АСТРОФИЗИКА

ТОМ 36 МАЙ, 1993 ВЫПУСК 2

УДК 524.3:521.1

КИНЕМАТИКА ЗВЕЗД В ФИГУРАХ КОВАЛЬСКОГО-КАПТЕЙНА. III

Г. Б. АНИСИМОВА

Поступила 24 ноября 1992

Принята к печати 25 декабря 1992

Полярные диаграммы позиционных углов собственных движений звезд ярче $V = 9^m\!.0$ из каталога SAO использованы для проверки методом χ^2 гипотезы эллипсоидальности распределения скоростей звезд. Она подтвердилась в качестве первого приближения. Отклонения от такого распределения имеют локальный характер и связаны с локальной структурой в окрестностях Солнца.

1. *Введение*. В первой части работы [1] предпринята модификация метода анализа полярных диаграмм позиционных углов собственных движений звезд или фигур Ковальского-Каптейна (ФК-К). Во второй части работы [2] метод применен для определения глобальных кинематических параметров: координат солнечного апекса $L_{\odot}$, $B_{\odot}$, оортовских постоянных галактического вращения A и ω, долготы вертекса l_v и отношений полуосей эллипсоида скоростей $\frac{\sigma_b}{\sigma_a}$ и $\frac{\sigma_c}{\sigma_a}$.

Близость полученных значений параметров к стандартным, найденным другими методами, свидетельствует о работоспособности метода ФК-К и о возможности использовать его в решении других задач звездной кинематики. В настоящей, третьей части работы проведем проверку эллипсоидальности распределения скоростей звезд и рассмотрим локальные особенности кинематики.

Гипотеза эллипсоидальности возникла при изучении ФК-К. Ее предложил в 1907 г. К. Шварцшильд [3] как обобщение сферического распределения Максвелла: та же экспоненциальная функция при эллипсоидальном аргументе вместо сферического. В дальнейшем Чандрасекар [4] пришел к выводу, что обобщить можно и функцию, сохранив эллипсоидальность аргумента. Огородников [5] назвал такое распределение чандрасекаровским. Виду функции можно придать ту или иную форму с целью наиболее адекватного описания наблюдений. Например, Шацова [6] использовала форму функции Планка, сохранив эллипсоидальность аргумента. Независимо от конкретной формы чандрасекаровского распределения, ее уровенной поверхностью является эллипсоид пространственных скоростей. Если ограничиться тангенциальными скоростями (пекулярными), получим проекцию эллипсоида—эллипс. Дальнейшие ограничения—наблюденными собственными движениями звезд на заданной площадке неба или их позиционными углами—приводят к некоторой деформации эллипса в качестве уровенной кривой распределения. Такими деформированными эллипсами описывал ФК-К Шварцшильд. В [1, 2] обращено внимание на то, что на малых площадках неба, где можно пренебречь различиями в систематических эффектах (в параллактическом движении, галактическом вращении и др.) деформации должны быть незначительными и ФК-К, для простоты, можно аппроксимировать эллипсом. Если окажется, что ФК-К мало отличаются от эллипсов, то тем самым будет оправдано данное приближение и, что важнее, подтвердится гипотеза эллипсоидальности распределения скоростей. Если же окажется, что расхождения многочисленны и существенны, то это может иметь различные объяснения.

Ниже покажем, что истина ближе к первому случаю.

Подтверждение эллипсоидальности распределения в отдельных участках неба ничего не говорит о его постоянстве при переходе от одних областей к другим. Этот вопрос, представляющий большой интерес для звездной динамики, равно как для описания пространственно-кинематической структуры Галактики, также может решаться на основании анализа ФК-К.

Решение определяется характером изменения элементов ФК-К в зависимости от координат площадок, соответствует ли он теоретически ожидаемому при постоянных параметрах эллипсоида скоростей и других систематических эффектов.

В данной статье показано, что существенные вариации параметров имеются даже в радиусе сотен парсеков вокруг Солнца. При этом удается поставить в соответствие кинематические и структурные вариации.

2. *О качестве аппроксимации ФК-К элипсами. Поставленные выше* задачи решаются на основании данных наблюдений, описанных и обработанных в [2]. Они относятся примерно к 1/4 неба, разделенной на 44 площадки. Соответственно было построено 44 ФК-К по собственным движениям (μ) ярких звезд (до 9^m) из каталога SAO [7] Среднее число звезд в площадке равно 422 при общем числе звезд в них 18569.

Каждая ФК-К с полюсом $0(\mu_\alpha=0,\ \mu_\delta=0)$ содержит 12 секторов со средними позиционными углами $\varphi_i=15°(2i-1)$. Длина вектора i-й вершины фигуры пропорциональна числу звезд в секторе n_i $\Delta\varphi_i = 30^\circ$.

Центр тяжести фигуры С имеет координаты (R_c, φ_c). При параллельном переносе начала координат к точке С полярные координаты вершин становятся (δ_i, ν_i). Если φ_i отсчитывается от круга склонения центра площадки (где $\mu_\delta > 0$) в сторону роста прямых восхождений (и μ_α), то ν_i отсчитывается от параллели (где $\mu_\alpha > 0$) по часовой стрелке к радиусу-вектору δ_i. (δ_i, ν_i) можно выразить через наблюдаемые координаты (n_i, φ_i) и координаты точки С:

$$\begin{aligned} \delta_i \cos \nu_i &= n_i \sin \varphi_i - R_c \sin \varphi_c, \\ \delta_i \sin \nu_i &= -n_i \cos \varphi_i + R_c \cos \varphi_c \end{aligned} \tag{1}$$

или

$$[\delta_i(\nu_i)]^2 = n_i^2 + R_c^2 - 2n_i R_c \cos(\varphi_c - \varphi_i). \tag{2}$$

Ниже используется угол ψ_i относительно галактической параллели, имеющей позиционный угол φ_l. С ν_i они связаны соотношением

$$\psi_i = 270^\circ + \varphi_l - \nu_i; \quad \delta(\psi_i) = \delta(\nu_i). \tag{3}$$

Следует заметить, что если все $\Delta\varphi_i$ одинаковы $(=30^\circ)$, то соответствующие им $\Delta\nu_i = \Delta\psi_i$ варьируются в зависимости как от (n_i, φ_i), так и от (δ_i, ν_i). ФК-К, т. е. совокупность векторов $\delta_i(\nu_i)$ в данной площадке, аппроксимируем эллипсом с центром $C(R_c, \varphi_c')$ и элементами: δ_b — малой полуосью, e — эксцентриситетом и φ_a — позиционным углом большой полуоси. Радиус-вектор эллипса в направлении ν_i равен

$$\delta_{Ei} = \delta_b \left[1 - e^2 \sin^2(\nu_i - \varphi_a)\right]^{-1/2}. \tag{4}$$

При определении δ_b учитываем равенство площадей эллипса и ФК-К:

$$\pi \delta_b^2 (1 - e^2)^{-1/2} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{12} n_i n_{i+1} \sin(\varphi_{i+1} - \varphi_i). \tag{5}$$

Значения всех пяти элементов в каждой площадке представлены в [2].

По (2) и (5) находим разности

$$\Delta\delta_i = \delta_i - \delta_{Ei} \quad \text{при } i = 1, 2, \dots 12. \tag{6}$$

Качество аппроксимации определяем по критерию χ^2:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{12} (\Delta\delta_i)^2/\delta_{Ei}. \tag{7}$$

Учитывая, что из данных наблюдений определялись 5 параметров, число степеней свободы

$$f = 12 - 1 - 5 = 6.$$

Все $\delta_i > 10$.

В табл 1 приведены значения χ^2 и P—вероятности для наблюденного χ^2 превысить при данном f табличные χ^2_p из [8]. Координаты центров пронумерованных площадок содержатся в [2].

Таблица 1

СОПОСТАВЛЕНИЕ НАБЛЮДАЕМЫХ ФК-К С АППРОКСИМИРУЮЩИМИ ИХ ЭЛЛИПСАМИ МЕТОДОМ χ^2

N площ	χ^2 $(f=6)$	$P(\%)$	χ^2_1	$P_1(\%)$	f	N площ.	χ^2 $(f=6)$	$P(\%)$	χ^2_1	$P_1(\%)$	f
1	11.39	8	7.26	20	5	23	15.27	2	8.77	11	5
2	14.47	3	8.36	15	5	24	3.42	76			
3	24.64	0.1	12.46	1.5	4	25	8.66	19			
4	14.43	3	4.67	46	5	26	6.50	40			
5	7.65	27				27	12.35	5	8.15	16	5
6	9.14	17				28	11.90	6	8.[illegible]	16	5
7	9.37	16				29	5.57	48			
8	4.33	63				30	7.84	25			
9	3.56	74				31	[illegible].19	17			
10	8.01	24				32	8.46	20			
11	5.00	55				33	8.91	18			
12	4.74	58				34	6.05	48			
13	10.06	13				35	6.69	39			
14	4.78	58				36	8.66	19			
15	14.21	3	5.34	26	4	37	10.74	10			
16	9.26	16				38	17.77	1	8.54	14	[illegible]
17	6 99	34				39	8.43	2[illegible]			
18	9.54	11				40	10.15	13			
19	7.92	25				41	7.65	27			
20	12.33	5	7.63	18	5	42	10.53	12			
21	6.42	39				43	6.53	39			
22	6.05	43				44	22.24	0.1	11.03	5	4
									5.48	25	5

Для 11 ФК-К, где P малы ($< 8\%$), получен второй вариант с исключением сектора с максимальным отношением $(\Delta \delta_i)^2 / \delta_{Ei}$ а для

площадок № 3, 15 и 44—даже двух секторов. Заметим, что из 11 площадок области с наименьшими P, 5 площадок (№ 1-4 и 44) расположены компактно на $l>30$—$45°$.

Табл. 1 показывает неплохое ($P=10$-20%), а во многих случаях хорошее и даже очень хорошее ($P>50\%$) согласие. Низкое согласие обнаружено лишь в площадке № 3, в которую попадает апекс солнечного движения. Среднее по 43 площадкам $P\approx30\%$.

Таким образом, по изученной четверти неба гипотеза эллиптичности распределения направлений тангенциальных пекулярных движений не отклоняется. Как показано в [1], это соответствует эллипсоидальности распределения пространственных скоростей. Речь идет об аргументе функции. Вид самой функции в работе не изучался.

Одновременно подтвердилась малость деформаций эллипсов в большинстве направлений v_t в использованных площадках неба.

Строго говоря, табл. 1 означает приемлемость гипотезы эллипсоидальности в качестве первого приближения к аргументу истинного распределения скоростей.

3. Связи элементов ФК-К с глобальными кинематическими параметрами и их вариации. Допустим, что в ридиусе сотен парсеков вокруг Солнца кинематика звезд определяется набором постоянных параметров—отраженного движения Солнца (X, Y, Z), вращения Галактики (A, ω) и эллипсоида скоростей (l_v, b_v, $\Delta_b=\sigma_b^2/\sigma_a^2$, $\Delta_c=\sigma_c^2/\sigma_a^2$). Используем такие их комбинации, которые в проекции на направление центра площадки (l, b) можно связать с элементами ее ФК-К. Ими могут быть известные выражения для средних тангенциальных скоростей в направлениях галактической параллели и круга широт точки l, b), [9].

$$\overline{v}_l = X\sin l - Y\cos l + 2\,Ar\cos^2 l\cdot\cos b - \omega r\cos b, \tag{8}$$

$$\overline{v}_b = X\cos l\sin b + Y\sin l\sin b - Z\cos b - \frac{1}{2}Ar\sin 2l\cdot\sin 2b,$$

а также дисперсий пекулярных скоростей в тех же направлениях [1], с обозначением $\lambda=l-l_v$:

$$\overline{v_l^2} = \sigma_a^2(\sin^2\lambda + \Delta_b\cos^2\lambda) \tag{9}$$

$$\overline{v_b^2} = \sigma_a^2(\cos^2\lambda\sin^2 b + \Delta_b\sin^2\lambda\ \sin^2 b + \Delta_c\cos^2 b)- \tag{10}$$

и другие соотношения.

С их помощью выражаем все элементы эллипса:

a) Прямоугольные координаты центра ФК-К (ξ_c, η_c) пропорциональны $\overline{v_l}$ и $\overline{v_b}$ с коэффициентом q

$$\xi_c = R_c \cos \psi_c = q\overline{v_l}, \tag{11}$$

$$\eta_c = R_c \sin \psi_c = q\overline{v_b}, \quad \text{где} \quad \psi_c = \varphi_l - \varphi_c,$$

откуда $\quad |R_c(l, b)|^2 = R_c^2 = \xi^2 + \eta^2 = q^2(\overline{v_l^2} + \overline{v_b^2}) \qquad (12)$

и $\quad \psi_c(l, b) = \psi_c = \operatorname{arc\,tg} \eta_c/\xi_c = \operatorname{arc\,tg} \overline{v_b}/\overline{v_l}. \qquad (13)$

b) Из сферического треугольника (полюс Галактики, вертекс, центр площадки) с обозначением $\psi_a = \varphi_l - \varphi_a$ —для угла наклона большой оси ФК-К к параллели—можно получить:

$$\operatorname{tg} \psi_a(l, b) = \sin b/\operatorname{tg} \lambda - \cos b \operatorname{tg} b_v/\sin \lambda. \tag{14}$$

Если $b_v = 0$, то, как в [1],

$$\psi_a(l, b) \equiv \psi_a \operatorname{arc\,tg}(\sin b/\operatorname{tg} \lambda).$$

c) Запишем (4) для направлений ξ и η и возьмем их отношения:

$$\frac{\delta_\eta}{\delta_\xi} = \sqrt{\frac{1 - e^2 \cos^2 \psi_a}{1 - e^2/\sin^2 \psi_a}}. \tag{16}$$

По теореме о связи радиусов-векторов фигур распределений тангенциальных скоростей и их направлений, [1]

$$\delta_\eta/\delta_\xi = \overline{v_b^2}/\overline{v_l^2} = k(l, b) \equiv k. \tag{17}$$

Из сочтания (16) и (17) найдем эксцентриситет:

$$[e(l, b)]^2 \equiv e^2 = (1 - k^2)/(1 - (k^2 + 1)\sin^2 \psi_a). \tag{18}$$

Геометрический смысл имеют $0 < e < 1$. Из условия $e^2 < 1$ следует, что

$$k^2 > \operatorname{tg}^2 \psi_a \quad \text{или} \quad k > |\operatorname{tg} \psi_a|, \tag{19}$$

с другой стороны, числитель и знаменатель должны иметь одинаковые

знаки, что выполняется не при любых k и ψ_a. Следовательно, имеются ограничения и на Δ_b и Δ_c.

d) Пятый элемент δ_b —малая полуось эллипса находится из

$$\delta_b(l,\ b) = \delta_b = \delta_c \sqrt{1 - e^2 \cos^2 \psi_a}. \tag{20}$$

при подстановке

$$\delta_c = p\,\overline{v_l^2}. \tag{21}$$

по упомянутой теореме, p—коэффициент пропорциональности.

Приняв в качестве глобальных кинематических параметров либо стандартные значения, основанные на многих определениях, [9], либо не сильно от них отличающиеся, найденные в [2], получим зависимости ψ_c, ψ_a и e только от координат центров площадок $(l,\ b)$, а R_c и δ_b —от них же, но с точностью до множителей q и p.

На рис. 1 проведены такие теоретические зависимости от l для четырех зон по широте со средними $\bar{b}=22.^\circ5$, $37.^\circ5$, $52.^\circ5$ и 75°, если для параметров приняты:

$$X = 10, \quad Y = 15, \quad Z = 7 \text{ км/с}; \tag{22}$$

$$A = 15 \text{ км/с/кпк}, \ \omega = 20 \text{ км/с/кпк};$$

$l_v = 30^\circ$ (для $b > 30^\circ$), $l_v = 40^\circ$ (для $b < 30^\circ$) при $b_v = 0$ (сплошные кривые); или второй вариант для всех зон: $l_v = 20^\circ$, $b_v = 20^\circ$ (пунктирные кривые); $\Delta_b = \Delta_c = 0.55$.

Разными значками, в зависимости от b, показаны значения элементов ФК-К по данным из [2].

И рис. 1а видно, что угол ψ_c, определяемый по пяти параметрам $(X,\ Y,\ Z,\ A,\ \omega)$, на большом интервале l достаточно хорошо следует теоретической кривой (13). Согласие улучшается с увеличением широты. Средне-квадратичное отклонение здесь $\varepsilon(\psi_c) = \pm 6^\circ.5$.

По сравнению с этим на участке $b < 60^\circ$ и $l > 0$ или $l > 30^\circ$ отклонения от кривых довольно регулярны и велики, в отдельных точках составляют десятки градусов. Здесь $\varepsilon(\psi_c) = \pm 22^\circ$.

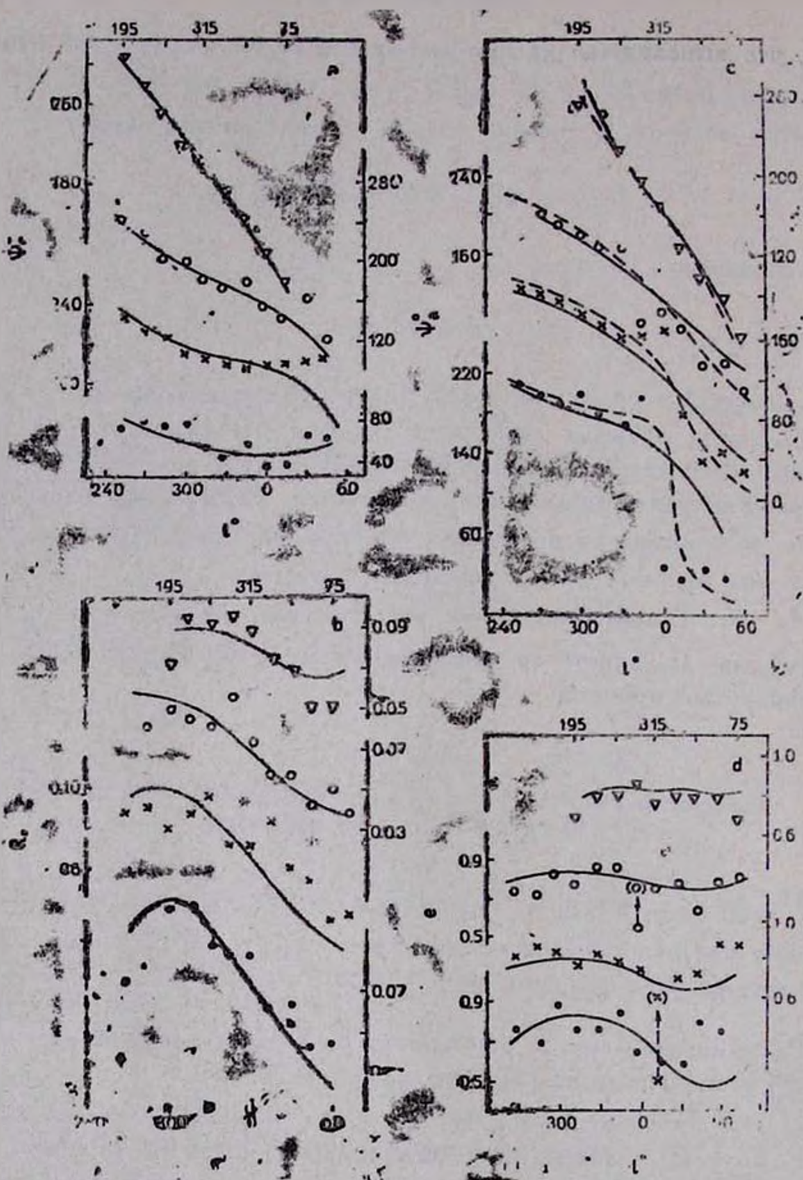

Рис. 1. Теоретические и наблюдаемые зависимости элементов эллипсов (ψ_c, R_c, ψ_a, e, δ_k) от галактической долготы в четырех широтных зонах (● — $\bar{b}=22°.5$, × — $\bar{b}=37°.5$, ○ — $\bar{b}=52°.5$, ▽ — $b=75°$).

Из рис. 1b видно, что второй угол, ψ_a, определяющий положение вертекса, также хорошо и почти в том же участке неба следует сплошной теоретической кривой (15) (при $b_v = 0$) и отклоняется от нее в остальной части, где $l_v \approx 0$, как отмечалось в [2]. Лучшее общее соответствие наблюдениям показывает пунктирная кривая (14) (при $l_v = 20°$, $b_v = 20°$). В первой части, на $l < 30°$, $\varepsilon(\psi_a) = \pm 7^\circ.4$, во второй части, на $l > 30°$, $\varepsilon(\psi_a) = \pm 15^\circ.4$.

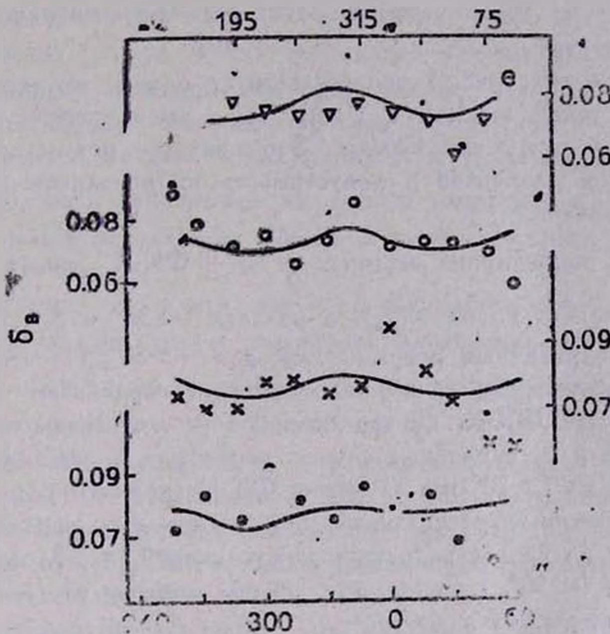

Рис.1. (продолжение).

Неплохое согласие показывают эксцентриситеты e (рис. 1d). В каждой зоне на $b > 30°$ примерно половина точек попадает на кривые (18), еще несколько—недалеко от кривой. Наибольшие отклонения видны опять же на $l > 30°$, что связано главным образом с принятыми l_v, отличающимися от реального l_v в этой области. Большие отклонения от кривых в площадках № 13 и № 17 связаны с вскрытыми нами в [10] локальными особенностями движений звезд с $V(8^m.5 - 9^m.0)$. Если ограничиться в этих площадках звездами с $V < 8^m.5$, то их e также окажутся вблизи кривых.

Согласие характеризуют: на $l < 30°$ $\varepsilon(e) = \pm 0.066$, что на порядок меньше самих e, а на $l > 30°$ $\varepsilon(e) = \pm(0.119 \div 0.183)$.

Для проведения теоретических кривых $R_c(l, b)$ и $\delta_b(l, b)$ по (12) и (20, 21) надо было подобрать коэффициенты q и p, обеспечивающие удовлетворительное согласие с наблюденными элементами по [2].

На рис. 1b использованы $q = 0.054$; 0.047; 0.045; 0.044 и на рис. 1c $p=0.014$ и 0.013—при переходе от малых широт к большим. Первые обеспечивают приблизительное совпадение в средних частях кривых, наибольшее различие видно в крайних, в согласии с ситуацией для других элементов, описанной выше.

Вариации в δ_b меньше, чем в других элементах, но и они подтверждают общие черты.

Итак, во-первых, рис. 1 свидетельствует о том, что все элементы ФК-К имеют такой же ход с (l, b), как предсказывает глобальная кинематика в окрестностях Солнца. Это означает реалистичность численных значений элементов и допустимость их использования при решении многих задач.

Во-вторых, полуширина секторов $\frac{1}{2}\Delta\varphi$ в ФК-К, равная 15°, в два раза превышает $\varepsilon(\psi_c)$ и $\varepsilon(\psi_a)$ в области $l<30°$ и близка к значениям среднеквадратичных погрешностей для $l>30°$. Из этого следует, что ошибки собственных движений звезд не поворачивают существенно ни центр тяжести ФК-К, ни его большую ось, оставляя их в наблюдаемом секторе или, в крайнем случае, перемещая в соседний.

В-третьих, на $l>30°$ все элементы ФК-К систематически отличаются от теоретически предсказанных при постоянных параметрах (22). Это следует и из среднеквадратичных отклонений, в 2-3 раза больших, чем в области $l<30°$. По-видимому, по обе стороны от $l\approx 30°$ кинематические параметры различаются.

Иначе говоря, глобальная кинематика тесно связана с локальной, и это требует пристального статистического изучения последней, доступного через ФК-К.

Заметим, что проведенное в этом разделе рассмотрение противоположно проведенному в [2], где по элементам ФК-К, одним из возможных способов определялись глобальные кинематические параметры. Однако, так найденные параметры зачастую имеют значительные ср. кв. ошибки, как, например, оортовская постоянная A. Поэтому подстановка в уравнения связей «безошибочных» стандартных параметров имеет несомненный смысл как для установления правдоподобности системы элементов ФК-К из [2], так и для выявления вариаций в кинематике.

Коль скоро обе эти задачи оказались разрешимыми для 1/4 неба, рассмотренной здесь, желательно продолжить аналогичное рассмотрение для остальных 3/4 неба.

4. *Отклонения от эллипсов*. В рамках эллипсоидального распределения скоростей отклонения от аппроксимирующего ФК-К эллипса теоретически неизбежны. Вопрос в том, каковы они, совпадает ли наблюдаемая деформация с ожидаемой?

В [1] дан пример сопоставления эллипса и кривой Шварцшильда с наблюдаемой ФК-К для большой площадки неба (большей, чем наши). Из приведенного там рисунка (рис. 2, [1]) видно, что расхождения между кривыми не превышают $0.1\delta_b$.

В упомянутых же выше 11 площадках (25% то всех рассмотренных) один-два сектора ФК-К так сильно влияют на величину χ^2, что либо отклоняют применимость приближения эллипса на данной площадке, либо сильно занижают уровень вероятности P, либо вовсе отклоняют саму гипотезу эллипсоидальности скоростей. Поэтому важно проанализировать наибольшие из членов, входящих в χ^2, или наибольшие отклонения от эллипсов $\Delta\delta$ как в этих площадках, так и в остальных.

Естественно, что в эти, как и во все другие члены, кроме теоретической деформации, входят случайные флуктуации в δ_E с характерной величиной $\pm\sqrt{\delta_{Ei}}$ и случайные ошибки в $\delta_i(\nu_i)$, связанные с ошибками наблюдений угла φ_i. Статистический эффект последних, в принципе, может быть установлен и исключен. Однако асимметричность распределения $\Delta\varphi$, показанная в [2], не позволяет непосредственно использовать такие способы, как Эддингтона [11], Кутузова [12] и др. Независимо от того, есть ли более подходящие разработки, воспользуемся эмпирическим подходом.

Он основан на допущении, что в данной площадке положительные и отрицательные случайные ошибки и флуктуации, включая деформации, в среднем, одинаковы. А поскольку наибольшие $\Delta\delta$, как правило, оказались положительными, то неслучайными будем считать такие $\Delta\delta>0$, которые по величине превышают максимальные отрицательные отклонения. Обозначим их $\Delta\delta_p$. В направлении ν_{pi} в экваториальной системе или ψ_{pi} в галактической системе,

$$\Delta\delta_p(\nu_{pi}) \equiv \Delta\delta_p(\psi_{pi}) > |\Delta\delta < 0|_{max} \geqslant \sqrt{\delta_E(\psi_{pi})}\,. \tag{23}$$

В табл. 2 собраны такие $\Delta\delta_p$ со всех площадок. В связи с переменностью ширины секторов $\Delta\psi_i$ они пересчитаны на 30°-ные интервалы $\Delta\psi$ со средними ψ_{pi}, указанными в скобках. Номер строки i в каждой широтной зоне соответствует номеру интервала φ_i. Фигурные скобки охватывают совокупность исходных интервалов, по которым найдено $\Delta\delta_p$.

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ $\Delta\delta_p(\psi_l)$ В 30°-НЫХ ИНТЕРВАЛАХ ψ_l.

$\bar{b}$	$i \backslash l$	75°	45°	15°	345°	315°
75°	5	13.4(214°)	7.9(236°)			
	6			9.4(251)		14.1(313)
	9				9.0(147)	
	10		9.9(70)			
	12	6.7(312)				

$\bar{b}$	$i \backslash l$	67°.5	52°.5	37°.5	22°.5	7°.5	352°.5
52°.5	12						11.3(9°)
	1						
	2						
	4						
	5	7.7(199)	7.1(248)				
	6						
	7						
	9		5.1(103)		5.7(122)		7.1(123)
	10	9.1(60)					
37°.5	12						
	1		14.6(1°)		16.2(8°)		
	2					17.6(−4°)	
	3						
	4						
	5						8.0(320)
	6						
	8	13.0(159)					
	9		7.2(94)		7.5(112)	6.1(118)	
22°.5	11					9.8(42°)	
	12						
	1—4						17.4(17)
	6			9.5(224)			
	7		7.3(179)				7.9(216)
	8						
	9						
	10						

Таблица 2 (продолжение)

285°	255°	225°	195°
12.9(348) 8.2(205)	34.4(5)	19.2(40)	12.6(74)

337°.5	322°.5	307°.5	292°.5	277°.5	262°.5
14.0(330) 5.0(158)	11.0(306) 6.4(174)	9.3(325)		11.8(344)	7.8(13) 4.7(221)
5.7(155)	10.9(317) 6.8(172)	16.0(326) 7.5(190)	17.5(349) 6.7(204)		
19.3(26°) 9.1(300) 6.3(191)	4.8(206)		13.6(40) 9.1(343) 4.8(199)	16.4(71°)	6.7(198)

Приближенный метод получения $\Delta\delta_p$, как и средних $\bar{\psi}_{pl}$, способен дать лишь грубую картину максимальных отклонений от эллипсов. Однако в ней можно будет усмотреть черты систематичности, что повысит ее значение.

Из 44 площадок в табл. 2 восемь оказалось незаполненными, т. е. их $\Delta\delta$ находится в пределах флуктуаций и случайных ошибок или распределения δ согласуются с эллиптическим. Причем, в шести случаях—с наибольшими P, по табл. 1. В 18 площадках в одном направлении, в 16—в двух, а у 2 площадок—даже в трех направлениях имеются не случайные $\Delta\delta_p$.

Таким образом, табл. 1 и 2 говорят о том, что в большинстве площадок распределение скоростей представимо суммой эллипсоидального для основной массы звезд и некоторого дополнения—для нескольких процентов. Правда, эллипсоиды по обе стороны от $l\approx 30°$ не одинаковы.

Поскольку все выделенные $\Delta\delta_p > 0.1\,\delta_b$, они мало связаны с теоретической деформацией δ_E. Предположим теперь, что дополнения $\Delta\delta_p$ обязаны потокам звезд на фоне эллипсоидального распределения пекулярных скоростей. В первую очередь, интересны большие потоки, присутствующие в нескольких соседних площадках. Увидеть их легче на рис. 2, где $\Delta\delta_p$ представлены векторами $\overline{\Delta\delta}_{pl} = (\Delta\delta_{pl}, \psi_{pl})$, отнесенными к центрам площадок.

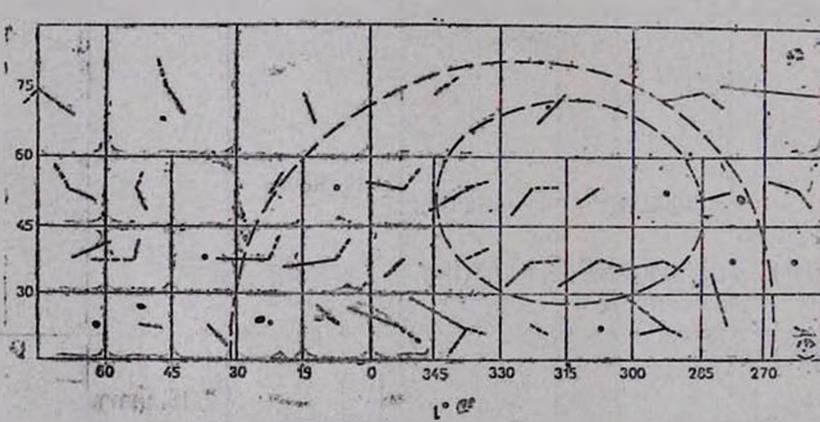

Рис. 2. Наибольшие отклонения от эллипсов $\Delta\delta_p(\psi_p)$, отнесенные к центрам площадок. Прерывистыми линиями показаны Петля I Петля IV.

В движении близких к нам звезд должно проявляться явление перспективы. Потоки параллельно движущихся в пространстве звезд в перспективе расходятся из радианта или сходятся к антирадианту. С учетом этого фактора одни векторы проведены жирными линиями (на $l=285\div345°$), другие—тонкими, как на $l=330\div30°$, третьи—пунктирными. Каждая из этих групп—возможный поток. Точка в центре площадки означает отсутствие потока. Площадки без потоков образовали две группы. В каждой по три граничащих между собой площадки и близкая к ним четвертая. Группа на $l=15$—$45°$ размежевала области, различающиеся преимущественным направлением векторов, изображенных на рис. 2 разными линиями.

Мы полагаем, что глубже разобраться в этой довольно сложной кинематической картине поможет учет локальной структуры. С этой целью на рис. 2 прерывистыми линиями проведены схематичные границы Петель I (ее северного полушария) и IV, имеющих, кроме радио- и рентгено-излучающих составляющих (нейтральный, ионизованный и электронный газы),—чисто звездные составляющие. Петли имеют расстояния изучаемых в данной работе звезд [13].

Одни потоки оказались почти целиком внутри петель, другие—вне их, а между ними—на границе петель—площадки без потоков (точки на рис. 2).

С помощью формулы, аналогичной приведенной в [9], для каждого потока вычислены координаты радианта (L_r, B_r) или антирадианта (L'_r, B'_r).

$$\sin(L_r - l)\,\mathrm{tg}\,\psi_{pi} = \cos b\,\mathrm{tg}\,B_r - \sin b\cos(L_r - l) \qquad (24)$$

или в виде, удобном для вычислений методом наименьших квадратов:

$$\mathrm{tg}\,L_r[\cos l\,\mathrm{tg}\,\psi_{pi} + \sin l\sin b] - \left[\frac{\mathrm{tg}\,B_r}{\cos L_r}\right]\cos b = \sin l\,\mathrm{tg}\,\psi_{pi} - \cos l\sin b. \qquad (25)$$

Здесь (l, b) относятся к центру площадки, в которой поток направлен к ψ_{pi}.

В качестве неизвестных выступают $\mathrm{tg}\,L_r$ и $[\mathrm{tg}\,B_r/\cos L_r]$, по которым затем вычисляются сами углы. Поскольку $\Delta\delta_r(\psi_{pi})$, заменяющие индивидуальных членов потока, не сильно различаются по величине, в систему (25) все n уравнений введены с одинаковыми весами.

Результаты приведены в табл. 3. Они относятся либо к потоку, либо к его части, что отражено числом площадок n и интервалом их координат. N получены суммированием $\Delta\delta_r(\psi_{pi})$ по всем n площадкам.

Они дают лишь ориентировочное представление об истинной численности звезд в каждом потоке, если иметь в виду приближенный метод выделения $\Delta\delta_p$. К счастью, величины $\Delta\delta_p$ в решении не используются.

Таблица 3

КООРДИНАТЫ РАДИАНТОВ ИЛИ АНТИРАДИАНТОВ ПОТОКОВ

N	Поток	Область (l)	L_r	B_r	L'_r	B'_r	n	N
1	Петли I	$>315°$	$20°.1\pm5°.9$	$28°.5\pm6°.2$			12	78
2		$<315°$			$216°.1\pm6°.7$	$-10°.7\pm5°.3$	6	39
3		$<30°$	-8.2 ± 8.6	25.9 ± 2.9			5	31
4		$<30°$	22.1 ± 4.2	25.0 ± 4.8			18	117
5	?	$(285\div30°)$ $b<60°$			24.5 ± 21.9	$+34.2\pm9.3$	7	105
6	Петли IV	$(270\div345°)$			$355°.2\pm10°.1$	$+4°.4\pm14°.6$	10	123
7	Поля ?	$(270\div30°)$ $b<60°$			$53°.8\pm20°.6$	$+39°.0\pm21°.2$	8	122
8		$(30°\div75°)$			47.5 ± 4.2	$+53.8\pm12.9$	8	73
9		$(255°\div75°)$ $b(15°\div90°)$			48.0 ± 3.1	$+45.8\pm10.8$	16	195

Наиболее простым представляется движение потока петли IV, вследствие относительно малой ее площади на небе. У большинства ее площадок и близких окрестностей вектора $\Delta\delta_p$ направлены с северо-запада на юго-восток (сплошные жирные линии). Они сходятся к $L'_r \approx 0$, $B'_r \approx 0$ (правда, с большими ср. кв. ошибками), т. е. в направлении к центру Галактики.

На площади Петли I можно усмотреть два потока. В потоке, представленном пунктирными линиями, одна часть находится ближе к радианту ($n=12$), другая—ближе к антирадианту ($n=6$). Поэтому поток рассмотрен как по частям, так и полностью ($n=18$). Кроме того, из него выделено 5 площадок с $b<30°$. Решения № 1 и 4 практически одинаковы. Решение № 3 совпадает с ними по B_r, а по L_r отличается на 20°, если не больше. На это решение, возможно, влияет поток B-звезд Скорпиона-Центавра. Решение № 2 от общего решения отличается примерно на 10° в каждой координате.

При оценке расхождений следует учитывать такой фактор, как условное отнесение ψ_{lp} к серединам 30°-ных секторов ФК-К, хотя поток может быть ближе к одному из краев. Роль таких ошибок тем большая, чем меньше n—число площадок, по которым получено решение. В свете этих обстоятельств едва ли следует придавать большое значение расхождениям между решениями 1-4.

Другой поток представлен тонкими линиями. Его векторы больше, чем у первого потока, направлены в сторону увеличения долготы. Их антирадиант по решению № 5 для 7 площадок достаточно хорошо совпадает с радиантом первого потока, хотя $\overline{B}_r$ и B_r —лишь в пределах ср. кв. ошибок.

Это может быть основанием для признания двух встречных потоков у Петли I. Однако имеются и сомнения. Они сводятся к тому, что не во всех площадках имеются оба вектора, а где имеются, то пунктирный и тонкий векторы не всегда противоположно направлены. Кроме того, в пределах больших ср. кв. ошибок возможны иные интерпретации. Так, присоединив к 7 площадкам еще одну (№ 30), правда, далеко отстоящую от остальных, получаем решение № 7, которое довольно близко к решению № 8, относящемуся к звездам поля. Решение № 9 объединяет их. В силу двойственности интерпретации решения № 5 и № 7 отмечены в табл. 3 вопросительными знаками.

Таблица 4

ЗНАЧЕНИЯ РАЗНОСТЕЙ $\Delta\psi_l$

Поток Петли I						Петли IV		Поток поля			
№ площ.	Δψ	№	Δψ	№	Δψ′	№	Δψ	№	Δψ	№	Δψ
10	(24)	22	−12	10	(71)	18	(16)	1	24	10	−31
11	(33)	23	2	12	0	20	(36)	2	11	12	−7
13	−21	25	−2	13	12	22	−3	3	(82)	13	−42
15	25	27	−4	15	−13	23	−5	4	−11	15	−28
17	−17	28	4			25	−9	5	19		
18	−2	33	−17	17	35	26	−2	42	−17	17	−7
19	−20	35	3	18	1	27	−9	43	14	18	−18
20	0	39	11	27	8	28	3	44	(39)	27	−13
21	12	41	14			32	−9			30	12
						40	1				

Правильность отнесения $\overline{\Delta\delta}_p$ к тому или иному потоку иллюстрируется табл. 4, основанной на обратном пересчете ψ_{pl} по формуле (24), когда используются решения из табл. 3.

Здесь
$$\Delta\psi_{pl} = \psi_{pl\ \text{набл}} - \psi_{pl\ \text{выч}}. \qquad (26)$$

В скобки заключены ненадежные значения, связанные с делением на $\sin(L_r - l)$, близкие к нулю. В большинстве остальных случаев $\Delta\psi_{pl}$ не превышают ширины сектора ФК-К ($=30°$). Для петель I и IV почти в 3/4 случаев $\Delta\psi_p$ меньше полуширины сектора. Это можно рассматривать как положительный результат проверки гипотезы потоков, связанных с этими петлями. Для спорного случая лучшее согласие показывает $\Delta\psi'_p$, позволяющее отнести этот поток к Петле I как встречный к первому.

Что касается потока поля, то большой разброс $\Delta\psi_p$ вероятно связан с меньшей однородностью, если здесь не один поток, а несколько, о чем говорят и неучтенные в табл. 3 векторы.

5. *О втором приближении фигуры скоростей.* Учет добавок к эллипсам в рамках ФК-К, а в конечном счете к эллипсоидам пространственных скоростей, приводит ко второму приближению для распределения. Выше каждая большая добавка в пределах площадки ($\Delta\delta_k$) трактовалась как локальный поток. Рис. 2 показывает, что потоки относятся к значительно большим областям—к петлям, имеющим радиусы 100—150 пк. С другой стороны рис. 1 показал, что в пределах петель I и IV параметры эллипсоида довольно постоянны и отличаются от параметров в окрестном поле. Поэтому важно выяснить, как сочетаются характеристики первого приближения для большинства звезд и значимого отклонения от него, касающегося нескольких процентов звезд. Данная работа позволяет провести анализ, главным образом, для Петли I, а точнее—для ее северного полушария.

Два встречных потока петли имеют приблизительно одинаковые суммарные численности звезд N, хотя наблюдаются на разном числе площадок n. Сопоставим координаты радианта и антирадианта этих потоков (табл. 3).

$$L_r = 22^\circ.1 \pm 4^\circ.2, \quad B_r = 25^\circ.0 \pm 4^\circ.8,$$
$$L'_r = 24^\circ.5 \pm 21^\circ.9, \quad B'_r = 34^\circ.2 \pm 9^\circ.3.$$

с координатами вертекса эллипсоида для $l < 15°$. В решении уравнения (14) по 23 площадкам получено:

$$l_v = 18^\circ.3 \pm 4^\circ.0, \qquad b_v = 20^\circ.7 \pm 2^\circ.7. \qquad (27)$$

Выше при обратной подстановке мы использовали округленные значения $l_v = b_v = 20°$. В пределах ср. кв. ошибок (L_r, B_r) и (L'_r, B'_r) совпадают с (l_v, b_v). Это означает, что движение потоков происходит вдоль большой оси эллипсоида.

Данная интересная ситуация допускает разные трактовки.

Первая использует геометрический принцип Шварцшильда [3], перешедшего от теории двух потоков Каптейна к эллипсоидальной теории. Ныне обнаруженные два потока сверх эллипсоида вместе с последним можно истолковать как некоторую общую возможно симметричную фигуру более высокого порядка. Пока нет смысла уточнять ее форму. Скажем лишь, что ее проекции—(ФК-К)—более вытянуты, чем эллипсы с элементами (θ_b, e, φ_a). В этом случае принимавшиеся за потоки добавки оказываются псевдопотоками. Числа звезд в них возможно значительно больше, чем по табл. 2, зафиксировавшей максимальные отклонения от эллипсов. «Надэллипсоидальность» нельзя считать бесспорной. К ранее отмеченным сомнениям в реальности встречного потока, лишь частично снятым, можно присоединить другие: неравенство добавок к эллипсам от первого и второго потоков, в каждой площадке $(\Delta\delta_p)_{II} > (\Delta\delta_p)_I$, отсутствие векторов $(\Delta\delta_p)_{II}$ на больших широтах и на площади Петли IV.

Альтернативно два потока можно трактовать как круговой звездный поток, если не вращение всей Петли I вокруг оси, перпендикулярной линии вертексов. Наклон линии вертексов к плоскости Галактики либо такой же, как Пояса Гулда, либо немного больший. В этой трактовке пунктирные векторы вероятно относятся к передней стороне оболочки Петли I, а сплошные тонкие векторы—к обратной стороне. Об этом говорят отсутствие второго потока на больших широтах и бо́льшая, чем у первого потока, поверхностная плотность (в предположении одинаковой объемной плотности). Если тот же поток погибает с обратной стороны и более далекую Петлю IV, пересекающуюся с Петлей I, то он уже не наблюдаем по ярким звездам. Еще один аргумент к единому потоку—отсутствие заметных отклонений от эллипсов у краевых площадок петли (точки на рис. 2), т. к. здесь вращение происходит по лучу зрения, а не в картинной плоскости.. В площадках, близких к краевым, векторы $|\Delta\delta_p|_I$ и $|\Delta\delta_p|_{II}$ могут быть не противоположно направленными, если ось вращения немного наклонена к картиной плоскости.

Поток Скорпиона-Центавра, связанный с ассоциацией, по всей вероятности, находится внутри петли, в плоскости ее симметрии.

Круговой поток не противоречит и обстановке в близких окрестностях петель. В [14] показано, что очень плоский локальный комплекс рассеянных звездных скоплений, принадлежащий Поясу Гулда, окружает зону петель I+IV, равно как зону петель II+III, и еще одной—третьей зоны. В самих петлях скоплений нет. Скопления комплекса движутся вдоль узких коридоров между зонами, преимущественно в одном направлении (в сторону уменьшения долгот). Если некоторое скопление пересечет границу зоны и окажется внутри приливного радиуса массивной петли ($M \approx 10^6 M_{\odot}$), то будет разрушено [15]. Освободившиеся звезды присоединятся к оболочке петли и будут двигаться потоком в ее гравитационном поле. Такой процесс может создавать и самою звездную составляющую петель, и регулярные движения в ней. В нашем случае это может быть круговой поток в направлении пунктирных векторов на ближней стороне оболочки. Совокупность наблюдательных фактов совместима и с другими вариантами, например, тоже с круговым потоком, но вдоль меридианов петли, если ее полюса совпадают с вертексами.

Выбор между данными трактовками затруднителен, пока обработаны собственные движения лишь одного полушария Петли I или 1/4 неба. Ведь для признания универсальности «надэллипсоидальной» фигуры скоростей наличие встречных потоков (псевдопотоков) и равенство

$$(L_r,\ B_r) \approx (l_v,\ b_v) \tag{28}$$

должны иметь место во многих областях неба.

А в нашем распоряжении, кроме половины Петли I, только Петля IV и малый участок поля на $l = 30^\circ \div 75^\circ$. К тому же $(l_v,\ b_v)$ в этих областях не одинаковы. В области поля по 7 площадкам с $l > 30^\circ$ получено

$$l_v = 9^\circ.8 \pm 6^\circ.8, \quad b_v = 5^\circ.3 \pm 8^\circ.1, \tag{29}$$

в отличие от (27) для Петли I. Однако здесь не выполняется (28) для потока из табл. 3. На рис. 2 есть несколько более горизонтальных векторов, возможно более подходящих, но их мало для надежного определения радианта. Лишь у 2—3 площадок видим встречный поток.

Для Петли V встречный поток, если намечается, то лишь за счет части потока (пунктирного) Петли I. А условие (28) выполняется при $(l_v,\ b_v)$ по (29), но последнее относится к полю.

Конечно, наряду, с псевдопотоками возможны и настоящие потоки звезд, что создает трудности в их разделении и для признания «надэллипсоидальной» гипотезы.

Для второй трактовки—кругового потока—подтверждений из других областей не требуется, коль скоро имеется в виду локальная кинематика. Локальность же в области Петли I вырисовывается на рис. 2

и в табл. 3. Она сочетается с локальным характером всех параметров в той же области на рис. 1. Весьма существенно, что локальная кинематика коррелирует с локальной структурой и совместима с представлениями о происхождении звездной составляющей петель.

Если со временем подтвердится первая трактовка (с псевдопотоками), то и тогда сохранится локальность кинематики звезд области Петли I в виде повернутости фигуры скоростей относительно аналогичной фигуры для окрестного поля. Напомним, что по [2] отношения полуосей эллипсоидов в этих областях одинаковы.

Так показано, что фигуры Ковальского—Каптейна могут быть использованы для проверки эллипсоидальности распределения скоростей, для поиска более адекватных наблюдениям прибижений, а также для выделения областей неба с особенностями в кинематике звезд. Однако для получения окончательных выводов исследования следует распространить на все небо или большую его часть.

Выражаю глубокую благодарность Р. Е. Шацовой, соавтору первых двух частей работы, за руководство третьей частью.

ВНИИ „Градиент", Ростов-на-Дону.

THE STELLAR KINEMATICS IN KOVALSKY—KAPTEYN FIGURES. III

G. B. ANISIMOVA

The polar diagrams of stellar proper motions' positional angles over the stars brighter $V = 9^{m}\!.0$ from SAO catalogue are used to check the hypothesis of ellipsoidal stellar velocities' distribution. It is confirmed in the first approximation. Its deflexions have local character and they are connectnd with the local structure in the Solar vicinity.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Р. Б. Шацова, Г. Б. Анисимова,* Астрофизика, 33, 291, 1990.
2. *Р. Б. Шацова, Г. Б. Анисимова,* Астрофизика, 33, 379, 1990.
3. *K. Schwarzschild,* Nachr. Wissensch. zu Göttingen,1907, p. 614.
4. *С. Чандрасекар,* Принципы звездной динамики, ИЛ., М., 1948.
5. *К. Ф. Огородников,* Динамика звездных систем, Физматгиз, М., 1958.

6. *Р. Б. Шацова*, Астрон. ж., 45, 1254, 1968.
7. *Smithsonian*, Astrophysical Observatory *SAO* Catalogue of 258997 stars, Washington, 1966.
8. *Г. Крамэр*, Математические методы статистики, ИЛ., М., 1948.
9. *П. Г. Куликовский*, Звездная астрономия, Наука, М., 1985.
10. *Р. Б. Шацова, Г. Б. Анисимова*, (в печати).
11. *A. S. Eddington*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 100, 354, 1940.
12. *С. А. Кутузов*, Звездные скопления и проблемы звездной эволюции, Свердловск, 1983.
13. *Р. Б. Шацова, Г. Б. Анисимова, И. А. Зенина*, Астрофизика, 30, 495, 1989.
14. *Р. Б. Шацова, Г. Б. Анисимова*, Астрон. циркуляр N 1546, 13, 1990.
15. *L. Jr. Spitzer*, Astrophys. J., 127, 17, 1958.