

НАБЛЮДАТЕЛЬНАЯ СЕЛЕКЦИЯ И СТАТИСТИКА
ВИЗУАЛЬНО-ДВОЙНЫХ СИСТЕМ.

II. СТАТИСТИКА

Б. И. ФЕСЕНКО

Поступила 25 июня 1966

Исправлена 10 декабря 1966

Приводятся некоторые результаты статистики с учетом наблюдательной селекции 412 визуально-двойных систем с известными спектральными классами или цветами двух компонентов; один из компонентов каждой системы близок к главной последовательности.

Плотность вероятности логарифмов линейных расстояний R между компонентами двойных систем в интервале $1.5 < \lg R < 3.5$ оказалась линейной убывающей функцией $\lg R$ (R выражено в а. е.). Абсолютные визуальные величины главных компонентов заключались при этом в интервале $0^m < M < +5^m$, а разности величины компонентов Δm не превышали 1^m .

При возрастании M от $+2.5^m$ до $+3.5^m$ процент визуально-двойных систем увеличивается в 4.4 ± 0.7 раза ($\Delta m < 1^m$, $1.5 < \lg a < 3.0$, a — проекция расстояния R на картинную плоскость, выраженная в а. е.).

Плотность вероятности величины Δm при увеличении Δm возрастает при малых значениях Δm , затем достигает максимума, который сдвигается в сторону больших значений Δm при переходе к системам с меньшей светимостью главного компонента ($-2^m < M < +3$).

Красные гиганты и субгиганты рассмотренных систем по расположению на диаграмме спектр — светимость напоминают звезды рассеянных скоплений M 11, M 41 и M 67.

Дисперсия разностей показателей цвета компонентов равного блеска значительно меньше, чем у звезд равного блеска в скоплении M 67 (считается старым) или в скоплении NGC 2362 (считается очень молодым). Компоненты рассмотренных двойных систем напоминают звезды главной последовательности в скоплениях Ясая.

Метод учета наблюдательной селекции в статистике визуально-двойных систем изложен в первой части этой работы. Там же указан материал, который подвергнут статистической обработке — это двой-

ные системы, у которых измерены спектральные классы или цвета каждого компонента, а разности величин Δm известны из каталога Валленквиста [1]. У этих систем по крайней мере один компонент имеет класс светимости V. Общее число систем после исключения оптических двойных равно 412. Каждой системе приписан вес, определенный так, чтобы сумма весов систем данного типа соответствовала с точностью до постоянного множителя числу этих систем в единице объема в окрестности Солнца.

Рассмотрим результаты статистики этих систем.

Распределение расстояний между компонентами. Пусть a — проекция на картинную плоскость линейного расстояния R между компонентами, выраженного в астрономических единицах. Распределение значений a изучалось при различных визуальных абсолютных величинах главных компонентов M и разностях величин компонентов Δm . В табл. 1 приводятся суммарные веса с их средними ошибками σ . Для оценки последних использовано приближенное равенство:

$$\sigma \approx \sqrt{\sum_{i=1}^n W_i^2}, \quad (1)$$

где W_i — вес i -той системы, попавшей в данный интервал значений $\lg a$; n — число всех систем в том же интервале. Предполагалось, что числа n распределены по закону Пуассона.

Таблица 1

СУММАРНЫЕ ВЕСА ВИЗУАЛЬНО-ДВОЙНЫХ СИСТЕМ

$\lg a$	$0^m < \Delta m < 1^m$			$1^m < \Delta m < 2^m$			$2^m < \Delta m < 4^m$
	$0 < M < 2$	$2 < M < 4$	$4 < M < 5$	$0 < M < 2$	$2 < M < 4$	$4 < M < 5$	$2 < M < 4$
1.00—1.49			1010±660				
1.50—1.99	62±30	990±330	3050±950				
2.00—2.49	45±15	890±220	1400±500	65±25	1500±540	1210±630	3600±1500
2.50—2.99	40±9.5	630±150	1030±340				
3.00—3.49	10.4±3.8	72±33	325±160	81±20	660±230	1000±430	2400±730
3.50—3.99	8.4±3.1						

Для сравнения распределений значений a при различных M и Δm они были нормированы к единице в интервале $1.50 < \lg a < 3.50$. На рис. 1 полученные распределения приводятся для случая $\Delta m < 1^m$

и интервалов значений $\lg a$ шириною в 0.50. Относительное число систем в таких интервалах обозначено $p_1(\lg a)$.

Учитывая случайные ошибки, можно сделать вывод, что в интервале $0^m < M < 5^m$ распределение a не зависит от M ($\Delta m < 1^m$).

Предположим, что функция $p_1(\lg a)$ имеет вид:

$$p_1(\lg a) = a - \beta \lg a. \quad (2)$$

Применение способа наименьших квадратов позволило оценить α и β :

$$p_1(\lg a) = 0.850 - 0.240 \lg a. \quad (3)$$

$$\pm .077 \pm .030$$

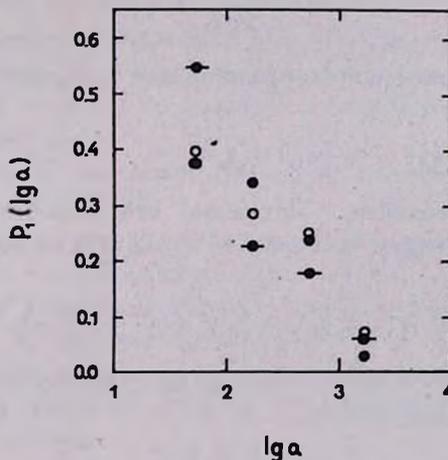


Рис. 1. Нормированное распределение значений $\lg a$ при $\Delta m < 1^m$.

○ $0^m < M < 1^m$ ● $2^m < M < 4^m$ —●— $4^m < M < 5^m$.

Учитывая ширину интервалов $\lg a$, в которых определялась функция $p_1(\lg a)$, получаем выражение для плотности вероятности $\lg a$:

$$p(\lg a) = 1.700 - 0.480 \lg a, \quad (4)$$

$$\pm .154 \pm .060$$

$$1.50 < \lg a < 3.5.$$

Обозначим $\varphi(a)$ плотность вероятности a . Из соотношения

$$\varphi(a) = \frac{0.434}{a} p(\lg a) \quad (5)$$

и равенства (4) получаем

$$\varphi(a) = \frac{0.738 - 0.208 \lg a}{a}, \quad 31 \text{ а. е.} < a < 3200 \text{ а. е.} \quad (6)$$

Анализ средних ошибок показывает, что закон (4) хорошо описывает наблюдения. Однако экстраполяция этого закона на значения $a > 3500 \text{ а. е.}$ невозможна. Из (6) следует, что при $a > 3500 \text{ а. е.}$ $\varphi(a) < 0$. На самом деле двойные системы встречаются и при $a > 3500 \text{ а. е.}$, хотя и редко. Поэтому в более широком интервале закон (4) должен быть заменен более точным законом.

Перейдем к выводу закона распределения истинных расстояний R . Введем обозначение:

$$\delta = \lg R.$$

Пусть в некотором широком интервале значений δ плотность вероятности F имеет вид

$$F(\delta) = \alpha_0 + \alpha_1 \delta + \alpha_2 \delta^2 + \dots + \alpha_n \delta^n, \quad (7)$$

где $\alpha_0, \dots, \alpha_n$ — постоянные. Покажем, что аналогичный вид будет иметь в соответствующем интервале и плотность вероятности величины $\eta = \lg a$:

$$p(\eta) = \beta_0 + \beta_1 \eta + \beta_2 \eta^2 + \dots + \beta_n \eta^n, \quad (8)$$

где n — то же, что и в (7), а β_0, \dots, β_n — постоянные.

Учитывая соотношение

$$a = R \sin \vartheta, \quad (9)$$

где ϑ — острый угол между отрезком, соединяющим компоненты, и лучом зрения, имеем

$$\eta = \delta + \gamma,$$

где

$$\gamma = \lg \sin \vartheta.$$

Обозначим $\Phi(\delta, \gamma)$ и $\Psi(\eta, \gamma)$ плотности вероятности совместных распределений пар δ, γ и η, γ . Учитывая, что якобиан преобразования переменных δ и γ в переменные η и γ по абсолютной величине равен единице, имеем

$$\Psi(\eta, \gamma) = \Phi[\delta(\eta, \gamma), \gamma]$$

или

$$\Psi(\eta, \gamma) = \Phi(\eta - \gamma, \gamma). \quad (10)$$

Случайные величины δ и γ взаимно-независимы, поэтому

$$\Phi(\delta, \gamma) = F(\delta) q(\gamma), \quad (11)$$

где $q(\gamma)$ — плотность вероятности γ .

Из (10) и (11) получаем:

$$\Psi(\eta, \gamma) = F(\eta - \gamma) q(\gamma). \quad (12)$$

Теперь находим выражение для $p(\eta)$:

$$p(\eta) = \int_{(7)} \Psi(\eta, \gamma) d\gamma = \int_{(7)} F(\eta - \gamma) q(\gamma) d\gamma. \quad (13)$$

Подставив сюда выражение для F из (7) и выполнив интегрирование по γ , убеждаемся в справедливости равенства (8).

Заметим, что $0 < \sin \varphi < 1$; поэтому $-\infty < \gamma < 0$. Для строгого выполнения равенства (8) следует потребовать, чтобы функция F в (13) подчинялась закону (7) в бесконечном интервале δ . Это невозможно, так как функция типа (7) не может быть нормирована к единице в бесконечном интервале.

Таким образом, равенство (8) — приближенное; оно тем точнее, чем шире интервал δ в (7).

Было показано, что из выражения (7) следует (8). Можно доказать и обратное — из (8) следует (7).

Рассмотрим некоторые частные случаи выражения (7).

Пусть $n = 0$. Тогда $F(\delta) = \alpha_0$ и $p(\eta) = \beta_0$. В этом случае плотности вероятностей R и a пропорциональны соответственно $1/R$ и $1/a$. Это — известный факт, который был использован В. А. Амбарцумяном [2] и другими авторами.

Пусть $n = 1$. Тогда $F(\delta) = \alpha_0 + \alpha_1 \delta$ и $p(\eta) = \beta_0 + \beta_1 \eta$. Из (13) получаем теперь $p(\eta) = \alpha_0 - \alpha_1 \bar{\gamma} + \alpha_1 \eta$, где

$$\bar{\gamma} = \int_0^{\pi/2} (\lg \sin \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta. \quad (14)$$

Здесь предполагается, что отрезки, соединяющие компоненты, ориентированы равномерно-случайно, откуда следует, что плотность вероятности ϑ пропорциональна $\sin \vartheta$.

Из (14) получаем:

$$\bar{\gamma} = -0.132.$$

Таким образом, выполняются соотношения

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= \beta_0 - 0.132 \beta_1, \\ \alpha_1 &= \beta_1. \end{aligned} \quad (15)$$

Отсюда видно, что функции $F(\delta)$ и $p(\eta)$ нормированы в различных интервалах.

Аналогично простые соотношения между постоянными в (7) и (8) устанавливаются при $n > 1$. Кстати, эти соотношения удобно использовать (если n невелико) при исследованиях распределений плотности в скоплениях звезд и галактик.

Используя соотношения (15), определим функцию $F(\lg R)$, соответствующую наблюдаемому закону (4). Нормировав эту функцию к единице в интервале $1.5 < \lg R < 3.5$, получим:

$$F(\lg R) = 1.57 - 0.43 \lg R. \quad (16)$$

$$\pm .14 \pm .053.$$

Плотность вероятности R имеет вид:

$$\Psi(R) = (0.68 - 0.185 \lg R) \frac{1}{R}, \quad 31 \text{ а. е.} < R < 3200 \text{ а. е.} \quad (17)$$

$$\pm .061 \pm .023$$

Почти такой же закон получен при решении интегрального уравнения, связывающего функции $\varphi(a)$ и $\Psi(R)$ (численный метод).

Закон (17) справедлив для систем, у которых $0^m < M < 5^m$ и $\Delta m < 1^m$. Он отличается от того, что было получено другими авторами ([2 - 4]) для систем с любыми M и Δm (без полного учета селекции). В указанных работах получен закон $\Psi(R) \sim \frac{1}{R}$. Интересно, что в малых интервалах R этот закон почти не отличается от закона (17).

Если главные компоненты всех систем поместить в одну точку, то число спутников в сферических кольцах, описанных вокруг этой точки, окажется пропорциональным $\Psi(R)$ (R — средний радиус кольца). Это будет искусственное звездное скопление с плотностью, убывающей к периферии. Интересно сравнить такое скопление с реальными шаровыми звездными скоплениями. Оказывается, что между ними существует сходство (если рассматривать внешние области шаровых скоплений М 3 и М 92).

Рассмотрим визуально-двойные системы при $\Delta m > 1^m$. Число систем в интервалах шириною в 1^m невелико. Веса систем зависят от Δm . Объединение их в группы по значениям Δm не приводит к заметному уменьшению роли случайных флуктуаций, так как при этом увеличивается дисперсия весов (см. (1)). Поэтому распределение $\lg a$ не удается исследовать детально.

При $\Delta m > 1^m$ было рассмотрено всего два интервала значений $\lg a$: от 1.5 до 2.5 и от 2.5 до 3.5. Обозначим f отношение числа.

систем в первом интервале к числу систем во втором. Ниже приводятся значения f при различных Δm (указаны средние ошибки).

Δm	f
$0^m - 1^m$	2.70 ± 0.27
1 — 2	1.32 ± 0.43
2 — 4	1.36 ± 0.72

При возрастании Δm относительное число систем с большими значениями a увеличивается.

Распределение абсолютных величин главных компонентов. В табл. 2 приводятся логарифмы суммарных весов двойных систем при различных $\lg a$ и M для случая $\Delta m < 1^m$. Учитывалось, что среднее значение логарифма случайной величины меньше логарифма среднего значения этой же величины, а именно

$$\overline{\lg W} \approx \lg(\overline{W}) - 0.217 \frac{\sigma^2\{W\}}{\overline{W}},$$

где W — суммарный вес, $\sigma^2\{W\}$ — дисперсия.

Табличное значение логарифма вычислялось по формуле:

$$(\lg W)_{\text{табл.}} = \lg W + 0.217 \frac{\sigma^2\{W\}}{W}. \quad (18)$$

Второе слагаемое в правой части равенства (18) обычно не превышало 0.05.

Таблица 2

ЛОГАРИФМЫ СУММАРНЫХ ВЕСОВ СИСТЕМ $\Delta m < 1^m$

$\lg a \backslash M$	0—2	2—4	4—6	6—8
1.5—2.0	1.84	3.02	3.56	4.09
2.0—2.5	1.68	2.96	3.64	4.17
2.5—3.0	1.63	2.85	3.35	3.32

Обозначим $\nu(M)$ число систем в интервале от $M-1$ до $M+1$. На рис. 2 сравнивается функция $\lg[\nu(M)/\nu(1)]$ у двойных систем и у всех звезд (по данным Г. А. Стариковой). Сравнение показывает, что ход этой функции почти одинаков при всех $1.5 < \lg a < 3.0$. В то

же время у двойных систем указанная функция возрастает значительно быстрее, чем у всех звезд, вместе взятых. В табл. 3 значения $\lg [\nu(M)/\nu(1)]$ сравниваются у всех систем при $1.5 \lg \alpha < \lg \alpha < 3.0$ и у всех звезд.

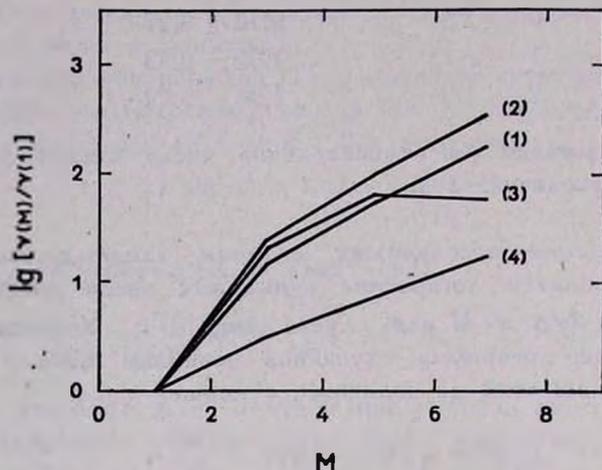


Рис. 2. (1) $1.5 < \lg \alpha < 2.0$, (2) $2.0 < \lg \alpha < 2.5$, (3) $2.5 < \lg \alpha < 3.0$, (4) — все звезды.

Пусть $\zeta(M)$ — доля систем, у которых $\Delta m < 1$, $1.5 < \lg \alpha < 3.0$ и абсолютные величины главных компонентов от $M-1$ до $M+1$, среди всех звезд в том же интервале абсолютных величин. Имеем

$$\lg [\zeta(M)/\zeta(1)] = \lg [\nu_2(M)/\nu_2(1)] - \lg [\nu(M)/\nu(1)], \quad (19)$$

Таблица 3

ЗНАЧЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ $\lg [\nu(M)/\nu(1)]$

M	0—2	2—4	4—6	6—8
Системы, у которых $\Delta m < 1^m$	0.00	$1.23 \pm .028$	$1.80 \pm .08$	$2.14 \pm .24$
Все звезды	0.00	0.51	0.87	1.22

где ν_2 соответствует двойным системам, а ν — всем звездам. В табл. 4 приводятся значения величины $\zeta(M)/\zeta(1)$, полученные из (19) по данным табл. 3. При увеличении абсолютных величин звезд от $+1^m$ до

+7^m процент систем, у которых $\Delta m < 1^m$ и $1.5 < \lg a < 3.0$, увеличивается в 9 раз.

Таблица 4

M	0-2	2-4	4-6	6-8
$\zeta(M)/\zeta(1)$	1.00	5.25 ± 0.40	9.3 ± 2.0	9 ± 5

Наиболее резкое увеличение числа двойных систем по отношению ко всем звездам происходит внутри интервала $2^m < M < 4^m$. Абсолютное число систем при переходе от интервала $2^m < M < 3^m$ к интервалу $3^m < M < 4^m$ увеличивается следующим образом:

интервал $\lg a$	увеличение числа систем в количество раз
1.5 — 2.0	6.7
2.0 — 2.5	8.9
2.5 — 3.0	8.7
3.0 — 3.5	4.2

Считая, что различие этих чисел вызвано случайными флуктуациями, для всего интервала $1.5 < \lg a < 3.5$ получаем увеличение числа систем в 7.1 ± 1.1 раза (если же не учитывать селекцию, то только в 2.2 раза). Число всех звезд увеличивается при этом только в 1.6 раза.

В случае $\Delta m > 1^m$ сравнительно надежные данные получаются только в интервале $2.5 < \lg a < 3.0$; ограничимся рассмотрением этого интервала. Логарифмы суммарных весов систем приводятся в табл. 5;

Таблица 5

ЛОГАРИФМЫ СУММАРНЫХ ВЕСОВ СИСТЕМ

 $\Delta m > 1^m$ и $2.5 < \lg a < 3.0$

$\Delta m \backslash M$	0-2	2-4	4-6
1-2	1.66 ± 0.22	2.82 ± 0.16	3.47 ± 0.27
2-3	2.19 ± 0.19	3.12 ± 0.19	—
3-4	2.54 ± 0.26	—	—

прочерк означает, что данные слишком ненадежны. На рис. 3 значения $\lg [\nu(M)/\nu(1)]$ сравниваются при различных Δm . Разности этих значений при одном и том же M не выходят за пределы случайных ошибок.

Полученное выше увеличение процента визуально-двойных систем в 9 раз при возрастании значений M от $+1^m$ до $+7^m$ нельзя считать окончательно установленным, так как возможна иная интерпретация наблюдательных данных. Фиктивное возрастание процента двойных систем может быть получено из-за систематических ошибок в значениях M в формуле (17) первой части работы. Абсолютная величина

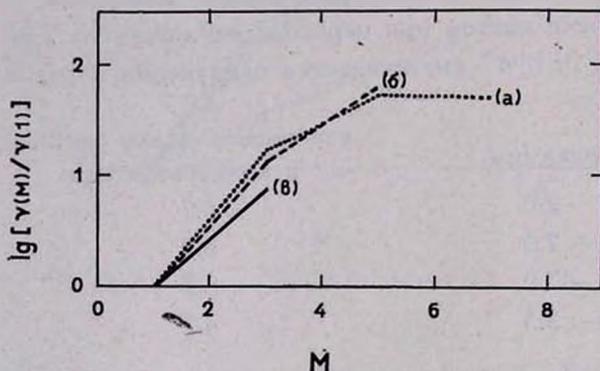


Рис. 3. (а) $\Delta m < 1^m$; (б) $1^m < \Delta m < 2^m$; (в) $2^m < \Delta m < 3^m$.

главного компонента обычно получалась путем вычитания Δm из абсолютной величины второго компонента M' . В большинстве случаев значение M' находилось по спектральному классу из условия принадлежности звезды к главной последовательности диаграммы $S_p - M$, построенной для *всех* звезд. Фиктивное увеличение процента двойных с ростом M произойдет, если наклон главной последовательности для вторых компонентов систем меньше, чем для всех звезд. Тогда, чем меньше значение M , тем больше недооценка веса, так как звездам ошибочно приписываются слишком большие светимости.

Если учитывать только этот эффект, то при переходе от $M = +3^m.5$ к $M = +2^m.5$ ($\Delta m < 1^m$) отклонение вторых компонентов систем вниз от стандартной главной последовательности [5] должно увеличиться на $1^m.1$, то есть последовательность вторых компонентов должна здесь располагаться горизонтально.

Такое сильное отличие компонентов двойных систем от *всех* звезд едва ли возможно. Остается допустить, что в указанном интервале абсолютных величин происходит увеличение процента визуально-двой-

ных систем, хотя, может быть, и не такое значительное, как получено выше. Известно, что в том же интервале абсолютных величин процент спектрально-двойных звезд уменьшается.

Распределение разностей величин компонентов. Эти распределения были нормированы к единице в интервале $0^m < \Delta m < 5^m$. Оценка средних ошибок получена при сравнении распределений Δm в соседних интервалах $\lg a$ ($M = \text{const}$). Возможная зависимость этих распределений от a не учитывалась. Результаты для $M < 3^m$ приводятся в табл. 6. Общая особенность распределений Δm при $-2^m < M < 3^m$:

Таблица 6

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗНАЧЕНИЙ Δm , НОРМИРОВАННОЕ В ИНТЕРВАЛЕ $0 < \Delta m < 5$

M	lg a	Δm				
		0-1	1-2	2-3	3-4	4-5
<-2	4.0-4.5	.17	.26	.17	.35	.06
-2-0	2.5-4	.045 ±.023	.086 ±.031	.569 ±.072	.278 ±.135	.022 ±.017
0-1	2.5-4	.087 .026	.051 .016	.110 .137	.451 .084	.301 .082
1-2	2-3.5	.053 .016	.078 .048	.208 .058	.228 .121	.433 .190
2-3	2-3.5	.042 .015	.047 .024	.183 .121	.238 .061	.491 .126

с ростом Δm число систем увеличивается, достигая максимума. С увеличением M максимум сдвигается вправо (в сторону больших Δm). При $M < -2^m$ и $M > 3^m$, $\Delta m > 4^m$ данные ненадежны. В интервале $3^m < M < 4^m$ распределение систем в промежутке $0^m < \Delta m < 4^m$ приблизительно равномерное.

Статистика систем, у которых главный компонент—гигант класса G или K. В интервале абсолютных величин главных компонентов $-2^m < M < 3^m$ ($\Delta m < 4^m$) таких систем оказалось 42. Проценты этих систем среди всех систем с соответствующими абсолютной величиной главного компонента и расстоянием между компонентами указаны в табл. 7. На рис. 4 схематически показано распределение на диаграмме Sp—M главных компонентов-гигантов после учета наблюдательной селекции. Интервалы значений $\lg a$ те же, что и в табл. 7.

Таблица 7

СИСТЕМЫ С ГЛАВНЫМ КОМПОНЕНТОМ-ГИГАНТОМ ИЛИ СУБГИГАНТОМ

M	$\lg a$	Процент среди всех систем
-2-0	2.5-4.0	51
0-1	2.5-4.0	37
1-3	2-3.5	11

Во всем интервале $-2^m < M < +3^m$ наблюдается одно и то же, двукратное увеличение числа систем при изменении спектральных классов от G до K.

В шаровых скоплениях, таких как M 3 и M 92, почти не встречаются звезды-гиганты ($M > -2^m$), у которых показатель цвета

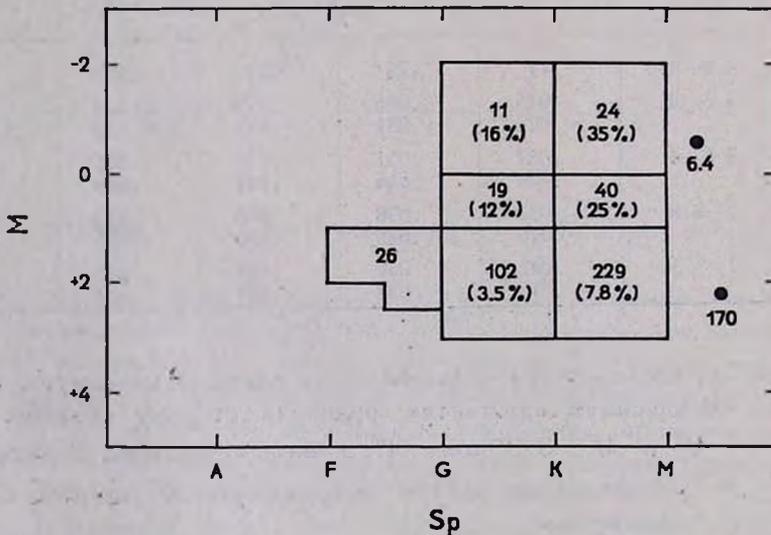


Рис. 4. Распределение главных компонентов-гигантов и субгигантов на диаграмме $Sp-M$. Точками изображены компоненты, не попавшие в очерченные области, рядом указаны веса. В прямоугольниках указаны суммарные веса попавших туда систем. Проценты указаны по отношению ко всем системам соответствующих абсолютных величин.

$B-V$ превышает $+0^m90$ (у гигантов это соответствует спектральному классу более позднему, чем G 8). В этом отношении звезды шаровых скоплений отличаются от звезд в двойных системах общего галактического фона. Гиганты и субгиганты классов G и K двойных

систем соответствуют красным гигантам и субгигантам в рассеянных скоплениях M 11, M 41 и M 67. При $M > 0^m$ у большинства гигантов и субгигантов двойных систем спектральные классы не позднее K 3.

Заметного изменения расстояний между компонентами при переходе от спектрального класса G к классу K не обнаружено.

Системы с одинаковыми светимостями компонентов. Изучение таких систем дает возможность проверить некоторые предположения о происхождении и эволюции звезд.

Предположим, что состояние звезды в данный момент определяется тремя параметрами: возрастом, начальной массой и начальным химическим составом. Если современные светимости компонентов двойной системы равны, то при равенстве их возрастов и начальных химических составов либо современные цвета их должны быть одинаковы, либо разность показателей цвета примет дискретный набор значений. Последняя возможность реализуется в том случае, когда современные светимости и указанные три параметра не связаны взаимно однозначной зависимостью.

Было рассмотрено 27 систем с известными спектральными классами или цветами каждого компонента и с разностью величин компонентов, не превышающей $0^m 10$. Один из компонентов каждой системы

Таблица 8

СИСТЕМЫ С КОМПОНЕНТАМИ РАВНОГО БЛЕСКА

ADS	$(B-V)_1$	Δm	$\Delta(B-V)$	Примечание
1507	+0.02	0.09	-0.04 ± 0.04	тройная
5436	+0.47	0.08	0.03 ± 0.05	тройная
6815	+0.12	0.04	0.03 ± 0.02	
8630	+0.33	0.02	0.00 ± 0.04	четверная
9728	+0.50	0.09	0.01 ± 0.03	тройная
10628	+0.08	0.02	-0.03 ± 0.02	тройная
11089	+0.14	0.04	-0.01 ± 0.02	

находился недалеко от главной последовательности. Оказалось, что во всех случаях разность показателей цвета компонентов не выходит за пределы случайных ошибок ее определения. В табл. 8 приводятся данные для 7 систем с наиболее надежно определенными разностями показателей цвета $\Delta(B-V)$ (в смысле, второй компонент минус пер-

вый). Показатель цвета первого компонента обозначен $(B - V)_1$. Средние ошибки разностей показателей цвета того же порядка, что и сами разности. Среднее значение указанных разностей близко к нулю. Если бы оба компонента принадлежали к главной последовательности, то при среднем значении Δm равном $0^m.054$, средняя разность показателей цвета составила бы $0^m.01$ (при $0^m < B - V < + 0^m.50$). Среднее квадратичное отклонение наблюдательных значений $\Delta(B - V)$ равно $0^m.027$, однако здесь не учитывался эффект случайных ошибок. Средняя ошибка значений $\Delta(B - V)$ составляет $0^m.036$, поэтому истинное значение среднеквадратичного отклонения разностей $\Delta(B - V)$ не может быть определено даже с точностью до порядка величины. Во всяком случае, оно не превышает $0^m.027$.

Такой результат согласуется с предположением, что компоненты двойной системы — это звезды с весьма одинаковыми возрастными и начальными химическими составами. Компоненты одинаковой светимости гораздо больше тяготеют друг к другу на диаграмме цвет — светимость, чем звезды одинаковой светимости в рассеянных скоплениях NGC 2362 (считается молодым), NGC 752 и M 67 (считаются старыми). Значительно лучшее сходство наблюдается у компонентов двойных систем со звездами рассеянного скопления Ясли (предполагаемый возраст 4×10^8 лет, [6]), если в последнем исключить возможные двойные системы.

Для более точного определения среднего квадратичного отклонения величины $\Delta(B - V)$ желательны дальнейшие измерения цветов в системах с компонентами равного блеска.

Ниже приводятся данные для систем, у которых оба компонента — гиганты или субгиганты, причем цвета измерены или вычислены по спектральным классам достаточно уверенно.

ADS	$(B - V)_1$	Δm	$\Delta(B - V)$
683	+ 0.36	0.03	0.01 ± 0.04
10171	+ 0.75	0.10	0.03 ± 0.08
10905	+ 0.02	0.09	0.97
11558	+ 0.07	0.06	0.49 ± 0.06

Здесь встречаются и малые и большие значения $\Delta(B - V)$. Однако материал слишком беден, чтобы можно было обсуждать значение полученного результата.

Основные выводы. 1. Плотность вероятности расстояний R между компонентами двойных систем в интервале $1.5 < \lg R < 3.5$ при $\Delta m < 1^m$ и $0^m < M < 5^m$ подчиняется закону

$$\Psi(R) = (a - b \lg R) \frac{1}{R},$$

где a и b — постоянные, R выражено в астрономических единицах.

2. При возрастании значений Δm процент двойных систем с большими значениями R увеличивается.

3. Процент двойных систем в интервалах $\Delta m < 1^m$, $1.5 < \lg a < 3.0$ увеличивается приблизительно в 4 раза при возрастании абсолютной величины главного компонента M от $+2^m.5$ до $+3^m.5$. Некоторое увеличение процента двойных систем происходит и при дальнейшем возрастании значений M .

4. Плотность вероятности разностей величин компонентов Δm возрастает с увеличением Δm и достигает максимума. Максимум сдвигается в сторону больших значений Δm при переходе к системам с меньшей светимостью главного компонента. Этот вывод получен для систем в интервале $-2^m < M < 3^m$.

5. Среди систем со вторым компонентом на главной последовательности системы с главным компонентом — гигантом или субгигантом спектрального класса К встречаются в два раза чаще, чем системы с главным компонентом — гигантом или субгигантом класса G. По расположению на диаграмме спектр — светимость компоненты таких систем сходны со звездами рассеянных скоплений M 11, M 41 и M 67 и не похожи на звезды шаровых скоплений.

При получении всех этих выводов учитывалась наблюдательная селекция.

6. Результаты рассмотрения систем с одинаковыми светимостями компонентов не противоречат предположению, что звезды одной системы имеют одинаковые возрасты и одинаковые начальные химические составы.

7. Системы кратности, большей 2, встречаются чаще, чем чистые двойные системы (см. первую часть этой работы). Этот вывод справедлив для интервала $-2^m < M < +7^m$.

OBSERVATIONAL SELECTION AND STATISTICS OF THE VISUAL DOUBLE SYSTEMS.

II. STATISTICS

B. I. FESSENKO

Some results of statistics on the 412 visual double systems are given. Spectral types or colors of two components for each system under consideration are known; one of the components is near the main sequence.

The probability density of the logarithm of the linear distance (R) between the components is a decreasing linear function of $\lg R$ ($\Delta m < 1^m$, $0^m < M < +5^m$, $1.5 < \lg R < 3.5$, Δm is the difference of the component magnitudes, R is expressed in a. u.). The percentage of the visual double systems increases 4.4 ± 0.7 times when the value of M_v increases from $+2^m.5$ to $+3^m.5$ ($\Delta m < 1^m$, $1.5 < \lg R < 3.0$). The probability density of Δm increases at small values of Δm and gains at maximum values. This maximum moves towards larger values of Δm if the systems with smaller luminosity of the primary star are considered ($-2^m < M < +3^m$).

On the $H-R$ diagram the red giants and the subgiants in visual double systems and in open star clusters M 11, M 41, and M 67 occupy the same regions.

Visual double systems with values of Δm smaller than $0^m.11$ are examined. For these systems dispersion of color indices of the components is smaller than for stars of equal luminosities in open cluster M 67 (old) or NGC 2362 (young). Components of the double systems under consideration correspond to the stars of the main sequence in open cluster NGC 2632 (Praesepe).

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *Ake Wallenquist*, Ann. Uppsala Astr. Obs., 4, № 2, 1954.
2. *В. А. Амбарцумян*, Астрон. ж., 14, 207, 1937.
3. *E. J. Örik*, Publ. Tartu obs., 25, № 6, 1924.
4. *И. В. Васильев, А. Г. Мейер*, Уч. зап. ЛГУ, № 31, серия мат. наук, вып. 3, 1939.
5. Курс астрофизики и звездной астрономии, т. II, 43, ГИФМЛ, М., 1962.
6. *В. Бааде*, Эволюция звезд и галактик, Изд. "Мир", М. 1966, 123.