

УДК 524.4; 524.66

ЗВЕЗДНЫЕ СКОПЛЕНИЯ КАК ИСТОЧНИК ЗВЕЗД ПОЛЯ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ГАЛО

© 1995 г. В. Г. Сурдин

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва

Поступила в редакцию 31.01.95 г.

Обсуждаются источники происхождения звезд гало Галактики. Современной скорости разрушения шаровых скоплений для этого совершенно недостаточно. Сделана попытка восстановить начальную функцию масс шаровых скоплений и оценить полную начальную массу их популяции. Но и она ($\sim 10^8 M_\odot$) меньше массы звездного населения галактического гало ($\sim 10^{10} M_\odot$). Еще одна возможность заключается в учете первоначально не связанных в скопления, но сопутствующих им звезд ассоциаций. Однако при современной эффективности формирования скоплений (CFE = 10%) оценка полной начальной массы звездного населения, сопутствующего шаровым скоплениям ($\sim 10^9 M_\odot$), также не позволяет объяснить происхождение звезд поля. Поэтому рассмотрена возможность формирования в период коллапса протогалактики особой популяции маломассивных звездных скоплений, которые полностью разрушились к настоящему времени. Этот сценарий позволяет объяснить происхождение звездного гало Галактики.

STAR CLUSTERS AS A SOURCE OF FIELD STARS IN THE GALACTIC HALO, by V.G. Surdin. The origin of stars in the Galactic halo is discussed. The current globular cluster disruption rate is entirely inadequate for this. At attempt is made to reconstruct the initial mass function for globular clusters and estimate the total initial mass of their populations; but even this ($\sim 10^8 M_\odot$) is less than the mass of the stellar population of the Galactic halo ($\sim 10^{10} M_\odot$). One additional possibility is to take account of stars in associations initially not bound to the clusters but accompanying them. However, for the modern cluster formation efficiency (CFE = 10%), an estimate of the total initial mass of the stellar population accompanying globular clusters ($\sim 10^9 M_\odot$) is also not sufficient to explain the origin of field stars. For these reasons, the possible formation of a special low-mass population of star clusters during the period of proto-Galactic collapse, which has since been entirely disrupted, is investigated. It is possible to explain the origin of Galactic halo field stars using such a scenario.

ВВЕДЕНИЕ

Среди вопросов, связанных с происхождением Галактики, один из интереснейших – формирование ее звездного гало и взаимосвязь между его составляющими. Собственно говоря, этих составляющих всего две: звезды поля и звезды шаровых скоплений. У них есть общие свойства (низкая металличность, сходное пространственное распределение), но есть и различия, например, в поле встречаются значительно менее металличные звезды, чем в скоплениях. На многие вопросы генезиса звездного гало удалось бы ответить при наличии точных данных о возрастах, химическом составе и кинематике звезд поля и скоплений. Но пока этих данных недостаточно. Не удается выявить зависимость (если она существует) между возрастом и металличностью звезд поля, между металличностью, массой и кинематикой шаровых скоплений. Поэтому один из путей приблизиться к пониманию истории гало – теоретически восстановить эволюцию шаровых скоплений и рассмотреть возможные варианты происхождения звезд

гало, как связанных, так и не связанных генетически с шаровыми скоплениями.

В этой статье мы оценим скорость поступления звезд в поле гало за счет разрушения шаровых скоплений; попытаемся восстановить начальную массу системы шаровых скоплений; а также оценим полную массу звезд, образовавшихся в процессе формирования шаровых скоплений, пользуясь при этом некоторыми аналогиями с современным формированием рассеянных скоплений и ассоциаций. Полученные при этом результаты указывают на необходимость поиска дополнительного к шаровым скоплениям источника звезд поля гало. Таким источником, как нам кажется, могло бы быть многочисленное население маломассивных звездных скоплений, сформировавшихся в период коллапса протогалактики и практически полностью исчезнувшего к настоящему времени. На возможность формирования таких скоплений в необходимом количестве указывает последовательное рассмотрение процесса гравитационной неустойчивости в турбулентной протога-

лактике и последующей эволюции газовых облаков в звездные агрегаты. Разумеется, при этом остается нерешенным вопрос о происхождении собственно шаровых скоплений, но в данном случае эта проблема отходит на второй план.

СКОРОСТЬ РАЗРУШЕНИЯ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ

Среди многочисленных причин разрушения шаровых скоплений важнейшими в нашу эпоху являются гравитационные удары при пересечении галактической плоскости, динамическое трение, приводящее к сжатию орбиты, а также испарение звезд из скопления; причем действие этих эффектов значительно усиливается влиянием приливного поля Галактики (Сурдин, 1978, 1979; Агуилар и др., 1988; Черноф, Вайнберг, 1990; Сурдин, 1993, 1994а). В результате этих процессов возникли хорошо известные корреляции между галактоцентрическими расстояниями шаровых скоплений и их динамическими параметрами, такими как радиус половинной массы (ван ден Берг и др., 1991; Сурдин, 1994а), минимальное значение параметра концентрации Кинга (Сурдин, 1992, 1993; Дьорговски, Мейлан, 1994), максимальное и минимальное значения массы скоплений (Тримэн и др., 1975; Сурдин, Чариков, 1977; Сурдин, 1978).

Принципиально важно, что эволюция системы шаровых скоплений и появление указанных корреляций произошло, в основном, не путем изменения параметров отдельных скоплений, а в результате полного разрушения одних и сохранения других членов системы. Это значительно затрудняет восстановление исходных параметров системы шаровых скоплений, в частности, полного их количества и массы. Поэтому рассмотрим вначале наиболее консервативный вариант истории скоплений, предполагая, что их количество никогда не превышало нынешнего. В нашу эпоху поток звезд в поле гало, в основном, определяется испарением (диссипацией) скоплений. Для каждого из них этот поток (S) составляет

$$S = \frac{\xi_e M}{t_{\text{rh}}}, \quad (1)$$

где M – масса скопления, t_{rh} – время релаксации на расстоянии половины массы от центра скопления (r_h), ξ_e – константа, заключенная в пределах от 0.8% до 4.2% в зависимости от того, насколько скопление приливно ограничено полем Галактики, от степени его концентрации, от функции масс звезд, от наличия двойных систем и т.п. (Спитцер, 1990). Для наших оценок достаточно положить $\xi_e = 2\%$. Используя выражение для t_{rh} из

работы Спитцера (1990) и приняв среднюю массу звезд в скоплении равной $0.3M_\odot$, получим

$$S = 4 \times 10^{-8} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{r_h}{1 \text{ пк}} \right)^{-3/2} M_\odot \text{ год}^{-1}. \quad (2)$$

Для вычисления значений S мы использовали данные о 96 шаровых скоплениях Галактики (ван ден Берг и др., 1991; Дьорговски, 1993), перейдя от измеренных значений диаметра половинной светимости в проекции на небо ($D_{0.5}$) к радиусу r_h (Спитцер, 1990): $D_{0.5} \equiv 1.5r_h$. Для большинства скоплений получено $S \sim 10^{-6} M_\odot \text{ год}^{-1}$. Максимальная скорость испарения $S_{\text{max}} = 4 \times 10^{-5} M_\odot \text{ год}^{-1}$ оказалась у NGC 6440, а минимальная $S_{\text{min}} = 7 \times 10^{-8} M_\odot \text{ год}^{-1}$ у NGC 5053. Просуммировав по всем скоплениям, получаем $S_{\text{sum}} = 4 \times 10^{-4} M_\odot \text{ год}^{-1}$. А учитывая, что наша выборка составила около половины полного числа шаровых скоплений Галактики (Сурдин, 1994б), можно оценить и полную скорость их разрушения: $S_{\text{tot}} = 8 \times 10^{-4} M_\odot \text{ год}^{-1}$.

Заметим, что везде в этой работе мы принимаем для шаровых скоплений отношение $M/L_v = 2.3$, основываясь на данных Прайора и Мейлана (1993), которые определили его по дисперсии скоростей звезд в 56 скоплениях. Полный диапазон значений M/L_v в этой работе оказался [0.5 - 6.2], но большинство из них группированы в области от 1 до 4 и имеют среднее взвешенное 2.3 ± 0.9 .

У большинства существующих ныне шаровых скоплений время полного испарения ($t_{\text{ev}} = 70 t_{\text{rh}}$) значительно превышает возраст Галактики ($H_0^{-1} = 17 \times 10^9$ лет). Поэтому их скорость испарения не изменяется значительно со временем, и полная масса потерянных ими звезд может быть оценена как $S_{\text{tot}} H_0^{-1} \approx 1.4 \times 10^7 M_\odot$. Для сравнения, полная масса 147 шаровых скоплений Галактики, изученных до сих пор, составляет $4 \times 10^7 M_\odot$. С учетом неоткрытых скоплений она, вероятно, приближается к $5 \times 10^7 M_\odot$. Следовательно, существующая сейчас система шаровых скоплений за период своей квазистационарной эволюции потеряла незначительную долю звезд и заметно не обогатила ими поле галактического гало.

НАЧАЛЬНАЯ МАССА СИСТЕМЫ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ

Чтобы оценить параметры начального населения шаровых скоплений Галактики, приходится делать определенные предположения. Например, о том, что существует подсистема скоплений, практически не затронутая эволюцией. Такую подсистему действительно можно указать: в области галактоцентрических расстояний $R_g \geq 5 \text{ кпк}$

и масс $M \geq 10^5 M_{\odot}$ эффекты динамической эволюции слабы. Поэтому можно надеяться, что спектр масс скоплений этой подсистемы сохранил свой первоначальный вид и может стать основой для восстановления характеристик исходной популяции.

Несмотря на традицию описывать спектр масс шаровых скоплений функцией Гаусса, Сурдин (1979) и Расин (1980) показали, что, как в Галактике, так и в М 31 в области слабых эволюционных эффектов спектр масс шаровых скоплений имеет простой степенной вид: $dN/dM \propto M^{-2}$. Позже это было подтверждено на более современном материале (Ричтлер, 1992). Важно, что степенной спектр не имеет выделенного значения массы, что расширяет диапазон возможных сценариев формирования скоплений. В то же время этот спектр не настолько крут, чтобы привести к большой ошибке при оценке полной начальной массы системы скоплений.

В области слабых эволюционных эффектов Галактики ($R_g \geq 5$ кпк при $R_0 = 8.5$ кпк и $M \geq 10^5 M_{\odot}$ при $M/L_V = 2.3$) суммарная масса известных шаровых скоплений составляет $2.6 \times 10^7 M_{\odot}$. С учетом еще не открытых скоплений она, вероятно, близка к $3 \times 10^7 M_{\odot}$. При этом 60% всех скоплений с $M > 10^5 M_{\odot}$ имеют $R_g > 5$ кпк. Учитывая, что наиболее массивные скопления в области $R_g \leq (3 - 4)$ кпк разрушились под действием динамического трения, можно с приемлемой точностью оценить долю массивных скоплений в области $R_g < 5$ кпк как 50%. Таким образом, в диапазоне масс от $3 \times 10^6 M_{\odot}$ (самое массивное скопление – ω Сен) до $10^5 M_{\odot}$ суммарная масса скоплений составляет около $(6 \times 10^7 M_{\odot})$.

Продолжив указанный выше спектр масс скоплений в область малых значений массы, получим начальную массу системы шаровых скоплений:

$$M_i(\text{GC}) = 2.6 \times 10^8 \left[1 - 0.07 \ln \left(\frac{M_{\min}}{M_{\odot}} \right) \right] M_{\odot}, \quad (3)$$

где M_{\min} – нижняя граница спектра. Поскольку результат слабо чувствителен к значению M_{\min} , примем его близким к минимальной массе формирующихся сейчас рассеянных скоплений, т.е. $\sim 10^2 M_{\odot}$ (Данилов, Селезнев, 1994). Тогда оценка начальной массы системы шаровых скоплений составит $M_i(\text{GC}) \approx 2 \times 10^8 M_{\odot}$. Это существенно меньше массы звездного гало Галактики. Следовательно, предполагая в области малых масс такой же степенной спектр, каковой наблюдается в области больших масс ($dN/dM \propto M^{-2}$), мы не сможем объяснить происхождение звезд гало только разрушением системы шаровых скоплений.

ДИХОТОМИЯ “СКОПЛЕНИЕ–АССОЦИАЦИЯ”

Во всех галактиках, доступных детальному изучению, формирование гравитационно-связанных скоплений сопровождается рождением звездных ассоциаций, имеющих низкую плотность и быстро распадающихся в приливном поле галактики (см. Ефремов, 1989). Было бы странно, если бы в эпоху формирования галактического гало образование гравитационно-связанных (шаровых) скоплений не сопровождалось рождением аналогичных звездных ассоциаций. Поэтому вопрос о происхождении звезд гало теперь поставим так: существует ли возможность формирования звезд поля и скоплений в едином процессе звездообразования, имея в виду, что рождение скоплений сопровождалось появлением короткоживущих ассоциаций?

Мы сознательно не затрагиваем здесь вопрос о механизме рождения ассоциаций, поскольку существует несколько возможных процессов, приводящих к рождению групп звезд с положительной полной энергией или, по крайней мере, неустойчивых в поле галактики. Для нас важно, что в пространстве и во времени формирование рассеянных скоплений и формирование ассоциаций сопровождают друг друга, причем в галактическом диске эти события происходят с одинаковой частотой: $v_{\text{OC}} \approx v_A = (2 - 4) \times 10^{-4} \text{ год}^{-1}$ (Элмергин, 1983а). Однако характерная масса ассоциаций ($M_A \sim 10^4 M_{\odot}$) на порядок больше массы скоплений ($M_{\text{OC}} \sim 10^3 M_{\odot}$). Поэтому сейчас поток звезд в поле через ассоциации составляет $SFR(A) = 3 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$, что на порядок превышает их поток через рассеянные скопления $SFR(\text{OC}) = 0.3 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$.

По аналогии с эффективностью звездообразования (SFE), указывающей долю массы облака, перешедшую в звезды, полезно ввести эффективность формирования гравитационно-связанных систем или, говоря короче, эффективность формирования скоплений (CFE), указывающую долю массы новорожденных звезд, заключенную в долгоживущих системах – скоплениях. Текущее значение этой величины определим как

$$\text{CFE} = \frac{\text{SFR}(\text{C})}{\text{SFR}(\text{C}) + \text{SFR}(\text{A}) + \text{SFR}(\text{I})}, \quad (4)$$

где $\text{SFR}(\text{C})$, $\text{SFR}(\text{A})$ и $\text{SFR}(\text{I})$ – соответственно, частота формирования звезд в скоплениях, в ассоциациях и в изолированном виде (например, в глыбах). Учитывая, что изолированные звезды формируются относительно редко (Циннекер и др., 1993), а в ассоциациях рождаются значительно чаще, чем в скоплениях, можно оценить текущую эффективность формирования скоплений как $\text{CFE} = \text{SFR}(\text{OC})/\text{SFR}(\text{A}) = 10\%$.

В математическом смысле величины SFE и CFE близки: первая описывает дихотомию “газ-звезды”, а вторая, если отвлечься от изолирован-

ных звезд, дихотомию "скопления–ассоциации". Однако физика процессов, управляющих этими величинами, существенно различается. Эффективность звездообразования определяется интегральными энергетическими соотношениями в пределах молекулярного облака и не очень чувствительна к конкретному распределению газа и звезд. Поэтому значение SFE довольно легко поддается теоретической оценке, согласующейся с наблюдениями (Сурдин, 1989). Напротив, эффективность формирования скоплений прямо зависит от относительного распределения звезд и газа в объеме облака, а также от распределения скоростей звезд (Сурдин, 1976; Элмергин, 1983б; Лада и др., 1984; Пинто, 1987). Эти величины пока не поддаются теоретической оценке. Поэтому мы можем лишь констатировать современное среднее значение величины CFE = 10%, не имея возможности теоретически оценить ее значение в иных условиях.

Предполагая, что формирование шаровых скоплений сопровождалось рождением звездных ассоциаций с такой же эффективностью, как в нашу эпоху (CFE = 10%), оценим полную массу звезд, образовавшихся в этом процессе:

$$M_{\text{tot}}(\text{GC} + \text{A}) = \frac{M_{\text{tot}}(\text{GC})}{\text{CFE}} \approx 2 \times 10^9 M_{\odot}. \quad (5)$$

Эта величина есть максимум того, что можно ожидать при достаточно консервативных предположениях от процесса звездообразования, в котором возникли известные нам сейчас шаровые скопления. Но масса звездного населения сферической подсистемы (балдж + гало) составляет $\sim 10^{10} M_{\odot}$ (Эдмундс, Филлипс, 1984; Хауд и др., 1985), т.е. в несколько раз превышает значение $M_{\text{tot}}(\text{GC} + \text{A})$. Возможны, как минимум, два пути разрешения этого противоречия: предположить, что в период формирования гало значение CFE было $\sim 1\%$, либо предложить дополнительный механизм формирования звезд в гало, который давал бы больший выход звездной массы, но не приводил бы к появлению долгоживущих скоплений. Предположение о малом значении CFE пока обосновать нечем, поэтому рассмотрим возможность рождения в гало маломассивных скоплений, которые бы полностью диссирировали к настоящему времени.

ФОРМИРОВАНИЕ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ В ТУРБУЛЕНТНОЙ ПРОТОГАЛАКТИКЕ

В различных теориях формирования шаровых скоплений их большая масса ($10^4 - 10^6 M_{\odot}$) есть следствие низкой плотности газа в гало или в догоалактической среде (Пиблс, 1984; Фол, Рис, 1985; Мюррей, Лин, 1992). Однако локально эта плотность могла быть повышенена при сжатии газа

в ударных волнах. Существуют указания на то, что коллапс гало Галактики происходил в длинной временной шкале $\sim 3 \times 10^9$ лет (Йоши, Саио, 1979), а значит его квазиравновесие поддерживалось мощными турбулентными движениями, имеющими, вследствие короткого времени остыивания газа, сверхзвуковые скорости. Поведение газа в таких условиях было рассмотрено Сабано и Тоса (1983). Оказалось, что за фронтом ударной волны сжатый и остывший газ имеет значения джинсовских массы и радиуса: $M_j = 3 \times 10^5 M_{\odot}$, $R_j = 50$ пк. Заметив близость этих величин к параметрам шаровых скоплений, Сабано и Тоса (1983) решили, что это и есть предки шаровых скоплений, не придав значения тому, например, что в современных молекулярных облаках с близкими параметрами формируются лишь маломассивные рассеянные скопления.

Здесь мы сталкиваемся с принципиальным вопросом: как сопоставлять теоретические параметры протоскоплений (например, джинсовские параметры газа) и характеристики звездных скоплений? На пути от газового протоскопления к звездному скоплению есть несколько важных эволюционных переходов: 1) дихотомия "газ–звезды"; 2) дихотомия "скопление–ассоциация" и 3) первое пересечение области максимального приливного поля (для рассеянных скоплений это плоскость Галактики, а для шаровых – область перицентра орбиты). В современных условиях первый переход уменьшает массу протоскопления в 10^2 раз (SFE $\sim 1\%$), второй – еще в 10 раз (CFE $\sim 10\%$), а третий, по-видимому, не очень важен для рассеянных скоплений (но это еще надо исследовать), однако может быть вполне значим для шаровых скоплений с их вытянутыми орбитами. Впрочем, для целей настоящей работы, как будет видно, вполне достаточно учесть дихотомию "газ–звезды".

У облака массы M_c и радиуса R_c энергия гравитационной связи $|U_c| = GM_c^2/R_c$. Оценим массу звездного агрегата (M_s), который, сформировавшись в облаке, способен его разрушить и остановить процесс звездообразования. Вклад этого агрегата в энергию облака запишем как

$$E = \mu \epsilon M_s, \quad (6)$$

где ϵ – энергетический выход массивных звезд (в форме излучения, ветра и, возможно, кинетической энергии оболочек сверхновых) на единицу массы агрегата, μ – доля этой энергии, длительное время сохраняющаяся в горячем "пузыре" вокруг области звездообразования. Облако разрушается при очевидном условии:

$$|U_c| = E. \quad (7)$$

Для $\varepsilon = 10^{49}$ эрг/ M_\odot и $\mu = 0.1$ (Ларсон, 1974; Тено-рио-Тагле и др., 1990) из (7) получим

$$M_s = 10^4 M_\odot \left(\frac{M_c}{10^6 M_\odot} \right)^2 \left(\frac{R_c}{10 \text{ пк}} \right)^{-1}. \quad (8)$$

Для современных молекулярных облаков ($M_{\text{GMC}} = 10^6 M_\odot$, $R_{\text{GMC}} = 20 \text{ пк}$) формула (8) дает верную оценку массы новорожденного звездного агрегата, включающего будущие скопление и ассоциацию: $M_s = 5 \times 10^3 M_\odot$. Поэтому можно надеяться, что это выражение применимо и для процесса формирования гало. В частности, используя его для оценки массы звезд в протоскоплениях Сабано и Тоса (предположив, в соответствии с теоремой вириала, что их равновесный радиус составлял $R_c = 0.5 R_p$), получим $M_s = 400 M_\odot$. Таким образом, модель Сабано и Тоса (1983) в действительности предсказывает формирование скоплений, близких по массе к современным рассеянным, а не шаровым. Даже если эффективность формирования скоплений в ту эпоху была высокой ($\text{CFE} \sim 100\%$), столь маломассивные скопления должны были полностью диссилировать за космологическое время. Минимальная масса скоплений гало, способных сохраниться до нашего времени, составляет (Сурдин, 1978)

$$M_{\min} = 2 \times 10^4 \left(\frac{R_p}{1 \text{ кпк}} \right)^{-1} M_\odot, \quad (9)$$

где R_p – перигалактическое расстояние орбиты скопления. Следовательно, скопления с массой $M_s = 400 M_\odot$ могли сохраниться только на расстоянии более 50 кпк от центра Галактики. Не исключено, что некоторые далекие маломассивные скопления гало (Pal 11, Pal 13, AM 4) относятся именно к этой популяции.

Полное количество протоскоплений Сабано-Тоса (N) оценим, полагая, что гравитационная энергия Галактики была рассеяна в ударных волнах турбулентного гало:

$$N = \left(\frac{M_G}{M_s} \right) \left(\frac{V_\infty}{V_t} \right)^2, \quad (10)$$

где M_G – масса звездного населения Галактики, V_∞ – средняя скорость убегания из Галактики (с учетом темной короны), V_t – характерная скорость турбулентных движений. Для $M_G = 10^{11} M_\odot$ (Хауд и др., 1985), $V_\infty = 650 \pm 50 \text{ км/с}$, $M_s = 3 \times 10^3 M_\odot$ и $V_t = 100 \text{ км/с}$ (Сабано, Тоса, 1983) получим $N \approx 2 \times 10^7$ и полную массу звезд $M_{st} = M_s N = 8 \times 10^9 M_\odot$. Это в несколько раз превышает ожидаемую начальную массу системы шаровых скоплений и вместе с ней приводит к ожидаемой массе звездного гало $M_H = M_{st} + M_i(\text{GC}) = 10^{10} M_\odot$ в полном согласии с наблюдениями.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы показали, что происхождение основной массы звезд гало не может быть связано с разрушением существующих сейчас шаровых скоплений даже при учете полного разрушения маломассивной части их популяции. Мы рассмотрели также возможность существования звездных ассоциаций, которые могли формироваться вместе с шаровыми скоплениями. При эффективности формирования скоплений, близкой к современной, ожидаемая полная масса ассоциаций на порядок превосходит массу скоплений, но все же значительно уступает наблюдаемой массе звездного гало. Поэтому мы рассмотрели возможность формирования независимой популяции маломассивных скоплений, которые должны были бы полностью разрушиться к нашей эпохе. Такая возможность существует: она следует из модели формирования облаков в турбулентной протогалактике и последующего звездообразования в них. Ожидаемая полная масса звезд в этой модели согласуется с наблюдаемой массой звездного гало Галактики.

Вопрос о происхождении собственно шаровых скоплений оказывается при этом “задвинутым в угол”. По-видимому, его решение не может быть ограничено одной схемой звездообразования, как это представлялось до недавних пор. Сейчас развиваются теории формирования шаровых скоплений в докалактическую эпоху (Пильб, 1984; Розенблат и др., 1988), в период формирования скоплений галактик (Джонс и др., 1981), в период формирования самой галактики (Фол, Рис, 1985; Миррэй, Лин, 1992; Виетри, Песчи, 1995) и в современную эпоху (Ашман, Цепф, 1992). Не исключено, что каждая эпоха внесла свой вклад в систему шаровых скоплений – существует немало указаний на ее неоднородность. Но развивая любую из этих теорий, необходимо помнить о важных эволюционных переходах от облака к скоплению, указанных нами выше. Только последовательный учет этих переходов, как было показано, приводит к верному прогнозу массы скоплений и их популяции в целом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Агуилар и др. (Aguilar L., Hui P., Ostriker J.P.) // Astrophys. J. 1988. V. 335. P. 720.
- Ашман, Цепф (Ashman K.M., Zepf S.E.) // Astrophys. J. 1992. V. 384. P. 50.
- Ван ден Берг и др. (van den Bergh S., Morbey C., Pazder J.) // Astrophys. J. 1991. V. 375. P. 594.
- Виетри, Песчи (Vietri M., Pesce E.) // Astrophys. J. 1995. Submitted.
- Данилов В.М., Селезнев А.Ф. // Astron. and Astrophys. Trans. 1994. V. 6. P. 85.
- Джонс и др. (Jones B.J.T., Palmer P.L., Wyse R.F.G.) // Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 1981. V. 197. P. 967.

Дърговски (Djorgovski S.) // Structure and Dynamics of Globular Clusters / Eds Djorgovski S., Meylan G. San Francisco: ASP, 1993. P. 373.

Дърговски, Мейлан (Djorgovski S., Meylan G.) // Preprint ESO. 1994. № 1014.

Ефремов Ю.Н. Очаги звездообразования в галактиках. М.: Наука, 1989.

Йоши, Сао (Yoshii Y., Saio H.) // Publ. Astron. Soc. Japan. 1979. V. 31. P. 339.

Лада и др. (Lada C.J., Margulis M., Dearborn D.) // Astrophys. J. 1984. V. 285. P. 141.

Ларсон (Larson R.B.) // Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 1974. V. 169. P. 229.

Мюррей, Лин (Murray S.D., Lin D.N.C.) // Astrophys. J. 1992. V. 400. P. 265.

Пиблс (Peebles P.J.E.) // Astrophys. J. 1984. V. 277. P. 470.

Пинто (Pinto F.) // Publ. Astron. Soc. Pacif. 1987. V. 99. P. 1161.

Прайор, Мейлан (Pryor C., Meylan G.) // Structure and Dynamics of Globular Clusters / Eds Djorgovski S., Meylan G. San Francisco: ASP, 1993. P. 357.

Расин (Racine R.) // Star Clusters. IAU Symp. № 85 / Ed. Hesser J.E. Dordrecht: D. Reidel, Publ. Company. 1980. P. 369.

Ричтлер (Richtler T.) // Habilitationsschrift zur Erlangung. Sternwarte der Universität Bonn. 1992.

Розенблат и др. (Rosenblatt E.I., Faber S.M., Blumenthal G.R.) // Astrophys. J. 1988. V. 330. P. 191.

Сабано, Тоса (Sabano Y., Tosa M.) // Theoretical aspects on structure, activity and evolution of galaxies. Univ. of Tokyo, 1983. P. 15.

Спинцер Л. Динамическая эволюция шаровых скоплений. М.: Мир, 1990.

Сурдин В.Г. // Дипломная работа. М.: ГАИШ (МГУ). 1976.

Сурдин В.Г. // Астрон. журн. 1978. Т. 55. С. 702.

Сурдин В.Г. // Астрон. журн. 1979. Т. 56. С. 1149.

Сурдин В.Г. // Astron. Nachr. 1989. V. 310. P. 381.

Сурдин В.Г. // Morphological and Physical Classification of Galaxies / Eds Longo G. et al. Dordrecht: Kluwer Publ. Company, 1992. P. 457.

Сурдин В.Г. // The Globular Cluster-Galaxy Connection / Eds Smith G.H., Brodie J.P. San Francisco: ASP, 1993. P. 342.

Сурдин В.Г. // Письма в Астрон. журн. 1994а. Т. 20. С. 22.

Сурдин В.Г. // Письма в Астрон. журн. 1994б. Т. 20. С. 467.

Сурдин В.Г., Чариков А.В. // Астрон. журн. 1977. Т. 54. С. 24.

Тенорио-Тагле и др. (Tenorio-Tagle G., Rozyczka M., Bodenheimer P.) // Astron. and Astrophys. 1990. V. 237. P. 207.

Тримэйн и др. (Tremain S.D., Ostriker J.P., Spitzer L.) // Astrophys. J. 1975. V. 196. P. 407.

Фол, Рис (Fall S.M., Rees M.J.) // Astrophys. J. 1985. V. 298. P. 18.

Хайд и др. (Haud U., Joeveer M., Einasto J.) // The Milky Way Galaxy. IAU Symp. № 106 / Eds van Woerden H. et al. Dordrecht: D. Reidel, Publ. Company, 1985. P. 85.

Циннекер и др. (Zinnecker H., McCaughrean M.J., Wilking B.A.) // Protostars and Planets. III / Eds Levy E.H., Lunine J.I. Tucson: Univ. of Arizona Press, 1993. P. 429.

Черноff, Вайнберг (Chernoff D.F., Weinberg M.D.) // Astrophys. J. 1990. V. 351. P. 121.

Эдмундс, Филлипс (Edmunds M.G., Phillips S.) // Astron. and Astrophys. 1984. V. 131. P. 169.

Элмегрин (Elmegreen B.G.) // The Nearby Stars in the Stellar Luminosity Function. IAU Coll. № 76 / Eds Davis Philip A.G., Upgren A.R. New York: L. Davis Press, 1983а. P. 235.

Элмегрин (Elmegreen B.G.) // Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 1983б. V. 203. P. 1011.