

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 1

ДЕКАБРЬ, 1965

ВЫПУСК 4

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВОЗРАСТА
ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ ДИНАМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

И. В. ПЕТРОВСКАЯ

Поступила 27 ноября 1965

Наблюдаемое распределение плотности в шаровых скоплениях сравнивается с теоретическими распределениями, полученными для скопления с малым квазистационарным ядром [10] и для скопления, достигшего квазистационарного состояния в целом [3, 4]. В каждом случае наблюдаемое распределение оказывается промежуточным между двумя теоретическими. Это позволяет оценить стадию эволюции и произвести динамическую оценку возраста скопления. Стадия эволюции определена для 50 шаровых скоплений, фотоэлектрически исследованных Кроном и Мэйоллом [12]. Для 34 скоплений с известными абсолютными величинами и линейными диаметрами вычислены среднее время релаксации и возраст по данным Крона и Мэйолла [12], Ломанна [29] и М. А. Бредихина [30]. Скопления диска, не содержащие переменных типа RR Лиры и обладающие более высоким содержанием металлов, в среднем в 1.4—1.7 раза моложе скоплений гало. Более старые скопления в среднем ярче более молодых.

Сравнение распределения плотности в шаровых скоплениях с различными теоретическими моделями производилось обычно путем представления наблюдаемого распределения плотности политропными сферами. Однако нет физических процессов, которые приводили бы к установлению в сферических звездных системах распределений с конечным значением индекса политропы.

Изотермическая модель газовой сферы, которой соответствует индекс политропы, равный бесконечности, является единственной классической моделью, применение которой к шаровым скоплениям в какой-то мере физически оправдано. Действительно, сферическая система гравитирующих тел стремится со временем к состоянию, квазистационарному в иррегулярном поле, с наименее вероятнейшим распределением скоростей, для которого характерно сферическое распреде-

ленные скоростей и, если не учитывать диссипацию, постоянство дисперсий скоростей по всей системе [1]. Эти условия, по-видимому, выполняются в центральных областях сферических звездных систем на последней стадии их эволюции, и таким образом есть основания ожидать, что распределение плотности в этих областях близко к изотермическому.

Бесконечность массы изотермической модели указывает на ее противоречивость и неприменимость ко внешним частям любых реальных скоплений. Кроме того сравнение распределения плотности с изотермическим на периферии, затрудняется вследствие бесконечности массы и радиуса изотермической модели. Бесконечности массы и радиуса можно избежать, если принять, что скоплению не принадлежат звезды со скоростями, большими критической. Ряд моделей с усеченным максвелловским распределением скоростей построил Вулли [2]. В этих моделях диссипация не учитывается, и поэтому дисперсия скоростей постоянна, хотя постулирование усеченного максвелловского распределения скоростей уже предполагает существование диссипации.

Т. А. Агекином были выведены гидродинамические уравнения, описывающие состояние сферической системы на последней стадии эволюции, достигшей состояния, квазистационарного в иррегулярном поле [3, 4]. При этом распределение скоростей предполагалось максвелловским усеченным и учитывалась диссипация. В этом случае дисперсия скоростей падает от центра к периферии и достигает нуля на границе скопления, одновременно с функцией плотности, а распределение скоростей в каждой точке остается сферическим.

Состояние, квазистационарное в иррегулярном поле, устанавливается во всех точках системы по прошествии времени релаксации. На более ранних стадиях эволюции распределение скоростей в сферических системах, по-видимому, радиально вытянуто. Это подтверждается наблюдениями распределения плотности на периферии шаровых скоплений [5] и сферических галактик [6], а также в сферическом скоплении галактик в Волосах Вероники [7].

В последнее время построен ряд моделей сферических систем с радиально вытянутым распределением скоростей, в том числе обобщение для случая политропной [8, 9] и изотермической [7] сфер. Однако, реальное существование таких моделей не имеет пока физических обоснований.

Радиальные движения тел на начальной стадии эволюции будут иметь место, если скопление образовалось в результате выбросов из сверхплотного тела или конденсации тел в невращающемся облаке диффузной материи. Вследствие высокого градиента плотности вблизи

центра, время релаксации в центральных областях меньше, чем на периферии. Поэтому, после того как достигнуто состояние, стационарное в регулярном поле, наивероятнейшее распределение скоростей сначала устанавливается в центральных областях скопления, а затем постепенно распространяется на периферию.

С целью описания сферической системы на ранней стадии эволюции, в работе [10] рассмотрен крайний случай: в малой центральной области установилось квазистационарное состояние с усеченным максвелловским распределением скоростей, а в остальных частях скопления орбиты тел строго радиальны и проходят через центральную область скопления. Вследствие предположения об усеченности распределения, как и в других моделях с этим предположением, масса и радиус получаются конечными.

Таким образом, при сделанных естественных физических предположениях о характере эволюции сферического скопления целесообразно рассмотреть распределение плотности для двух крайних случаев: на ранней стадии эволюции это модель с квазистационарным ядром и прямолинейными орбитами тел [10], на последней стадии — скопление квазистационарное в целом [3, 4]. Сравнение вычисленных распределений плотности показывает, как и следовало ожидать, что в первом случае концентрация к центру значительно сильнее, чем во втором [10].

В действительности большая часть шаровых скоплений, по-видимому, находится в промежуточной стадии эволюции, вследствие того, что в центре у этих систем время релаксации меньше, а на периферии больше их предполагаемого возраста.

Для трех шаровых скоплений с надежным определением распределения плотности нами выполнено сравнение с этими двумя теоретическими распределениями. Используются фотоэлектрические наблюдения распределения яркости в 47 Тукана и ω Центавра [11], а также подсчеты Сандейджа в М 3 [4]. Соответствующие данные представлены в логарифмической шкале на рис. 1—3. Здесь же приводятся теоретические кривые поверхностной плотности σ , полученной из пространственной плотности ν по формуле

$$\sigma(r) = -2 \int_r^R \sqrt{\rho^2 - r^2} \nu'(\rho) d\rho. \quad (1)$$

Центральные области всех трех скоплений хорошо представляются кривой для квазистационарного в целом скопления, а периферийные области — распределением плотности в скоплении с квази-

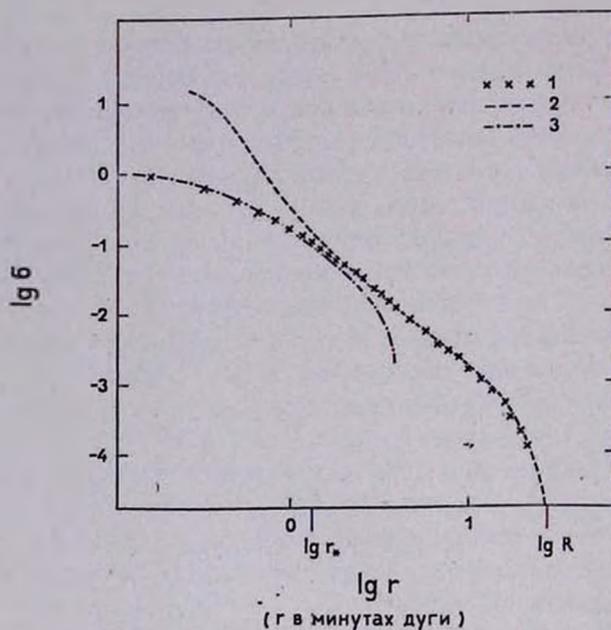


Рис. 1. Распределение плотности в шаровом скоплении 47 Тукана: 1 — данные наблюдений; 2 — скопление с квазистационарным ядром; 3 — скопление, квазистационарное в целом.

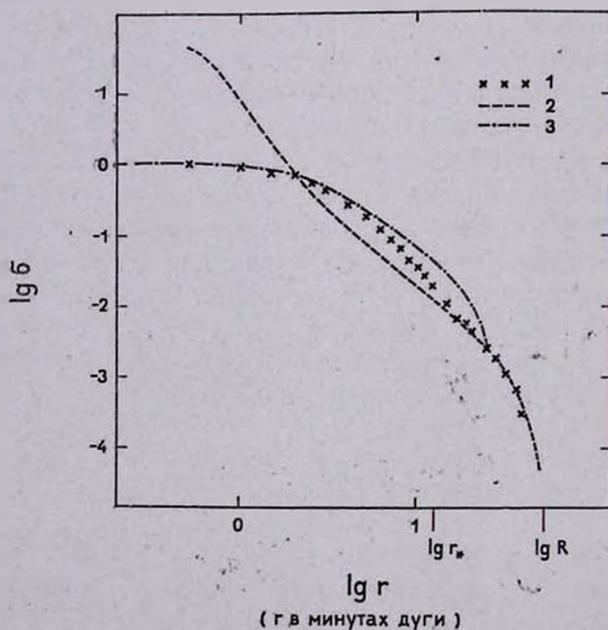


Рис. 2. Распределение плотности в шаровом скоплении ω Центавра. Обозначения те же, что и на рис. 1.

стационарным ядром. Между этими двумя областями имеется переходная область. Можно считать, что середина этой области r_* примерно соответствует границе квазистационарного ядра. У скопления 47 Тукана отношение r_* к радиусу скопления R около 0.05, в М3 0.10, а в ω Центавра 0.25. Классы концентрации по Шепли для этих скоплений равны соответственно III, VI, VIII.

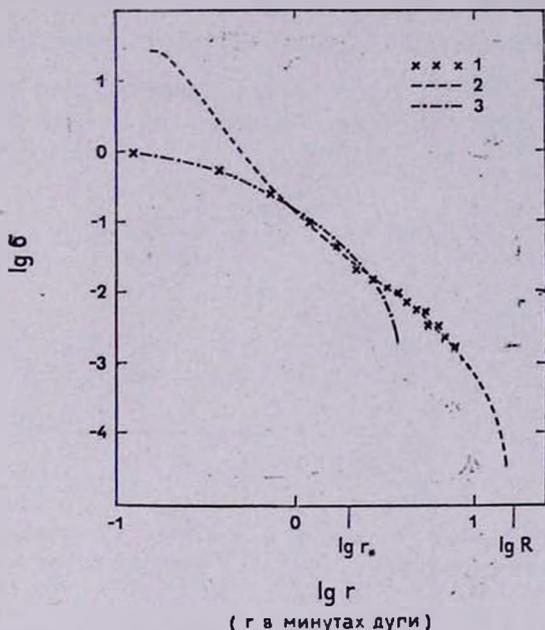


Рис. 3. Распределение плотности в шаровом скоплении М3. Обозначения те же, что и на рис. 1.

Можно считать, что величина r_*/R позволяет оценить стадию эволюции скопления. Чем больше это отношение, тем на большее расстояние распространилось квазистационарное ядро и следовательно, тем дальше скопление продвинулось по эволюционному пути. По непосредственным наблюдениям поверхностной плотности звезд в шаровых скоплениях получить отношение r_*/R не удастся, так как подобные наблюдения обычно относятся к периферийным областям. Исключение составляют подсчеты Сандейджа в скоплении М3.

Данные о распределении яркости в шаровых скоплениях приводятся в работе Крона и Мэйолла [12]. Эти авторы фотоэлектрическим способом измерили звездные величины V скоплений при различных диаметрах диафрагмы d для трех шаровых скоплений, отнесенных Кроном и Мэйоллом к

различным классам концентрации. На рис. 4 приведены также аналогичные кривые, построенные нами для скопления с квазистационарным ядром и скопления, квазистационарного в целом. При этом предполагалось

$$V = -2.5 \lg u + C, \quad (2)$$

где u есть интеграл от величины σ по части скопления, охватываемой данной диафрагмой.

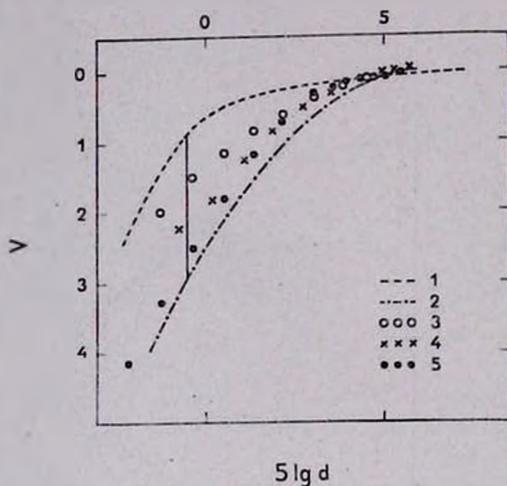


Рис. 4. Распределение плотности в шаровых скоплениях по данным [12]. 1 — скопление с квазистационарным ядром; 2 — скопление, квазистационарное в целом; 3 — М 80 (NGC 6033); 4 — М 30 (NGC 7039); 5 — М 13 (NGC 6205).

Все кривые сдвинуты таким образом, чтобы интегральные величины и диаметры $d_{0.9}$ окружностей, содержащих 0.9 яркости, совпали.

Для всех скоплений полученная из наблюдений кривая распределения V располагается в области между теоретическими кривыми. Естественно считать, что стадия эволюции шарового скопления характеризуется степенью удаленности кривой V от соответствующей кривой скопления с квазистационарным ядром, являющегося, согласно нашим предположениям, ранней стадией эволюции скопления.

Для того, чтобы оценить, насколько скопление продвинулось по эволюционному пути, можно предложить использование величины

$$\alpha = \frac{\Delta S}{S}, \quad (3)$$

где ΔS — площадь на рис. 4, заключенная между кривой наблюдаемой и кривой, соответствующей скоплению с квазистационарным ядром, S — площадь между двумя теоретическими кривыми. Во всех случаях при определении площадей рассматривается область скопления от

0.08 $d_{0.9}$ до $d_{0.9}$ (на рис. 4 это соответствует интервалу $5 \lg d$ от 0.5 до 5.0). В табл. 1 приводится величина α для всех скоплений, для которых Крон и Мэйолл получили уверенное распределение V .

Будем считать, что переход скопления из состояния с малым квазистационарным ядром к состоянию, квазистационарному в целом, совершается приблизительно за среднее время релаксации.

Для 35 скоплений Крон и Мэйолл приводят абсолютные величины M_{V_i} и линейные диаметры $D_{0.9}$, вычисленные в соответствии с двумя различными способами определения поглощения, I и II. Эти данные были использованы нами для определения среднего времени релаксации в скоплении

$$\bar{\tau} = k \frac{\sqrt{2^3 \mathfrak{M} \bar{R}^3}}{\lg \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}_{\odot}} - 0.45} \cdot 10^{-2}, \quad (4)$$

где \mathfrak{M} — масса скопления, \bar{R} — средний радиус в парсеках, k взято равным $2.8 \cdot 10^8$, в соответствии с результатом Чандрасекара [13]. При вычислении $\bar{\tau}$ предполагается

$$\left. \begin{aligned} M_V &= -2.5 \lg \mathfrak{M}, \\ M_{V_{\odot}} &= +4.8 \\ D_{0.9} &= 2 \bar{R}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Единица массы в (4) определяется соотношениями (5).

Будем считать, что отношение возраста скопления T к среднему времени релаксации $\bar{\tau}$ определяется стадией эволюции α . Примем $\alpha = 1$ для последней стадии эволюции, когда прошло среднее время релаксации и скопление достигло состояния, квазистационарного в целом. Допустим для простоты, что эти три величины связаны соотношением

$$T = \alpha \bar{\tau}. \quad (6)$$

Равенство (6) не является строгим, однако оно может дать представление о величине возраста различных шаровых скоплений. Мы считаем, что по прошествии среднего времени релаксации $\bar{\tau}$ скопление достигает состояния, квазистационарного в целом. На самом деле это состояние достигается несколько позднее, когда пройдет время релаксации, определяемое для периферии скопления. Но если предположить, что время релаксации на периферии пропорционально среднему времени релаксации $\bar{\tau}$, с коэффициентом пропорционально-

NGC	Sp	α	τ/k			$T \times 10^{-9}$			Группа		
			I	II	КМ [12]	L [29]	B [30]	КМ [12]		L [29]	B [30]
4590	A7	0.63		0.76	0.41	0.50	0.45	0.7	0.9	0.8	д
5024	F4	0.55		4.6	2.5	2.2	2.4	3.9	3.4	3.7	д
5272	F7	0.61	3.4	2.6	1.6	1.4	1.4	2.7	2.4	2.4	к
5824	F5	0.33		—	—	—	—	—	—	—	—
5904	F6	0.62		2.2	1.2	1.3	1.4	2.1	2.3	2.4	к
5986	G1	0.64		—	—	—	—	—	—	—	—
6093	F9	0.41	2.0	1.9	1.04	1.1	1.2	1.1	1.3	1.4	—
6121	(G0)	0.72	0.87	0.67	0.42	0.55	0.43	0.8	1.1	0.9	к
6144	(G0)	0.83		1.2	0.64	1.00	1.00	1.5	2.8	2.3	—
6171	G3	0.81	1.7	1.3	0.82	1.2	1.2	1.8	2.7	2.7	(к)
6205	F6	0.73	2.5	2.3	1.3	1.2	1.5	2.7	2.4	3.1	кд
6218	F8	0.58	2.9	2.7	1.5	2.0	1.8	2.4	3.2	2.9	—
6229	F8	0.62	1.5	1.4	0.78	0.89	0.93	1.4	1.5	1.6	(к)
6254	G1	0.58	2.2	1.6	1.00	1.6	1.5	1.6	2.6	2.4	—
6273	F3	0.68		1.04	0.56	0.87	0.74	1.1	1.6	1.4	—
6284	G2	0.41	1.7	1.2	0.77	1.1	0.93	0.9	1.3	1.1	—
6287	(G5)	0.66	0.80	0.39	0.32	0.71	0.44	0.6	1.3	0.8	—
6293	F0	0.66		0.74	0.40	0.75	0.59	0.7	1.4	1.1	—
6304	G4	0.62		—	—	—	—	—	—	—	—
6316	(G5)	0.63		—	—	—	—	—	—	—	—
6325	(G5)	0.59		—	—	—	—	—	—	—	—
6333	F2	0.60		0.89	0.48	0.80	0.59	0.8	1.3	1.0	(д)
6341	F1	0.65		2.3	1.3	1.3	1.2	2.3	2.4	2.2	д
6342	(G5)	0.65		—	—	—	—	—	—	—	—
6355	(G5)	0.68		—	—	—	—	—	—	—	—
6356	G4	0.61	1.8	0.85	0.72	1.5	1.1	1.2	2.6	1.9	—
6402	G1	0.76	1.5	1.1	0.70	1.8	1.2	1.5	2.5	2.6	кд
6440	G5	0.32		—	—	—	—	—	—	—	—
6517	(G0)	0.42		—	—	—	—	—	—	—	—
6522	F8	0.63		0.84	0.45	1.2	0.96	0.8	2.1	1.7	(к)
6539	(G0)	0.57		—	—	—	—	—	—	—	—
6553	(G5)	0.84		—	—	—	—	—	—	—	—
6569	(G5)	0.63		—	—	—	—	—	—	—	—
6637	G5	0.63		—	—	—	—	—	—	—	—
6638	G4	0.77	1.04	0.68	0.46	0.73	0.54	1.0	1.6	1.2	—
6652	G4	0.66		—	—	—	—	—	—	—	—
6656	F7	0.60		1.4	0.73	1.3	0.87	1.2	2.2	1.5	д
6681	G3	0.63		—	—	—	—	—	—	—	—
6712	G5	0.67	2.1	1.2	0.59	2.1	1.3	1.7	3.9	2.4	(к)
6715	F8	0.40	2.1	2.4	1.4	1.1	1.2	1.6	1.2	1.3	к
6723	G4	0.62	1.8	1.7	0.93	1.2	1.2	1.6	2.1	2.1	(к)
6760	(G0)	0.64	0.30	0.25	0.15	0.61	0.29	0.3	1.1	0.5	—
6779	F6	0.64	1.6	1.4	0.83	1.2	1.2	1.5	2.2	2.2	кд
6809	(F5)	0.81		2.5	1.4	1.2	1.3	3.1	2.7	2.9	кд
6838	G6	0.81		—	—	—	—	—	—	—	—
6864	G2	0.37	5.3	3.6	2.4	2.6	2.6	2.5	2.7	2.7	—
6981	G3	0.75		2.6	1.4	1.1	1.2	2.9	2.3	2.5	к
7078	F2	0.40		3.2	1.7	1.7	1.9	1.9	1.9	2.1	д
7089	F4	0.82		2.6	1.4	1.5	1.8	3.2	3.4	4.1	(д)
7099	A7	0.64		1.1	0.62	0.50	4.5	1.1	0.9	0.8	(д)

сти, одинаковым для всех шаровых скоплений, то сравнение скоплений по возрасту остается возможным.

При определении возраста следует также учесть время, которое необходимо для того, чтобы скопление достигло состояния с малым квазистационарным ядром. Однако это время по крайней мере на порядок меньше величины $\bar{\tau}$, и поэтому мы можем им пренебречь.

Указанные соображения, а также возможные ошибки в определении $\bar{\tau}$ и α , возникающие вследствие ошибок определения V , M_V и $D_{0.9}$, уменьшают надежность определяемых возрастов шаровых скоплений. Однако и приближенная оценка возрастов шаровых скоплений средствами звездной динамики, совершенно независимая от астрофизических оценок, несомненно представляет интерес, тем более, что астрофизические методы едва ли более надежны.

В табл. 1 приводятся значения $\bar{\tau}_I/k$, $\bar{\tau}_{II}/k$, вычисленные по данным [12]. Среднее время релаксации $\bar{\tau}$ определяется как среднее из величин $\bar{\tau}_I$ и $\bar{\tau}_{II}$, полученных с различными поглощениями. Кроме того, при определении среднего времени релаксации была изменена шкала расстояний в соответствии с последними определениями абсолютной величины звезд RR Лиры, дающими $+0^m.7$ (в [12] эта величина была принята равной $0^m.0$). Таким образом, среднее время релаксации по данным Крона и Мэйолла получено нами по формуле

$$\bar{\tau} = 0.49 \frac{\bar{\tau}_I + \bar{\tau}_{II}}{2}.$$

Это среднее время приводится для различных скоплений в пятом столбце табл. 1. Возраст T в годах получен по формуле (6).

Как известно, шаровые скопления разделяются на две группы — скопления диска и скопления гало [14, 15]. Скопления диска располагаются вблизи галактической плоскости и имеют более высокое содержание металлов, чем скопления гало. Характерной особенностью скоплений диска является отсутствие в них переменных типа RR Лиры [16].

Скопления гало, в среднем более удаленные от галактической плоскости, чем скопления диска, в свою очередь разделяются на две группы в соответствии с распределением переменных RR Лиры по периоду. В скоплениях одной группы средний период переменных типа α равен 0.55 (короткопериодическая группа), а в скоплениях другой группы средний период переменных этого типа 0.65 (долгопериодическая группа) [16].

Принадлежность скоплений к группе, не содержащей переменных RR Лиры, к короткопериодической или долгопериодической группам указана в последнем столбце табл. 1. Скопления долгопериодической группы обозначены индексом d , скопления короткопериодической группы — индексом k , скопления, содержащие переменные RR Лиры неизвестных периодов, — индексом kd . У скоплений с неуверенным определением среднего периода переменных RR Лиры индексы заключены в скобки. Скопления, в которых переменные типа RR Лиры не обнаружены, не имеют индексов.

В этой таблице приводятся также интегральный спектральный класс, определенный Кроном и Мэйоллом. Спектральные классы приведены Кроном и Мэйоллом к системе Моргана [14] и характеризуют содержание металлов в скоплении (отношение интенсивности полосы G к $H\gamma$).

Сведения относительно наличия переменных RR Лиры в скоплениях взяты в основном из каталога [17] и списка [18] Сойер-Хогг. В скоплениях, не имеющих индексов, в табл. 1, в основном, обнаружено очень мало переменных, и эти скопления, весьма вероятно, относятся к группе скоплений диска. Вызывает сомнение лишь принадлежность к этой группе скопления NGC 6864, в котором обнаружено 11 переменных, но типы их не определены. Возможно, что среди них имеются и звезды RR Лиры, и тогда это скопление следует отнести к группе гало. В пользу последнего предположения говорит также тот факт, что это скопление находится на большом расстоянии от галактической плоскости ($|z| = 10.9$ *кпс*), в то время, как наибольшее значение $|z|$ для остальных скоплений, в которых не обнаружено переменных типа RR Лиры, равно 3.3 *кпс*.

Принадлежность скоплений к группе, содержащей короткопериодические или долгопериодические переменные RR Лиры, определена Агтом и Остерхоффом [16]. Данные относительно скоплений NGC 6171, 6229, 6715, 6723 и 6712 взяты соответственно из работ [19], [20] — [23].

На рис. 5 представлен интегральный спектральный класс скоплений по определению Крона и Мэйолла в зависимости от возраста в годах. Скопления диска (без переменных RR Лиры) обозначены крестиками, скопления гало, относящиеся к короткопериодической группе (k и (k)) — полными кружками, а скопления гало долгопериодической группы (d и (d)) — точками.

В трех скоплениях, NGC 6712, 6723 и 6711, средние периоды переменных RR Лиры меньше средних периодов этих звезд в скоплениях короткопериодической группы, а содержание металлов более высокое. Они, по-видимому, занимают промежуточное по-

ложение между скоплениями диска и скоплениями гало и отмечены на рис. 5.

В табл. 2 приводятся средний возраст $\langle T \rangle$ по данным [12] и средний спектральный класс для скопления каждой группы. Средний модуль расстояния от галактической плоскости, вычисленный по данным [24], ввиду малого количества скоплений с известными $|z|$, приводится только для группы скоплений диска и для всех скоплений, содержащих переменные. Для скоплений диска отдельно вычислены величины по всем предполагаемым членам группы без скопления NGC 6864, которое, как указано выше, вероятно, относится к группе гало.

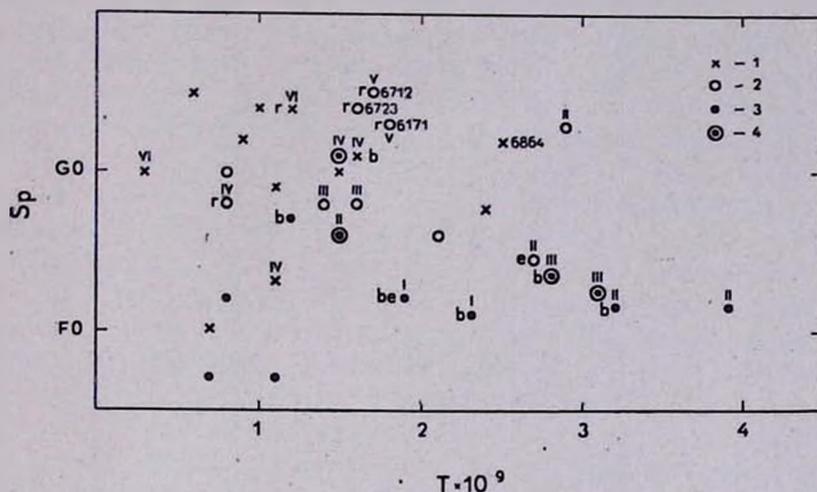


Рис. 5. Спектральные классы и возраст шаровых скоплений по данным [12]. Данные Крона и Мейолла: 1 — скопления, в которых не обнаружено переменных типа RR Лиры, 2 — скопления короткопериодической группы, 3 — скопления долгопериодической группы, 4 — скопления неизвестной группы, содержащие переменные типа RR Лиры.

Согласно данным табл. 2, между скоплениями долгопериодической группы и скоплениями короткопериодической группы, с более высоким содержанием металла, нет заметной разницы в возрасте. Скопления диска, не содержащие переменных типа RR Лиры и имеющие наибольшее содержание металла, по-видимому, в среднем моложе скоплений гало.

В табл. 2 приводятся также средние квадратичные отклонения от среднего возраста каждой группы.

В пределах каждой группы разброс в возрасте велик, особенно для долгопериодической группы. Частично он может объясняться неточностью определения возраста отдельных скоплений. Возможно также, что этот разброс имеет физические причины, и одинаковый

Таблица 2

Г р у п п а	n	<Sp>	< z > (кпс)	<-M _v >			<T> · 10 ⁻⁹		
				КМ [12]	L [29]	Б [30]	КМ [12]	L [29]	Б [30]
д, (д)	8	F2		7.9	8.0	8.0	1.9±0.4	2.0±0.4	2.2±0.4
к, (к)	10	G0		7.7	7.7	7.8	1.7±0.2	2.2±0.2	2.1±0.2
д, (д), к, (к), кд	22	F6	6.8 (n=18)	7.8	7.8	7.9	1.9±0.2	1.9±0.2	2.1±0.2
без звезд RR Лиры	12	G0	2.7 (n=10)	7.2	7.3	7.5	1.2±0.2	2.0±0.2	1.6±0.2
без звезд RR Лиры (без NGC 6864)	11	G0	1.9 (n=9)	7.1	7.2	7.4	1.1±0.2	1.9±0.2	1.5±0.2

возраст могут иметь скопления различных групп, а принадлежность к определенной группе обуславливается начальными условиями образования скоплений, например, различием в содержании металлов в момент их формирования. Можно сказать только, что вначале образовывались большей частью скопления, принадлежащие к долгопериодической группе, с более низким содержанием металлов, и скопления короткопериодической группы с более высоким содержанием металлов, а позднее — в основном скопления диска, не содержащие переменных типа RR Лиры, с более высоким содержанием металлов. Отметим, что рассеянные скопления, которые, как известно, моложе шаровых, обладают более высоким содержанием металлов. Таким образом, наш вывод о более высоком содержании металла в более молодых объектах не противоречит данным относительно различия физических характеристик шаровых и рассеянных скоплений.

На рис. 5 отмечены классы по Моргану, более точно описывающие особенности спектров. Интересно, что скопления с одинаковым классом, по-видимому, близки по возрасту.

Сандейдж и Валлерстейн [25] указали на корреляцию между средним периодом звезд RR Лиры и отношением количества голубых звезд к количеству красных звезд на горизонтальной ветви диаграммы цвет-величина шаровых скоплений. На рис. 5, следуя обозначениям, принятым в [25], буквой *r* отмечены скопления, у которых на горизонтальной ветви почти не обнаружено голубых звезд, буквой *e* — скопления, в которых количество красных и голубых звезд на горизонтальной ветви примерно равное, а буквой *b* — скопления, в которых красных звезд горизонтальной ветви почти нет. Обозначение *be* соответствует случаю, промежуточному между *b* и *e*. Данные относительно строения горизонтальной ветви взяты из работ [21], [22], [25—28]. Недостаток наблюдательных данных не позволяет ответить на вопрос, определяется ли строение горизонтальной ветви возрастом скопления или содержанием металла.

Рядом авторов была отмечена корреляция между абсолютной величиной гигантов и содержанием металла в шаровых скоплениях [25]. На рис. 6 показано, что существует корреляция между возрастом и абсолютной величиной шаровых скоплений, причем более старые скопления в среднем ярче более молодых.

Средние значения абсолютной величины по данным [12] с учетом изменения абсолютной величины звезд RR Лиры приводятся в табл. 2 для различных групп скоплений.

В 1963 году Ломани [29] заново обработал данные Крона и Мейолла. Расстояние и абсолютные величины были перевычислены в предположении, что абсолютная величина звезд RR Лиры равна

$+0^m.7$, а не $0^m.0$, как принято в [12]. Кроме того, Ломанн заново определил диаметры шаровых скоплений в предположении, что их истинные размеры искажены поглощением. После исключения зависимости диаметров от поглощения света истинные диаметры скоплений диска получились больше видимых. По этим данным мы вычислили значения $\bar{\tau}/k$ и T , которые приводятся в шестом и девятом столбцах табл. 1. Средние значения возраста $\langle T \rangle$ всех групп и средние абсолютные величины $\langle M_{V_t} \rangle$ по данным [29] приводятся в табл. 2.

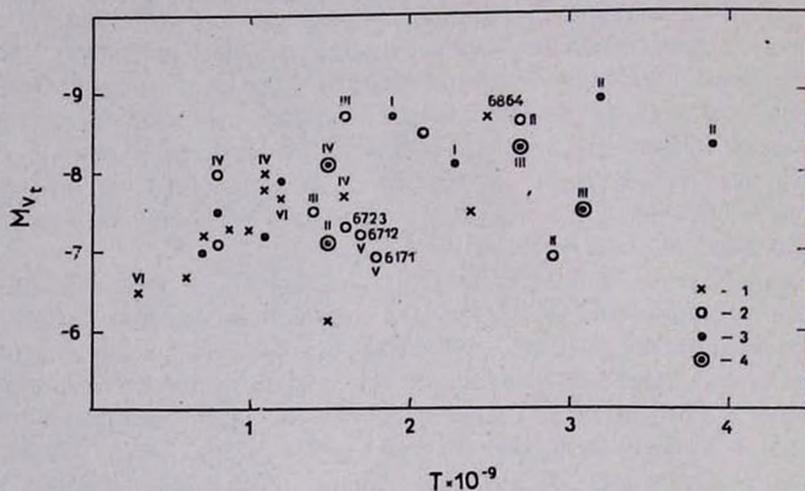


Рис. 6. Абсолютные величины и возраст шаровых скоплений по данным [12]. Обозначения те же, что и на рис. 5.

Уточненные значения поглощения для шаровых скоплений были получены М. А. Бредихиным [30]. В работе [30] определена заново зависимость диаметров от поглощения. С использованием этих данных вычислены значения $\bar{\tau}/k$ и T , приведенные в седьмом и девятом столбцах табл. 1, а также средние значения возрастов $\langle T \rangle$ и абсолютных величин $\langle M_{V_t} \rangle$ для различных групп шаровых скоплений в табл. 2. Зависимости спектрального класса и абсолютной величины от возраста по данным [30] представлены соответственно на рис. 7 и 8.

Вследствие большего увеличения диаметров скоплений диска по сравнению с увеличением диаметров скоплений гало после исключения в работах [29] и [30] зависимости диаметров от поглощения различие в возрасте между скоплениями диска и гало уменьшилось. Однако, ввиду того, что может существовать зависимость истинных

размеров скоплений от $|z|$, это различие следует рассматривать как нижнюю границу действительной разности возрастов скоплений этих групп. Таким образом, отношение среднего возраста скоплений гало к среднему возрасту скоплений диска заключено между 1.4 и 1.7. Особенностью скоплений долгопериодической группы, как это видно

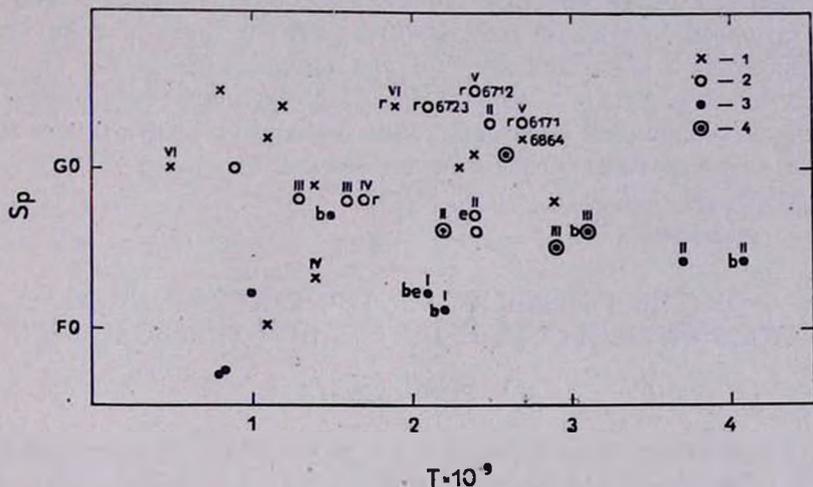


Рис. 7. Спектральные классы и возраст шаровых скоплений по данным [30]. Обозначения те же, что и на рис. 5.

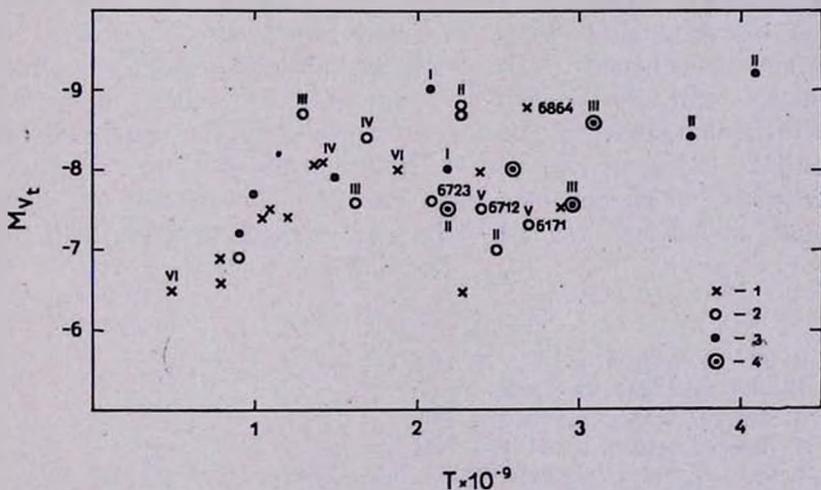


Рис. 8. Абсолютные величины и возраст шаровых скоплений по данным [30]. Обозначения те же, что и на рис. 5.

из рис. 5 и 7 и табл. 2, является большой разброс в возрасте, чем у скоплений короткопериодической группы и группы диска.

Определение возраста шаровых скоплений по точке изгиба главной последовательности, выполненное до сих пор лишь для малого числа скоплений, зависит от принятой схемы звездной эволюции. Поэтому предлагаемый впервые динамический способ определения возраста шаровых скоплений должен быть полезен для изучения условий формирования и эволюции звезд в этих системах. В случае получения нового наблюдательного материала или уточнения способа определения среднего времени релаксации, мы сможем получить более точные оценки возраста большого числа шаровых скоплений.

Ленинградский государственный
университет

ON THE POSSIBILITY OF THE DETERMINATION OF AGES OF GLOBULAR CLUSTERS BY DYNAMICAL METHOD

I. V. PETROVSKAYA

The observed density distribution in globular clusters is compared with the theoretical distributions obtained for the cluster with a quasi-stationary nucleus [10] and for the cluster which reached the quasistationary state on the whole [3, 4]. In each case the observed distribution is intermediate between two theoretical distributions. This allows to estimate an evolutionary stage and to derive the dynamical estimate of cluster age. The evolutionary stage is determined for 50 globular clusters which are investigated by Kron and Mayall photoelectrically [12]. For 34 clusters with known absolute magnitudes and linear diameters, the mean relaxation time and the age according to the dates of Kron and Mayall [12], Lohmann [29] and M. A. Bredichin [30] are calculated. The disk clusters, which do not contain the RR Lyr variables and have higher metal abundance, are 1.4—1.7 times younger than the halo clusters.

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. А. Агекян, Астрон. ж., 37, 317, 1960.
2. R. Woolley, MN, 114, 191, 1954.
3. Т. А. Агекян, Астрон. ж., 40, 318, 1963.
4. Т. А. Агекян, Астрон. ж., 41, 523, 1964.
5. J. H. Oort, H. van Herk, Bull. Astron. Inst. Netherl., 14, № 491, 229, 1959.
6. J. Belzer, G. Gamou, G. Keller, Ap. J., 113, 166, 1951.
7. Т. А. Агекян, И. В. Петровская, Уч. зап. ЛГУ, № 307, 1962.
8. Ю.-И. К. Велтманн, Труды Астрофиз. института АН КазССР, 5, 57, 1965.
9. P. Bouvier, Publ. Obs. Geneve. A, 65, 1963.

10. И. В. Петровская, Астрон. ж., 42, 572, 1965.
11. S. C. B. Gascolgne, E. J. Burr, MN, 116, 570, 1956.
12. G. E. Kron, N. U. Mayall, A. J., 65, 581, 1960.
13. С. Чандрасекар, Приципы звездной динамики, И.Т. М., 1948.
14. W. W. Morgan, Publ. A. S. P., 68, 509, 1956.
15. W. W. Morgan, A. J., 64, 432, 1959.
16. S. L. Th. van Agt, Th. Oosterhoff, Ann. Leiden, 21, 251, 1959.
17. H. B. Sawyer, Publ. David Dunlap Obs., 11, № 1, 1955.
18. H. B. Sawyer-Hogg, Kleine Veröff, Renreis-Sternw. Bamberg, n. 34, 8, 1962.
19. A. Sandage, B. Katem, Ap. J., 139, 1088, 1964.
20. P. Mayer, Bull. Astron. Inst. Czechosl., 12, 167, 1961.
21. L. Rosino, F. Nobili, Asiago Contr., № 97, 1959.
22. S. C. B. Gascolgne, F. A. Ogston, Observatory, 83, 64, 1963.
23. L. L. Smith, A. R. Sandage, D. Iiden-Bell, R. H. Norton, A. J., 68, 293, 1963.
24. T. D. Kinman, MN, 119, 538, 1959.
25. A. Sandage, G. Wallerstein, Ap. J., 131, 598, 1960.
26. S. V. M. Clube, Roy. Obs. Bull., № 95, 1965.
27. H. C. Arp, A. J., 60, 317, 1955.
28. S. L. Th. van Agt, Bull. Astron. Inst. Netherl., 15, № 508, 327, 1961.
29. W. Lohmann, Z. f. Astrophys., 57, 288, 1963.
30. М. А. Бредихин, Астрон. ж., 42, 467, 1965.