

- Р. Б. Шацова.** Наблюдений для расстояний значительно больших 600 пс я не имела. Но можно привести некоторые соображения в пользу постоянства  $\sigma$  и для больших расстояний, например, для системы шаровых скоплений. А. Н. Высоцкий обратил внимание на корреляцию между групповой скоростью и дисперсией скоростей и других далёких объектов.
- К. Ф. Огородников.** Какие свойства выражает коэффициент  $K$ ?
- Р. Б. Шацова.** Это коэффициент вариации, рассматриваемый в статистике.
- Г. Г. Кузмин.** Сколько короткопериодических цефеид использовано в Вашем исследовании?  
Учитывалось ли увеличение ошибок с расстоянием?
- Р. Б. Шацова.** В исследовании использовано 36 и 46 цефеид из списка Лудченко.  
Увеличение ошибок с расстоянием имеется, но учёт этого существенно не изменит результата.

ДОКЛАД А. С. ШАРОВА (МОСКВА)  
О СРАВНЕНИИ С НАБЛЮДЕНИЯМИ НЕСКОЛЬКИХ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ  
ЗАКОНОВ ВРАЩЕНИЯ ГАЛАКТИКИ

(Тезисы)

Большое значение для звездной динамики имеет проверка степени соответствия наблюдательных данных теоретическим формулам, следующим из динамических теорий Галактики. К таким динамическим теориям можно отнести теорию стационарной Галактики, дающую формулу круговой скорости, теорию потенциала, развитую Г. Г. Кузминым, формулу силы, предложенную Боттлингером. Проверка может быть осуществлена для плоских подсистем — межзвездного водорода и долгопериодических цефеид, движение которых исследовано в широких интервалах расстояния от центра Галактики.

Практически задача заключается в том, чтоб, используя обычные методы подбора эмпирических формул, пытаться установить, сколько хорошо удовлетворяет наблюдательный материал теоретическим формулам галактического вращения, которые могут быть получены из выражения для силы и потенциала.

Проведенный анализ дает возможность сделать следующие выводы:

1. С точки зрения согласия теории с наблюдениями ни одна из рассмотренных формул круговой скорости не имеет каких-либо особых преимуществ перед другими. Все они в достаточной мере удовлетворительно согласуются с наблюдениями. Более того, ряд произвольно подобранных формул, дающих нулевую скорость в центре и максимальную на некотором расстоянии от центра Галактики, также

вполне удовлетворяются имеющимися в настоящее время наблюдениями.

2. Формула круговой скорости, следующая из теории стационарной Галактики и широко используемая в различных теоретических моделях Галактики, не представляет какого-либо исключения в отношении согласия с наблюдениями. Тем самым значение этой формулы для изучения звездной кинематики и теоретических исследований оказывается не большим, чем ряда других формул круговой скорости, полученных в иных предположениях.

Вопросы.

**Т. А. Агекян.** Использовались ли данные о вращении других галактик?

**А. С. Шаров.** Нет. Данные для нашей Галактики достаточно точны, особенно, — полученные по водороду. Для других галактик точность низка.

ДОКЛАД Я. Э. ЭЙНАСТО (ТАРТУ)

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЛОГАРИФМОВ ТАНГЕНЦИАЛЬНЫХ  
СКОРОСТЕЙ ЗВЕЗД

Введение. При решении некоторых вопросов звездной кинематики представляется целесообразным использовать не обычные скорости, а их логарифмы. К таким относятся вопросы, связанные с решением интегрального уравнения звездной статистики, так как использование логарифмических переменных упрощает его решение [1]. Иногда предпочтение логарифмов скоростей, в частности логарифмов тангенциальных скоростей, связано с тем, что функция их распределения не имеет такого длинного хвоста в области больших скоростей, как функция распределения обычных скоростей.

Функция распределения логарифмов скоростей звезд обладает рядом интересных свойств. Так, Адамсом, Стрембергом и Джоем уже в 1921 г. [2], а в 1960 г. Р. Б. Шацовой [3] было отмечено, что среднее значение логарифмов тангенциальных скоростей тесно связано с дисперсией обычных скоростей. Дисперсия же логарифмов скоростей не зависит от дисперсии обычных скоростей. Аналогично ведут себя логарифмы полных пространственных скоростей [2]. Далее было найдено, что распределение логарифмов тангенциальных и пространственных скоростей приблизительно нормально [2]—[7].

Попытка теоретического объяснения обнаруженных закономерностей была сделана Р. Б. Шацовой [3]. Она показала, что постоянство диспер-



син логарифмов тангенциальных скоростей указывает на постоянство отношения средней скорости к дисперсии скоростей. Были найдены и некоторые другие соотношения. Однако вопрос рассматривался весьма неполно. Кроме того, под дисперсией и средней скоростью подразумевались соответствующие величины для полных тангенциальных скоростей, что расходится с обычным их определением и затрудняет сравнение полученных результатов с результатами других работ. Все это делает необходимым новое рассмотрение данного вопроса.

Функция распределения логарифмов тангенциальных скоростей и её характеристики. Используем нормированные скорости

$$u = \frac{v}{\sigma}, \quad (1)$$

где  $v$  обычная скорость и  $\sigma$  — среднее квадратичное от главных дисперсий  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  и  $\sigma_3$ :

$$\sigma^2 = \frac{1}{3}(\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2). \quad (2)$$

Функция распределения обычных скоростей  $\varphi(v)$  вычисляется по функции распределения нормированных скоростей  $\Phi(u)$ , пользуясь формулой:

$$\varphi(v) = \frac{1}{\sigma} \Phi\left(\frac{v}{\sigma}\right). \quad (3)$$

В функциях  $\varphi(v)$  и  $\Phi(u)$  как параметр фигурирует нормированная скорость центроида

$$m_0 = \frac{v_0}{\sigma}, \quad (4)$$

которая, как нами было показано в [8], меняется лишь в узких пределах. Это позволяет с достаточной точностью по одной и той же функции  $\Phi(u)$  вычислить  $\varphi(v)$  при различных дисперсиях  $\sigma$ .

Перейдем теперь к логарифму скорости

$$x = \log v = \log u + \log \sigma. \quad (5)$$

Для функции распределения логарифма скорости имеем выражение:

$$\psi(x) = \frac{v(x)}{M} \varphi[v(x)], \quad (6)$$

где  $M = \log e$ . Функцию  $\psi(x)$  можем вычислить и по формуле, аналогичной (3). Вместо нормированных скоростей будем в данном случае пользоваться величиной

$$y = x - \bar{x}; \quad (7)$$

пусть  $\Psi(y)$  — функция её распределения. Так как связь между  $x$  и  $y$  является линейной, то имеем:

$$\psi(x) = \Psi(x - \bar{x}). \quad (8)$$

Последняя формула показывает, что переход от распределения  $\psi_1$  с дисперсией  $\sigma_1$  к распределению  $\psi_2$  с дисперсией  $\sigma_2$  происходит простым перемещением кривой распределения параллельно оси абсцисс на величину

$\Delta \bar{x} = \log \frac{\sigma_2}{\sigma_1}$  (см. рис. 1). Форма кривой распределения при таком переходе не изменяется, если нормированная скорость центроида остается прежней.

Из выражения (5) следует, что дисперсия обычных скоростей  $\sigma$  выражается через среднее значение логарифма скорости формулой:

$$\log \sigma = \bar{x} - \log u. \quad (9)$$

Центральные моменты распределения  $\psi(x)$  вычисляются по формуле

$$\mu_n = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(x) (x - \bar{x})^n dx = \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi(y) y^n dy, \quad (10)$$

в частности

$$\mu_2 = S^2, \quad (11)$$

где  $S$  — дисперсия  $\psi(x)$ . Численные значения центральных моментов зависят от нормированной скорости центроида, но не от дисперсии скоростей  $\sigma$ .

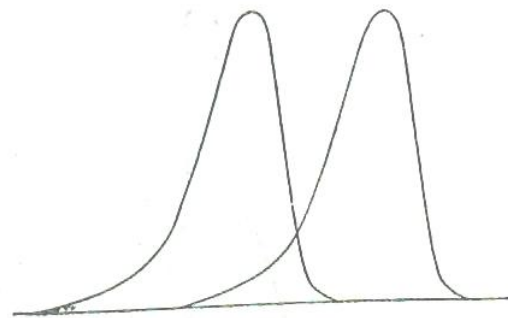


Рис. 1

Ошибки величин  $\bar{x}$ ,  $\sigma$  и  $S$ , вычисленных по формулам (9)–(11): выражаются так:

$$\varepsilon(\bar{x}) = \frac{\varepsilon(\sigma)}{\sigma} M = \frac{S}{V N}, \quad (12)$$

$$\varepsilon(S) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu_4 - \mu_2^2}{\mu_2 N}}, \quad (13)$$

где  $N$  — количество звезд в исследуемом материале.

Для получения правильных результатов существенно учитывать и влияние ошибок наблюдений на функцию распределения логарифмов ско-



ростей и на её моменты. Если ошибки не очень велики, то можем пользоваться разложением в ряд. Редукция теоретических функций распределения за счет ошибок происходит тогда по формуле:

$$\psi^*(x) = \psi(x) + \frac{\zeta^2}{2} \chi(x), \quad (1)$$

где

$$\chi(x) = X(x-x) \quad (1)$$

и

$$X(y) = M^2 \Psi''(y). \quad (1)$$

$\zeta$  — величина, характеризующая среднюю относительную ошибку тангенциальных скоростей. При вычислении моментов  $\mu_n$  ошибки учитываются при помощи формулы:

$$\mu_n^* = \mu_n + \frac{\zeta^2}{2} \lambda_n, \quad (1)$$

где

$$\lambda_n = \int_{-\infty}^{+\infty} X(y) y^n dy. \quad (1)$$

Кроме наблюдательных ошибок, необходимо учитывать еще влияние на результаты значения нормированной скорости центроида, неоднородности материала и других факторов. Для этой цели нами выведены соответствующие формулы.

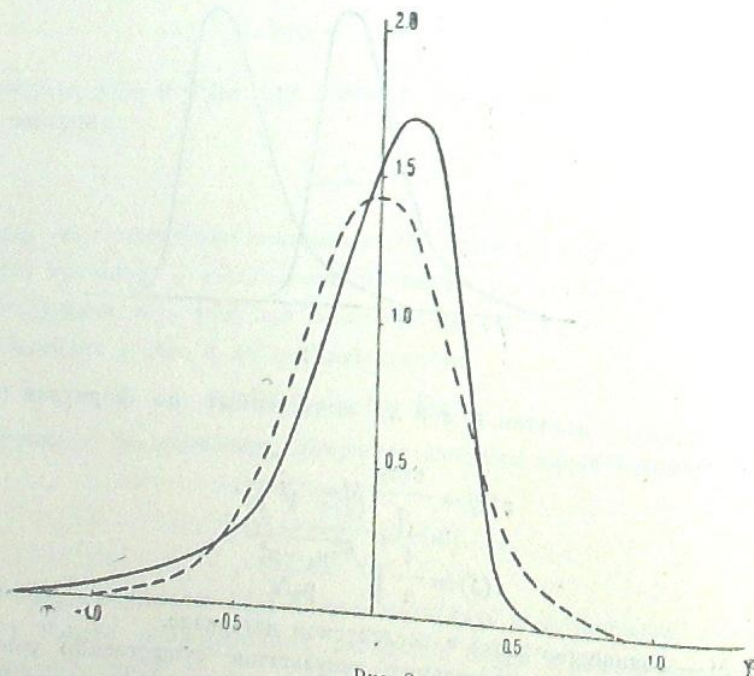


Рис. 2

Сравнение теории с наблюдениями. Теоретическая функция распределения логарифмов тангенциальных скоростей была вычислена по формуле (6), пользуясь функцией распределения тангенциальных скоростей, найденной нами в работе [9]. Эта функция соответствует эллипсоидальному инвариантному распределению остаточных скоростей. Были вычислены также функция  $X$  и моменты  $\mu_n$  и  $\lambda_n$  (см. табл. 1).

Таблица 1

$n$	1	2	3	4
$\mu_n$	0	0,078	-0,024	0,032
$\lambda_n$	0	0,38	-0,057	0,18

Функция  $\Psi(y)$  изображена на рис. 2. Для сравнения дано и нормальное распределение с той же дисперсией  $S=0,28$ . Как видим,  $\Psi(y)$  заметно отклоняется от нормального. На это указывает и то обстоятельство, что коэффициенты асимметрии и эксцесса, вычисленные по моментам распределения  $\mu_n$ , получаются довольно большими:  $\gamma_a = -1,12$ ;  $\gamma_e = 2,38$ .  $\log u = 0,088$ , функция  $\Psi(y)$  соответствует, следовательно, дисперсии  $\sigma = 0,817$ .

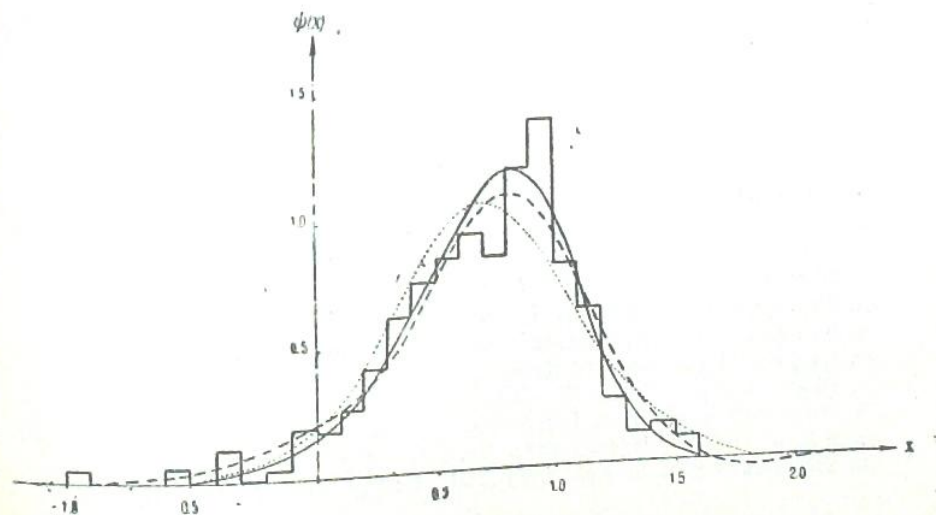


Рис. 3

Теперь сравним полученное распределение с наблюдениями. В качестве наблюдательного материала используем красные карлики из первых трех списков Висоцкого [10]. Этот материал свободен от влияния селекции по скоростям и содержит достаточное количество звезд—349.

Распределение логарифмов тангенциальных скоростей упомянутых звезд изображено на рис. 3 в виде гистограммы. Непрерывной кривой звезд изображено на рис. 3 в виде гистограммы. Непрерывной кривой дано теоретическое распределение, вычисленное на основе функции  $\Psi(y)$  с учетом наблюдательных ошибок. Кроме того было учтено то обстоятель-



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 первой подгруппы  $\chi = 0.86$  ( $\sigma_m = 21.9$  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. Значительно лучше представляет наблюдения распределение в виде распределения Шарля с учетом третьего члена — члена асимметрии (прерывистая кривая).

Моменты эмпирического распределения оказались следующими:

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

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

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

$$\mu_4 = 0.090 \dots \gamma_s = +0.05.$$

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

Выше мы рассмотрели некоторые свойства распределения логарифмических тангенциальных 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., Strömberg G., Joy A. H. *Aph. J.* 1921, 54, 181. *Mt. Wilson Contr.* 210.
3. Шацова Р. Б. *АЖ*, 1950, 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 Rep.*, 1923, 2.
7. Шацова Р. Б. *АЖ*, 1956, 33, 866.
8. Эйнасто Я. Э. *Публ. Тартус. обс.* 1952, 32, 231.
9. Эйнасто 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 наблюдаемое распределение, является одним из важных вопросов звездной кинематики.

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

Ясно, что такую проверку лучше всего провести, привлекая данные околосолнечных звезд, для которых удается найти в специальных каталогах надежные значения параллаксов, абсолютных звездных величин, лучевых скоростей, собственных движений и пр. На основе упомянутых 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 неизменением 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 каталожным данным  $\pi, v_r, \mu_\alpha$  и  $\mu_\delta$  вычислены пространственные скорости и их компоненты для всех 2250 звезд.

Исследование скоростей можно производить как по отношению к полному 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 и