

КИНЕМАТИКА БЛИЗКИХ К СОЛНЦУ ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА ИЗ КАТАЛОГА GAIA DR2

© 2020 г. В. В. Бобылев^{1*}

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 29.10.2019 г.

После доработки 29.10.2019 г.; принята к публикации 24.12.2019 г.

Изучены пространственные и кинематические свойства большой выборки молодых звезд типа Т Тельца из околосолнечной окрестности радиусом 500 пк. По наиболее вероятным членам пояса Гулда определены следующие характеристики эллипсоида положений: его размеры составляют $350 \times 270 \times 87$ пк, он расположен под углом $14 \pm 1^\circ$ к галактической плоскости с долготой восходящего узла $297 \pm 1^\circ$. Анализ движений звезд этой выборки звезд показал, что эллипсоид остаточных скоростей с главными полуосями $\sigma_{1,2,3} = (8.87, 5.58, 3.03) \pm (0.10, 0.20, 0.04)$ км/с расположен под углом $22 \pm 1^\circ$ к галактической плоскости с долготой восходящего узла $298 \pm 2^\circ$. Установлено, что значительную часть характерного для звезд пояса Гулда эффекта расширения (кинематический K -эффект), величиной 5–6 км/с/кпк, можно объяснить влиянием галактической спиральной волны плотности с амплитудой радиальных возмущений $f_R \sim 5$ км/с.

Ключевые слова: кинематика, звезды типа Т Тельца, пояс Гулда, вращение Галактики, спиральная волна плотности.

DOI: 10.31857/S0320010820020023

ВВЕДЕНИЕ

Пояс Гулда — это достаточно плоская система с полуосями около $350 \times 250 \times 50$ пк с направлением большой полуоси около $l = 40^\circ$ (Ефремов, 1989; Поппель, 1997, 2001; Торра и др., 2000; Олано, 2001). Плоскость его симметрии имеет наклон к галактической плоскости около $i = 18^\circ$. Долгота восходящего узла составляет $l_\Omega = 280^\circ$. Солнце находится на расстоянии около 40 пк от линии узлов. Центр системы расположен на расстоянии 100–150 пк от Солнца во втором галактическом квадранте. Оценка направления на центр l_0 зависит от возраста выборки и по различным литературным источникам составляет от 130° до 180° . Пространственное распределение звезд очень неравномерное — в радиусе ≈ 80 пк от центра наблюдается заметное падение плотности, т.е. вся система имеет вид бублика. Близко к центру этого бублика находится известное рассеянное звездное скопление α Рег, возраст которого составляет около 35 млн. лет. Поясу Гулда принадлежит целый ряд близких ОВ-ассоциаций (Зев и др., 1999) и рассеянных звездных скоплений (Пискунов и др., 2006; Бобылев, 2006), пылевые (Дейм и др. 2001; Гончаров, 2019) и молекулярные облака (Перро,

Гренье, 2003; Бобылев, 2016), с ним ассоциирует гигантское облако нейтрального водорода, которое называют кольцом Линдблада (Линдблад, 1967, 2000).

О кинематических свойствах пояса Гулда известно из анализа движений молодых массивных звезд спектральных классов О и В (Торра и др., 2000), молодых рассеянных звездных скоплений (Пискунов и др., 2006; Бобылев, 2006, Василькова, 2014), а также молекулярных облаков (Перро, Гренье, 2003; Бобылев, 2016). В частности, обнаружены признаки расширения и собственного вращения этой системы. Сартори и др. (2003) на примере ближайшей к Солнцу ассоциации в Скорпионе—Центавре (на масштабе около 150 пк) показали отсутствие различий в распределении и кинематике между массивными и маломассивными (типа Т Тельца) звездами сопоставимого возраста. На большем масштабе (диаметром около 1 кпк) кинематический анализ звезд типа Т Тельца еще не проводился из-за отсутствия необходимых измерительных данных. С появлением каталога Gaia DR2 (Браун и др., 2018; Линдегрен и др., 2018) появилась возможность отбора десятков тысяч таких звезд (Зари и др., 2018), принадлежащих известным ассоциациям, тесно связанным с поясом Гулда. Это ассоциации в Скорпионе—Центавре,

* Электронный адрес: vbobylev@gaoran.ru

Орионе, Парусах, Тельце, Цефее, Кассиопее и Ящерице.

В области пояса Гулда отмечен эффект расширения отдельных ОВ-ассоциаций (Блау, 1964), группировок молодых близких к Солнцу ассоциаций (Торрес и др., 2008), выборок молодых массивных ОВ-звезд (Торра и др., 2000), а также большого комплекса молодых рассеянных звездных скоплений (Пискунов и др., 2006; Бобылев, 2006). Причем нет определенности в вопросе о том, из какого центра или линии происходит расширение, так как эффект проявляется в виде зависимости скоростей U и V от координат x и y . Бобылевым (2014) было высказано предположение о том, что значительную часть эффекта расширения пояса Гулда можно объяснить влиянием спиральной волны плотности. Практический учет эффекта, по-видимому, еще не был сделан, поэтому результаты такого подхода представляют большой интерес.

Целью настоящей работы является определение пространственных и кинематических характеристик большой выборки звезд типа Т Тельца из каталога Gaia DR2, отобранных Зари и др. (2018). Такой анализ предполагает изучение пространственной ориентации системы, подтверждение характерного для пояса Гулда эффекта расширения системы и собственного вращения, а также анализ остаточных скоростей звезд.

ДАННЫЕ

В настоящей работе мы используем компиляцию Зари и др. (2018), в которой содержатся более 40 000 звезд типа Т Тельца, отобранных из каталога Gaia DR2 по кинематическим и фотометрическим данным. Эти звезды расположены не далее 500 пк от Солнца, так как использовалось ограничение на радиус выборки $\pi > 2$ миллисекунд дуги (мсд). Отобраны они были по собственным движениям путем анализа сглаженного распределения точек на плоскости $\mu_\alpha \cos \delta \times \mu_\delta$ с использованием ограничения на тангенциальную скорость звезды $\sqrt{(\mu_\alpha \cos \delta)^2 + \mu_\delta^2} < 40$ км/с.

В каталоге Зари и др. (2018) представлены три следующие подвыборки звезд типа Т Тельца:

а) rms1, в которую вошли 43 719 звезд, расположенных внутри самого внешнего контура, построенного при сглаживании точек на плоскости $\mu_\alpha \cos \delta \times \mu_\delta$, поэтому эта выборка содержит наибольшее количество (по сравнению с остальными двумя) фоновых объектов;

б) rms2, содержащая 33 985 звезд, расположенных внутри второго контура, на плоскости $\mu_\alpha \cos \delta \times \mu_\delta$;

в) rms3, содержащая 23 686 звезд, расположенных внутри третьего контура, поэтому они являются наиболее вероятными членами кинематической группировки (пояса Гулда).

Кроме того, имеется выборка звезд ранних типов из каталога Gaia DR2, которые располагаются в верхней части главной последовательности на диаграмме Герцшпрунга–Рассела (Г–Р). Эта выборка обозначается umс (upper-main sequence), она содержит 86 102 звезд с абсолютной величиной $M_{G,0}$ менее 3.5^m . По мнению Зари и др. (2018), в эту выборку вошли звезды спектральных классов О, В и А.

Значения лучевых скоростей в каталоге Зари и др. (2018) были взяты из различных источников, в частности, и из каталога Gaia DR2. Однако звезд с лучевыми скоростями существенно меньше, чем звезд с собственными движениями. На рис. 1 дана диаграмма Г–Р, построенная по звездам выборок umс и rms3. На ней обозначены звезды с измеренными лучевыми скоростями, причем были взяты звезды с ошибками измерения лучевых скоростей не более 5 км/с. Можно видеть, что в выборке umс очень молодых и звезд с измеренными лучевыми скоростями мало, а в выборке rms3, наоборот, звезды с измеренными лучевыми скоростями являются относительно более яркими, а также наиболее продвинутыми в эволюционном плане, так как расположены на диаграмме Г–Р близко к главной последовательности.

Как показано в работе Зари и др. (2018), звезды всех представленных ими выборок, rms1, rms2, rms3 и umс, имеют тесную пространственную связь с поясом Гулда, хотя umс в меньшей степени.

МЕТОДЫ

Используем прямоугольную систему координат с центром в Солнце, в которой ось x направлена в сторону галактического центра, ось y — в сторону галактического вращения и ось z — в северный полюс Галактики. Тогда $x = r \cos l \cos b$, $y = r \sin l \cos b$ и $z = r \sin b$.

Из наблюдений нам известны три составляющие скорости звезды: лучевая скорость V_r и две проекции тангенциальной скорости $V_l = 4.74r\mu_l \cos b$ и $V_b = 4.74r\mu_b$, направленные вдоль галактической долготы l и широты b соответственно, выраженные в км/с. Здесь коэффициент 4.74 является отношением числа километров в астрономической единице к числу секунд в тропическом году, а $r = 1/\pi$ — гелиоцентрическое расстояние звезды в кпк, которое мы вычисляем через параллакс звезды π в мсд. Компоненты собственного движения $\mu_l \cos b$ и μ_b выражены в миллисекундах дуги в год (мсд/год).

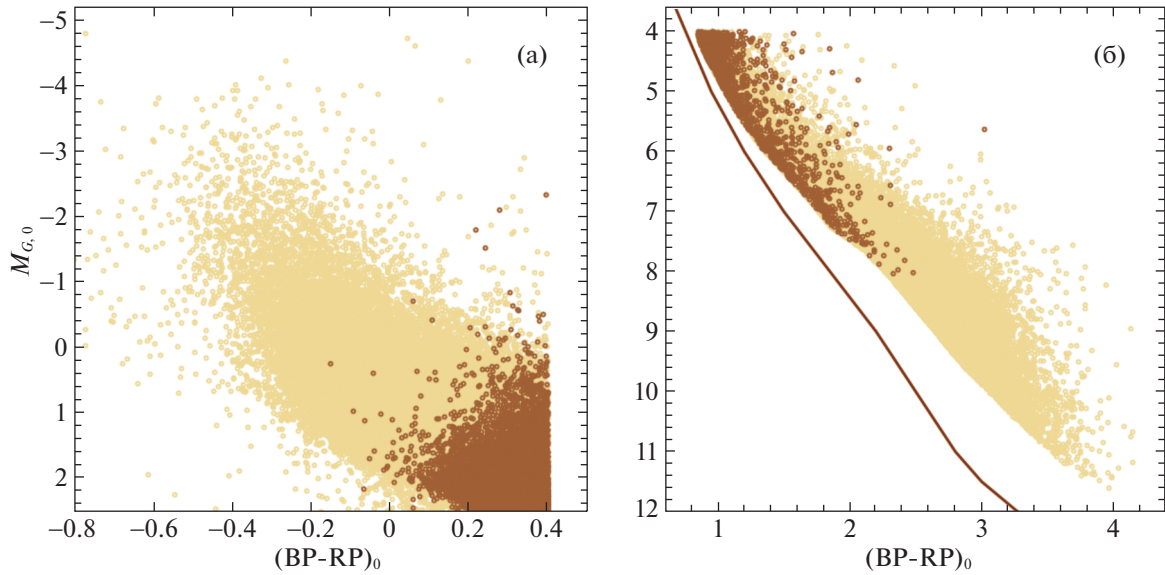


Рис. 1. Диаграмма Г–Р, построенная по звездам выборки *ims* (а) и *rms3* (б), темными кружками обозначены звезды с измеренными лучевыми скоростями, сплошной линией отмечена главная последовательность.

Для каждой звезды, через компоненты V_r , V_l , V_b , можно вычислить скорости U , V , W , где скорость U направлена от Солнца к центру Галактики, V в направлении вращения Галактики и W на северный галактический полюс:

$$\begin{aligned} U &= V_r \cos l \cos b - V_l \sin l - V_b \cos l \sin b, \\ V &= V_r \sin l \cos b + V_l \cos l - V_b \sin l \sin b, \\ W &= V_r \sin b + V_b \cos b. \end{aligned} \quad (1)$$

Эти скорости могут быть определены только для тех звезд, для которых измерены как лучевые скорости, так и их собственные движения.

Оценим, какими должны быть в нашей выборке ошибки лучевых скоростей звезд, чтобы они были сопоставимы с ошибками тангенциальных скоростей. В каталоге *Gaia* DR2 средние ошибки параллаксов ярких звезд ($G < 15^m$) лежат в интервале 0.02–0.04 мсд, а для слабых звезд ($G = 20^m$) они достигают 0.7 мсд. Аналогично, ошибки собственных движений составляют от 0.05 мсд/год для ярких ($G < 15^m$) до 1.2 мсд/год для слабых ($G = 20^m$) звезд. Если взять ошибку собственного движения 0.1 мсд/год, то ошибка тангенциальной скорости на границе выборки в 0.5 кпк составит $4.74 \times 0.5 \times 0.1 = 0.2$ км/с, а для крайнего случая — для значения ошибки собственного движения 1 мсд/год, ошибка тангенциальной скорости на границе выборки составит $4.74 \times 0.5 \times 1 = 2.4$ км/с. Таким образом, желательно использовать лучевые скорости звезд со случайными ошибками их измерения менее 2.4 км/с.

Формирование остаточных скоростей

При формировании остаточных скоростей мы учитываем, в первую очередь, пекулярную скорость Солнца, U_\odot , V_\odot и W_\odot . Диаметр рассматриваемой нами околосолнечной окрестности составляет 1 кпк, поэтому необходимо также учесть влияние дифференциального вращения Галактики. Наконец, интересно учесть влияние галактической спиральной волны плотности. Выражения для полного учета перечисленных эффектов имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} V_r &= V_r^* - [-U_\odot \cos b \cos l - V_\odot \cos b \sin l - \\ &\quad - W_\odot \sin b + R_0(R - R_0) \sin l \cos b \Omega'_0 + \\ &\quad + 0.5R_0(R - R_0)^2 \sin l \cos b \Omega''_0 + \\ &\quad + \tilde{v}_\theta \sin(l + \theta) \cos b - \tilde{v}_R \cos(l + \theta) \cos b], \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} V_l &= V_l^* - [U_\odot \sin l - V_\odot \cos l - r\Omega_0 \cos b + \\ &\quad + (R - R_0)(R_0 \cos l - r \cos b) \Omega'_0 + \\ &\quad + 0.5(R - R_0)^2 (R_0 \cos l - r \cos b) \Omega''_0 + \\ &\quad + \tilde{v}_\theta \cos(l + \theta) + \tilde{v}_R \sin(l + \theta)], \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} V_b &= V_b^* - [U_\odot \cos l \sin b + V_\odot \sin l \sin b - \\ &\quad - W_\odot \cos b - R_0(R - R_0) \sin l \sin b \Omega'_0 - \\ &\quad - 0.5R_0(R - R_0)^2 \sin l \sin b \Omega''_0 - \\ &\quad - \tilde{v}_\theta \sin(l + \theta) \sin b + \tilde{v}_R \cos(l + \theta) \sin b], \end{aligned} \quad (4)$$

где стоящие в правых частях уравнений V_r^* , V_l^* , V_b^* — исходные, не исправленные скорости, а в левых частях V_r , V_l , V_b — исправленные скорости, с которыми можем вычислить остаточные

скорости U , V , W на основе соотношений (1), R — расстояние от звезды до оси вращения Галактики, $R^2 = r^2 \cos^2 b - 2R_0 r \cos b \cos l + R_0^2$. Расстояние R_0 принимаем равным 8.0 ± 0.15 кпк. Конкретные значения пекулярной скорости Солнца, $(U_\odot, V_\odot, W_\odot) = (11.1, 12.2, 7.3)$ км/с, берем согласно определению Шонриха и др. (2010). Используем следующие значения кинематических параметров: $\Omega_0 = 28.71 \pm 0.22$ км/с/кпк, $\Omega'_0 = -4.100 \pm 0.058$ км/с/кпк² и $\Omega''_0 = 0.736 \pm 0.033$ км/с/кпк³, где Ω_0 является угловой скоростью вращения Галактики на расстоянии R_0 , параметры Ω'_0 и Ω''_0 — соответствующие производные этой угловой скорости. Значения этих параметров были определены (Бобылев, Байкова, 2019а) из анализа выборки молодых рассеянных звездных скоплений с собственными движениями, параллаксами и лучевыми скоростями, вычисленными по данным каталога Gaia DR2.

Две скорости: V_R , направленную радиально от галактического центра и ортогональную ей скорость V_θ , направленную в направлении вращения Галактики, можем найти на основе следующих соотношений:

$$\begin{aligned} V_\theta &= U \sin \theta + (V_0 + V) \cos \theta, \\ V_R &= -U \cos \theta + (V_0 + V) \sin \theta, \end{aligned} \quad (5)$$

где позиционный угол θ удовлетворяет соотношению $\tan \theta = y/(R_0 - x)$, x , y , z — прямоугольные гелиоцентрические координаты звезды (вдоль соответствующих осей x, y, z направлены скорости U, V, W), V_0 — линейная скорость вращения Галактики на околосолнечном расстоянии R_0 .

Здесь для учета влияния спиральной волны плотности использована простейшая модель, основанная на линейной теории волн плотности Лина и Шу (1964), в которой возмущение потенциала имеет вид бегущей волны, тогда

$$\begin{aligned} \tilde{v}_R &= f_R \cos \chi, \quad \tilde{v}_\theta = f_\theta \sin \chi, \\ \chi &= m[\text{ctg}(i) \ln(R/R_0) - \theta] + \chi_\odot, \end{aligned} \quad (6)$$

где f_R и f_θ — амплитуды возмущений радиальной (направленной к центру Галактики в рукаве) и азимутальной (направленной вдоль галактического вращения) скоростей; i — угол закрутки спиралей ($i < 0$ для закручивающихся спиралей); m — число рукавов; χ_\odot — фазовый угол Солнца, в настоящей работе мы его отсчитываем от центра спирального рукава Киля—Стрельца, λ — расстояние (по галактоцентрическому радиальному направлению) между соседними отрезками спиральных рукавов в околосолнечной окрестности (длина спиральной волны) вычисляется из соотношения

$$\text{tg}(i) = \lambda m / (2\pi R_0). \quad (7)$$

Изложенный метод учета влияния спиральной волны плотности применялся, например, Мишуровым, Зениной (1999) или Фернандесом и др. (2001), где можно найти детальное его описание.

Можно видеть, что в малой окрестности Солнца, как в нашем случае, позиционный угол $\theta \rightarrow 0^\circ$ в формуле (6), поэтому учет спиральной волны не зависит от m . В настоящей работе мы, согласно анализу различных звездных выборок (Дамбис и др., 2015; Расторгуев и др., 2017; Бобылев, Байкова, 2019а; Локтин, Попова, 2019), принимаем следующие параметры спиральной волны плотности: $\lambda = 2.2$ кпк, $f_R = 5$ км/с, $f_\theta = 0$ км/с и $\chi_\odot = -120^\circ$.

Эллипсоид остаточных скоростей

Для определения параметров эллипсоида остаточных скоростей звезд используем следующий известный метод (Трамплер, Уивер, 1953; Огородников, 1965). В классическом варианте рассматриваются шесть моментов второго порядка a, b, c, f, e, d :

$$\begin{aligned} a &= \langle U^2 \rangle - \langle U_\odot^2 \rangle, \\ b &= \langle V^2 \rangle - \langle V_\odot^2 \rangle, \\ c &= \langle W^2 \rangle - \langle W_\odot^2 \rangle, \\ f &= \langle VW \rangle - \langle V_\odot W_\odot \rangle, \\ e &= \langle WU \rangle - \langle W_\odot U_\odot \rangle, \\ d &= \langle UV \rangle - \langle U_\odot V_\odot \rangle, \end{aligned} \quad (8)$$

но как было отмечено выше, можно освобождать наблюдаемые скорости не только от пекулярного движения Солнца, но и от других эффектов. Моменты a, b, c, f, e, d являются коэффициентами уравнения поверхности

$$ax^2 + by^2 + cz^2 + 2fyz + 2ezx + 2dxy = 1, \quad (9)$$

а также компонентами симметричного тензора моментов остаточных скоростей

$$\begin{pmatrix} a & d & e \\ d & b & f \\ e & f & c \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Значения всех элементов этого тензора могут быть определены из решения следующей системы условий уравнений:

$$\begin{aligned} V_l^2 &= a \sin^2 l + b \cos^2 l \sin^2 l - \\ &\quad - 2d \sin l \cos l, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} V_b^2 &= a \sin^2 b \cos^2 l + b \sin^2 b \sin^2 l + \\ &\quad + c \cos^2 b - 2f \cos b \sin b \sin l - \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned}
 & - 2e \cos b \sin b \cos l + \\
 & + 2d \sin l \cos l \sin^2 b, \\
 V_l V_b & = a \sin l \cos l \sin b + \\
 & + b \sin l \cos l \sin b + \\
 & + f \cos l \cos b - e \sin l \cos b + \\
 & + d(\sin^2 l \sin b - \cos^2 l \sin b),
 \end{aligned} \tag{13}$$

$$\begin{aligned}
 V_b V_r & = -a \cos^2 l \cos b \sin b - \\
 & - b \sin^2 l \sin b \cos b + c \sin b \cos b + \\
 & + f(\cos^2 b \sin l - \sin l \sin^2 b) + \\
 & + e(\cos^2 b \cos l - \cos l \sin^2 b) - \\
 & - d(\cos l \sin l \sin b \cos b + \\
 & + \sin l \cos l \cos b \sin b),
 \end{aligned} \tag{14}$$

$$\begin{aligned}
 V_l V_r & = -a \cos b \cos l \sin l + \\
 & + b \cos b \cos l \sin l + \\
 & + f \sin b \cos l - e \sin b \sin l + \\
 & + d(\cos b \cos^2 l - \cos b \sin^2 l).
 \end{aligned} \tag{15}$$

Решение ищется методом наименьших квадратов относительно шести неизвестных a, b, c, f, e, d . Затем находятся собственные значения тензора (10) $\lambda_{1,2,3}$ из решения векового уравнения

$$\begin{vmatrix} a - \lambda & d & e \\ d & b - \lambda & f \\ e & f & c - \lambda \end{vmatrix} = 0. \tag{16}$$

Собственные значения данного уравнения равны обратным значениям квадратов полуосей эллипсоида моментов скоростей и, в то же время, квадратам полуосей эллипсоида остаточных скоростей:

$$\lambda_1 = \sigma_1^2, \quad \lambda_2 = \sigma_2^2, \quad \lambda_3 = \sigma_3^2, \tag{17}$$

$$\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3.$$

Направления главных осей тензора (16) $L_{1,2,3}$ и $B_{1,2,3}$ находятся из соотношений

$$\operatorname{tg} L_{1,2,3} = \frac{ef - (c - \lambda)d}{(b - \lambda)(c - \lambda) - f^2}, \tag{18}$$

$$\operatorname{tg} B_{1,2,3} = \frac{(b - \lambda)e - df}{f^2 - (b - \lambda)(c - \lambda)} \cos L_{1,2,3}. \tag{19}$$

Ошибки определения $L_{1,2,3}$ и $B_{1,2,3}$ оцениваются согласно следующей схеме:

$$\begin{aligned}
 \varepsilon(L_2) & = \varepsilon(L_3) = \frac{\varepsilon(\overline{UV})}{a - b}, \\
 \varepsilon(B_2) & = \varepsilon(\varphi) = \frac{\varepsilon(\overline{UW})}{a - c},
 \end{aligned} \tag{20}$$

$$\begin{aligned}
 \varepsilon(B_3) & = \varepsilon(\psi) = \frac{\varepsilon(\overline{VW})}{b - c}, \\
 \varepsilon^2(L_1) & = \frac{\varphi^2 \varepsilon^2(\psi) + \psi^2 \varepsilon^2(\varphi)}{(\varphi^2 + \psi^2)^2}, \\
 \varepsilon^2(B_1) & = \frac{\sin^2 L_1 \varepsilon^2(\psi) + \cos^2 L_1 \varepsilon^2(L_1)}{(\sin^2 L_1 + \psi^2)^2},
 \end{aligned}$$

где $\varphi = \operatorname{ctg} B_1 \cos L_1$ и $\psi = \operatorname{ctg} B_1 \sin L_1$. При этом необходимо заранее вычислить три величины $\frac{\varepsilon^2(\overline{UV})}{U^2 V^2}$, $\frac{\varepsilon^2(\overline{UW})}{U^2 W^2}$ и $\frac{\varepsilon^2(\overline{VW})}{V^2 W^2}$, тогда

$$\begin{aligned}
 \varepsilon^2(\overline{UV}) & = (\overline{U^2 V^2} - d^2)/n, \\
 \varepsilon^2(\overline{UW}) & = (\overline{U^2 W^2} - e^2)/n, \\
 \varepsilon^2(\overline{VW}) & = (\overline{V^2 W^2} - f^2)/n,
 \end{aligned} \tag{21}$$

где n — количество звезд. Здесь ошибки каждой оси оцениваются независимым способом, за исключением L_2 и L_3 , ошибки которых вычисляются по одной формуле.

На основе такого подхода Бобылевым, Байковой (2017) были изучены кинематические свойства протопланетарных туманностей. А в работе Бобылева, Байковой (2019б) проанализированы свойства эллипсоида остаточных скоростей горячих субкарликов из каталога Gaia DR2, где использовались только три уравнения (11)–(13), так как не было информации о лучевых скоростях таких звезд.

Эллипсоид положений

Пусть m, n, k — направляющие косинусы полюса искомого большого круга от осей x, y, z . Тогда искомая плоскость симметрии звездной системы определяется как плоскость, для которой сумма квадратов высот $h = mx + ny + kz$ есть минимум:

$$\sum h^2 = \min. \tag{22}$$

Сумму квадратов $h^2 = x^2 m^2 + y^2 n^2 + z^2 k^2 + 2yznk + 2xzk m + 2xym n$ можно обозначить как $2P = \sum h^2$. В итоге задача сводится к поиску минимума функции P

$$\begin{aligned}
 2P & = Am^2 + Bn^2 + Ck^2 + \\
 & + 2Fnk + 2Ekm + 2Dmn,
 \end{aligned} \tag{23}$$

где моменты координат второго порядка $A = [xx]$, $B = [yy]$, $C = [zz]$, $F = [yz]$, $E = [xz]$, $D = [xy]$, записанные через скобки Гаусса, являются компонентами симметричного тензора

$$\begin{pmatrix} A & D & E \\ D & B & F \\ E & F & C \end{pmatrix}, \tag{24}$$

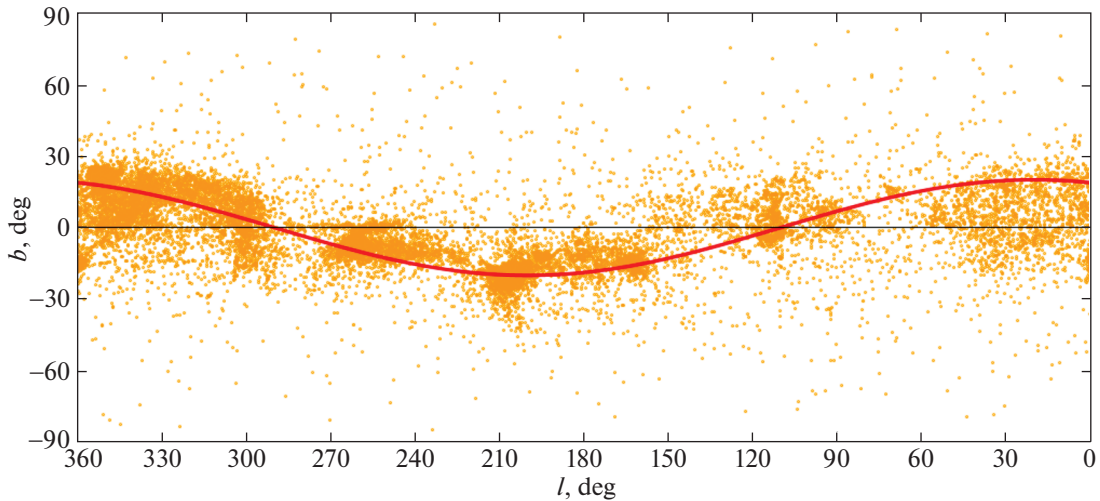


Рис. 2. Распределение на небесной сфере звезд выборки rps3, сплошной линией дана косинусоида с амплитудой 20° .

собственные значения которого $\lambda_{1,2,3}$ находятся из решения векового уравнения

$$\begin{vmatrix} A - \lambda & D & E \\ D & B - \lambda & F \\ E & F & C - \lambda \end{vmatrix} = 0. \quad (25)$$

Направления главных осей, $l_{1,2,3}$ и $b_{1,2,3}$ определяются аналогично описанному выше подходу (18), (19):

$$\operatorname{tg} l_{1,2,3} = \frac{EF - (C - \lambda)D}{(B - \lambda)(C - \lambda) - F^2}, \quad (26)$$

$$\operatorname{tg} b_{1,2,3} = \frac{(B - \lambda)E - DF}{F^2 - (B - \lambda)(C - \lambda)} \cos l_{1,2,3}. \quad (27)$$

Соотношения для оценивания ошибок $l_{1,2,3}$ и $b_{1,2,3}$ аналогичны (20), (21), в которых вместо скоростей \overline{UV} , \overline{UW} , \overline{VW} , $\overline{U^2V^2}$, $\overline{U^2W^2}$ и $\overline{V^2W^2}$, необходимо использовать соответствующие координаты \overline{xy} , \overline{xz} , \overline{yz} , $\overline{x^2y^2}$, $\overline{x^2z^2}$ и $\overline{y^2z^2}$.

Итак, алгоритм решения задачи состоит из 1) составления функции $2P$ (23), 2) поиске корней векового уравнения (25) и 3) оценке направлений главных осей эллипсоида положений $l_{1,2,3}$ и $b_{1,2,3}$. На основе такого подхода, например, по мазерам с измеренными тригонометрическими параллаксами, были переопределены параметры пространственной ориентации местного рукава (Бобылев, Байкова, 2014).

Кинематическая модель

Из анализа остаточных скоростей V_r , V_l , V_b можем определить среднюю групповую скорость

U_G , V_G , W_G , а также четыре аналога постоянных Оорта A_G , B_G , C_G , K_G (G — Gould Belt), которые в нашем случае характеризуют эффекты собственного вращения (A_G и B_G) и расширения/сжатия (C_G и K_G) выборки маломассивных звезд, тесно связанных с поясом Гулда, на основе простой кинематической модели Оорта–Линдблада:

$$V_r = U_G \cos b \cos l + V_G \cos b \sin l + W_G \sin b + rA_G \cos^2 b \sin 2l + rC_G \cos^2 b \cos 2l + rK_G \cos^2 b, \quad (28)$$

$$V_l = -U_G \sin l + V_G \cos l + rA_G \cos b \cos 2l - rC_G \cos b \sin 2l + rB_G \cos b, \quad (29)$$

$$V_b = -U_G \cos l \sin b - V_G \sin l \sin b + W_G \cos b - rA_G \sin b \cos b \sin 2l - rC_G \cos b \sin b \cos 2l - rK_G \cos b \sin b. \quad (30)$$

Неизвестные U_G , V_G , W_G и A_G , B_G , C_G , K_G находим в результате совместного решения системы условных уравнений (28)–(30) методом наименьших квадратов (МНК).

РЕЗУЛЬТАТЫ

Вначале рассмотрим наиболее простой способ оценки геометрических параметров пояса Гулда по распределению звезд на небесной сфере. На рис. 2 дано такое распределение для звезд выборки rps3. Косинусоида с амплитудой 20° и сдвигом фазы 20° проведена так, что долгота восходящего узла здесь составляет $l_\Omega = 290^\circ$. Можно и точнее подогнать кривую к данным. Однако необходимо учесть, что это лишь проекция на сферу звезд, расположенных

Таблица 1. Параметры эллипсоидов положений трех выборок звезд с относительными ошибками тригонометрических параллаксов менее 15%

Параметры	pms1	pms2	pms3
N_*	43 706	33 978	23 683
λ_1	55.7 ± 0.1	49.2 ± 0.1	40.4 ± 0.1
λ_2	47.7 ± 0.1	40.2 ± 0.1	31.3 ± 0.1
λ_3	17.7 ± 0.1	14.0 ± 0.3	10.0 ± 0.1
$\lambda_1 : \lambda_2 : \lambda_3$	1 : 0.86 : 0.32	1 : 0.82 : 0.29	1 : 0.77 : 0.25
l_1, b_1	$35.7 \pm 0.5^\circ, 11.0 \pm 0.1^\circ$	$38.6 \pm 0.7^\circ, 12.1 \pm 0.2^\circ$	$35.0 \pm 1.2^\circ, 14.3 \pm 0.6^\circ$
l_2, b_2	$125.4 \pm 0.5^\circ, -2.0 \pm 0.1^\circ$	$127.9 \pm 0.9^\circ, -3.1 \pm 0.1^\circ$	$124.5 \pm 0.6^\circ, -2.0 \pm 0.2^\circ$
l_3, b_3	$206.1 \pm 0.5^\circ, 78.9 \pm 0.1^\circ$	$203.8 \pm 0.9^\circ, 77.5 \pm 0.1^\circ$	$206.8 \pm 0.6^\circ, 75.6 \pm 0.3^\circ$

на различных расстояниях от Солнца. Поэтому более объективные результаты должен дать анализ пространственных координат звезд.

В табл. 1 даны параметры эллипсоидов положений трех выборок звезд. Главные полуоси эллипсоида положений определяются с точностью до константы. Как можно видеть из таблицы, от выборки pms1 к pms3 эллипсоид становится все более вытянутым вдоль оси x . Если принять размер первой полуоси равной 350 пк, тогда эллипсоид, например, выборки pms3 будет иметь размеры $350 \times 270 \times 87$ пк, очень близкие к размерам ринга Линдблада ($350 \times 250 \times 50$ пк).

О характерном для пояса Гулда наклоне можем судить по значениям углов b_1 и b_3 . Из табл. 1 можем видеть, что по выборкам pms1 и pms2 значения полученных углов наклона небольшие, $11-12^\circ$, они достаточно далеки от ожидаемых значений. Это свидетельствует о засоренности выборок звездами фона, а также о сложности разделения двух слоев звезд — слоя не членов пояса Гулда, лежащих в галактической плоскости, от наклонного слоя, членов пояса Гулда. Найденный по выборке pms3 угол наклона 14° также не очень большой. Положение третьей оси эллипсоида позволяет определить долготу восходящего узла звездной системы pms3, которая составляет $l_\Omega = l_3 + 90^\circ = 297 \pm 1^\circ$.

В табл. 2 даны параметры эллипсоидов остаточных скоростей трех выборок звезд. При их формировании в формулах (2)–(4) были учтены пекулярное движение Солнца и дифференциальное вращение Галактики. Решение получено двумя способами. В верхней части таблицы даны результаты, полученные только по собственным движениям звезд. А в нижней части таблицы результа-

ты получены по тем же звездам, но используется также уравнение для лучевой скорости (ошибки определения которой не превышают 2 км/с) при ее наличии.

При использовании только собственных движений звезд мы получаем решение с наименьшими ошибками определяемых параметров. Однако в этом случае мы их слегка недооцениваем, так как при вычислении скоростей U, V, W и связанных с ними соотношений (см. формулы (20)–(21)) мы полагали лучевые скорости равными нулю. Поэтому результаты, полученные с привлечением лучевых скоростей звезд, следует считать более надежными. Наибольший интерес представляют результаты, полученные по выборке pms3. В частности, следует обратить внимание на положение первой оси эллипсоида скоростей $L_1 = 112 \pm 3^\circ$, которое тесно связано с направлением на кинематический центр. Например, если речь идет об эффекте собственного вращения звездной системы (при отсутствии собственного расширения), то L_1 должна точно указывать на центр расширения. Наоборот, при наличии собственного расширения (и нулевом эффекте вращения) направление L_1 будет отличаться на 45° от направления на кинематический центр системы (Огородников, 1965).

На рис. 3 дано распределение звезд выборки pms3 в плоскостях xy, xz и yz . Показан эллипсоид положений звезд. Отметим, что вычисленные по всей выборке pms3 средние значения координат $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}) = (-65, -79, -35)$ пк дают информацию о центре концентрации звезд выборки. Как видно из рисунка, центр эллипса продвинул по координате y и помещен в область наименьшей концентрации

Таблица 2. Параметры эллипсоидов остаточных скоростей трех выборок звезд с использованием только их собственных движений (верхняя часть таблицы), а также при совместном решении с добавлением лучевых скоростей, ошибки определения которых не превышают 2 км/с (нижняя часть таблицы)

Параметры	pms1	pms2	pms3
N_*	43 706	33 978	23 683
$\sqrt{\sigma_0}$, км/с	8.7	7.7	6.9
σ_1 , км/с	10.20 ± 0.09	9.55 ± 0.10	8.70 ± 0.12
σ_2 , км/с	7.21 ± 0.12	5.96 ± 0.16	4.72 ± 0.23
σ_3 , км/с	3.86 ± 0.04	3.36 ± 0.05	2.93 ± 0.05
L_1, B_1	$90 \pm 2^\circ, 2 \pm 0^\circ$	$98 \pm 4^\circ, 3 \pm 1^\circ$	$111 \pm 7^\circ, 3 \pm 1^\circ$
L_2, B_2	$179 \pm 1^\circ, -8 \pm 1^\circ$	$187 \pm 1^\circ, -15 \pm 1^\circ$	$200 \pm 2^\circ, -31 \pm 2^\circ$
L_3, B_3	$196 \pm 1^\circ, 82 \pm 1^\circ$	$199 \pm 1^\circ, 74 \pm 1^\circ$	$206 \pm 2^\circ, 59 \pm 1^\circ$
N_*	41 081	32 125	22 480
$\sqrt{\sigma_0}$, км/с	9.7	8.5	7.5
σ_1 , км/с	10.58 ± 0.08	9.76 ± 0.08	8.87 ± 0.10
σ_2 , км/с	8.47 ± 0.10	7.04 ± 0.14	5.58 ± 0.20
σ_3 , км/с	3.79 ± 0.03	3.33 ± 0.03	3.03 ± 0.04
L_1, B_1	$77 \pm 1^\circ, 4 \pm 0^\circ$	$95 \pm 2^\circ, 3 \pm 1^\circ$	$112 \pm 3^\circ, 2 \pm 0^\circ$
L_2, B_2	$167 \pm 2^\circ, -6 \pm 1^\circ$	$184 \pm 2^\circ, -12 \pm 1^\circ$	$202 \pm 2^\circ, -22 \pm 1^\circ$
L_3, B_3	$197 \pm 2^\circ, 83 \pm 1^\circ$	$200 \pm 2^\circ, 78 \pm 1^\circ$	$208 \pm 2^\circ, 68 \pm 1^\circ$

звезд. В этом случае направление на центр эллипса находится в хорошем согласии с направлением $L_1 = 112^\circ$, найденным из анализа эллипсоида остаточных скоростей в качестве предполагаемого направления на кинематический центр звездной системы (табл. 2). Из рис. 3б хорошо видно, что желательно придать эллипсу чуть больший наклон. Таким образом, значение угла наклона $B_2 = 22 \pm 1^\circ$, найденное из анализа эллипсоида остаточных скоростей, ближе к характерному для пояса Гулда значению.

Для того чтобы оценить величину эффектов собственного вращения и расширения/сжатия рассматриваемых звездных систем, мы решаем методом МНК систему условных уравнений (28)–(30). Решение ищем по двум выборкам, pms и pms3, как без учета, так и с учетом влияния спиральной волны плотности.

Результаты даны в табл. 3. В первой колонке

даны параметры модели, во второй и четвертой колонках скорости не освобождены ни от каких эффектов, а в третьей и пятой колонках скорости звезд освобождены от движения Солнца, от дифференциального движения Галактики и от влияния спиральной волны плотности. С использованием найденных значений параметров A и C вычислено значение угла l_{xy} (отклонение вертекса) согласно известному соотношению

$$\operatorname{tg}(2l_{xy}) = -C/A,$$

которое является справедливым при отсутствии расширения. Этот угол указывает направление на кинематический центр звездной системы.

Кинематические уравнения (28)–(30) решались двумя способами. В верхней части табл. 3 даны результаты, полученные по звездам с полной информацией, а именно, для каждой звезды известен параллакс, два компонента собственного движения

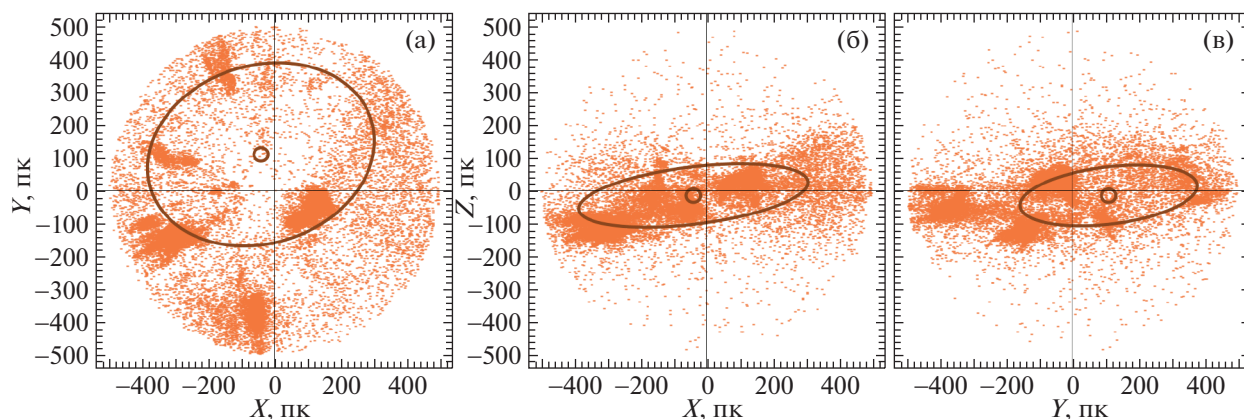


Рис. 3. Пространственное распределение звезд выборки rms3, эллипсоид найден из анализа положений этих звезд.

и лучевая скорость. В нижней же части табл. 3 даны результаты, полученные по звездам с неполной информацией, т.е. при отсутствии лучевой скорости использовались лишь собственные движения звезд.

Так как во второй и четвертой колонках скорости свободны от поправок, то здесь скорости U_{\odot} , V_{\odot} и W_{\odot} имеют обычный смысл групповой скорости выборки. А в третьей и пятой колонках учтена скорость Солнца относительно местного стандарта покоя (МСП) со значениями из работы Шонриха и др. (2010) $(U, V, W)_{\odot} = (11.1, 12.2, 7.3)$ км/с, поэтому величины U_G , V_G , W_G , V , l и b показывают движение всей выборки относительно МСП. Здесь скорость $V = \sqrt{U_G^2 + V_G^2 + W_G^2}$ и ее направление l_G и b_G . Значения этих величин сильно зависят от принятой пекулярной скорости Солнца относительно МСП. Например, в работе Бобылева (2004) по РЗС моложе 60 млн лет из пояса Гудла было найдено $(U, V, W)_G = (1.1, -11.8, 1.3)$ км/с, $l_G = 275^\circ$ и $b = 6^\circ$, где использовались компоненты пекулярной скорости Солнца $(U, V, W)_{\odot} = (10.0, 5.3, 7.2)$ км/с из работы Денена, Бинни (1998).

Аналогично, во второй и четвертой колонках значения постоянных Оорта A и B , в меньшей степени C и K , описывают дифференциальное вращение Галактики. А в третьей и пятой колонках эти параметры уже отражают исключительно собственные кинематические свойства звезд выборки.

Анализ результатов табл. 3 показывает, что учет спиральной волны плотности практически полностью устраняет положительный K -эффект (эффект расширения звездной системы). Кроме того, в остаточных скоростях звезд (третья и пятая колонки) наблюдается положительное собственное вращение системы с угловой скоростью $B - A$, и

только по выборке rms3, в верхней части таблицы такое вращение является отрицательным (то есть совпадает по направлению с галактическим) и имеет величину $B - A = -3.57 \pm 1.34$ км/с/кпк. Строго говоря (Огородников, 1965), оно должно быть несколько другим, так как здесь имеется большое значение постоянной C , поэтому $A_{\text{new}} = \sqrt{A^2 + C^2}$, тогда $B - A_{\text{new}} = 5.0 \pm 1.6$ км/с/кпк. Таким образом, вращение будет положительным при направлении на другим, так как здесь имеется большое значение постоянной C , поэтому $A_{\text{new}} = \sqrt{A^2 + C^2}$, тогда $B - A_{\text{new}} = 5.0 \pm 1.6$ км/с/кпк. Таким образом, вращение будет положительным при направлении на другим, так как здесь имеется большое значение постоянной C , поэтому $A_{\text{new}} = \sqrt{A^2 + C^2}$, тогда $B - A_{\text{new}} = 5.0 \pm 1.6$ км/с/кпк. Таким образом, вращение будет положительным при направлении на другим, так как здесь имеется большое значение постоянной C , поэтому $A_{\text{new}} = \sqrt{A^2 + C^2}$, тогда $B - A_{\text{new}} = 5.0 \pm 1.6$ км/с/кпк. Таким образом, вращение будет положительным при направлении на другим, так как здесь имеется большое значение постоянной C , поэтому $A_{\text{new}} = \sqrt{A^2 + C^2}$, тогда $B - A_{\text{new}} = 5.0 \pm 1.6$ км/с/кпк.

Представляют интерес результаты из табл. 3, полученные по молодым массивным звездам выборки rms. В их неисправленных скоростях имеется положительный K -эффект, который устраняется после учета спиральной волны плотности. У звезд этой выборки заметно большие значения ошибки единицы веса σ_0 . Так как в каталоге Зари и др. (2018) отбор звезд осуществлялся при достаточно сильном ограничении на модуль тангенциальной скорости $V_t < 40$ км/с, то параметры галактического вращения (A и B во втором столбце таблицы) могут быть недооцененными.

Как видим из рис. 1, звезды с лучевыми скоростями в обоих рассматриваемых выборках занимают слегка отличные области на диаграмме Γ - P по сравнению со всей выборкой. Таким образом, они имеют слегка отличный эволюционный статус.

Таблица 3. Параметры кинематической модели Оорта—Линдблада, найденные по двум выборкам звезд только по звездам с лучевыми скоростями (верхняя часть) и по всем данным (нижняя часть)

Параметры	ims		rms3	
	до учета	после учета	до учета	после учета
N_*	13 092	13 092	1877	1877
σ_0 , км/с	12.7	12.4	10.1	9.9
U_{\odot}/U_G , км/с	6.43 ± 0.11	6.52 ± 0.11	5.25 ± 0.24	7.56 ± 0.24
V_{\odot}/V_G , км/с	8.23 ± 0.11	3.95 ± 0.11	11.82 ± 0.24	-0.18 ± 0.24
W_{\odot}/W_G , км/с	7.22 ± 0.11	-0.21 ± 0.11	5.36 ± 0.23	1.14 ± 0.23
V , км/с	12.70 ± 0.11	7.63 ± 0.11	14.00 ± 0.24	7.65 ± 0.24
l , град.	52 ± 1	31 ± 1	66 ± 1	9 ± 2
b , град.	35 ± 1	-2 ± 1	23 ± 1	9 ± 3
A , км/с/кпк	12.01 ± 0.35	-3.50 ± 0.35	14.38 ± 0.96	-0.64 ± 0.95
B , км/с/кпк	-7.89 ± 0.35	3.39 ± 0.33	-16.48 ± 0.92	-4.21 ± 0.91
C , км/с/кпк	-2.78 ± 0.35	-7.18 ± 0.35	-4.02 ± 0.95	-9.17 ± 0.94
K , км/с/кпк	6.42 ± 0.37	0.77 ± 0.36	5.76 ± 1.00	0.12 ± 0.99
l_{xy} , град.	5 ± 1	-32 ± 1	8 ± 2	-43 ± 3
N_*	71 594	71 594	23 668	23 668
σ_0 , км/с	10.1	9.7	4.3	3.9
U_{\odot}/U_G , км/с	7.56 ± 0.05	5.35 ± 0.05	10.30 ± 0.05	2.55 ± 0.04
V_{\odot}/V_G , км/с	8.36 ± 0.05	3.66 ± 0.05	12.61 ± 0.04	-0.62 ± 0.04
W_{\odot}/W_G , км/с	7.03 ± 0.04	-0.09 ± 0.04	6.02 ± 0.03	0.79 ± 0.03
V , км/с	13.28 ± 0.05	6.49 ± 0.05	17.35 ± 0.04	2.75 ± 0.04
l , град.	47.9 ± 0.2	34.4 ± 0.4	5.8 ± 0.2	346 ± 2
b , град.	32.0 ± 0.2	-0.8 ± 0.3	20.3 ± 0.1	17 ± 1
A , км/с/кпк	10.45 ± 0.15	-4.84 ± 0.14	7.01 ± 0.12	-7.20 ± 0.11
B , км/с/кпк	-11.26 ± 0.11	0.32 ± 0.11	-16.72 ± 0.10	-3.83 ± 0.09
C , км/с/кпк	-3.70 ± 0.15	-8.68 ± 0.14	4.61 ± 0.15	0.22 ± 0.14
K , км/с/кпк	2.98 ± 0.26	-2.48 ± 0.25	7.03 ± 0.32	1.31 ± 0.29
l_{xy} , град.	10 ± 1	-30 ± 1	-17 ± 1	1 ± 1

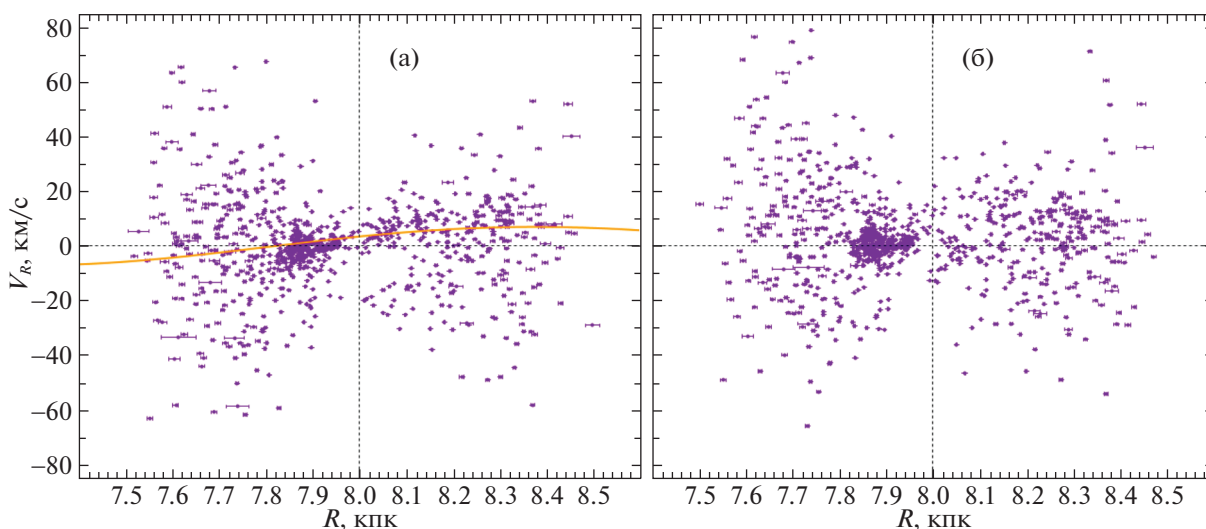


Рис. 4. Галактоцентрические радиальные скорости, V_R , звезд выборки rms3 в зависимости от расстояния R , исправленные за движение Солнца (а), а также с учетом вращения Галактики и спиральной волны плотности (б).

Скорее всего, в выборке rms среди звезд с измеренными лучевыми скоростями (темные точки на рис. 1а) имеется значительная доля звезд спектрального класса А. А в выборке rms3 без лучевых скоростей (светлые точки на рис. 1б) большая доля слабых звезд, где ошибки параллаксов и собственных движений значительно возрастают по сравнению с более яркими звездами из каталога Gaia DR2. С этой точки зрения не должны вызывать удивление различия в кинематических параметрах между верхней и нижней частями таблицы.

В итоге самые надежные значения полученных кинематических параметров, по-нашему мнению, содержатся в четвертой и пятой колонках верхней части табл. 3. Эти параметры получены по выборке rms3. Интересно также отметить, что групповая скорость этой выборки показывает тесную связь с поясом Гулда. Действительно, как можно видеть из последней колонки таблицы, скорость V имеет направление l от 179° до 166° и b от -9° до -17° , т.е. лежит практически в плоскости пояса Гулда.

На рис. 4 даны галактоцентрические радиальные скорости, V_R , звезд выборки rms3. В первом случае (рис. 4а) они исправлены только за движение Солнца (а). В ближайшей окрестности Солнца радиусом около 200 пк хорошо просматривается наклонное расположение точек. На этом графике дана волна

$$-7 \cos \left[-\frac{2\pi R_0}{2.2} \ln \left(\frac{R}{R_0} \right) - 120^\circ \right],$$

записанная согласно соотношениям (6) и (7), с амплитудой возмущения $f_R = 7$ км/с, длиной волны $\lambda = 2.2$ кпк и фазой Солнца в волне $\chi_\odot = -120^\circ$.

Здесь знак минус перед формулой означает, что в центре спирального рукава (например, при $R \approx 7.2$ кпк) возмущение направлено к центру Галактики.

Во втором случае (рис. 4б) даны скорости, в которых учтены движение Солнца, дифференциальное вращение Галактики и влияние спиральной волны плотности. Как можно видеть из рисунка, учет всех указанных эффектов делает распределение точек горизонтальным. Интересно отметить, что самое плотное сгущение точек на рис. 4 при $R \approx 7.9$ кпк, сформированное звездами ОБ-ассоциации Скорпиона–Центавра также принимает более горизонтальное положение после учета влияния спиральной волны плотности. Хотя локальный наклон все же остается, что говорит о наличии собственного расширения этой ассоциации.

ОБСУЖДЕНИЕ

По ОБ-звездам каталога HIPPARCOS (1997) моложе 60 млн лет Торра и др. (2000) определили значение угла наклона $16-22^\circ$ и долготу восходящего узла большого круга $275-295^\circ$. Бобылевым (2016) показано, что системе близких высокоширотных молекулярных облаков можно аппроксимировать эллипсоидом с размерами $350 \times 235 \times 140$ пк, который расположен под углом $17 \pm 2^\circ$ к галактической плоскости с долготой восходящего узла $337 \pm 1^\circ$. Так как рассматривались высокоширотные молекулярные облака, очень удаленные от плоскости симметрии пояса Гулда, то третья ось этого эллипсоида получилась необычно большой.

В работе Дзиба и др. (2018) проанализированы двенадцать областей звездообразования, содержащие молодые звезды и тесно связанные с поясом Гулда. Были использованы кинематические данные из каталога Gaia DR2. Показано, что эту систему можно аппроксимировать эллипсоидом с размерами $358 \times 316 \times 70$ пк и центром во втором галактическом квадранте $(x, y, z)_0 = (-82, 39, -25) \pm (15, 7, 4)$ пк. Эллипсоид расположен под углом $21 \pm 1^\circ$ к галактической плоскости с долготой восходящего узла $319 \pm 2^\circ$. По этим данным получена также новая оценка скорости расширения пояса Гулда 2.5 ± 0.1 км/с.

Из анализа большой выборки гигантов сгущения из каталога Gaia DR2 Гончаров (2019) определил угол наклона слоя пыли, связанной с поясом Гулда, который составил $18 \pm 2^\circ$. Кроме того, им получена оценка шкалы высот этого пылевого слоя, составляющая 170 ± 40 пк. Таким образом, найденные в настоящей работе геометрические характеристики звезд rms3 (наклон $14\text{--}22^\circ$ и долгота восходящего узла большого круга $297\text{--}298^\circ$) находятся в хорошем согласии с характеристиками пояса Гулда, определенными различными авторами по другим данным. Это говорит о том, что подавляющее большинство молодых звезд типа Т Тельца выборки rms3 принадлежат структуре пояса Гулда.

Интересно оценить величину учтенного нами K -эффекта в угловых единицах. По определению $2K = V_R/R + \partial V_R/\partial R$ при независимости вращательной скорости V_θ от угла V_θ , $\partial V_\theta/\partial \theta = 0$ (Огородников, 1965). Тогда при постоянстве угловой скорости (те при $\partial V_R/\partial R = 0$), $\partial V_R/\partial R = 0$ и $2K = V_R/R$.

Из рассмотрения волны, аналогичной рис. 4, находим $2K = 2f_R/(\lambda/2)$, следовательно, $K = 4.5$ км/с/кпк. При этом необходимо учитывать, что введение поправки сильно зависит от значения фазы Солнца χ_\odot . Таким образом, даже с учетом влияния галактической спиральной волны плотности пояс Гулда может иметь небольшое остаточное расширение. Например, из анализа OB-звезд каталога HIPPARCOS моложе 30 млн лет в работе Линдблада и др. (1997) получена оценка $K = 12$ км/с/кпк. Торра и др. (2000) по OB-звездам моложе 60 млн лет нашли $K = 7.1 \pm 1.4$ км/с/кпк. В работе Бобылева (2004) по выборке молодых звезд найден коэффициент $K = 8 \pm 2$ км/с/кпк.

Велика вероятность того, что имеется собственное расширение ассоциации в Скорпионе—Центавре и после учета влияния спиральной волны плотности. Так, Блау (1964) нашел для нее коэффициент расширения $K = 50$ км/с/кпк. В работе Бобылева, Байковой (2007) по выборке молодых звезд с данными из каталога HIPPARCOS

значение этого коэффициента уточнено $K = 46 \pm 8$ км/с/кпк. Как видно из рис. 4, звезды этой ассоциации оказывают сильное влияние на оценку значения K для пояса Гулда. Бобылевым, Байковой (2013) при анализе молодых массивных кратных систем был отмечен значительный градиент радиальной скорости $V_R/R \sim 40$ км/с/кпк в области ассоциации Скорпиона—Центавра. Ими было высказано предположение о том, что прежде чем определять параметры собственного расширения ассоциации Скорпиона—Центавра, необходимо исключить влияние спиральной волны плотности. Действительно, как хорошо видно из рис. 4, спиральная волна и скорости ассоциации звезд очень Скорпиона—Центавра располагаются почти параллельно друг другу, поэтому трудно отделить один эффект от другого.

Дисперсии остаточных скоростей звезд выборки rms3 малы, например, $\sigma_0 = 7.5$ км/с (табл. 2) и главные полуоси эллипсоида остаточных скоростей $\sigma_{1,2,3} = (8.87, 5.58, 3.03) \pm (0.10, 0.20, 0.04)$ км/с сопоставимы с дисперсией скоростей газовых облаков, принадлежащих поясу Гулда, $1\text{--}5$ км/с (Галли и др., 2019).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучены пространственные и кинематические свойства большой выборки молодых звезд, еще не достигших стадии главной последовательности. Для этого был использован каталог Зари и др. (2018), содержащий более 40 000 звезд типа Т Тельца с собственными движениями и параллаксами из каталога Gaia DR2. Рассмотрены также кинематические свойства большой (более 80 000) выборки молодых звезд (это звезды спектральных классов O, B и A) из этого каталога, которые занимают верхнюю часть на диаграмме Г—Р. Для части этих звезд известны значения лучевых скоростей.

Подтверждено предположение Зари и др. (2018) о том, что звезды, принадлежащие выборке rms3, имеют очень тесную пространственную и кинематическую связь с поясом Гулда. По координатам звезд этой выборки оценены следующие характеристики эллипсоида положений: он имеет размеры $350 \times 270 \times 87$ пк, расположен под углом $14 \pm 1^\circ$ к галактической плоскости с долготой восходящего узла $297 \pm 1^\circ$.

Анализ движений звезд выборки rms3 показал, что эллипсоид остаточных скоростей с главными полуосями $\sigma_{1,2,3} = (8.87, 5.58, 3.03) \pm (0.10, 0.20, 0.04)$ км/с расположен под углом $22 \pm 1^\circ$ к галактической плоскости с долготой восходящего узла $298 \pm 2^\circ$.

Показано, что значительную часть, около $5\text{--}7$ км/с/кпк, характерного для звезд пояса Гулда

эффекта расширения (К-эффект), можно объяснить влиянием галактической спиральной волны плотности. При учете влияния спиральной волны мы учли только радиальную компоненту скорости возмущения $f_R = 5$ км/с, полагая, что именно эта скорость вносит основной вклад при учете К-эффекта. После учета пекулярного движения Солнца относительно МСП, дифференциального вращения Галактики и волны плотности в остаточных скоростях звезд, эффект собственного расширения становится очень малым или даже сменяется сжатием. В то же время проявляется эффект собственного вращения с величиной 3–6 км/с/кпк. Причем знак этого вращения, скорее всего, является положительным. Этот эффект необходимо изучать в дальнейшем более детально.

Автор благодарен рецензенту за полезные замечания, которые способствовали улучшению статьи. Работа выполнена при частичной поддержке Программы Президиума РАН КП19–270 “Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с применением методов наземных наблюдений и космических исследований”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блаау (A. Blaauw), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **2**, 213 (1964).
2. Бобылев В.В., Письма в Астрон. журн. **30**, 861 (2004) [V.V. Bobylev, *Astron. Lett.* **30**, 784 (2004)].
3. Бобылев В.В., Письма в Астрон. журн. **32**, 906 (2006) [V.V. Bobylev, *Astron. Lett.* **32**, 816 (2006)].
4. Бобылев В.В., *Астрофизика* **57**, 625 (2014) [V.V. Bobylev, *Astrophysics* **57**, 583 (2014)].
5. Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **33**, 643 (2007) [V.V. Bobylev, et al., *Astron. Lett.* **33**, 571 (2007)].
6. Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **39**, 601 (2013) [V.V. Bobylev, et al., *Astron. Lett.* **39**, 532 (2013)].
7. Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **40**, 840 (2014) [V.V. Bobylev, et al., *Astron. Lett.* **40**, 783 (2014)].
8. Бобылев В.В., Письма в Астрон. журн. **42**, 600 (2016) [V.V. Bobylev, *Astron. Lett.* **42**, 544 (2016)].
9. Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **43**, 500 (2017) [V.V. Bobylev, et al., *Astron. Lett.* **43**, 452 (2017)].
10. Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **45**, 249 (2019a) [V.V. Bobylev, et al., *Astron. Lett.* **45**, 208 (2019a)].
11. Бобылев В.В., Байкова А.Т., Астрон. журн. **96**, 939 (2019b) [V.V. Bobylev, et al., *Astron. Rep.* **63**, 932 (2019b)].
12. Браун и др. (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, de Bruijne, C. Babusiaux, C.A.L. Bailer-Jones, M. Biermann, D.W. Evans, et al.), *Astron. Astrophys.* **616**, 1 (2018).
13. О.О. Василькова, Письма в Астрон. журн. **40**, 63, 2014 [O.O. Vasilkova, *Astron. Lett.* **40**, 59, 2014].
14. Галли и др. (P.A.B. Galli, L. Loinard, H. Bouy, L.M. Sarro, G.N. Ortiz-León, S.A. Dzib, J. Olivares, M. Heyer, et al.), *Astron. Astrophys.* **630**, 137 (2019).
15. Гончаров Г.А., Письма в Астрон. журн. **45**, 650 (2019) [G.A. Gontcharov, *Astron. Lett.* **45**, 605 (2019)].
16. Дамбис А.К., Бердников Л.Н., Ефремов Ю.Н., Князев А.Ю., Расторгуев А.С., Глушкова Е.В., Кравцов В.В., Тернер Д.Г. и др., Письма в Астрон. журн. **41**, 533 (2015) [A.K. Dambis, et al., *Astron. Lett.* **41**, 489 (2015)].
17. Дейм и др. (T.M. Dame, D. Hartmann, and P. Thaddeus), *Astrophys. J.* **547**, 792 (2001).
18. Денен, Бинни (W. Dehnen and J.J. Binney), *MNRAS* **298**, 387 (1998).
19. Дзиб и др. (S.A. Dzib, L. Loinard, G.N. Ortiz-León, L.F. Rodríguez, and P.A.B. Galli), *Astrophys. J.* **867**, 151 (2018).
20. Ефремов Ю.Н., *Очаги звездообразования в галактиках* (М.: Наука, 1989).
21. Зари и др. (E. Zari, H. Hashemi, A.G.A. Brown, K. Jardine, and P.T. de Zeeuw), *Astron. Astrophys.* **620**, 172 (2018).
22. Зев и др. (P.T. de Zeeuw, R. Hoogerwerf, J.H.J. de Bruijne, A.G.A. Brown, and A. Blaauw), *Astron. J.* **117**, 354 (1999).
23. Лин, Шу (C.C. Lin and F.H. Shu), *Astrophys. J.* **140**, 646 (1964).
24. Линдبلاد (P.O. Lindblad), *Bull. Astron. Inst. Netherland* **19**, 34 (1967).
25. Линдبلاد и др. (P.O. Lindblad, J. Palouš, K. Loden, and L. Lindegren), *HIPPARCOS Venice'97*, ed. B. Battrock, (ESA Publ. Div., Noordwijk, p. 507, 1997).
26. Линдبلاد (P.O. Lindblad), *Astron. Astrophys.* **363**, 154 (2000).
27. Линдегрэн и др. (Gaia Collaboration, L. Lindegren, J. Hernandez, A. Bombrun, S. Klioner, U. Bastian, M. Ramos-Lerate, A. de Torres, H. Steidelmüller, et al.), *Astron. Astrophys.* **616**, 2 (2018).
28. Локтин А.В., Попова М.Э., *Астрофиз. Бюллетень* **74**, 271 (2019) [A.V. Loktin et al., *Astrophys. Bull.* **74**, 270 (2019)].
29. Мишуров, Зенина (Yu.N. Mishurov and I.A. Zenina), *Astron. Astrophys.* **341**, 81 (1999).
30. Огородников К.Ф., *Динамика звездных систем* (М.: Физматгиз, 1965).
31. Олано (C.A. Olano), *Astron. Astrophys.* **121**, 295 (2001).
32. Перро, Гренье (C.A. Perrot and I.A. Grenier), *Astron. Astrophys.* **404**, 519 (2003).
33. Пискунов и др. (A.E. Piskunov, N.V. Kharchenko, S. Röser, E. Schilbach, and R.-D. Scholz), *Astron. Astrophys.* **445**, 545 (2006).
34. Поппель (W.G.L. Pöppel), *Fundamental of Cosmic Physics* **18**, 1–271 (1997).
35. Поппель (W.G.L. Pöppel), *From Darkness to Light*. ASP Conf. Ser. **243**, 667 (Ed T. Montmerle and Ph. Andre, 2001).

36. Расторгуев А.С., Заболотских М.В., Дамбис А.К., Уткин Н.Д., Бобылев В.В., Байкова А.Т., *Астрофиз. Бюллетень* **72**, 134 (2017) [A.S. Rastorguev, et al., *Astrophys. Bull.* **72**, 122 (2017)].
37. Сартори и др. (M.J. Sartori, J. R.D. Lepine, and W.S. Dias), *Astron. Astrophys.* **404**, 913 (2003).
38. Торра и др. (J. Torra, D. Fernández, and F. Figueras), *Astron. Astrophys.* **359**, 82 (2000).
39. Торрес и др. (C.A.O. Torres, R. Quast, C.H.F. Melo, and M.F. Sterzik), *Handbook of Star Forming Regions Vol. II* (The Southern Sky ASP Monograph Publications, Vol. 5, Bo Reipurth, ed., 2008).
40. Трамплер, Уивер (R.J. Trumpler and H.F. Weaver), *Statistical Astronomy* (Univ. of Calif. Press, Berkely, 1953).
41. Фернандес и др. (D. Fernández, F. Figueras, and J. Torra), *Astron. Astrophys.* **372**, 833 (2001).
42. Шонрих и др. (R. Schönrich, J. Binney, and W. Dehnen), *MNRAS* **403**, 1829 (2010).
43. The HIPPARCOS and Tycho Catalogues, ESA SP-1200 (1997).