЗ с массами  $m_i$  одного или двух компонентов из интервала  $m_{\min} < m_i \lesssim 1 M_\odot$  ( $i = 1, 2$ ), где, согласно оценкам Danilov and Seleznev (2020) и Danilov (2021a),



**Рис. 2.** (a) и (b) — положения широких ДЗ на плоскостях  $(r_c, er_{1,2}/r_{1,2})$ ,  $(r_{cm}, er_{1,2}/r_{1,2})$  и  $(r_c, er_{1,2})$ ,  $(r_{cm}, er_{1,2})$  соответственно, где  $r_c$  и  $r_{cm}$  — средние и средние по массе расстояния компонентов ДЗ от центра скопления,  $er_{1,2}$  и  $er_{1,2}/r_{1,2}$  — погрешности и относительные погрешности расстояний  $r_{1,2}$  между компонентами ДЗ. Точками показаны положения ДЗ на плоскостях  $(r_c, er_{1,2}/r_{1,2})$  и  $(r_c, er_{1,2})$ , треугольниками — на плоскостях  $(r_{cm}, er_{1,2}/r_{1,2})$  и  $(r_{cm}, er_{1,2})$ . Линейные регрессионные зависимости величин  $er_{1,2}/r_{1,2}$ ,  $er_{1,2}$  от  $r_c$  и  $r_{cm}$  показаны сплошными и штриховыми линиями соответственно. (c) — гистограммы распределений широких ДЗ в Плеядах по величинам  $er_{1,2}/r_{1,2}$  (сплошная линия) и  $\epsilon_3$  (штриховая линия) соответственно. (d) — гистограммы распределений широких ДЗ в Плеядах по величинам  $er_{1,2}$  (сплошная и штрихпунктирная линии) и  $\epsilon_3 r_{1,2}$  (штриховая линия) соответственно. Гистограмма  $N_b(er_{1,2})$  распределения ДЗ с  $er_{1,2}/r_{1,2} \leq 0.79$  на рис. 2d показана штрихпунктирной линией.

$m_{\min} \simeq 0.52 M_{\odot}$  — наименьшая масса для рассмотренных здесь одиночных звезд-компонентов ДЗ. Как видно на рис. 2a, 2b, величины  $er_{1,2}/r_{1,2}$  и  $er_{1,2}$  в среднем убывают с расстоянием  $r$  ДЗ от центра скопления. Зависимости величин  $er_{1,2}/r_{1,2}$  и  $er_{1,2}$  от  $r_c$  и  $r_{cm}$  могут быть аппроксимированы соотношениями

$$er_{1,2}/r_{1,2} \simeq (2.6 \pm 0.4) - (0.3 \pm 0.1)r,$$

где  $r = r_c, r_{cm}$ ,

$$er_{1,2} \simeq (0.90 \pm 0.15) - (0.06 \pm 0.04)r_c,$$

$$er_{1,2} \simeq (0.88 \pm 0.15) - (0.05 \pm 0.03)r_{cm}.$$

Такая зависимость для  $er_{1,2}/r_{1,2}$  обусловлена тем, что величины  $r_{1,2}$  убывают с уменьшением  $r$  (см. рис. 2b в работе Danilov (2021a)), а зависимости от  $r$  величин  $er_{1,2}$  в основном обусловлены влиянием на  $er_{1,2}$  более массивных компонентов широких ДЗ в ядре скопления (согласно Danilov and Seleznev (2020), массы звезд в Плеядах в среднем убывают с увеличением расстояния от центра скопления, а

для более массивных и ярких звезд погрешности оценок экваториальных координат возрастают).

Согласно рис. 2b, наибольшие значения  $er_{1,2} \leq 1.43$  пк достигаются на расстояниях от центра скопления  $r \simeq 1.47$ – $1.50$  пк (в ядре скопления с радиусом  $r_{cl} \simeq 2.5$ – $2.8$  пк (Danilov 2021b)).

Отметим, что бóльшие из приливных расстояний  $r_{c,1,2}$  для широких ДЗ, расположенных в Плеядах на таких расстояниях от центра скопления, в несколько раз превышают величину  $er_{1,2} \simeq 1.43$  пк, и поэтому указанные оценки величин  $r_{1,2}$  вполне могут быть использованы для анализа устойчивости широких ДЗ в регулярном поле сил этого скопления (см. ниже). С удалением от центра скопления величины  $er_{1,2}/r_{1,2}$  и  $er_{1,2}$  убывают (см. рис. 2a, 2b) и величины  $er_{1,2}$  остаются меньшими, чем  $r_{1,2}$  и  $r_{c,1,2}$  (или в некоторых случаях величины  $er_{1,2}$  оказываются сравнимы с меньшими величинами  $r_{c,1,2}$ ), что также позволяет провести анализ устойчивости широких ДЗ в регулярном поле скопления (см. ниже).

Отметим, что возможность вычисления величин  $r_{c,1,2}$  ограничена следующими условиями:

$$r_{1,2} > 0, |\cos(\varphi)| \leq 1, |\cos(\varphi_1)| \leq 1, \quad (11)$$

см. также (1).

Пусть  $\kappa$  равна отношению массы ближайшего к центру скопления компонента ДЗ к массе более далекого от центра компонента этой ДЗ. Ограничения (11) при использовании соотношений (1) приводят к тому, что величины  $\varphi, \varphi_1 \rightarrow 0$  при  $\kappa < 1$  и  $\varphi, \varphi_1 \rightarrow \pi$  при  $\kappa > 1$  по мере приближения величины  $r_{1,2}$  к минимальному и максимальному значениям (это обнаруживается при варьировании величин  $r_{1,2}$  в пределах интервалов  $[r_{1,2} - er_{1,2}, r_{1,2} + er_{1,2}]$ ). Вблизи указанных в (11) ограничений на величину  $r_{1,2}$  пространственная ориентация векторов  $\mathbf{r}_{1,2}$  ДЗ близка к радиальной относительно центра скопления (см. рис. 1), а общее решение квадратных уравнений (1) при  $|\cos(\varphi)| = |\cos(\varphi_1)| = 1$  может быть записано в следующем виде:  $r_{1,2} = |r_{2,3} \mp r_{1,3}|$ . Обозначим минимальное и максимальное значения  $r_{1,2}$  как  $r_{1,2,\min} = |r_{2,3} - r_{1,3}|$  и  $r_{1,2,\max} = r_{2,3} + r_{1,3}$  соответственно. Корень  $r_{1,2,\max}$  реализуется при  $\psi = \pi$  (см. рис. 1). Отметим, что для всех 36 рассмотренных широких ДЗ величина  $r_{1,2,\min} > r_{1,2} - er_{1,2}$ , а для одной из ДЗ величина  $r_{1,2,\max} < r_{1,2} + er_{1,2}$ , что дает возможность для этой ДЗ уменьшить  $er_{1,2}$  и максимальное значение  $r_{1,2}$  до величины  $r_{1,2,\max}$ , а для всех 36 ДЗ позволяет увеличить минимальные значения  $r_{1,2}$  до величины  $r_{1,2,\min}$  при вычислении величин  $r_{c,1,2}$ . Обозначим

$$\varepsilon_3 = \frac{r_{1,2} - r_{1,2,\min}}{r_{1,2}},$$

тогда  $\varepsilon_3 r_{1,2} = r_{1,2} - r_{1,2,\min}$ .

На рис. 2с, 2d приведены гистограммы распределений широких ДЗ в Плеядах по величинам  $er_{1,2}/r_{1,2}$  и  $er_{1,2}$ , а также по величинам  $\varepsilon_3$  и  $\varepsilon_3 r_{1,2}$ . Среднее значение  $r_{1,2}$  по выборке, включающей 36 ДЗ, равно  $\langle \overline{r_{1,2}} \rangle_{36} = 0.68 \pm 0.07$  пк; соответствующие средние значения величин  $er_{1,2}/r_{1,2}$  и  $er_{1,2}$  равны:

$$\langle \overline{er_{1,2}/r_{1,2}} \rangle_{36} = 1.42 \pm 0.21,$$

$$\langle \overline{er_{1,2}} \rangle_{36} = 0.67 \pm 0.06 \text{ пк.}$$

Для 18 ДЗ из 36 рассмотренных пар звезд величины  $er_{1,2}/r_{1,2} \leq 0.79$ . Средние по этим 18 ДЗ величины  $r_{1,2}$ ,  $er_{1,2}/r_{1,2}$  и  $er_{1,2}$  равны значениям:

$$\langle \overline{r_{1,2}} \rangle_{18} = 0.92 \pm 0.10 \text{ пк,}$$

$$\langle \overline{er_{1,2}/r_{1,2}} \rangle_{18} = 0.46 \pm 0.05,$$

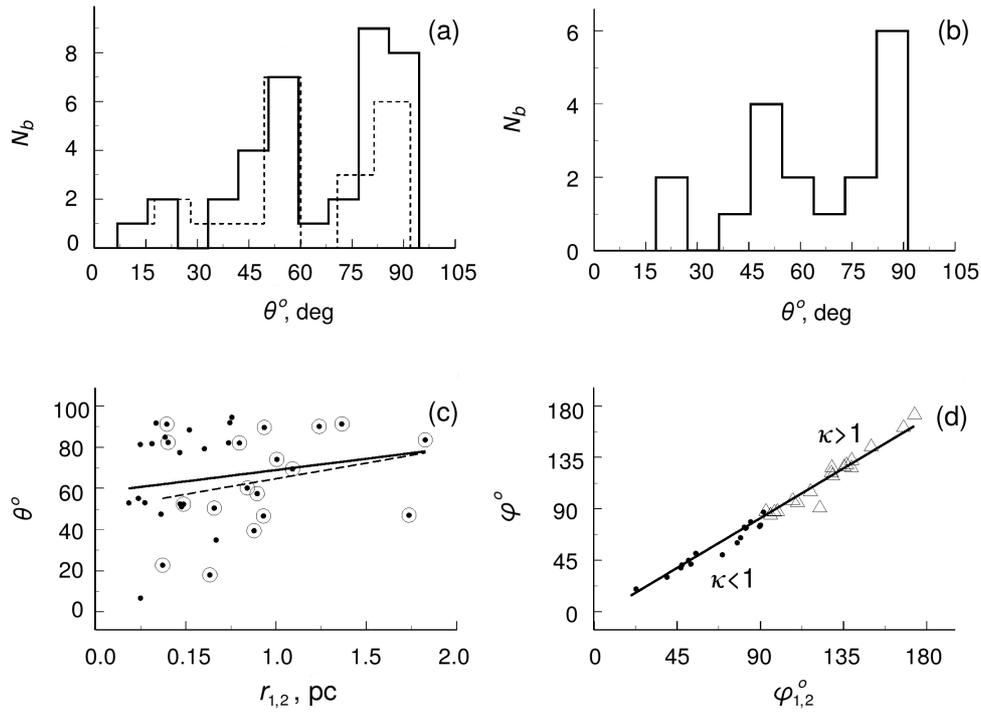
$$\langle \overline{er_{1,2}} \rangle_{18} = 0.41 \pm 0.06 \text{ пк.}$$

Параметры распределения ДЗ по величинам  $\varepsilon_3$  обсуждаются в разделе 4 данной работы. Согласно рис. 2с, 2d величины  $\varepsilon_3$  и  $\varepsilon_3 r_{1,2}$  в среднем достаточно малы по сравнению с величинами  $er_{1,2}/r_{1,2}$  и  $er_{1,2}$  соответственно. В этих случаях величины  $r_{1,2}$  и  $r_{1,2,\min}$  удовлетворяют условиям (11) и вполне могут быть использованы для оценок величин  $r_{c,1,2}$  (см. также раздел 4 данной работы). При достаточно малых  $er_{1,2}$  и  $er_{1,2}/r_{1,2}$  (см. рис. 2с, 2d и раздел 4 данной работы) величины  $r_{1,2} + er_{1,2}$  также удовлетворяют условиям (11) и могут быть использованы для оценок величин  $r_{c,1,2}$ .

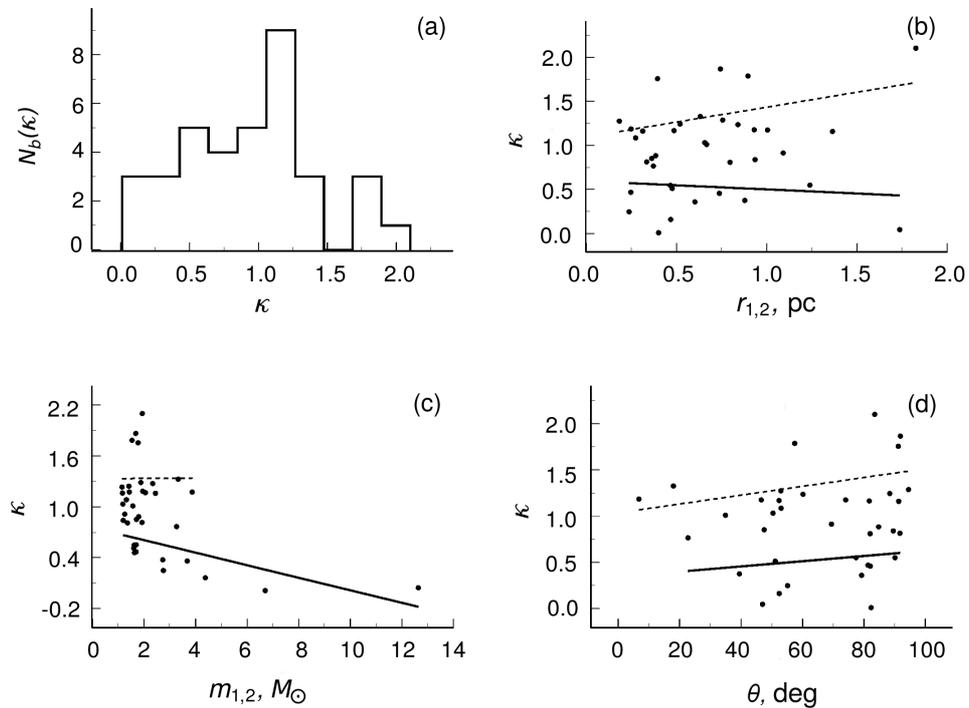
На рис. 2d заметны две группы ДЗ вблизи  $er_{1,2} = 0.35$  и 1.0 пк. Группа ДЗ с локальным максимумом  $N_b$  вблизи  $er_{1,2} = 0.35$  пк в основном состоит из ДЗ с  $er_{1,2}/r_{1,2} \leq 0.79$  (две ДЗ из этой группы с малыми  $er_{1,2}/r_{1,2}$  участвуют в формировании локального максимума  $N_b$  вблизи  $er_{1,2} = 1.0$  пк на рис. 2d). Вероятно, эти локальные максимумы на распределении ДЗ на рис. 2d обусловлены действием двух разных причин формирования погрешностей  $er_{1,2}$  (см. выше), так как максимум вблизи  $er_{1,2} = 0.35$  пк образован преимущественно ДЗ с большими массами  $m_{1,2} = m_1 + m_2$ , чем максимум вблизи  $er_{1,2} = 1.0$  пк (средняя по 18 ДЗ с  $er_{1,2}/r_{1,2} \leq 0.79$  масса широкой пары звезд равна  $\langle \overline{m_{1,2}} \rangle_{18} = 2.87 \pm 0.66 M_\odot$ , медианная масса  $\langle m_{1,2} \rangle_{18} \simeq 1.86 M_\odot$ , а при  $er_{1,2}/r_{1,2} > 0.79$  средняя масса ДЗ равна  $\langle \overline{m_{1,2}} \rangle_{18} = 2.01 \pm 0.19 M_\odot$ , медианная масса  $\langle m_{1,2} \rangle_{18} \simeq 1.70 M_\odot$ ).

На рис. 3а, 3б приведены гистограммы распределений широких ДЗ в Плеядах по величине  $\theta$  (получены с использованием формул (1) и соотношений между углами  $\theta, \varphi$  и  $\varphi_1$ ). Согласно рис. 3а, наибольшее число ДЗ находится в интервале значений  $\theta \in [75^\circ; 92^\circ]$ . Эти ДЗ ориентированы в большинстве случаев в направлении, близком к перпендикулярному направлению на центр скопления. Это согласуется как с оценками положительных полных энергий широких ДЗ в Плеядах (Danilov 2021a, рис. 4), так и с выводом работы Danilov (2021b) о том, что распад широких ДЗ может происходить в основном в направлении, перпендикулярном направлению на центр скопления.

На рис. 3а наблюдается также локальный максимум распределения вблизи  $\theta \simeq 55^\circ$ . Видно, что этот максимум сформирован главным образом более тесными парами звезд с  $r_{1,2} < 0.67$  пк. Согласно рис. 3б, распределение ДЗ с  $er_{1,2}/r_{1,2} \leq 0.79$  по величине  $\theta$  практически повторяет особенности распределения 36 ДЗ по величине  $\theta$ , что указывает на возможность использования данных о 18 ДЗ с  $er_{1,2}/r_{1,2} > 0.79$  при обсуждении характеристик рассмотренных широких пар звезд в Плеядах.



**Рис. 3.** (a), (b) — гистограммы распределения широких ДЗ в Плеядах по величине  $\theta$ : (a) — сплошной линией показано распределение для 36 ДЗ, штриховой линией показано распределение 21 ДЗ с  $r_{1,2} < 0.67$  пк; (b) — распределение 18 ДЗ с  $er_{1,2}/r_{1,2} < 0.79$ ; (c) — положения ДЗ на плоскости  $(r_{1,2}, \theta)$ . Кружками обозначены ДЗ с  $er_{1,2}/r_{1,2} < 0.79$ ; сплошной и штриховой линиями показаны линейные регрессионные зависимости  $\theta$  от  $r_{1,2}$ , полученные для ДЗ с  $er_{1,2}/r_{1,2} > 0.79$  и  $er_{1,2}/r_{1,2} \leq 0.79$  соответственно; (d) — зависимость  $\varphi$  от  $\varphi_{1,2}$  для широких ДЗ в Плеядах.



**Рис. 4.** (a) — гистограмма распределения широких ДЗ по величине  $\kappa$  в Плеядах. (b), (c) и (d) — положения ДЗ в плоскостях  $(r_{1,2}, \kappa)$ ,  $(m_{1,2}, \kappa)$  и  $(\theta, \kappa)$  соответственно. Штриховой и сплошной линиями показаны линейные регрессионные зависимости  $\kappa$  от  $r_{1,2}$ ,  $m_{1,2}$  и  $\theta$ , полученные для ДЗ с  $\kappa > 1$  и  $\kappa < 1$  соответственно.

На рис. 3с приведены положения ДЗ на плоскости  $(r_{1,2}, \theta)$ . Кружками обозначены ДЗ с  $er_{1,2}/r_{1,2} < 0.79$ . Зависимости  $\theta$  от  $r_{1,2}$ , полученные для ДЗ с  $er_{1,2}/r_{1,2} > 0.79$  и  $er_{1,2}/r_{1,2} \leq 0.79$ , могут быть аппроксимированы линейными соотношениями

$$\theta = (58.0 \pm 7.7) + (11.0 \pm 9.8)r_{1,2},$$

$$\theta = (49.9 \pm 13.4) + (15.2 \pm 13.4)r_{1,2}$$

соответственно (здесь  $r_{1,2}$  в пк). Эти зависимости показывают в среднем слабое увеличение  $\theta$  с ростом  $r_{1,2}$  и хорошо согласуются между собой, что также говорит о возможности использования ДЗ с  $er_{1,2}/r_{1,2} > 0.79$  для обсуждения характеристик 36 широких ДЗ в Плеядах.

На рис. 3d приведены положения 36 широких ДЗ Плеяд на плоскости  $(\varphi_1, \varphi)$ . Треугольниками обозначены положения ДЗ с  $\kappa > 1$ , точками показаны положения ДЗ с  $\kappa < 1$ . Зависимость  $\varphi$  от  $\varphi_1$  может быть аппроксимирована линейным соотношением  $\varphi = (-5.11 \pm 2.38) + (0.97 \pm 0.02)\varphi_1$ . При  $\varphi, \varphi_1 < 90^\circ$  величина  $\kappa < 1$ , при  $\varphi, \varphi_1 > 90^\circ$  величина  $\kappa > 1$ . Такого вида зависимости могут быть использованы при моделировании динамики широких ДЗ в РЗС.

На рис. 4а приведена гистограмма распределения 36 широких ДЗ в Плеядах по величинам  $\kappa$ . Среднее значение  $\kappa$  по этим ДЗ получено равным  $\bar{\kappa} = 0.94 \pm 0.08$ , медианное значение ( $\bar{\kappa}$ )  $\simeq 0.96$ . Наибольшее число ДЗ наблюдается вблизи  $\kappa \simeq 1.15$ . Отметим, что распределение  $N_b = N_b(\kappa)$  и его характеристики  $\langle \kappa \rangle$  и  $\bar{\kappa}$  могут быть использованы для сравнения с результатами численного моделирования динамики Плеяд и других РЗС. Согласно Danilov (2021b), такие ДЗ формируются в результате колебаний регулярного поля скопления. Поэтому параметры и особенности распределений широких ДЗ на рис. 3а, 3б и рис. 4а могут содержать информацию о предшествующей динамической эволюции Плеяд. Наличие широких ДЗ в РЗС и особенности распределений таких ДЗ по величинам  $r_{1,2}$ ,  $\theta$ ,  $\kappa$  и другим параметрам для РЗС могут быть индикаторами их нестационарности в регулярном поле.

На рис. 4б, 4с, 4д приведены положения ДЗ в плоскостях  $(r_{1,2}, \kappa)$ ,  $(m_{1,2}, \kappa)$ ,  $(\theta, \kappa)$  соответственно. Штриховой линией на рис. 4б, 4с, 4д показаны регрессионные зависимости

$$\kappa = (1.10 \pm 0.14) + (0.34 \pm 0.17)r_{1,2},$$

$$\kappa = (1.34 \pm 0.22) + (0.00 \pm 0.11)m_{1,2},$$

$$\kappa = (1.035 \pm 0.187) + (0.005 \pm 0.003)\theta$$

соответственно, полученные для ДЗ с  $\kappa > 1$ . Сплошными линиями на рис. 4б, 4с, 4д показаны регрессионные зависимости

$$\kappa = (0.60 \pm 0.14) - (0.09 \pm 0.18)r_{1,2},$$

$$\kappa = (0.76 \pm 0.08) - (0.07 \pm 0.02)m_{1,2},$$

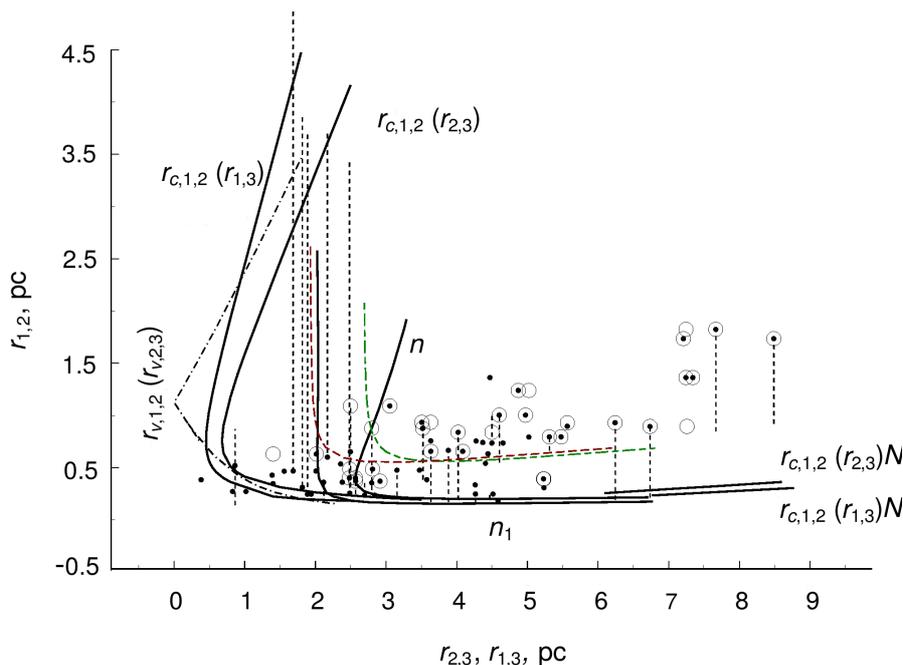
$$\kappa = (0.34 \pm 0.25) + (0.003 \pm 0.004)\theta$$

соответственно, полученные для ДЗ с  $\kappa < 1$ . Таким образом, величины  $\kappa$  при  $\kappa > 1$  в среднем слабо возрастают с увеличением  $r_{1,2}$ ,  $\theta$  и почти постоянны с увеличением  $m_{1,2}$ . Кроме того, величины  $\kappa$  в среднем слабо убывают с увеличением  $r_{1,2}$ ,  $m_{1,2}$  и практически не меняются с увеличением  $\theta$  при  $\kappa < 1$ . Эти зависимости могут быть использованы при моделировании динамики широких ДЗ в РЗС. Отметим, что широкие ДЗ с  $\kappa > 1$  и  $\kappa < 1$  по-разному распределены в Плеядах, что вполне может быть вызвано разными приливными ограничениями на такие ДЗ в результате действия на них регулярного силового поля скопления (см. ниже).

#### 4. ПРИЛИВНЫЕ РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ КОМПОНЕНТАМИ ШИРОКИХ ДЗ

Согласно оценкам Danilov and Seleznev (2020), средняя масса одиночной звезды из выборки II звезд Плеяд с величинами  $m_G < 15^m$  равна  $\bar{m} = 1.04 \pm 0.21 M_\odot$ . Следуя работе Danilov (2021b), рассмотрим ДЗ с  $m_1 = 1.246 M_\odot$ ,  $m_2 = 0.834 M_\odot$ ,  $m_{1,2} = 2\bar{m} = 2.08 M_\odot$ , а  $q = m_2/m_1 \simeq 0.67$ . Как и прежде, рассмотрим широкую ДЗ с  $r_{1,2} = a(2/\mu_3)^{1/3} \simeq 0.757$  пк при  $a = 3.5$  пк и  $\mu_3 = m_3/m_{1,2}$ ,  $m_3 = 411 M_\odot$ , см. выше. Для оценок приливных расстояний между компонентами ДЗ при  $r > R_c$  использовалась модель неоднородного скопления с распределением плотности, указанной в уравнении (2), параметрами  $Q = 0.7, 0.9$  и  $\zeta_c = 0.6367, 0.8042$  соответственно (см. Danilov (2021b)) и массой  $M_n(r) > 411 M_\odot$ , а также точечная модель скопления (см. выше).

Для случаев ориентации векторов  $\mathbf{r}_{1,2}$  ДЗ вдоль радиус-вектора  $\mathbf{r}$  в Плеядах на рис. 5 сплошными линиями приведены обозначенные буквами  $n$  и  $n_1$  зависимости  $r_{c,1,2}$  от  $r_{2,3}$  и  $r_{1,3}$  соответственно. Эти зависимости получены в результате решения уравнений (14) из работы Danilov (2021b) и (4) из данной работы для модели скопления с  $Q = 0.9$  и  $\zeta_c \simeq 0.8042$  (при использовании параметров  $Q = 0.7$  и  $\zeta_c \simeq 0.6367$  кривые, обозначенные буквами  $n$  и  $n_1$  на рис. 5, сдвигаются вдоль оси абсцисс в область меньших значений  $r_{2,3}$  и  $r_{1,3}$  на 0.35–0.45 пк). Величины  $r_{c,1,2}(r_{2,3})$  в нижней части рис. 5 (при  $r > a$ ) убывают до значений 0.204 пк с увеличением  $r_{2,3}$  до 4.70 пк, а затем слабо возрастают (величины  $r_{c,1,2}(r_{1,3})$  убывают до значений



**Рис. 5.** Зависимости от  $r_{1,3}$  и  $r_{2,3}$  величин  $r_{c,1,2}$  (сплошные линии) для ДЗ с  $m_{1,2} = 2\langle m \rangle \simeq 2.08M_{\odot}$  и  $q = \langle m_2/m_1 \rangle \simeq 0.67$  в однородной и неоднородной по плотности моделях Плеяд (кривые для неоднородной модели скопления обозначены буквами  $n$  и  $n_1$ ). Штрихпунктирными линиями показаны зависимости  $r_{v,1,2}$  от  $r_{2,3} = r_{v,2,3}$  для однородной модели скопления (величины  $r_{v,2,3}$  получены для двух положительных корней уравнения (8) из работы Danilov (2021b) для величины  $r_{v,1,2}$ ). Вертикальные штриховые линии связывают между собой величины  $r_{1,2}$  и  $r_{c,1,2}$  для одного из компонентов наблюдаемых ДЗ в модели неоднородного скопления. Кружками обозначены компоненты ДЗ с  $er_{1,2}/r_{1,2} < 0.79$ . Зеленой и красной штриховыми линиями показаны зависимости  $r_{c,1,2}$  от  $r_{3,1} = r_{1,3}$  для ДЗ с круговыми орбитами в скоплении при  $\kappa > 1, \xi_2 > 0$  и  $\kappa < 1, \xi_1 > 0$  соответственно.

0.157 пк с увеличением  $r_{1,3}$  до 3.76 пк, а затем слабо возрастают). Отметим, что при  $r_{1,3} < 2$  пк и  $\kappa > 1$  (см. кривую  $n_1$  на рис. 5) сила притяжения скоплением звезды  $m_1$  меньше суммы сил взаимного притяжения компонентов ДЗ и сжатия ДЗ регулярным полем скопления; баланс этих сил невозможен, положительные корни соответствующего уравнения (4) при  $r_{1,3} < 2$  пк отсутствуют. В этой области для анализа приливных ограничений на ДЗ необходимо учитывать оценки величин  $r_{v,1,2}$  и условие нулевых относительных скоростей компонентов ДЗ (кривые  $r_{v,1,2}(r_{2,3})$  из работы Danilov (2021b) приведены на рис. 5 штрихпунктирными линиями и соответствуют случаю  $\kappa < 1$ ). Различия между кривыми зависимостей  $r_{c,1,2}$  от  $r_{2,3}$  и  $r_{1,3}$ , обозначенных буквами  $n$  и  $n_1$  в области  $r < 3$  пк на рис. 5, указывает на различие приливных ограничений на широкие ДЗ с  $\kappa < 1$  и  $\kappa > 1$  в регулярном силовом поле скопления.

Зависимости  $r_{c,1,2}(r_{2,3})$  и  $r_{c,1,2}(r_{1,3})$ , соответственно  $r_{c,1,2}(r_{2,3})N$  и  $r_{c,1,2}(r_{1,3})N$  на рис. 5, показаны сплошными линиями при  $r > 6$  пк. Они найдены с помощью уравнений (4) с коэффициентами из уравнений (6) и (8) для  $A_k$  ( $k = 0, \dots, 4$ )

в случае модели точечного скопления с массой  $m_3 = 665 M_{\odot}$  (см. выше). Согласно рис. 5, величины  $r_{c,1,2}$  возрастают с увеличением  $r$ .

Также на рис. 5 для  $r_{1,2} < 4.5$  пк сплошными линиями приведены кривые  $r_{c,1,2}(r_{2,3})$  и  $r_{c,1,2}(r_{1,3})$ , полученные в работе Danilov (2021b) для модели однородного шара, приближенно имитирующей центральные части скопления Плеяды в интервале расстояний от его центра  $r \in (0; 1.8-2.5]$  пк.

Штрихпунктирными линиями на рис. 5 приведены решения  $r_{v,1,2}(r_{2,3})$  уравнения (8) из работы Danilov (2021b). Для вычисления приливных расстояний  $r_{v,1,2}$  между компонентами ДЗ в указанной работе использовались условие равенства нулю относительных скоростей компонентов ДЗ, а также интегралы энергии движения ДЗ и ее центра масс в скоплении.

Зеленые и красные штриховые линии на рис. 5 соответствуют зависимостям, которые получены с использованием формул (10) для ДЗ с  $r_{1,2} \simeq 0.757$  пк и круговыми орбитами центров масс ДЗ в модели скопления с  $Q = 0.7$  и  $\zeta_c = 0.6367$ . Различия между зеленой и красной кривыми

так же, как и в случае радиальных орбит ДЗ, указывает на различие приливных ограничений на широкие ДЗ с  $\kappa > 1$  и  $\kappa < 1$  в регулярном поле скопления. Большие (приблизительно в три раза при  $r_{1,3} \simeq 3.5\text{--}6.0$  пк) значения  $r_{c,1,2}$  для ДЗ с круговыми орбитами в сравнении с  $r_{c,1,2}$  для ДЗ с радиальными орбитами обусловлены компенсацией силы притяжения скопления центробежной силой в уравнениях баланса сил, действующих на исследуемую звезду-компонент ДЗ со стороны скопления и второго компонента ДЗ. Увеличение  $r_{c,1,2}$  с увеличением  $r_{3,1}$  при  $r_{3,1} > 3.5$  пк для ДЗ с круговыми орбитами обусловлено уменьшением модуля регулярной силы скопления, плотности и массы скопления, распределенной между компонентами широкой ДЗ.

Точками на рис. 5 показаны положения компонентов широких ДЗ, согласно Danilov (2021a, рис. 2b). Кружками на этом рисунке обозначены ДЗ с  $er_{1,2}/r_{1,2} \leq 0.79$ . Отсутствие точки внутри кружка указывает на наличие заметных градиентов плотности в распределении звезд в окрестностях этой ДЗ, влияющих на выбор ближайшего к рассмотренной одиночной звезде компонента ДЗ. Согласно рис. 5, практически все точки (и кружки) расположены выше меньших приливных расстояний между компонентами ДЗ (за исключением компонентов трех ДЗ вблизи центра скопления), что согласуется с оценками положительных полных энергий широких ДЗ (Danilov 2021a, рис. 4). Поэтому основной причиной наличия такого большого числа широких ДЗ в Плеядах является регулярное поле скопления, которое удерживает компоненты ДЗ вблизи друг друга и препятствует быстрому распаду такой пары. В значительной степени удержания широких пар от быстрого распада зависит от пространственной ориентации их векторов  $\mathbf{r}_{1,2}$  (Danilov 2021b). Отметим, что положения точек и кружков с точками на рис. 5 в значительной степени согласуются между собой (точки и кружки с точками группируются в одних и тех же областях диаграммы на рис. 5), что указывает на возможность использования для анализа приливных ограничений на ДЗ и оценок  $r_{1,2}$  с  $er_{1,2}/r_{1,2} > 0.79$ .

При оценке величин  $r_{c,1,2}$  в случае произвольной ориентации векторов  $\mathbf{r}_{1,2}$  для ДЗ в Плеядах использовались данные о массах и координатах звезд-компонентов 36 ДЗ из работ Danilov (2021a), Danilov and Seleznev (2020) и модель скопления (2) с параметрами  $Q = 0.7$ ,  $\zeta_c \simeq 0.6367$ . Она точнее описывает радиальное распределение плотности в Плеядах (см. рис. 10b из Danilov and Seleznev (2020)) в области  $r \gtrsim R_c$  вблизи границы ядра скопления, чем модель с параметрами  $Q = 0.9$ ,  $\zeta_c \simeq 0.8042$ . Оценки величин  $r_{c,1,2}$  для таких случаев удалось получить лишь для 26 ДЗ с помощью

уравнений общего вида из работы Danilov (2021b) и уравнения (5) данной работы, содержащих углы  $\varphi$  и  $\varphi_1$ , неравные 0 или  $\pi$ . Вероятно, это вызвано большим числом ДЗ с  $\theta \in (75^\circ; 92^\circ]$  (см. рис. 3a, 3b), так как влияние регулярного поля скопления на ДЗ проявляется лишь на достаточно больших расстояниях от центра скопления (Danilov 2021b, рис. 2b). Вертикальные штриховые линии на рис. 5 связывают между собой величины  $r_{1,2}$  и  $r_{c,1,2}$  для одного из компонентов наблюдаемых ДЗ в модели неоднородного скопления.

Лишь для одной ДЗ с  $r_{1,3} \simeq 0.86$  пк оказалось возможным определить два значения  $r_{c,1,2} \simeq 0.14, 0.87$  пк при  $r_{1,2} \simeq 0.52$  пк (см. рис. 5). В этом случае ДЗ с массой  $m_{1,2} \simeq 1.42 M_\odot$  оказывается захваченной в области между двумя ветвями решений для  $r_{c,1,2}$  уравнения (5) баланса сил, действующих на более массивную звезду-компонент ДЗ со стороны скопления и второй звезды-компонента ДЗ.

Согласно рис. 5, приливные расстояния  $r_{c,1,2}$  для ДЗ, расположенных в пределах ядра скопления ( $r < 2.5\text{--}2.8$  пк), больше или значительно больше (примерно в 10 раз) величин  $r_{1,2}$ . Вертикальные штриховые линии для компонентов пяти ДЗ при  $r \simeq 1.7\text{--}2.1$  пк направлены вверх от точек, соответствующих этим компонентам; одна из этих точек (отмеченная кружком на рис. 5 и расположенная вблизи  $r_{2,3} \simeq 2.1$  пк) соответствует компоненту ДЗ с достаточно малой величиной  $er_{1,2}/r_{1,2} \simeq 0.46$ . Так как для этих пяти ДЗ получены достаточно близкие между собой большие значения  $r_{c,1,2}$  (см. рис. 5) то среди всех параметров ДЗ доминирующую роль в оценках приливных расстояний  $r_{c,1,2}$  играет расположение этих ДЗ в ядре скопления (то есть величина  $r$  и условие  $r < 2.5\text{--}2.8$  пк). Обозначим

$$\varepsilon_0 = \frac{r_{1,2,\max} - r_{1,2,\min}}{2er_{1,2}},$$

$$\varepsilon_1 = \frac{r_{1,2} - r_{1,2,\min}}{er_{1,2}},$$

$$\varepsilon_2 = \frac{r_{1,2,\max} - r_{1,2}}{er_{1,2}},$$

$$\varepsilon_4 = \frac{r_{1,2,\max} - r_{1,2}}{r_{1,2}}.$$

Среднее по 36 ДЗ значение  $(\overline{\varepsilon_0})_{36}$  равно  $0.77 \pm 0.03$  при  $\varepsilon_0 \in (0.5; 1.0]$ , а медианное —  $\langle \varepsilon_0 \rangle_{36} \simeq 0.71$ . Таким образом, уточнение допустимого интервала погрешностей для величин  $r_{1,2}$  с помощью ограничений (11) позволяет уменьшить ширину интервала погрешностей в  $r_{1,2}$  в среднем

**Таблица 1.** Оценки средних величин  $r_{1,2}$ ,  $r_{c,1,2}$ ,  $r_{1,2,\min}$ ,  $r_{c,1,2,\min}$ ,  $r_{1,3}$  для групп широких двойных звезд в Плеядах

1	$n$	$\kappa$	$(\overline{r_{1,2}})_n$ , ПК	$(\overline{r_{c,1,2}})_n$ , ПК	$(\overline{r_{1,2,\min}})_n$ , ПК	$(\overline{r_{c,1,2,\min}})_n$ , ПК	$(\overline{r_{1,3}})_n$ , ПК
2	4	$\kappa < 1$	$0.43 \pm 0.07$	$3.92 \pm 0.32$	$0.20 \pm 0.06$	$1.02 \pm 0.57$	$2.22 \pm 0.15$
3	2	$\kappa > 1$	$0.40 \pm 0.09$	$2.09 \pm 1.76$	$0.15 \pm 0.08$	$0.172 \pm 0.002$	$2.15 \pm 0.33$
4	7	$\kappa < 1$	$0.75 \pm 0.10$	$0.42 \pm 0.11$	$0.43 \pm 0.08$	$0.19 \pm 0.01$	$4.10 \pm 0.42$
5	10	$\kappa > 1$	$0.80 \pm 0.14$	$0.54 \pm 0.12$	$0.33 \pm 0.08$	$0.20 \pm 0.03$	$4.85 \pm 0.40$
6	$n$	$\kappa$	$\langle r_{1,2} \rangle_n$ , ПК	$\langle r_{c,1,2} \rangle_n$ , ПК	$\langle r_{1,2,\min} \rangle_n$ , ПК	$\langle r_{c,1,2,\min} \rangle_n$ , ПК	$\langle r_{1,3} \rangle_n$ , ПК
7	4	$\kappa < 1$	0.44	3.69	0.20	0.57	2.18
8	2	$\kappa > 1$	0.40	2.09	0.15	0.172	2.15
9	7	$\kappa < 1$	0.80	0.29	0.35	0.19	3.52
10	10	$\kappa > 1$	0.75	0.53	0.20	0.16	4.27

на 23–29%. Для рассматриваемых 36 широких ДЗ находим:

$$(\overline{\varepsilon_1})_{36} = 0.54 \pm 0.06, \langle \varepsilon_1 \rangle_{36} \simeq 0.42, \\ (\overline{\varepsilon_2})_{36} \simeq 1.0, \langle \varepsilon_2 \rangle_{36} \simeq 1.0.$$

Поэтому практически полностью уменьшение интервала погрешностей величин  $r_{1,2}$  происходит за счет увеличения нижних значений  $r_{1,2}$ , допустимых ограничениями (11). Для 36 ДЗ также получены следующие оценки:

$$(\overline{\varepsilon_3})_{36} = 0.47 \pm 0.05, \langle \varepsilon_3 \rangle_{36} \simeq 0.39, \\ (\overline{\varepsilon_4})_{36} = 1.41 \pm 0.21, \langle \varepsilon_4 \rangle_{36} \simeq 0.93.$$

Таким образом, средние и медианные относительные погрешности для  $r_{1,2}$  (как и абсолютные погрешности) в основном убывают за счет обусловленного ограничениями (11) увеличения нижней границы области допустимых значений  $r_{1,2}$ . По данным о 18 ДЗ с  $\varepsilon_4 \lesssim 0.79$  находим:

$$(\overline{\varepsilon_3})_{18} = 0.24 \pm 0.03, \langle \varepsilon_3 \rangle_{18} \simeq 0.27.$$

Наименьшие относительные погрешности показывает отклонение нижней границы допустимых значений  $r_{1,2}$  от средних оценок  $r_{1,2} = r_{1,2,m}$ , полученных по данным Gaia DR2 и расположенных внутри интервала  $[r_{1,2,m} - er_{1,2}, r_{1,2,m} + er_{1,2}]$ . Отметим, что оценки величин  $r_{c,1,2}$  при  $r_{1,2} = r_{1,2,\min}$ ,  $r_{1,2,m}$  удается получить для 23 ДЗ, а в случае  $r_{1,2} = r_{1,2,\max}$  — лишь для 14 ДЗ (из них 4 ДЗ с  $\kappa < 1$  и 10 ДЗ с  $\kappa > 1$ ).

В таблице 1 приведены оценки средних и медианных величин  $r_{1,2}$ ,  $r_{c,1,2}$ ,  $r_{1,2,\min}$ ,  $r_{c,1,2,\min}$

для групп широких ДЗ в Плеядах с разными значениями  $r_{1,3}$  и  $\kappa$ . Согласно этим оценкам, в ядре скопления при  $r = r_{1,3} < 2.5$  ПК и  $\kappa \geq 1$  выполняются соотношения:  $(\overline{r_{c,1,2}}) > (\overline{r_{1,2}})$  и  $(\overline{r_{c,1,2,\min}}) > (\overline{r_{1,2,\min}})$ . Поэтому компоненты рассмотренных широких ДЗ, расположенных в ядре скопления, временно удерживаются между собой регулярным силовым полем скопления (хотя «затягивание» компонентов таких ДЗ в резонанс с колебаниями регулярного поля скопления также имеет место (Danilov 2005; 2021b, Danilov and Leskov 2005)).

За пределами ядра скопления (при  $r = r_{1,3} > 2.5$  ПК,  $(\overline{r_{1,3}}) \simeq 4.1$ – $4.8$  ПК) верны соотношения  $(\overline{r_{c,1,2}}) < (\overline{r_{1,2}})$  и  $(\overline{r_{c,1,2,\min}}) < (\overline{r_{1,2,\min}})$ , что указывает на неустойчивость широких ДЗ к распаду в регулярном поле скопления. При  $r > 3$  ПК вертикальные штриховые линии от точек на рис. 5, соответствующих компонентам ДЗ, направлены вниз и  $r_{1,2} > r_{c,1,2}$ . Поэтому за пределами плотного ядра все ДЗ, для которых получены оценки величин  $r_{c,1,2}$  с помощью уравнений общего вида, содержащих углы  $\varphi$  и  $\varphi_1$  (из работы Danilov (2021b) и уравнения (5) из данной работы), оказываются приливо неустойчивыми, но компоненты этих ДЗ временно удерживаются на расстоянии  $r_{1,2} > r_{c,1,2}$  между собой при наличии колебаний регулярного поля скопления (в результате «затягивания» компонентов таких ДЗ в резонанс с колебаниями поля скопления (Danilov 2005; 2021b, Danilov and Leskov 2005)). Согласно Danilov (2005) и Danilov and Leskov (2005), в этом случае в скоплении формируется набор интервалов расстояний  $r$  от

центра скопления, в каждом из которых имеет место синхронное движение групп звезд по их траекториям (с одинаковой частотой для данного интервала значений  $r$ ). Поэтому наличие широких ДЗ в Плеядах можно считать одним из признаков нестационарности этого скопления в регулярном поле (см. также Danilov (2021b), Danilov and Seleznev (2020)).

В случае  $r_{1,2} = r_{1,2,\max}$ , а  $n = 2$ ,  $\kappa < 1$  имеем: при  $r_{1,3} < (2.5-2.8)$  пк

$$\begin{aligned} \langle \overline{r_{c,1,2,\max}} \rangle_n &> \langle \overline{r_{1,2,\max}} \rangle_n, \\ \langle r_{c,1,2,\max} \rangle_n &> \langle r_{1,2,\max} \rangle_n; \end{aligned}$$

при  $r_{1,3} > 2.8$  пк

$$\begin{aligned} \langle \overline{r_{c,1,2,\max}} \rangle_n &< \langle \overline{r_{1,2,\max}} \rangle_n, \\ \langle r_{c,1,2,\max} \rangle_n &< \langle r_{1,2,\max} \rangle_n \end{aligned}$$

(как и в таблице 1 при указанных в ней значениях  $n$  для средних величин  $r_{1,2}$  и  $r_{c,1,2}$ ). При  $\kappa > 1$  и  $r_{1,3} > 2.8$  пк также находим  $\langle \overline{r_{c,1,2,\max}} \rangle_n < \langle \overline{r_{1,2,\max}} \rangle_n$  и  $\langle r_{c,1,2,\max} \rangle_n < \langle r_{1,2,\max} \rangle_n$  при  $n = 6$ , как и в таблице 1 для средних величин  $r_{1,2}$  и  $r_{c,1,2}$  при  $n = 8$ . Однако при  $r_{1,3} < (2.5-2.8)$  пк и  $\kappa > 1$   $\langle \overline{r_{c,1,2,\max}} \rangle_n < \langle \overline{r_{1,2,\max}} \rangle_n$  и  $\langle r_{c,1,2,\max} \rangle_n < \langle r_{1,2,\max} \rangle_n$  при  $n = 2$ , что отличается от данных таблицы 1 для средних величин  $r_{1,2}$  и  $r_{c,1,2}$ . Кроме того, для двух широких ДЗ с  $\kappa > 1$  и  $r_{1,3} \simeq 5.0, 7.2$  пк величины  $r_{c,1,2}$  могут достигать значений  $r_{c,1,2} \simeq 4.15, 11.13$  пк соответственно. В этих случаях удастся вычислить лишь большие положительные корни уравнения (5), что указывает на возможность баланса сил, действующих на более массивную звезду со стороны скопления и менее массивной звезды-компонента широкой ДЗ (с  $r_{1,2} \simeq 1.5-2.2$  пк) на расстояниях  $r \simeq 5.0-7.2$  пк от центра скопления. Отмеченные отличия в соотношениях между средними величинами  $r_{1,2,\max}$  и  $r_{c,1,2,\max}$  и данными таблицы 1 для средних величин  $r_{1,2}$  и  $r_{c,1,2}$  обусловлены малыми значениями  $n = 2$  для сравниваемых групп ДЗ и большими отклонениями величин  $r_{1,2,\max}$  от  $r_{1,2}$  на верхней границе интервала погрешностей величин  $r_{1,2}$ .

Отметим, что точность наблюдательных данных существенно ниже той, что принимается в теоретических разработках<sup>1</sup>. Одна из важных задач (и особенностей) использования нами наблюдательных данных состоит в обозначении основных тенденций в строении и в пространственных ориентациях векторов  $\mathbf{r}_{1,2}$  для широких ДЗ в ближайших РЗС, что вполне позволяют данные Gaia DR2.

<sup>1</sup>Например, при вычислении координат звезд в моделях РЗС, как правило, используется 15–16 значащих цифр после десятичной точки.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В работе предложена методика оценки параметров пространственной ориентации векторов  $\mathbf{r}_{1,2}$  для широких ДЗ в РЗС. Проведено исследование особенностей ориентации векторов  $\mathbf{r}_{1,2}$  для 36 широких двойных звезд, обнаруженных в работе Danilov (2021a) в Плеядах по данным Gaia DR2 (Brown et al. 2018, Prusti et al. 2016). Показано, что наибольшее число широких ДЗ в Плеядах ориентировано в направлении, близком к перпендикулярному направлению на центр скопления (соответствующие этим ДЗ углы  $\theta \in [75^\circ; 92^\circ]$ , см. рис. 3а, 3б;  $\theta$  — угол между направлением от центра скопления на ближайшую к нему звезду-компонент ДЗ и направлением от этой одиночной звезды на более удаленный от центра скопления компонент ДЗ). Этот вывод согласуется с оценками положительных полных энергий широких ДЗ в Плеядах (Danilov 2021a) и с выводом работы Danilov (2021b) о том, что распад широких ДЗ может происходить, в основном, в направлении, перпендикулярном направлению на центр скопления. Обнаружен также локальный максимум числа ДЗ вблизи  $\theta \simeq 55^\circ$ , образованный в основном парами звезд с расстоянием между компонентами  $r_{1,2} < 0.67$  пк. Выделены две группы по 18 широких ДЗ с  $\kappa < 1$  и  $\kappa > 1$  ( $\kappa$  — отношение массы компонента ДЗ, ближайшего к центру скопления, к массе компонента ДЗ, более удаленного от него). Эти две группы по-разному зависят от величин  $r_{1,2}$ , массы ДЗ  $m_{1,2}$  и  $\theta$  (рис. 4), что может быть связано с различием приливных ограничений со стороны регулярного поля скопления на ДЗ с такими значениями  $\kappa$ .

2. Получены уравнения (5) и (5) для оценки приливных расстояний  $r_{c,1,2}$  между компонентами широких ДЗ в РЗС для двух моделей распределения плотности массы в скоплении (модель РЗС с однородным по плотности ядром и убывающей за его пределами плотностью  $\rho(r) \sim 1/r^2$  при увеличении расстояния  $r$  от центра скопления, а также точечная модель скопления). При выводе уравнений (5) и (5) использовались интеграл энергии системы трех гравитирующих тел и условие баланса силы притяжения звезды-компонента ДЗ скоплением и остальными двумя телами системы (с учетом различий регулярного поля скопления в точках расположения компонентов широкой ДЗ).

3. Выполнено исследование приливных ограничений на широкие ДЗ в Плеядах. Показано, что в ядре скопления величина  $r_{c,1,2}$  в основном определяется регулярным силовым полем скопления. За пределами ядра и на периферии скопления наиболее вероятным механизмом формирования широких ДЗ (и, следовательно, величин  $r_{1,2}$  и  $r_{c,1,2}$ ) является «затягивание» компонентов таких

ДЗ в резонанс с колебаниями регулярного поля скопления (Danilov 2005, Danilov and Leskov 2005). Поэтому наличие широких ДЗ в Плеядах можно считать одним из признаков нестационарности этого скопления в поле регулярных сил (см. также работы Danilov and Seleznev (2020) и Danilov (2021b)). Полученное различие решений уравнений (5) и (5) в случае ориентации векторов  $\mathbf{r}_{1,2}$  ДЗ вдоль направления от центра скопления при  $\kappa < 1$  и  $\kappa > 1$  (см. рис. 5 (кривые, обозначенные буквами  $n$  и  $n_1$  соответственно)) ведет к заключению о различии приливных ограничений со стороны скопления на широкие ДЗ с разными  $\kappa$ . Показано, что на периферии скопления с плотностью  $\rho(r) \sim 1/r^2$  величины  $r_{c,1,2}$  убывают с увеличением  $r$  до значений  $r \simeq 3.8\text{--}4.7$  пк, а затем возрастают. Величины  $r_{c,1,2}$  также возрастают при увеличении  $r$  в рамках точечной модели скопления (при  $r > 6$  пк см. (рис. 5)).

4. Получены формулы для оценки величины  $r_{c,1,2}$  для широких ДЗ с круговыми орбитами в неоднородном скоплении, учитывающие влияние на  $r_{c,1,2}$  массы скопления, распределенной между компонентами ДЗ. Показано, что величины  $r_{c,1,2}$  на периферии скопления (при  $r > 3.5$  пк) возрастают примерно в три раза при переходе от радиальных орбит ДЗ к круговым.

5. При анализе величин  $er_{1,2}$  и  $er_{1,2}/r_{1,2}$  для широких ДЗ в Плеядах установлено наличие двух групп ДЗ с величинами  $er_{1,2}$  вблизи  $er_{1,2} \simeq 0.35$  пк и  $er_{1,2} \simeq 1.0$  пк (см. рис. 2d), обусловленными увеличением погрешностей экваториальных координат более массивных звезд-компонентов ДЗ большей светимости и увеличением погрешностей в расстояниях от Солнца менее массивных звезд-компонентов ДЗ соответственно.

#### 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 № 211 of the Government of the Russian Federation, agreement no. 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. M. R. Bate, I. A. Bonnell, and V. Bromm, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **336** (3), 705 (2002).
3. P. Bodenheimer, *ASP Conf. Ser.*, **229**, 67 (2001).
4. P. Bodenheimer and A. Burkert, *IAU Symp.*, **200**, p. 13 (2001).
5. H. Bouy, E. Bertin, L. M. Sarro, et al., *Astron. and Astrophys.* **577**, id. A148 (2015).
6. A. G. A. Brown et al. (Gaia Collab.), *Astron. and Astrophys.* **616**, id. A1 (2018).
7. S. Chandrasekhar, *Principles of stellar dynamics* (Dover, New York, 1942).
8. V. M. Danilov, *Astronomy Reports* **49** (8), 604 (2005).
9. V. M. Danilov, *Astrophysical Bulletin* **76** (1), 55 (2021a).
10. V. M. Danilov, *Astrophysical Bulletin* **76** (3), 269 (2021b).
11. V. M. Danilov and E. V. Leskov, *Astronomy Reports* **49** (3), 190 (2005).
12. V. M. Danilov and A. F. Seleznev, *Astrophysical Bulletin* **75** (4), 407 (2020).
13. N. R. Deacon and A. L. Kraus, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **496** (4), 5176 (2020).
14. D. C. Heggie, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **173**, 729 (1975).
15. L. A. Hillenbrand, C. Zhang, R. L. Riddle, et al., *Astron. J.* **155** (2), id. 51 (2018).
16. C. Marchal, *The three-body problem* (Elsevier, Oxford, 1990).
17. S. S. R. Offner, M. M. Dunham, K. I. Lee, et al., *Astrophys. J.* **827** (1), id. L11 (2016).
18. T. Prusti et al. (Gaia Collab.) *Astron. and Astrophys.* **595**, id. A1 (2016).
19. M. I. Rabinovich and D. I. Trubetskov, *Introduction to the Theory of Oscillations and Waves* (Nauchno-Izdatelskii Tsentr “Regulyarnaya i Khaoticheskaya Dinamika”, Moscow–Izhevsk, 2000).
20. A. N. Raju, D. Guszejnov, and S. S. R. Offner, *Research Not. Amer. Astron. Soc.* **5** (7), 164 (2021).
21. L. M. Rebull, J. R. Stauffer, J. Bouvier, et al., *Astron. J.* **152** (5), id. 113 (2016).
22. B. Reipurth, S. Mikkola, M. Connelley, and M. Valtonen, *Astrophys. J.* **725** (1), L56 (2010).
23. J. R. Stauffer, L. W. Hartmann, G. G. Fazio, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **172** (2), 663 (2007).

## Tidal Constraints for Wide Binary Stars in Pleades

V. M. Danilov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Kourovka Astronomical Observatory named after K. A. Barkhatova, Ural Federal University named after the First President of Russia B. N. Yeltsin, Yekaterinburg, 620000 Russia

A technique is proposed for estimating the parameters of spatial orientation of the  $\mathbf{r}_{1,2}$  vectors of distances between the components in wide binary stars (BS) in open star clusters (OCs). An analysis of the orientation features of these vectors for 36 wide BSs previously discovered in Pleiades based on Gaia DR2 data shows that the largest number of vectors  $\mathbf{r}_{1,2}$  of wide BSs in Pleiades are oriented in direction close to the perpendicular to cluster center. This result agrees with earlier estimates that yielded positive total energies for wide BSs in Pleiades and with the conclusion that the disruption of wide binaries can occur mostly in the direction perpendicular to the direction of the cluster center. Two groups are distinguished by the value of their  $\kappa$  parameter—the ratio of the mass of the component of the binary that is closest to the cluster center to the mass of the more distant component: with  $\kappa < 1$  and  $\kappa > 1$ , each consisting of 18 stars. Different dependence on the orientation parameters of the vectors  $\mathbf{r}_{1,2}$  for these groups is indicative of different tidal constraints from the regular cluster field. Equations are derived for estimating the tidal distances  $r_{c,1,2}$  between the components of wide BSs in OCs in terms of two models of mass density distribution: an OC model with a uniform-density core and density decreasing as  $\rho(r) \sim 1/r^2$  outside this core, where  $r$  is the clustercentric distance, and a point-mass cluster model. The equations were derived using the integral of the energy of the system of three gravitating bodies and the condition of the balance of the attraction on the BS component by the cluster and the other two bodies of the system. Tidal constraints on wide BSs in Pleiades are analyzed. It is shown that  $r_{c,1,2}$  in the cluster core is mostly determined by the regular force field of the cluster. Outside the core and at the cluster periphery, the most likely hitherto studied formation mechanism of wide BSs (and hence of the  $r_{c,1,2}$  value) is “pulling” components of such BSs into resonance with oscillations of the regular cluster field. Therefore, the presence of wide BSs in Pleiades can be considered as one of the signs of the nonstationarity of Pleiades in the field of regular forces. Formulas are derived for estimating  $r_{c,1,2}$  for wide BSs moving in circular orbits in a non-uniform cluster, which take into account the effect on  $r_{c,1,2}$  of the cluster mass distributed between the components of the wide BS. The distances  $r_{c,1,2}$  at the cluster periphery ( $r > 3.5$  pc) are shown to increase by about a factor of three when passing from radial to circular BS orbits.

Keywords: *(stars:) binaries:—(Galaxy:) open clusters and associations: individual: Pleiades*