## ЛИТЕРАТУРА


1. Хабибуллин Ш. Т., Астрон. Ж., 26, № 4, 1949.
2. Мартынов Д. Я., Астрон, Ж. 26, № 4, 1949.
3. Паренаго П. П. Курс звездной астрономии, Москва, 1947.
4. Шаров А. С. Астрон. Ж. 29, 1, 1952.
5. Паренаго П. П. Астрон. Ж, 22, № 3, 1945.
6. Schwassman A., Rhijn P. J. van. Spektral-Duchmusterung der 15 nördlichen Kapteynschen Eichfelder, T. I. (Eichfeld I bis 19), Bergedorf, 1935.
7. Schwassman A., Rhijn P. J, P II (Eichfeld 20 bis 43) Bergedorf, 1938.
8. Van Rhijn., Groningen Publ. No, 47, 1936.
9. Brill A. Abhandlungen der Pruss. Akad. Wiss., Phys.—Math., No, 2, 1937.
10. Хабибуллин Ш. Т., Астрон. Ж. 26, № 5, 1949.
11. Харадзе Е. К., Бюлл. Абаст. астрофиз. обс., 12, 1952.
12. Торонджадзе А. Ф., Астрон. Цирк. № 167, 1956.
13. Торонджадзе А. Ф., Исследование зависимости от избытка цвета множителя, переводящего избирательное поглощение в полное. I, Астрон. ж. 35, № 1, 1958.


## ON THE DETERMINATION OF TOTAL ABSORPTION OF LIGHT IN SPACE

G. D. KVIRKVELIA


(Summary)

On an assumption of the absorption function as known, formulae are derived for determination of total absorption from the star counts.

The total light absorption in five Kapteyn Areas (Nos 8, 9, 19, 20 and 40) was practically derived on the base of formulae obtained.

August, 1957


---

ᲐᲑᲐᲡᲗᲣᲛᲜᲘᲡ ᲐᲡᲢᲠᲝᲤᲘᲖᲘᲙᲣᲠᲘ ᲝᲑᲡᲔᲠᲕᲐᲢᲝᲠᲘᲘᲡ ᲑᲘᲣᲚᲔᲢᲔᲜᲘ № 23, 1958
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 23, 1958

# К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЭЛЕМЕНТОВ ЭЛЛИПСОИДА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗВЕЗДНЫХ СКОРОСТЕЙ ПО $V_r$ И $V_t$ КОМПОНЕНТАМ

М. Г. КОЛХИДАШВИЛИ

Изучение эллипсоида распределения звездных скоростей, в частности,—определение направлений и величин его полуосей достигается анализом пространственных скоростей звезд, если имеются данные о лучевых скоростях, параллаксах и собственных движениях. Ниже мы покажем, что применением $v_r$ и $v_t$ элементы эллипсоида скоростей $K$ и $H$ определяются проще. Имея вычисленные $K$ и $H$, при необходимости определения направления осей, можно решать эту задачу обычными путями, оперируя уже с меньшим количеством неизвестных.

Разработка способа вычисления $K$ и $H$ непосредственно по данным $v_r$ и $v_t$ представляет тем больший интерес, что при определении поправки к каталожному среднему значению параллаксов, бывает достаточным знание лишь только числового значения $K$ и $H$ или $\frac{K}{H}$ (как это имеет место, например, в работе [1]).

В данной статье мы определяем $K$ и $H$ при помощи лучевых скоростей. Эти же элементы могут быть определены применением одних только $v_t$. В статье мы даем формулы, определяющие дисперсии скоростей в трех направлениях.

Для определения $K$ и $H$ мы исходим из приведенного в [2] выражения средней лучевой пекулярной скорости на расстоянии $\chi$ от вертекса для малой площади неба. Это выражение, кстати сказать, использованное нами в [1], имеет вид:

$$\bar{v}_r = \left(\frac{\cos^2\chi}{\pi K^2} + \frac{\sin^2\chi}{\pi H^2}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{1}$$

Преобразуя [1] и суммируя по $\chi$, допуская при этом одинаковое распределение скоростей во всех направлениях и равномерное распределение звезд на небе, мы получаем среднюю лучевую скорость для всей сферы:

$$\bar{v}_r = \frac{1}{2H\sqrt{\pi}}\left[\frac{H}{K} + \frac{K}{\sqrt{H^2-K^2}}\, ln\frac{\sqrt{H^2-K^2}+H}{K}\right] \tag{2}$$

Среднюю тангенциальную скорость выведем из выражения:

$$\bar{v}_t=\frac{\left(1-\frac{H^2-K^2}{H^2}\cos^2\chi\right)^{\frac{1}{2}}}{K\sqrt{\pi}}\int\limits_0^{\frac{\pi}{2}}\sqrt{1-\frac{1-\cos^2\chi}{\frac{H^2}{H^2-K^2}-\cos^2\chi}\sin^2 x dx}, \quad (3)$$

полученного в [1]. Элементарное преобразование (3) дает:

$$\bar{v}_t=\frac{1}{H\sqrt{\pi}}\int\limits_0^{\frac{\pi}{2}}\left(1+\frac{H^2-K^2}{K^2}\sin^2\chi\cos^2 x\right)^{\frac{1}{2}}dx,$$

после чего интегрированием по $\chi$ получаем для всего неба:

$$\bar{v}_t=\frac{\sqrt{\pi}}{4H}\left[\frac{H}{K}+\frac{K}{\sqrt{H^2-K^2}}\ln\frac{\sqrt{H^2-K^2}+H}{K}\right] \quad (4)$$

Выражения (2) и (4) совпадают с аналогичными выражениями, полученными в [3]. Отметим, что развивая дальше нашу работу [1], мы также получили эти выражения и, более того,—по существу использовали их в нашей последующей работе [4], представленной к печати еще до опубликования работы А. А. Киселева [3].

Как легко заметить, (2) и (4) не являются достаточными для определения $K$ и $H$, т. к., по сути дела, здесь мы имеем одну зависимость с двумя неизвестными.

В самом деле,

$$\frac{\bar{v}_t}{\bar{v}_r}=\frac{\pi}{2}. \quad (5)$$

(5) показывает, что при исходных условиях вывода (2) и (4), т. е., при допущении равномерного распределения звезд на небе и независящей от координат функции распределения скоростей, числовое значение $\frac{\bar{v}_t}{\bar{v}_r}$ совпадает с тем, что дают теоремы Клейбера. Хотя, определенно следует сказать, что теорема выражаемая формулой (5) существенно отличается от теорем Клейбера, т. к. оригинальные теоремы Клейбера справедливы при любом пространственном распределении звезд, для любых ограниченных областей неба. Именно это обстоятельство и было указано нами в статье [1] и в ней же были выведены нами соответствующие формулы, обобщающие теоремы Клейбера на случай эллипсоидального распределения скоростей.

Исходя из этого, замечания, высказанные А. А. Киселевым [3] и Я. Э. Эйнасто [5] о нашем якобы неправильном утверждении касающемся теорем Клейбера, нельзя считать справедливыми. Мы сочли необходимым остановиться на этом тем более, что необоснованные, как мы убеждены, замечания переносятся и в рефераты (см. например, Реф. Ж. Астр. № 12, 1956, 6833 и № 6, 1957, 4761).



Как было отмечено, для определения $K$ и $H$ выражения (2) и (4) недостаточны. К ним следует присовокупить еще одно условие. Такое условие получаем рассмотрением моментов $v_r$ и $v_t$ различного порядка, к выводу которых мы и приступим сейчас.

Допустим, что функция распределения скоростей не зависит от положения звезд на небе, так что функция распределения звезд в фазовом пространстве имеет вид:

$$F(x, y, z, u, v, w)=\varphi_1(x, y, z)f(u, v, w)=\varphi(r, \alpha, \delta)f(u, v, w),$$

где $r$, $\alpha$, $\delta$ определяются соотношениями;

$$x=r\cos\alpha\sin\delta,\ y=r\sin\alpha\sin\delta,\ z=r\cos\delta.$$

Вероятность того, что звезда будет находиться в точке $(r, \alpha, \delta)$, будет $r^2\varphi(r, \alpha, \delta)\sin\delta\, dr d\alpha\, d\delta$.

Проинтегрируем это выражение по $r$ и обозначим результат через $\psi(\alpha, \delta)\sin\delta\, d\alpha\, d\delta$. $\psi(\alpha, \delta)$ будет плотность распределения звезд на небесной сфере. Допустим, что $\psi(\alpha, \delta)=c$, тогда по условию нормировки $c=\frac{1}{4\pi}$. Функция распределения, после этого, примет вид

$$\frac{1}{4\pi}f(u, v, w)\sin\delta\, d\alpha\, d\delta\, du\, dv\, dw.$$

Рассмотрим величины $V^2=u^2+v^2+w^2$, $v_r$ и $v_t$, и найдем их средние значения для всей сферы. Если оси систем $(x, y, z)$ и $(u, v, w)$ совпадают и т. к. для направляющих косинусов направления пространственной скорости и направления на точку $(\alpha, \delta)$ имеем $\frac{u}{V}$; $\frac{v}{V}$; $\frac{w}{V}$; $\cos\alpha\sin\delta$; $\sin\alpha\sin\delta$; $\cos\delta$, то угол $\Theta$ между направлением на $(\alpha, \delta)$ и пространственной скоростью определится соотношением

$$\cos\Theta=\left(\frac{u}{V}\cos\alpha\sin\delta+\frac{v}{V}\sin\alpha\sin\delta+\frac{w}{V}\cos\delta\right).$$

$v_r$ и $v_t$ звезды, находящейся в точке $(\alpha, \delta)$ будут выражаться так:

$$v_r=V\left(\frac{u}{V}\cos\alpha\sin\delta+\frac{v}{V}\sin\alpha\sin\delta+\frac{w}{V}\cos\delta\right)=V\Delta,\ v_t=V\sqrt{1-\Delta^2}$$

Для среднего значения будем иметь;

$$\bar{V}=\frac{1}{4\pi}\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{\pi}\sin\delta\, d\alpha\, d\delta\iiint Vf(u,v,w)\,dudvdw=\iiint Vf(u,v,w)\,dudvdw,$$

где интеграль по $u$, $v$, $w$ берутся от $-\infty$ до $+\infty$;

$$\bar{v}_t=\frac{1}{4\pi}\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{\pi}\iiint V\sqrt{1-\Delta^2}\,\sin\delta f(u, v, w)d\alpha\, d\delta\, du\, dv\, dw$$

$$\bar{v}_r=\frac{1}{4\pi}\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{\pi}\iiint V|\Delta|\sin\delta f(u, v, w)d\alpha\, d\delta\, du\, dv\, dw$$

Применение известной формулы Пуассона [6] дает:

$$\overline{v}_r = \frac{1}{4\pi}\iiint Vf(u, v, w)du\,dv\,dw \cdot 2\pi \int\limits_{-1}^{+1} |u|\,du = \frac{1}{2}\overline{V} \tag{6}$$

$$\overline{v}_t = \frac{1}{4\pi}\iiint Vf(u, v, w)du\,dv\,dw \cdot 2\pi \int\limits_{-1}^{+1} \sqrt{1-u^2}\,du = \frac{\pi}{4}\overline{V} \tag{7}$$

Таким образом при произвольном распределении скоростей, если оно не зависит от положения звезд на небе, и при рассмотрении звезд, равномерно распределенных по всей сфере, теоремы Клейбера допускают обобщение.

Такое обобщение теорем Клейбера для всей сферы и для различных моментов было выполнено Эйнасто [5]. Те же самые формулы были нами получены несколько отличным путем, на основе применения интеграла Пуассона. Последнее делает вывод соответствующих формул совершенно наглядным и простым, в связи с чем мы их приводим здесь же.

Исходя из полученных выше формул, имеем для разных моментов:

$$\overline{V^n} = \iiint V^n f(u, v, w)\ du\,dv\,dw \tag{8}$$

$$\overline{v_r^n} = \frac{1}{n+1}\overline{V^n} \tag{9}$$

$$\overline{v_t^n} = \overline{V^n}\int\limits_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^{n+1}\varphi\,d\varphi = \overline{V^n}\,2^n \frac{\Gamma\left(\frac{n+2}{2}\right)\Gamma\left(\frac{n+2}{2}\right)}{\Gamma(n+2)} \tag{10}$$

$$\overline{v_r^m v_t^n} = \overline{V^{m+n}}\int\limits_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^m\varphi \cos^{n+1}\varphi\,d\varphi = \overline{V^{m+n}}\frac{1}{2}\,\frac{\Gamma\left(\frac{m+1}{2}\right)\Gamma\left(\frac{n+2}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{m+n+3}{2}\right)} \tag{11}$$

Отметим, что на возможность подобного обобщения теорем Клейбера нам было указано А. Ф. Торонджадзе. Вышеприведенные формулы не были опубликованы по той причине, что в наши намерения входило произвести на статистическом материале вычисления, связанные с использованием этих формул. К тому времени вышли в свет статьи [5] и [3], в которых обращается внимание на работу [1]. У нас вызывает удовлетворение проявление к нашей работе интереса со стороны авторов указанных статей, что способствует более углубленному анализу данной задачи.

Для определения $K$ и $H$ можно было бы в дополнение к (2) или (4), применить, как добавочное условие, одно из уравнений (9), (10) и (11). Более подходящими для этой цели являются вторые моменты



$v_r$ или $v_t$. Из этих двух и (2) и (4) предпочтение следует отдать, конечно, лучевым скоростям, т. к. применение тангенциальных скоростей сопряжено с громоздкими вычислениями и трудностями, связанными с определением $v_t$ для большого количества звезд, не говоря о точности имеющихся собственных движений и параллаксов.

Второй момент лучевой скорости, которым мы пользуемся для вычисления $K$ и $H$, можно выразить как функцию $K$, $H$, если решить $\overline{V^2}$ из (8). Действительно: $V^2 = u^2 + v^2 + w^2$; $f(u, v, w) = \frac{KH^2}{\sqrt{\pi^3}} e^{-K^2u^2 - H^2(v^2+w^2)}$

$$\overline{V^2} = \frac{KH^2}{\sqrt{\pi^3}}\iiint (u^2+v^2+w^2)\,e^{-K^2u^2-H^2(v^2+w^2)}\,du\,dv\,dw = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{K^2}+\frac{2}{H^2}\right)$$

$$\overline{v_r^2} = \frac{\overline{V^2}}{3} = \frac{1}{6}\left(\frac{1}{K^2}+\frac{2}{H^2}\right) \tag{12}$$

Теперь, имея (2) и (12), можно уже заняться определением $K$ и $H$. В качестве наблюдательного материала нам послужили лучевые скорости рабочего каталога, приведенного в нашей работе [4]. Эти скорости были взяты из каталога Мура [7], будучи предварительно освобождены от влияния солнечного движения.

Мы использовали 2225 звезд спектральных классов от $A$ до $M$ и со скоростями не более 85 км/сек. $\overline{v_r}$, определенная по этим звездам, оказалась равной 18.51 км/сек., а $\overline{v_r^2}$—583.83 км²/сек². При вычислении средней скорости для $v_r$ брались абсолютные значения.

Решения (2) и (12) велись сперва графически, а затем—методом последовательного приближения, что дало следующие значения: $\frac{K}{H} = 0.4$; $K = 0.02$ сек/км и $H = 0.05$ сек/км, т. е. совпадающие с теми значениями, которые были получены нами в [4]. Графическое решение (2) и (12) дает ошибку, меньшую 0.5 последнего знака полученных значений $K$ и $H$.

Необходимо отметить, что использование вторых моментов делает рассмотренный метод определения $K$ и $H$ весьма чувствительным к большим скоростям, в силу чего мы отбросили 25 звезд, лучевые скорости которых заключались между 226 и 85 км/сек.

Таким образом, для рассмотренных нами звезд распределение скоростей в предположении двухосного эллипсоида вращения можно охарактеризовать приведенными значениями $K$ и $H$.

Если рассмотреть моменты высшего порядка, например, моменты 4-го и 6-го порядков, для которых можно вычислить интеграл (8) в элементарных функциях (для моментов нечетного порядка интеграл (8), в случае трехосного эллипсоида, в элементарных функциях не выражается), то возможно вывести формулы для получения дисперсии в случае трехосного эллипсоида.

Моменты от $v_r$ упомянутых порядков (вместе со вторым моментом) выразятся следующим образом:

$$\overline{v_r^2} = \frac{1}{3}(\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2)$$

$$\overline{v_r^4} = 0.6(\sigma_1^4 + \sigma_2^4 + \sigma_3^4) + 1.6(\sigma_1^2\sigma_2^2 + \sigma_1^2\sigma_3^2 + \sigma_2^2\sigma_3^2)$$

$$\overline{v_r^6} = 1.07(\sigma_1^6 + \sigma_2^6 + \sigma_3^6) + 1.29(\sigma_1^4\sigma_2^2 + \sigma_1^4\sigma_3^2 + \sigma_1^2\sigma_2^4 + \sigma_2^4\sigma_3^2 + \sigma_1^2\sigma_3^4 + \sigma_2^2\sigma_3^4) + 0.86\sigma_1^2\sigma_2^2\sigma_3^2.$$

Эта система уравнений решает задачу нахождения дисперсий $\sigma_1$, $\sigma_2$ и $\sigma_3$, хотя применение моментов 4-го и 6-го порядков, очевидно, усложнит работу. Ясно, что при двухосном эллипсоиде первое уравнение приведенной системы совпадает с (12).

Сделаем еще несколько замечаний относительно нашей работы [1], имевшей предварительный характер и развитой впоследствии. Совершенно справедливо было указано сперва Я. Э. Эйнасто [5], а затем А. А. Киселевым [3], что для всего неба, если звезды равномерно покрывают его и если функция распределения скоростей не зависит от положения на сфере, имеет место равенство $\frac{\overline{v_t}}{\overline{v_r}} = \frac{\pi}{2}$. Причиной, вызвавшей в [1] нарушение этого отношения для всей сферы, явилось простое осреднение теоретических значений $\overline{v_r}$ и $\overline{v_t}$, полученных в параллельных галактическому экватору зонах. Путем учета весов по величинам площадей зон, можно было бы избежать указанного упущения. После опубликования [1], оно было замечено нами; в работе [4], при обсуждении вопроса о поправке к среднему параллаксу, мы уже пользовались результатом, вытекающим из формул (2), (4) и (6), (7).

По сути дела, из-за этого упущения мы получили в [1] поправку к среднему значению абсолютных звездных величин, отличавшуюся от поправки полученной А. А. Киселевым в [3] всего на $0^m\!.15$. Конечно, разница есть, но не очень большая.

Как уже было указано выше, теоремы Клейбера справедливы для любых ограниченных областей неба, независимо от распределения звезд. Но надо обязательно иметь в виду, что при современном представлении о распределении звездных скоростей эти теоремы нельзя применять к отдельным участкам сферы, потому что отношения $\frac{\overline{v_t}}{\overline{v_r}}$ в различных участках могут крайне отличаться друг от друга и от $\frac{\pi}{2}$. Именно это обстоятельство мы имеем в виду, когда говорим об обобщении теорем Клейбера.

Рассмотрение средних лучевых и тангенциальных скоростей по отдельным участкам или зонам неба, как это делается у нас в [1], имеет то преимущество, что, вопреки утверждению А. А. Киселева, мы не всегда располагаем материалом, охватывающим всю сферу. Часто приходится иметь дело со звездами, группирующимися в определенных направлениях, где эффективное применение теорем Клейбера не представляется возможным.



В силу сказанного, теоремы Клейбера в большой степени теряют свое значение. Выведенные в [1] выражения для $\overline{v_r}$ и $\overline{v_t}$ отнюдь не являются ошибочными; они отражают действительную картину (в предположении двухосного эллипсоида) и указывают на то, что отношение $\frac{\overline{v_t}}{\overline{v_r}}$ в различных участках разное; это отношение нигде, кроме некоторых направлений на небе, не может равняться $\frac{\pi}{2}$.

С этой точки зрения, полученные в [1] выражения $\overline{v_r}$ и $\overline{v_t}$ действительно являются обобщениями теорем Клейбера для случая эллипсоидального распределения звездных скоростей.

Систематическую ошибку в абсолютных звездных величинах, выведенную в [1] и [3], А. А. Киселев объясняет процентным увеличением звезд поздних спектральных классов в высоких галактических широтах. Такое объяснение не должно иметь основания, т. к. в использованном нами и им каталоге и в каталоге, содержащемся в [4], как это видно из таблицы VIII ([4], стр. 96), подобного увеличения звезд поздних спектральных классов в высоких галактических широтах, не наблюдается.

То, что в [1] не была принята во внимание галактическая концентрация, можно было-бы и не ставить нам в упрек, поскольку, во-первых, она незначительна, а во-вторых, если уже подходить к этому вопросу строго, принимать во внимание надо не только галактическую концентрацию, но и вообще плотность распределения звезд в разных направлениях. К каждой конкретной задаче приходится подходить особо и решать ее числовыми методами.

А. А. Киселев указывает также и на другое обстоятельство в работе [1], заключающееся в том, что значение $\frac{K}{H}$ не определяется попутно, а берется произвольно.

Во-первых, не всегда возможно определить все, что может заключаться в использованном материале, особенно в тех случаях, когда имеется один определенный подход к решению задачи, а во-вторых, значение $\frac{K}{H}$ нами было взято не произвольно, а заимствовано из известных работ, указанных в конце первой статьи. Данная же статья именно и посвящается вопросу о наиболее простом определении $K$ и $H$ по данным $v_t$ и $v_r$. В целом, замечания А. А. Киселева нам представляются не бесполезными, но считаем нужным отметить, что соображения, изложенные в работе А. А. Киселева, не должны быть поняты как утверждение несправедливости полученных нами в [1] формул обобщения теорем Клейбера.

Вообще изложенный в [1] и использованный в работе [3] метод определения поправки параллаксов основан на многих упрощающих предположениях и допускает уточнение в различных направлениях. Выводы, полученные этим методом, остаются вполне справедливыми только при сделанных предположениях. При отличных от этих предположений условиях, метод следует, очевидно, применять с соответствующими модификациями. Впрочем, это относится и к некоторым результатам работы [4], где при принятых в этой статье предположениях особый характер хода кривых $\frac{\bar{v}_t}{\bar{v}_r}$ по широтам совершенно определенно приводит к наклону оси вертексов к галактическому экватору. При других условиях такой ход кривой быть может найдет объяснение какими-нибудь другими причинами. Во всяком случае, этот вопрос требует специального рассмотрения, что мы и намерены сделать в ближайшем будущем.

Июль, 1957 г.

## ЛИТЕРАТУРА


1. Колхидашвили М. Г., Астрон. Ж. 1952, 29, № 1.
2. Smart W. M., Stellar Dynamics, 1938.
3. Киселев А. А., Вестник Ленингр. гос унив. 1956, № 19, вып. 4.
4. Колхидашвили М. Г., Бюлл. Абаст. астрофиз. обс. 1956. № 20.
5. Эйнасто Я. Э., Публикация Тартуской астрон. обсерватории, 1955, № 1.
6. Фихтенгольц Г. М., Основы математического анализа, III, 343.
7. Moore A., Publ. Lick. obs., 1932, 18.


## ON THE DETERMINATION OF ELEMENTS OF THE ELLIPSOID EXPRESSING THE DISTRIBUTION OF THE $v_r$ AND $v_t$ COMPONENTS OF STAR VELOCITIES

M. G. KOLKHIDASHVILI


(Summary)

The expression of the mean peculiar radial velocity referred to in [2] is applied.

On an assumption of an equal velocity distribution in all directions and of a uniform stellar distribution in the sky, mean $v_r$ and $v_t$ values are obtained. The value of the moment of radial velocities derived in the paper is additionally involved in order to determine H and K. As observational data the radial velocities of 2225 stars from the Moore catalogue are taken.

July, 1957.


აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 23, 1958
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 23, 1958

# К ВОПРОСУ ОБ ИЗУЧЕНИИ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ОРБИТ ЗВЕЗД

Р. М. ДЗИГВАШВИЛИ

В нашей работе [1] мы изучали элементы галактических орбит, на основе применения потенциала, и некоторые закономерности движения звезд. При этом за исходное выражение был взят потенциал П. П. Паренаго [2], который, по нашему мнению, достаточно хорошо представляет реальную картину распределения масс в Галактике. Аналитическое выражение потенциала П. П. Паренаго получено на основе наблюдательных данных о кинематике звезд, находящихся около Солнца. Поэтому, естественно было предположить, что для применения этого потенциала для изучения движений звезд в внутренних и периферийных областях Галактики, нет полных оснований. В. А. Амбарцумян высказал мысль о целесообразности применения другого выражения потенциала и сравнения полученных при этом результатов с выводами, вытекающими из потенциала П. П. Паренаго.

Задачей этой работы, именно и является исследование некоторых характеристик движения звезд в Галактике на основе применения другого выражения потенциала.

За такое выражение мы решили взять потенциал Г. Г. Кузмина [3]:

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{\sqrt{1 + \frac{R^2}{z_0^2}}} \tag{1}$$

Здесь $\Phi_0$—значение потенциала в центре Галактики, $R$—расстояние от звезды до оси симметрии Галактики, а $z_0$ —некоторая постоянная. Этот потенциал получен, в основном, по тем же наблюдательным данным как и потенциал Паренаго, но подход и постановка вопроса здесь другие. Мы поставили себе целью выяснить, насколько изменяются элементы орбит и другие характеристики движений звезд с изменением выражения потенциала (если параметры этих потенциалов определены на основе одних и тех же наблюдательных данных).

Интересно так же выяснить, насколько справедливо применение этих потенциалов для изучения движений во внутренних и периферийных областях Галактики, для которых наблюдательные данные почти отсутствуют.

Для того, чтобы полученные на основе потенциала Кузмина результаты сравнить с результатами [1], мы решили изучить закономерности движений звезд методами, примененными в работах [1] и [2].