

ство, что согласно [9] данная группа звезд является смесью двух подгрупп с дисперсиями $\sigma_1 = 18.2$ и $\sigma_2 = 37.2$ км/сек, причем доля звезд первого распределения $x = 0.86$ ($\sigma_m = 21.9$ км/сек.). Мы видим, что теоретическое распределение хорошо представляет наблюдения.

Для сравнения, на рисунке пунктиром изображено и нормальное распределение. Как видно, оно заметно отклоняется от наблюдений. Это значительно лучше представляет наблюдения распределение в виде кривой Шарлье с учетом третьего члена — члена асимметрии (прерывистая кривая).

Моменты эмпирического распределения оказались следующими:

$$\mu_1 = 0.708 \dots \sigma = 4.17 \frac{\text{а.е.}}{\text{год}} = 19.8 \pm 0.8 \text{ км/сек}$$

$$\mu_2 = 0.143 \dots S = 0.38 \pm 0.02$$

$$\mu_3 = -0.040 \dots \gamma_a = -0.74$$

$$\mu_4 = 0.090 \dots \gamma_r = +0.05$$

Мы видим, что S значительно больше, а γ_a и γ_r меньше теоретического значения. Это вызвано, в основном, наблюдательными ошибками, которые как раз увеличивают S и уменьшают γ_a и γ_r . Некоторую роль играет и неоднородность наблюдательного материала.

Выше мы рассмотрели некоторые свойства распределения логарифмических скоростей звезд. Но следует отметить, что все основные результаты справедливы и для логарифмов пространственных скоростей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Trumpler R., Weaver H. Statistical Astronomy, 1952.
2. Adams W. S., Strömgren G., Joy A. H. Aph. J. 1921, 54, 181. Mt. Wilson Contr. 210.
3. Шацова Р. Б. АЖ, 1960, 37, 344.
4. Schwarzschild K. A. N., 1912, 190, 361.
5. Seares F. H. Aph. J., 1924, 59, 267. Mt. Wilson Contr. 272.
6. Luyten W. J. Harvard Repr., 1923, 2.
7. Шацова Р. Б. АЖ, 1956, 33, 866.
8. Эйнаст Я. Э. Публ. Тартус. обс. 1952, 32, 231.
9. Эйнаст Я. Э. Публ. Тартус. обс. 1954, 32, 371.
10. Vyssotsky A. N. Aph. J. 1943, 97, 381; 1946, 104, 234; 1952, 116, 117.

ДОКЛАД М. Г. КОЛХИДАШВИЛИ (ТБИЛИСИ)

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ Z-КОМПОНЕНТ СКОРОСТЕЙ ЗВЕЗД

Проверка различных гипотез о законах распределения скоростей звезд в Галактике, достаточно хорошо описывающих наблюдение распределение, является одним из важных вопросов звездной кинематики.

Наличие некоторых признаков несоблюдения закона эллипсоидальности распределения звездных скоростей делает интересным исследование скоростей звезд по формулам, отличным от формул Шварцшильда.

Ясно, что такую проверку лучше всего провести, привлекая данные о количестве околосолнечных звезд, для которых удается найти в специальных каталогах надежные значения параллаксов, абсолютных звездных величин, лучевых скоростей, собственных движений и пр. На основе полученных данных вычисляются, достаточно уверенно, все компоненты пространственных скоростей звезд.

Уяснив характер движения звезд в окрестностях Солнца, мы с известной вероятностью можем распространить его и на более удаленные участки нашей Галактики. Возможность такой экстраполяции создается тем, что население далеких областей Галактики качественно не отличается от объектов, расположенных около Солнца и, кроме этого, принятая картина эллипсоидального распределения скоростей звезд с одинаковым приближением соблюдается в доступных для наблюдений частях Млечного пути, с учетом общих динамических закономерностей движения звезд в Галактике.

Применение к звездным скоростям формул эллипсоидального распределения дает для различных подсистем разные результаты. Для части звезд эллипсоид выходит более вытянутым, другая часть дает малоотличную от сферы фигуру, для третьей части меняется расположение эллипсоида вплоть до перестановки осей и т. д. Таких вариаций в параметрах функции распределения, конечно, мы должны были ожидать, но все же это получается с грубым приближением, иногда даже вследствие насильственного ориентирования и чрезмерной фильтрации привлекаемых к исследованию объектов. Несмотря на это, за неимением лучшего, анализ скоростей звезд все же производится именно по формулам эллипсоидального распределения.

Цель данной работы — подыскать на основе наблюдательных данных подходящую функцию распределения скоростей околосолнечных звезд. Отдавая себе отчет в том, что разный характер движений соответствует различным группам звезд, функцию распределения следует искать по отдельности для нескольких групп, выделенных хотя бы по признаку принадлежности к разным классам светимости.

В нашем распоряжении находилось 2250 звезд. Это — звезды, которые были использованы в работе [1]. По каталогным данным π, v_r, μ , вычислены пространственные скорости и их компоненты для всех 2250 звезд.

Исследование скоростей можно производить как по отношению к полным скоростям, так и отдельно для их компонентов, при этом целесообразно подобрать компоненту, более интересную и чувствительную в смысле полноты выявления интересующих нас характеристик движения. В качестве такой компоненты мы выбрали ту составляющую движения, которая направлена перпендикулярно к галактической плоскости Z-компонента), хотя можно было остановить выбор на

на галактикорадиальной или перпендикулярной ей, и лежащей в плоскости Галактики составляющей.

Z -компоненты были предметом исследования и в статье [2], где вследствие анализа одних только μ_z без учета расстояний до звезд, не была получена достаточно полная картина и результаты можно было рассматривать только как первое приближение.

Хотя анализ по одной компоненте не может характеризовать полную пространственную скорость, тем не менее по ней можно выяснить отступление распределения полных скоростей от закона Шварцшильда, если только распределение этой компоненты не подчинено закону Гаусса. В противном случае, о характере распределения полных скоростей определенные заключения можно сделать лишь после подобного исследования и других компонент.

Рассмотрение отдельных компонент скоростей может дать различные результаты. В частности может оказаться, что одна из них распределена по нормальному закону распределения случайных величин, т. е. удовлетворительно представляется функцией нормального распределения Гаусса:

$$f(z)dz = \frac{Nh}{V\pi} e^{-h^2 z^2} dz,$$

где мера точности h связана со средней квадратичной ошибкой соотношением:

$$h^2 = \frac{1}{2\sigma^2} = \frac{1}{2\Sigma z^2} = \frac{1}{2\bar{z}^2}$$

В таком случае необходимо произвести анализ других компонент. Если распределение этих компонент уложится в рамки гауссовой функции, то мы можем утверждать, что трехмерное распределение составляющих пространственных скоростей звезд будет либо сферическим, либо эллипсоидальным, в зависимости от значений мер точности в каждом отдельном случае. Если же хотя бы одна компонента не распределена поциальному закону, то, тогда, трехмерное распределение составляющих пространственных скоростей не может быть представлено формулой Шварцшильда и в этом случае надо найти другую подходящую функцию. В данной работе ищется именно такая функция, но только по отношению к одной Z -компоненте скоростей.

Сначала рассмотрению подверглась вся совокупность звезд, куда входили звезды всех спектральных классов (кроме В и А) и почти всех светимостей, а затем она была разбита на отдельные группы. Разделение звезд на группы, приблизительно со сходными физическими признаками входящих в них объектов, мы произвели по абсолютной звездной величине и спектру. По сути дела, это — классификация по Моргану с дополнительным разделением главной последовательности на две части. В итоге мы получили четыре группы — гиганты, звезд главной последовательности от А до F9 главной последовательности от GO до крайних поздних классов и субгиганты.

Следует отметить, что разделение звезд по светимостям и установление их принадлежности к определенной группе иногда отличается неопределенностью, в связи с чем сомнительные единицы нами были исключены из рассмотрения.

С самого начала при выборке звезд из каталогов мы исключили те звезды, скорости которых выходили за пределы обычно встречающихся скоростей, а именно: в расчет не брались звезды с $|v_r| > 100$ и $v_t > 150$ км/сек, так что Z -компоненты оказались заключенными между скоростями 0 и ± 100 км/сек.

В конечном счете группы по количеству входящих в них звезд представились следующим образом: вся совокупность 2250 звезд, гиганты — 1048 звезд, главная последовательность до F9—581 звезд, от GO до M — 337 звезд и субгиганты — 256.

Вычисление компонент производилось по известной формуле:

$$Z = 15 - \frac{4.737}{\pi} \cos \delta \cdot \mu_z c_1 + \frac{4.737}{\pi} \mu_z c_2 + c_3 v_t,$$

где c_1 , c_2 и c_3 — коэффициенты являются функциями экваториальных координат и они вычисывались из таблиц [3].

Анализ выбранной нами компоненты произведен как для всех звезд в целом, так и для каждой группы в отдельности. Звезды разных групп подвергались обработке одинаковым способом и к ним был применен один и тот же метод.

В работе использована методика, которая предоставляет возможность проверить на наблюдательном материале известную гипотезу Шварцшильда и сравнить ее с другим распределением. В качестве подходящих функций нами рассмотрен пирсоновский класс функций распределения [4]. Выбор же функций Пирсона обусловливался тем, что они заключают в себе достаточно большие возможности. В частности, Пирсоном дается несколько основных формул для разных видов распределения, вследствие чего мы могли бы подобрать одну из них, с достаточной точностью подходящую к нашему наблюдательному материалу. Кстати, закон Гаусса, является одной из класса функций Пирсона, так что случай нормального распределения скоростей мы могли бы заметить сразу же, в процессе подбора соответствующих кривых.

Обработка каталожного материала производилась с таким расчетом, чтобы получить исходные данные для вычисления параметров функций распределений по Пирсону, т. е. вычислялись моменты скоростей до четвертого порядка включительно. Выкладки свелись к следующему: все звезды группы были разделены по величине скорости на ряд подгрупп. Подгруппы брались с интервалом 4 км/сек (когда рассматривалась вся совокупность) и 8 км/сек (для остальных групп). Группирование было произведено в порядке увеличения скоростей, отдельно для положительных и отрицательных значений. Для упрощения вычислений подгруппы были подобраны с целыми серединными значениями интервалов, по которым и производились определения начальными моментами, по которым и производились определения начальными моментами. После такого группирования моменты получались по

формуле: $\bar{Z}_k = \frac{\sum n_i Z_i^k}{N}$, где n_i — число звезд в подгруппе, Z_i^k — среднее значение интервала и его степени ($k=1, 2, 3, 4$), N — общее количество звезд в группе.

Вычисление начальных моментов дало следующие результаты по группам (см. таблицу 1).

Как показывает таблица 1, во всех группах среднее значение Z -компоненты отличается от нуля, что обусловлено движением Солнца.

Таблица 1

Группы	\bar{Z}	\bar{Z}^2	\bar{Z}^3	\bar{Z}^4	N
1. Вся совокупность	-6.09	400.65	-7175.26	997934.8	2250
2. Гиганты	-5.39	294.84	-5372.82	426548.8	1048
3. Главная последовательность до F9	-6.85	355.94	-8873.53	1058497.4	581
4. Главная последовательность от G0	-7.16	728.17	-10830.05	2226717.6	337
5. Субгиганты	-5.44	530.00	-4575.00	1558976.0	256

Эти \bar{Z} довольно близко подходят (с обратным знаком) к Z — компоненте пекулярного движения Солнца, вычисленной по стандартной скорости ($v_{\odot} = 19,5$ км/сек), что и следовало ожидать, так как в рассмотрение входят в основном околосолнечные звезды, которые являются исходным материалом и при определении стандартного апекса.

Полученные начальные моменты были исправлены за счет влияния случайных ошибок наблюдений, представив наблюденную Z компоненту как сумму $Z_{\text{ист}}$ истинной компоненты и ε случайной ошибки: $Z_{\text{набл.}} = Z_{\text{ист}} + \varepsilon$; $Z^2_{\text{набл.}} = Z^2_{\text{ист}} + 2Z_{\text{ист}}\varepsilon + \varepsilon^2$. Допуская, что истинная скорость и погрешность независимы друг от друга, $Z_{\text{ист}}\varepsilon$ можем представить как $Z_{\text{ист}}\bar{\varepsilon}$. Но для ε можно принять, при нормальном распределении ошибок $\varepsilon = 0$ и поэтому $Z^2_{\text{набл.}} = Z^2_{\text{ист}} + \bar{\varepsilon}^2$. Величина $\bar{\varepsilon}^2$ представляет собой среднюю квадратичную ошибку σ_{ε}^2 . Аналогично можем написать: $Z^3_{\text{набл.}} = Z^3_{\text{ист}} + 3Z_{\text{ист}}\sigma_{\varepsilon}^2$ и $Z^4_{\text{набл.}} = Z^4_{\text{ист}} + 6Z^2_{\text{ист}}\sigma_{\varepsilon}^2 + \sigma_{\varepsilon}^4$. Но если для распределения ε возьмем распределение Гаусса, то

$$\bar{\varepsilon}^4 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varepsilon^4}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\varepsilon^2}{2\sigma^2}} d\varepsilon$$

и согласно [5] оно равняется $3\sigma_{\varepsilon}^4$, т. е. $\bar{\varepsilon}^4 = 3\sigma_{\varepsilon}^4$. Вычисление σ_{ε}^2 произведено по формуле

$$\sigma_{\varepsilon}^2 = \left(\frac{\partial Z}{\partial \pi} \sigma_{\pi} \right)^2 + \left(\frac{\partial Z}{\partial \mu_x} \sigma_{\mu_x} \right)^2 + \left(\frac{\partial Z}{\partial \mu_y} \sigma_{\mu_y} \right)^2 + \left(\frac{\partial Z}{\partial v_r} \sigma_{v_r} \right)^2$$

в которой данные были внесены из [1]. Последние пересчитаны отдельно для всех рассматриваемых здесь групп.

Центральные моменты получены от исправленных начальных моментов по формулам, приведенным в [5, стр. 155]. Использование центральных моментов часто сопряжено со значительными ошибками, особенно если дело касается моментов третьих, четвертых или высших порядков. Незначительные отклонения в исходных данных в сильной степени отклоняют полученные значения моментов от истинных. Поэтому судя по характеру данных, по поставленной задаче и выбранной ширине интервала, центральные моменты можно исправить по Шеппарду или по другому закону, или же вообще поправки не принимать в расчет. В настоящей работе данные использованы с поправками Шеппарда и без учета поправок. Однако в ходе работы нам представились более надежными данные с поправками Шеппарда, по которым и продолжались вычисления.

Доклад М. Г. Кохидашвили

Значения центральных моментов, исправленных по Шеппарду приводятся в таблице 2:

Таблица 2

Группы	μ^2	μ^3	μ^4
1	333.87	-307.11	846054
2	247.93	-918.44	332074
3	289.93	-2201.60	874689
4	617.47	+4076.92	1901905
5	468.14	+3752.62	1457153

Чтобы найти кривую численностей Пирсона, соответствующую данному статистическому материалу, вычисляются критерии β_1 , β_2 и z . Критерии выражаются через центральные моменты следующим образом:

$$\beta_1 = \frac{\mu^3}{\mu^2}, \quad \beta_2 = \frac{\mu_4}{\mu^2} \quad \text{и} \quad z = \frac{\beta_1(\beta_2 + 3)^2}{4(4\beta_2 - 3\beta_1)(2\beta_2 - 3\beta_1 - 6)}.$$

Группы звезд дают для критериев следующие значения (таблица 3).

Таблица 3

Группы	β_1	β_2	z
1	0.00253	7.59003	0.00026
2	0.05535	5.10227	0.00982
3	0.19892	10.40560	0.01532
4	0.07060	4.98835	0.01515
5	0.13726	6.64896	0.01772

Следует отметить, что все четыре группы, равно как и вся совокупность, представлены почти совершенно одинаковыми кривыми, характеризующими более плавным подъемом от максимальных отрицательных скоростей к их нулевым значениям и отсюда уже более крутым спуском к максимальным положительным скоростям. При этом во всех пяти случаях максимумы сдвинуты в сторону отрицательных скоростей, не совпадая с нулевым значением; степень этого отклонения и характер хода кривых от отрицательных скоростей к положительным для всех пяти групп одинаковы, что указывает на то, что распределение скоростей для них в отдельности почти одинаково (см. например, рис. 1 и 2).

По виду построенных нами этих статистических кривых и по значениям критериев находится подходящая функция Пирсона. Как отмечалось выше, статистические кривые сходны между собой и потому для всех них самым подходящим оказалась одна и та же функция IV типа, которая имеет вид:

$$y = y_0 \left(1 + \frac{x^2}{a^2} \right)^{-m} e^{-\nu \operatorname{arctg} \frac{x}{a}},$$

где y_0 , a , ν и m в конечном счете являются функциями от β_1 и β_2 .

Удовлетворяющее наблюдательному материалу распределение по IV типу кривых Пирсона, отличается от гауссова распределения. Этот результат следует считать реальным, так как в случае сферического

распределения формулы Пирсона давали возможность его выявления. Однако, о степени согласия подобранной кривой со статистическими придется судить особо.

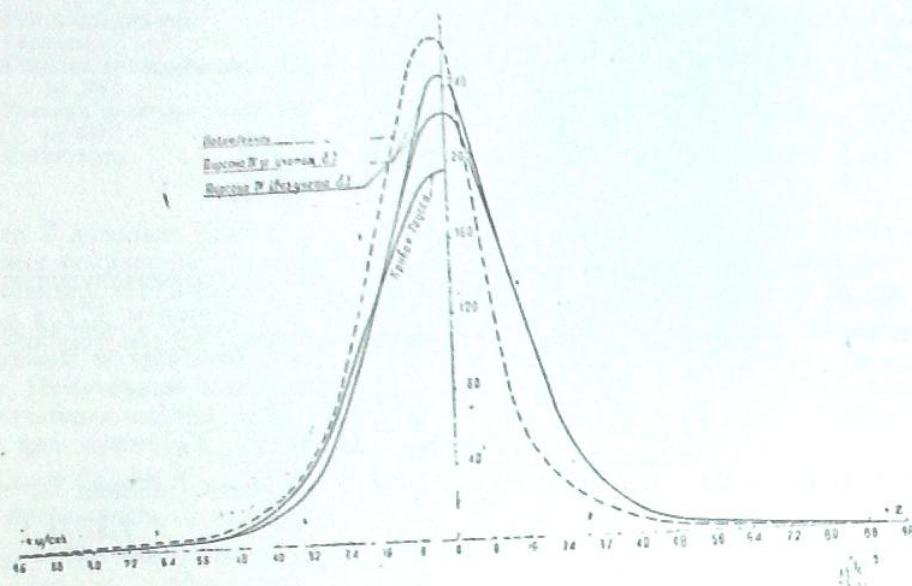


Рис. 1.

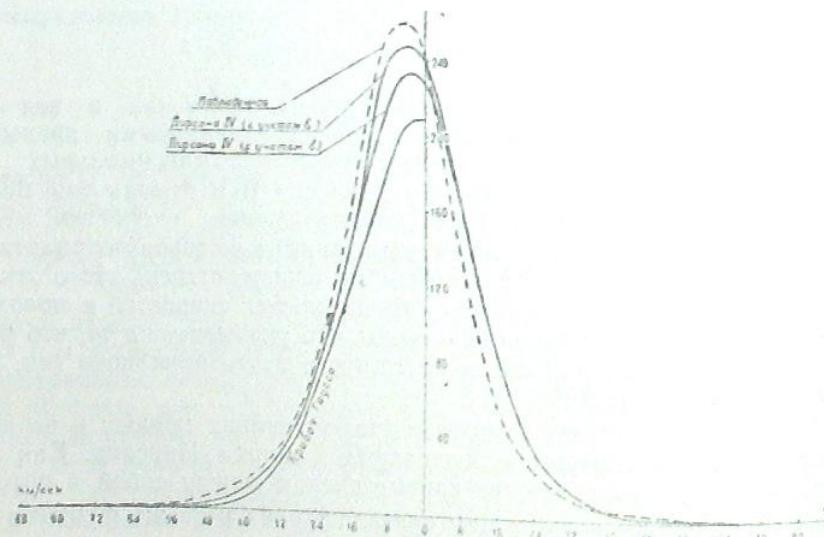


Рис. 2.

По формуле IV типа нами построены кривые для всех групп и со-
поставлены с соответствующими кривыми, построенными по числу
звезд в каждой подгруппе. На представленных чертежах (приводятся
чертежи только для всей совокупности рис. 1 и для гигантов рис. 2;
остальные группы дают аналогичные картины) имеется общее сходство

статистических и теоретических кривых, но имеются и различия в де-
талях.

Была предпринята попытка построить теоретические кривые без
учета в них влияния случайных ошибок. Эти кривые представлены на
общих чертежах вместе с другими и, как видно, они во всех случаях еще
больше отошли от статистических, чем кривые, построенные с учетом
случайных ошибок.

Ради полноты на чертежах нами были проведены и кривые Гаусса,
вычисленные по дисперсиям статистических данных.

Как видно из представленных чертежей, статистические вычисления
никак не отражаются гауссовыми кривыми; вообще совпадение пред-
ставленных распределений не вполне удовлетворительное, хотя пред-
почтение все же можно отдать функциям Пирсона IV типа, полученным
с учетом случайных ошибок наблюдений. Применение критерия для
установления степени согласия между этими кривыми приблизительно
показало то же самое. Это явление имеет место для всех рассмотрен-
ных групп.

Возникает вопрос: как точно распределение наблюденных скоро-
стей отображает распределение истинных скоростей? Анализ наблю-
денных скоростей может дать распределение суммы двух случайных
величин: истинных скоростей звезд и ошибок наблюдений. Представ-
ленная статистическая кривая как раз является кривой, показываю-
щей распределение суммы распределений двух величин. Наложением
кривых двух распределений получается одна кривая для наблюденных
данных.

Что можно сказать относительно распределения истинных скоро-
стей? У нас остается впечатление, что наблюденные скорости не рас-
пределены нормально. На основе известной теоремы математической
статистики и гипотезы о нормальности распределения случайных ошибок
мы можем сделать заключение, что истинные скорости звезд не
распределены нормально, т. е. закон Шварцшильда недостаточно хоро-
шо соответствует действительности. Установление конкретного вида
функции распределения скоростей по представленным кривым встре-
чается с затруднениями хотя, согласно нашему анализу, за такую
функцию можно грубо принять функцию Пирсона IV типа.

Литература

1. Колхидашвили М. Г., Бюлл. Абастуман. астрофиз. Обсерватории, 1956, № 20.
2. Торонджадзе А. Ф., Бюлл. Абастуман. астрофиз. Обс., 1956, № 20.
3. Link, T. Tafeln zur Berechnung der Galaktischen Bewegungskomponenten der Sterne. Praha 1941.
4. Эльдертон В. П., Кривые распределения численностей и корреляция, Москва, 1924.
5. Романовский В. И., Математическая статистика, Москва, 1938.

Вопросы.

Р. Б. Шацова. Вместе ли рассматривались звезды северного и южного полушарий?

М. Г. Колхидашвили. Да.

К. Ф. Огородников. Может быть несогласие между теоретически-
ми и эмпирическими кривыми объясняется тем, что согласование про-

изводилось в области больших скоростей? И может быть было лучше отбросить звезды со скоростями > 60 км/сек?

М. Г. Колхидавиши. Были отброшены звезды со скоростями более 100 км/сек.

ДОКЛАД Р. М. ДЗИГВАШВИЛИ (АБАСТУМАНИ)
ПОСТРОЕНИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ОРБИТ
ЗВЕЗД НА ОСНОВЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТЕЙ*

Вопросы.

К. Ф. Огородников. Как вычислялись R_1 и R_2 ?

Р. М. Дзигвашвили. Используя выражение для потенциала по П. П. Паренаго.

Г. Г. Кузмин. Относится ли все это к окрестностям Солнца?

Р. М. Дзигвашвили. Да.

Т. А. Агекян. Не пробовали ли Вы выяснить для звезд, находящихся в окрестностях Солнца, как быстро проходят они район Солнца?

Р. М. Дзигвашвили. Нет.

ДОКЛАД Е. Д. ПАВЛОВСКОЙ и А. С. ШАРОВА (МОСКВА)
О КИНЕМАТИКЕ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ*

(Тезисы)

Исследование кинематики шаровых скоплений предпринималось неоднократно, однако, к настоящему времени были получены весьма разноречивые сведения о характере участия шаровых скоплений в галактическом вращении. В результате недавней работы Кинмана число скоплений с известными лучевыми скоростями возросло до 70, что позволяет вновь рассмотреть их кинематику.

Исследование систематических вращательных движений производилось по формуле:

$$\Delta k v_{re} = R_0 [\omega(R) - \omega(R_0)] \sin(l - l_0) \cos b, \quad (1)$$

записанной в общепринятых обозначениях. Движение Солнца к стандартному апексу исключалось. Скопление NGC 3201 с весьма высокой скоростью и далекое скопление NGC 2419 были отброшены. Решение уравнений (1) производилось в 36 вариантах в зависимости от расстояния от центра Галактики и ширины зоны, в которой рассматривались скопления. Такой способ позволяет более определенно судить об изменении $\omega(R)$ с расстоянием.

С удалением от центра Галактики угловая скорость подсистемы шаровых скоплений падает, как и следовало ожидать для вращающейся подсистемы. В окрестностях Солнца $\omega(R_0)$ составляет 10–11 км/сек.

* Бюлл. Абастум. астрофиз. обс., 1961, № 26.

* По сообщению докладчиков, содержание доклада будет опубликовано в Астрономическом журнале.

кие, а соответствующая линейная скорость $Y_\phi(R)$ 80–90 км/сек. По сравнению с кривой $\omega(R)$ для межзвездного водорода кривая $\omega(R)$ на большем интервале R . Определение хода $Y_\phi(R)$ оказалось очень чувствительным к проведению кривой $\omega(R)$. Путем ряда проб было показано, что незначительные изменения кривой $\omega(R)$ могут приводить к самому произвольному ходу $Y_\phi(R)$. Таким образом, получить реальные данные о ходе $Y_\phi(R)$ для подсистемы шаровых скоплений не представляется возможным.

Представляет интерес рассмотреть вопрос о величине дисперсии скоростей подсистемы на разных расстояниях от центра Галактики.

Различные соображения, и в том числе теория стационарной Галактики, заставляет предполагать уменьшение дисперсии и расстояний. Однако, результаты получились совершенно противоположными. Средняя подвижность скоплений, вычисления как $V\bar{v}^2$, и (\bar{v}') , где v' – пекуллярная скорость относительно соответствующего центроида, оказалась разно возрастающей с расстоянием. Возможно, что объяснение этого факта связано с условиями происхождения ларовых скоплений.

Вопросы.

Р. Б. Шацова. Не была ли сделана попытка определить отношение скоростей?

А. С. Шаров. Нет.

Р. Е. Гершберг. Есть ли данные о том, что химический состав шаровых скоплений неоднороден? Он должен быть менее однороден, если часть скоплений имеет внегалактическое происхождение?

А. С. Шаров. Есть только работа Кинмана. Других сведений нет. Им отмечена тенденция к уменьшению металлов с удалением от центра Галактики.

Эмин-Заде. В предыдущем докладе А. С. Шарова было показано, что все законы вращения Галактики довольно хорошо удовлетворяют наблюдениям; как же тогда, при рассмотрении шаровых скоплений, теория стационарной галактики оказывается неудовлетворительной?

А. С. Шаров. В предыдущем докладе показано, что все законы удовлетворяются одинаково хорошо. Но это то и плохо, т. е. не остается оснований отдать предпочтение одному из законов.

ДОКЛАД А. Я. ФИЛИНА (ДУШАНБЕ)
О ДВИЖЕНИИ ШАРОВЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ

Для шаровых звездных скоплений из наблюдений известны только лучевые скорости. В этих условиях для исследования движения удобнее всего использовать функцию Камма. С помощью функции Камма можно достаточно просто исследовать галактическое вращение, а также получить другие кинематические и динамические характеристики системы шаровых скоплений и провести сравнение полученных результатов с теорией.

Функцию Камма для исследования движения шаровых скоплений применил П. П. Паренаго [1]. Поскольку сейчас число известных лучевых скоростей шаровых скоплений увеличилось, то имеет смысл повтор-