

Л. В. Мирзоян

О ЗАКОНЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ О—В1-ЗВЕЗД ВОКРУГ ЯДЕР О-АССОЦИАЦИЙ

ВВЕДЕНИЕ

Большая парциальная плотность звезд гигантов и сверхгигантов типов О и В является характерной особенностью звездных ассоциаций [1]. Согласно теории звездных ассоциаций, развитой В. А. Амбарцумяном [2, 3], звезды, формируясь в ассоциациях, затем, вследствие распада последних, входят в общее галактическое поле. По мере удаления от порождающих ядер пространственная плотность О—В звезд постепенно убывает.

С этой точки зрения всю систему О—В звезд в Галактике следует рассматривать как совокупность группировок, возникших вокруг ядер звездных ассоциаций.

Очевидно, что распределение звезд вокруг ядер при этом должно быть, главным образом, обусловлено интенсивностью звездообразовательного процесса в период жизни этих группировок.

Целью настоящей работы является вывод закона падения парциальной плотности О—В1-звезд с расстоянием от ядер звездных ассоциаций.

§ 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

При выводе пространственного распределения О—В1-звезд в ассоциациях серьезными затруднениями являются малочисленность О—В звезд и наличие иногда нескольких ядер в отдельных ассоциациях.

С целью обхода этих затруднений в работе использован метод формального преобразования совокупности всех О—В1-звезд в одну синтетическую „ассоциацию“ [4] путем наложения подсистем вокруг ядер ассоциаций друг на друга.

Каждая звезда ассоциации была приписана к ближайшему ядру. Далее, все ядра О-ассоциаций были совмещены в одной точке. В результате все О—В1-звезды будут образовывать суммарную, одноядерную „ассоциацию“ вокруг этой точки. Ниже выводится закон распределения звездной плотности в этой синтетической „ассоциации“.

Таким образом, вместо вывода закона распределения звездной плотности вокруг отдельных ядер в работе выводится закон распределения для суперпозиции звездных ассоциаций, точнее для суперпозиции подсистем вокруг ядер, причем подсистемы имеют различные пространственные ориентации.

Однако, если имеется совокупность таких подсистем с определенным распределением звездной плотности, заключенная в некоторый объем Галактики, то при изменениях их ориентаций закон распределения расстояний в суммарной системе должен остаться неизменным. Поэтому несущественно как, при наложении одной подсистемы на другую, они ориентируются относительно друг друга.

§ 2. ПРЯМОЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРЦИАЛЬНОЙ ЗВЕЗДНОЙ ПЛОТНОСТИ

Для звезд с известными спектральными параллаксами расстояния от соответствующих ядер определяются непосредственно из треугольников звезда—ядро—наблюдатель. Разделив все звезды на группы по этим расстояниям, можно исследовать распределение чисел звезд в концентрических оболочках вокруг общего ядра.

При законе распределения звездной плотности вокруг ядер вида $d(r) \sim r^{-a}$ число звезд в оболочках, ограниченных концентрическими сферами радиусов r_k и r_{k-1} , определится формулой:

$$\begin{aligned}
 N_k &= \int_{(V)} \int d(r) r^2 \sin \varphi d\varphi d\tau dr = 4\pi C \int_{r_{k-1}}^{r_k} r^{2-n} dr = \\
 &= \begin{cases} \frac{4\pi C}{3-n} (r_k^{3-n} - r_{k-1}^{3-n}), & n \neq 3 \\ 4\pi C (\ln r_k - \ln r_{k-1}), & n = 3 \end{cases} \quad (1)
 \end{aligned}$$

где C — коэффициент пропорциональности. Вычислив числа N_k и сравнив их с наблюдаемыми, можно выбрать то значение показателя n , при котором достигается наилучшее согласие между ними.

Для проверки результата можно, далее, непосредственно вычислить среднюю звездную плотность в упомянутых сферических оболочках, разделив число звезд на соответствующий объем, и затем исследовать зависимость средней плотности от расстояния до ядер.

Описанный метод был применен к совокупности звезд классов О—В0.5, с известными радиальными скоростями [5]. Распределение этих звезд по расстояниям от соответствующих ядер, то есть в „ассоциации“, образованной описанным выше методом, было заимствовано из работы автора [4], содержащей новые свидетельства в пользу представления о расширении и последующем распаде звездных ассоциаций. В основе этой работы лежали данные В. Моргана, А. Уитфорда и А. Кода [6] о 27 звездных ассоциациях и спектральных параллаксах 354 О—В0.5 звезд [7].

Сравнение наблюдаемого распределения звезд с вычисленным по (1) при различных значениях n в законе r^{-n} , а также вычисленные непосредственно средние плотности указывают на значение n между 2.5 и 3 как наилучшее приближение к наблюдениям, в среднем.

Хотя этот результат получен по материалу, охватывающему только О—В0.5-звезды с известными радиальными скоростями, однако эта неполнота материала может повлиять лишь на полученные величины звездной плотности, но не на характер ее зависимости от расстояния до ядер.

Не может существенно изменить полученный результат также принятое при вычислениях допущение о равенстве расстояний всех ядер расстоянию самой ассоциации, при наличии в ней нескольких ядер.

Тем не менее мы не приводим здесь результаты вычислений, имея в виду следующее, искажающее действительное распределение, обстоятельство. Вследствие наличия дисперсии абсолютных величин, все ассоциации, следовательно и использованные, при вычислении расстояний звезд от ядер, треугольники звезда—ядро—наблюдатель оказываются вытянутыми по лучу зрения. Это приводит к ложному увеличению размеров ассоциаций, т. е. к несколько более медленному падению звездной плотности с расстоянием от ядер, чем имеет место в действительности.

§ 3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗВЕЗДНОЙ ПЛОТНОСТИ ВОКРУГ ЯДЕР В ПРОЕКЦИИ НА НЕБЕСНУЮ СФЕРУ

Распределение звездной плотности в проекции на небесную сферу было определено для О—В0.5-звезд по описанному выше материалу и для О—В1-звезд по наблюдательному материалу, относящемуся к 744 звездам этих классов, из списка В. Хильтнера [8]. На рис. 1 представлен график распределения этого материала по спектральным классам.

Угловые расстояния звезд от ближайших ядер были вычислены по очевидной формуле:

$$\cos \varphi = \sin \delta \sin \delta_0 + \cos \delta \cos \delta_0 \cos (\alpha - \alpha_0),$$

где α и δ — относятся к звезде, а α_0 и δ_0 — к ядру.

Из-за различия в расстояниях ядер различных ассоциаций угловые расстояния не могут быть непосредственно использованы для поставленной цели. Поэтому было выведено распределение звезд на небесной сфере по линейным расстояниям от ядер — $R \operatorname{tg} \varphi$. По-прежнему было принято, что расстояния ядер совпадают с расстояниями соответствующих ассоциаций — R .

Распределение звезд по $\rho = R \lg \varphi$ представлено во втором (О—В1-звезды) и третьем (О—В0.5-звезды) столб-

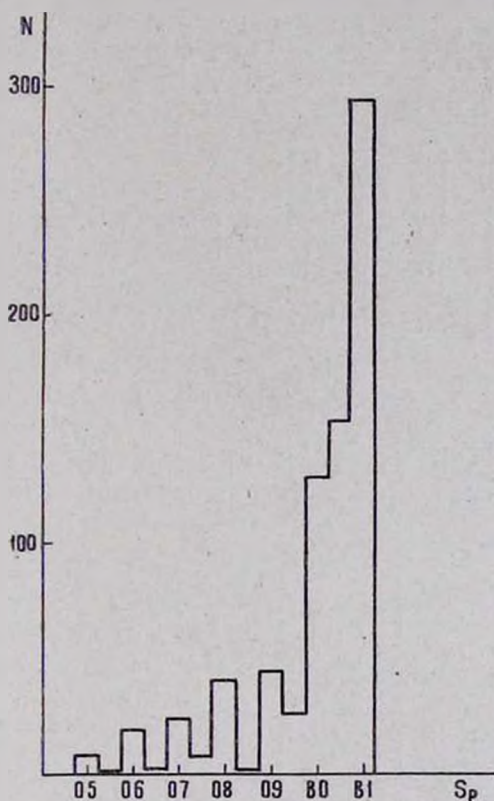


Рис. 1. Спектральное распределение использованного материала.

Табл. 1. Оценки параметров звездной ассоциации

цах таблицы 1*. Выбор неравномерных интервалов расстояний в таблице обусловлен желанием сгладить влияние случайных флуктуаций для последних, относительно бедных звездами, интервалов.

* Табл. 1 составлена Э. С. Казарин (О—В0.5-звезды) и Т. Е. Товмасьном (О—В1-звезды), которым автор, пользуясь случаем, выражает благодарность.

По данным табл. 1 затем была вычислена звездная плотность в проекции на небесную сферу для областей..

Таблица 1

ρ (кпс)	N_K	
	O—B1	O—B0.5
0—0.05	201	119
0.05—0.10	157	88
0.10—0.15	154	46
0.15—0.30	187	62
0.30—0.50	34	23
>0.50	11	16
Всего	744	354

ограниченных concentрическими окружностями с центром в ядре.

Результаты вычислений приводятся в табл. 2 (S —площадь в проекции, $a(\rho)$ —поверхностная звездная плотность).

Данные последних трех столбцов этой таблицы графически представлены на

рис. 2 в виде зависимости $\lg a(\rho)$ от $\lg \left(\frac{1}{\rho}\right)^2$ (рис. 2).

Прямые, проведенные согласно решениям для точек по способу наименьших квадратов, указывают на закон,

Таблица 2

ρ (кпс)	$S \cdot 10^3$ (кпс ²)	$a(\rho)$		$\lg a(\rho)$		$\lg \left(\frac{1}{\rho}\right)^2$
		O—B1	O—B0.5	O—B1	O—B0.5	
0—0.05	7.85	$2.56 \cdot 10^4$	$1.52 \cdot 10^4$	4.41	4.18	3.20
0.05—0.10	$2.36 \cdot 10$	$6.67 \cdot 10^3$	$3.74 \cdot 10^3$	3.82	3.57	2.25
0.10—0.15	$3.93 \cdot 10$	$3.92 \cdot 10^3$	$1.17 \cdot 10^3$	3.59	3.07	1.81
0.15—0.30	$2.12 \cdot 10^2$	$8.82 \cdot 10^2$	$2.93 \cdot 10^3$	2.95	2.47	1.29
0.30—0.50	$5.02 \cdot 10^2$	$6.78 \cdot 10$	$4.58 \cdot 10$	1.83	1.66	0.80

близкий к ρ^{-2} для распределения звездной плотности вокруг ядер на небесной сфере:

$$n = 2.02 \pm 0.20 \quad \text{для O—B1-звезд}$$

$$n = 2.08 \pm 0.12 \quad \text{для O—B0.5-звезд.}$$

Однако, как видно из рис. 2, закон ρ^{-2} справедлив лишь в среднем. Данные о звездной плотности лучше представляются дугами кривых второго порядка.

На рис. 2 представлены для сравнения также прямые, соответствующие законам ρ^{-1} и ρ^{-3} для распределения звездной плотности.

Ход изменения звездной плотности на небесной сфере с расстоянием от ядер свидетельствует о том, что с возрастанием последнего падение звездной плотности происходит все быстрее и быстрее. И если наблюдаемое распределение

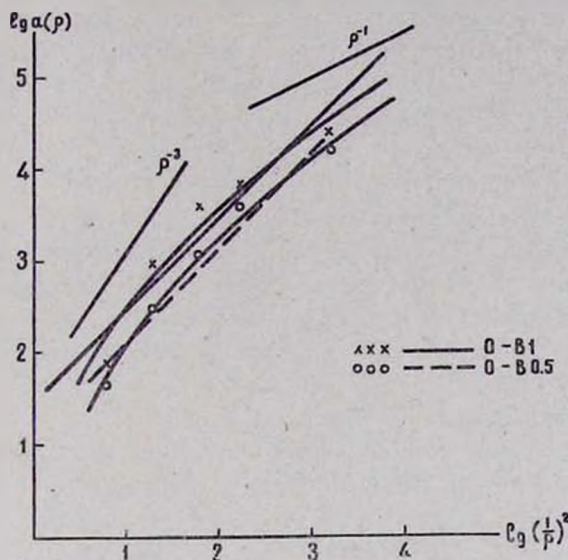


Рис. 2. Зависимость поверхностной звездной плотности от расстояния до ядра в синтетической ассоциации (в логарифмической шкале).

Նկ. 2. Մակերևութային աստղային խտության կախումը ճիշդակերպ ունեցած հեռավորությունից սինթետիկ աստղախմբում (լոգարիթմական սանդղակով):

звездной плотности в ближайших окрестностях ядер можно представить законом ρ^{-1} , то с ростом расстояния этот закон переходит в ρ^{-2} , а на больших расстояниях даже в ρ^{-3} .

Таким образом в законе распределения звездной плотности вида ρ^{-n} показатель n является функцией от r и изменяется в интервале значений от 1 до 3.

Следует добавить, что почти параллельность прямых и дуг, представляющих наблюдательные данные, показывает, что количество использованных звезд не сказывается на характере зависимости звездной плотности от расстояния до ядер.

§ 4. ИНТЕГРАЛЬНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРЦИАЛЬНОЙ ЗВЕЗДНОЙ ПЛОТНОСТИ

Метод вывода распределения пространственной звездной плотности вокруг ядер из распределения этой плотности в проекции на небесной сфере является более точным по сравнению с прямым методом. В этом случае используются лишь значения расстояний до ассоциаций, а разности расстояний ядра и каждой звезды не используются. Это большое преимущество, так как эти разности, очевидно, определяются с большой ошибкой. Вместе с этим, этот метод, в отличие от прямого метода, представляет возможность использовать для поставленной цели также звезды, спектральные параллаксы которых неизвестны. Наконец, в этом случае сравнительно незначительны ошибки, обусловленные принятием допущения о равенстве расстояний всех ядер данной ассоциации.

Пространственную звездную плотность на расстоянии r от центра рассмотренной выше синтетической „ассоциации“ можно представить известной формулой Цейпеля:

$$d(r) = \frac{1}{\pi} \int_r^R \sqrt{\rho^2 - r^2} \frac{d}{d\rho} \left(\frac{1}{\rho} \frac{da}{d\rho} \right),$$

где $a(\rho)$ — плотность в проекции на расстоянии ρ от центра, а R — радиус „ассоциации“, который принципиально может быть бесконечным.

Подставляя в эту формулу $a(\rho) \sim \rho^{-n}$ и интегрируя, получим:

$$d(r) \sim r^{-(n+1)}$$

при $R \rightarrow \infty$.

Поэтому из выведенного нами закона распределения звездной плотности вокруг ядра в проекции на небесной сфере ρ^{-2} следует, что закон распределения пространственной плотности для рассматриваемой синтетической „ассоциации“ близок к r^{-3} .

Пространственную плотность на различных расстояниях от ядра этой „ассоциации“ можно вычислить также непо-

средственно с помощью поверхностных плотностей, представленных в табл. 2.

Переход от этих плотностей к пространственным был осуществлен с помощью разработанного А. Валленквистом [9] численного метода решения интегрального уравнения Абеля для случая пяти сферических оболочек различной толщины. Полученные пространственные плотности содержатся в табл. 3.

Таблица 3

r (кпс)	$d(r)$		$\lg d(r)$		$\lg \left(\frac{1}{r} \right)^3$
	О—В1	О—В0.5	О—В1	О—В0.5	
0—0.05	$1.47 \cdot 10^4$	$8.64 \cdot 10^3$	4.17	3.94	4.81
0.05—0.10	$1.35 \cdot 10^3$	$1.16 \cdot 10^3$	3.13	3.06	3.37
0.10—0.15	$9.86 \cdot 10^2$	$2.86 \cdot 10^2$	2.99	2.46	2.71
0.15—0.30	$1.17 \cdot 10^2$	$3.56 \cdot 10$	2.07	1.55	1.93
0.30—0.50	6.39	4.32	0.81	0.64	1.19

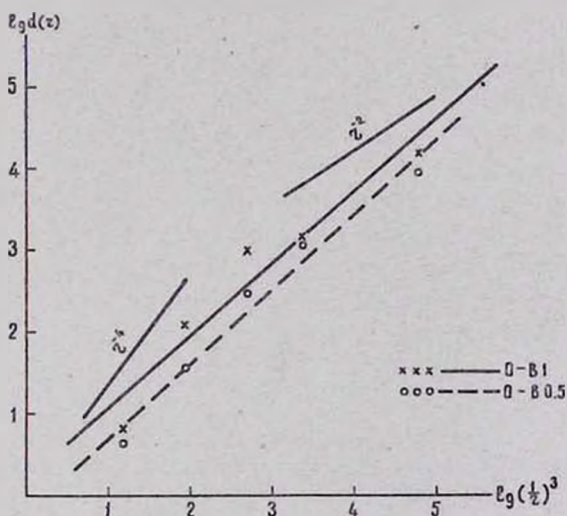


Рис. 3. Зависимость пространственной звездной плотности от расстояния до ядра в синтетической ассоциации (в логарифмической шкале).

Նկ. 3. Տարածական աստղային խտության կախումը միջուկից ունեցած հեռավորությունից սինթետիկ ասոցիացիոնում (լոգարիթմական սանդղակով):

График зависимости $\lg d$ от $\lg\left(\frac{1}{r}\right)^3$, по данным этой таблицы представленный на рис. 3, подтверждает, как и следовало ожидать, полученные выше выводы.

Наклон прямых, проведенных по решениям точек способом наименьших квадратов, указывает на средний закон, близкий к r^{-3} :

$$n = 2.64 \pm 0.14 \quad \text{для О—В1-звезд}$$

$$n = 2.73 \pm 0.06 \quad \text{для О—В0.5-звезд.}$$

И в этом случае показатель n , в действительности является функцией от r , пробегая значения от 2 в окрестностях ядра до 4, а возможно и больше, на расстоянии 0.4–0.5 кпс от ядра.

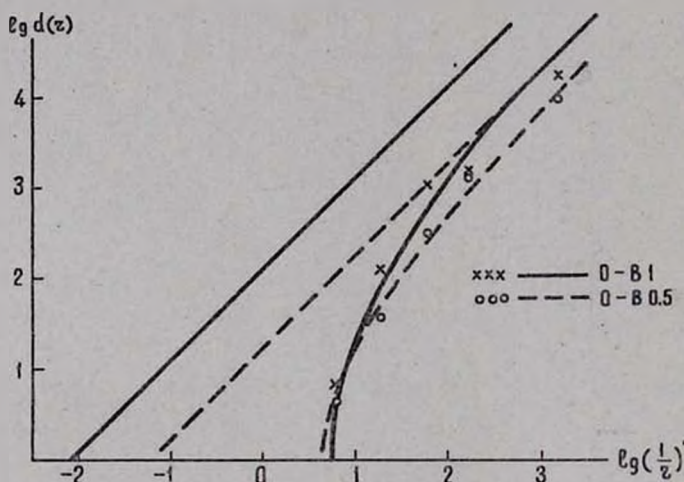


Рис. 4. „Гиперболический“ закон распределения пространственной звездной плотности в синтетической ассоциации.

Նկ. 4. Տարածական ամպային խտության բաշխման «հիպերբոլիկ» օրենքը սինթետիկ ամպասիֆուկացիայի:

Исходя из того факта, что в ближайших окрестностях ядра n стремится к 2, целесообразно наблюдаемое распределение пространственной звездной плотности вокруг него представить „гиперболическим“ законом:

$$(\lg d)^2 = (2 \lg r - a)^2 - b^2,$$

где a и b — постоянные. Выбор гиперболы сделан таким образом, чтобы ее асимптота в первом квадранте соответствовала закону распределения $d(r) \sim r^{-2}$.

На рис. 4 представлены наблюдения (табл. 3) и соответствующие дуги гипербол с асимптотами. Они проведены по решениям точек по способу наименьших квадратов и определяются уравнениями:

$$(\lg d)^2 = (2 \lg r - 2.08)^2 - 7.88$$

и

$$(\lg d)^2 = (2 \lg r - 1.19)^2 - 3.26$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные выше данные свидетельствуют о том, что показатель n в среднем законе вида r^{-n} распределения пространственной плотности О—В1-звезд вокруг ядер О-ассоциаций очень близок к 3. Однако закон r^{-3} является хорошим приближением к наблюдениям лишь в среднем. При более точном приближении к действительности распределение звездной плотности не может быть представлено единым законом r^{-n} с постоянным показателем n . Этот показатель на самом деле является возрастающей функцией расстояния от ядра— r . Иначе говоря, падение звездной плотности происходит все быстрее и быстрее с удалением от ядер. Поэтому наблюдения лучше представляются „гиперболическим“ законом: $(\lg d)^2 = (2 \lg r - a)^2 - b^2$, где a и b — постоянные величины.

Լ. Վ. ՄԻՐՋԱՅԱՆ

Օ—ԱՍՏՂԱՍՓՅՈՒՌՆԵՐԻ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ՇՈՒՐՋՐ Օ—ՅԼ-ԱՍՏՂԵՐԻ
ԲԱՇԽՄԱՆ ՕՐԵՆՔԻ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Բոլոր հայտնի Օ-աստղաափյուռները ձևավորվել են մի, միա-
միջոցի, սինթետիկ «աստղաափյուռի» հեղինակի կողմից նախկինում
առաջարկված մեթոդով [4]:

Որոշվել է $O-B0.5$ և $O-B1$ դասերի աստղերի խտությունն ալի «աստղասիւղում»՝ միջուկից տարրեր հեռավորությունների վրա:

Աստղերի տարածական խտության բաշխումն առաջին մոտավորությամբ ներկայացվում է $d(r) \sim r^{-3}$ օրենքով, որտեղ $d(r)$ -ն աստղային խտությունն է, իսկ r -ը հեռավորությունը միջուկից: Այդ օրենքը լավ մոտավորություն է, սակայն, միայն միջին խմատով: Ավելի ճշգրիտ մոտավորության դեպքում աստղային խտության բաշխումը չի կարող ներկայացվել հաստատուն n ցուցչով r^{-n} տեսքի օրենքով: Որոշվել է, իրականում, աճում է r -ի հետ:

Ուստի դիտարկմանն ավելի լավ են ներկայացվում $(\lg d)^2 = (2 \lg r - a)^2 - b^2$ «հիպերբոլիկ» օրենքով, որտեղ a -ն և b -ն հաստատուն մեծություններ են (նկ. 4):

L. V. MIRZOYAN

ON THE O-B1 STARS DISTRIBUTION LAW AROUND THE NUCLEI OF THE O-ASSOCIATIONS

S u m m a r y

All known O-associations have been transformed into a single synthetic „association“ with one nucleus by the method suggested earlier [4].

The stellar density distribution for $O-B0.5$ and $O-B1$ stars, then, has been derived for this synthetic association.

The density distribution is presented, as first approximation, by the law $d(r) \sim r^{-3}$, where $d(r)$ is the stellar density and r —the distance from the nucleus. This law is a good approximation, however, only in the average. In more precise approximation the stellar density distribution cannot be presented by one single law r^{-n} , with constant n . The exponent n , in fact, increases with the distance r .

The stellar density distribution around the nuclei of O-associations, therefore, is presented better by the „hyperbolic“ law: $(\lg d)^2 = (2 \lg r - a)^2 - b^2$, where a and b are constants (fig. 4).

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *В. А. Амбарцумян*, Эволюция звезд и астрофизика, Ереван, Изд-во АН Армянской ССР, 1947.
2. *В. А. Амбарцумян*, Астрономический Журнал, **26**, 3, 1949.
3. *В. А. Амбарцумян*, Вводный доклад на симпозиуме по эволюции звезд в Риме, Москва, Изд-во АН СССР, 1952.
4. *Л. В. Мирзоян*, Сообщения Бюраканской обсерватории, **29**, 81, 1961.
5. *R. E. Wilson*, General Catalogue of Stellar Radial Velocities, Washington, 1953.
6. *W. W. Morgan, A. E. Whitford, A. D. Code*, Ap. J., **118**, 318, 1953.
7. *Л. В. Мирзоян*, Известия АН Армянской ССР, серия физ.-мат. наук, **9**, 71, 1958.
8. *W. A. Hiltner*, Ap. J., Suppl. Series, **2**, 389, 1955.
9. *A. Wallenquist*, Uppsala Astronomiska Observatorium Meddelande, N. 127, 1960.

