

УДК: 524.47

ЦВЕТОВЫЕ ФУНКЦИИ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ

М.В.КАСЬЯНОВА, Ю.А.ШЕКИНОВ

Поступила 22 августа 2005

Принята к печати 14 ноября 2005

Представлены результаты моделирования фотометрической эволюции достаточно плотных звездных систем типа шаровых скоплений. На диаграмме "светимость-эффективная температура" таких систем звезды малых масс концентрируются вблизи минимальной и максимальной температур при заданной светимости и показывают недостаток в промежуточной области. Избежать такого двухпикового распределения звезд удастся в открытых моделях с выбросом избыточных металлов в окружающую среду. Функции распределения звезд по эффективной температуре на диаграмме "светимость-эффективная температура" чувствительны к истории звездообразования в системе и к возможным вариациям во времени начальной функции масс. В открытых системах с одним пиком на функции распределения асимметрия распределения варьируется в широких пределах при изменении нижней границы начальной функции масс и поэтому может быть использована для установления возможности того, были ли первые поколения звезд более массивны, чем в современных условиях.

1. *Введение.* Наблюдаемые цветовые характеристики звездных систем определяются их историей звездообразования (ЗО), а именно: зависимостью скорости ЗО от времени и начальной функцией масс (НФМ), которая также может зависеть от времени. Поэтому цветовые диаграммы содержат информацию о всех событиях, связанных с превращением первоначально газового облака в звездную систему, а изучение их структуры дает, в принципе, возможность восстановить последовательность этих событий. Дело осложняется быстрыми эволюционными изменениями наиболее ярких массивных звезд с массами $M > M_{\odot}$. С другой стороны, маломассивные звезды, цветовые диаграммы которых являются реликтовым отпечатком всей эволюционной последовательности звездной системы, обладают малой светимостью и далеко не всегда доступны наблюдению. Лишь в последнее десятилетие такие наблюдения индивидуальных маломассивных звезд стали возможны в шаровых скоплениях нашей Галактики и в соседних галактиках [1,2] в той мере, чтобы позволить достаточно уверенно судить о структуре цветовых диаграмм в области малых масс. Это дает возможность количественно на основе численного моделирования воспроизводить историю ЗО в звездных системах. С математической точки зрения такое моделирование является решением многопараметрической обратной задачи, в которой современное состояние системы, т.е. ее наблюдаемые цвета, представляет собой сложное наложение всех процессов, происходивших в ней на всем временном интервале. По

необходимости такое моделирование требует существенного упрощения рассматриваемой системы. Очевидным и широко распространенным упрощением в решении такого рода задач является так называемая однозонная модель звездообразования, в которой звездная и газовая компоненты системы заключены в одной ячейке [3], что неявно подразумевает, что вся моделируемая система остается в процессе эволюции однородной с мгновенным перемешиванием всех существенных компонент. При рассмотрении компактных звездных систем (например, шаровых скоплений) это предположение не кажется неприемлемым переупрощением. В рамках однозонной модели решение обратной задачи воспроизведения эволюции звездной системы сводится к прямой задаче, в которой вдоль эволюционного пути изменяются только две функции: скорость звездообразования $\psi(t)$ и начальная функция масс $\phi(m, t)$.

Для скорости ЗО обычно принимается степенной закон Шмидта $\psi = f \rho_g^n$, где f - константа эффективности ЗО, ρ_g - плотность газа в системе, n - показатель, принимаемый обычно равным 2; часто, особенно для спиральных галактик, закон Шмидта записывается как степенной закон для поверхностной плотности газа в диске Σ_g [4,5]. При этом очевидно, что $f = \text{const}$ приводит к монотонно убывающему звездообразованию, если отсутствует аккреция, способная восполнить газ в системе. С другой стороны, поскольку эффективность звездообразования определяется физическим состоянием газа и может быть связана с действующими в системе обратными связями (например, действием ионизирующего излучения звезд [6]), то на больших временах величина f может испытывать сильные изменения, способные привести к немонотонному характеру ЗО. Необходимость таких вариаций f в эволюции шаровых скоплений продемонстрирована в [7].

Начальная функция масс звезд - это универсальная функция, для которой в качестве нулевого приближения может быть принята функция Солпитера $\xi(m) \propto m^{-\alpha}$, $\alpha = 2.35$ [8]. Хотя в последнее время появились данные, указывающие на отличие самой функциональной зависимости НФМ от простой степенной функции Солпитера [9], ее универсальность - независимость от металличности или от параметров, характеризующих окружение звездной системы, доказана в наблюдениях других галактик [10]. Вместе с тем, если речь идет о первых звездах во Вселенной, сформировавшихся из газа с первичным химическим составом, то представления об универсальности НФМ сталкиваются с трудностями. Численные расчеты показывают, что в первичном веществе из-за дефицита охлаждающих агентов (в обычных условиях таковыми являются тяжелые элементы), массы рождающихся звезд всегда существенно больше солнечной массы. Поэтому делается вывод о том, что начальная

функция масс первых звезд должна быть смещена в сторону больших масс [11,12]. Ранее мы показали, что металличность шаровых скоплений удается непротиворечиво объяснить, если предположить, что начальный этап звездообразования в них характеризовался "утяжеленной" НФМ, смещенной в область $M > 8M_{\odot}$ [7]. В таких условиях возможность выявления вариаций начальной функции масс на цветовых диаграммах маломассивных звезд приобретает фундаментальное значение. В настоящей работе мы исследуем отдельные аспекты такой возможности.

В следующем разделе мы приводим описание нашей модели, в разделе 3 описываются результаты, раздел 4 содержит заключение.

2. Химическая и фотометрическая модель звездной системы.

2.1. *Химический блок модели.* В однозонном приближении масса газовой компоненты системы, в которой идет процесс звездообразования описывается следующим уравнением [13-16]

$$\frac{dM_g}{dt} = -\psi(t) + \int_{M_{min}}^{M_{max}} \psi(t - \tau_M) (M - M_r) \phi(M) dM - \dot{M}_g^{ej}, \quad (1)$$

а масса i -го элемента в газовой фазе

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (Z_i M_g) = & -Z_i(t) \psi(t) + \int_{M_{min}}^{2M_{Ia}^{low}} \psi(t - \tau_M) \phi(M) X_i(M, t - \tau_M) dM + \\ & + (1 - \beta) \int_{2M_{Ia}^{low}}^{2M_{Ia}^{up}} \psi(t - \tau_M) \phi(M) X_i(M, t - \tau_M) dM + \\ & + \beta \int_{2M_{Ia}^{low}}^{2M_{Ia}^{up}} \left[\int_{\mu_n}^{1/2} \psi(t - \tau_{\mu M}) X_i^{Ia}(M, t - \tau_{\mu M}) f(\mu) d\mu \right] \phi(M) dM + \\ & + \int_{2M_{Ia}^{low}}^{M_{max}} \psi(t - \tau_M) \phi(M) X_i(M, t - \tau_M) dM + \dot{M}_{Z_i}^{in} - \dot{M}_{Z_i}^{out}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\psi(t)$ - скорость ЗО; интегралы в уравнениях (1) и (2) описывают соответственно полную массу вещества и дифференциальную массу i -го элемента, выброшенную звездами; τ_M - время жизни звезды на Главной последовательности; $\phi(M)$ - начальная функция масс с нижним пределом M_{min} и верхним - M_{max} ; \dot{M}_g^{ej} - полная потеря массы звездной системой; M_r - масса звездного остатка; $Z_i(t)$ - массовая концентрация i -го элемента в момент времени t ; $X_i(M, t - \tau_M)$ и $X_i^{Ia}(M, t - \tau_M)$ звездные выходы i -го элемента для одиночных звезд и звезд, входящих в двойную систему с массой M , родившихся в момент времени $t - \tau_M$; $\dot{M}_{Z_i}^{out}$ и $\dot{M}_{Z_i}^{in}$ описывают обмен тяжелыми элементами между звездной системой и окружающим веществом за счет истечения и аккреции, соответственно; M_{Ia}^{low} и M_{Ia}^{up} - минимальная и максимальная масса

звезды в составе двойной системы; β - доля двойных систем; $f(\mu)$ - функция распределения масс в двойной системе; μ - отношение массы вторичного компонента к полной массе двойной системы [17]. Выход для сверхновых SNII был взят из [18], для SNIa - из [19].

2.2. *Фотометрический блок.* К моменту времени t в системе сохраняется следующее количество звезд в интервале масс M до $M + dM$, родившихся в интервале времени от t' до $t' + dt'$

$$dN = \psi(t') \phi(M, t') \Theta(t - t + \tau_M) dM dt', \quad (3)$$

где Θ - функция Хевисайда. Для заданной массы M и возраста $\tau = t - t'$ звезды ее светимость L и эффективная температура T_{eff} находятся из базы данных эволюционных треков - в настоящей работе использована база данных Падуанской группы [20-24], расширенная в область малых масс на основе данных [25]. Это позволяет построить диаграмму "светимость-эффективная температура". Для построения диаграммы "цвет-величина" мы использовали наиболее распространенную в настоящее время библиотеку звездных спектров, описанную в [26,27]. Она содержит данные для звезд с эффективными температурами $T_{\text{eff}} < 50000$; библиотека, описанная в [28], дополняет ее звездами с $T_{\text{eff}} > 50000$. Если спектр звезды определить как

$$F_{\lambda}(L, T, g) = L \cdot f_{\lambda}(T, g), \quad (4)$$

где L - светимость, выраженная в единицах солнечной светимости L_{\odot} , f_{λ} - нормированный спектр, g - ускорение свободного падения на поверхности звезды, то абсолютная звездная величина дается выражением

$$m = -2.5 \log \int_0^{\infty} F_{\lambda} \Phi(\lambda) d\lambda + m_{\text{calib}}, \quad (5)$$

где m_{calib} - калибровочная константа фильтра, соответствующего заданной полосе с кривой чувствительности фильтра $\Phi(\lambda)$ [29]; ниже для упрощения записи мы будем опускать в тексте индекс "eff" температуры. Вклад звезд разной массы в полную светимость и звездную величину определяется сверткой (3) и (4), или (5), соответственно.

3. Цветовые диаграммы.

3.1. *Замкнутые звездные системы.* В настоящей работе мы ограничимся цветовыми диаграммами достаточно плотных звездных систем с высокой начальной скоростью звездообразования. Для определенности приведем результаты для шаровых скоплений, начальная плотность газового облака которых может составлять или превышать величину $\rho_0 \sim 10^3 m_H \text{ г см}^{-3} \approx 20 M_{\odot} \text{ пк}^{-3}$, m_H - масса атома водорода. Для стандартной эффективности звездообразования f газ с такой плотностью "выгорает" в звезды всего за 2 млн. лет. Рассмотрим

вначале случай замкнутой звездной системы, в которой отсутствует обмен веществом с внешней средой, т.е. $M_z^d = 0$. Результаты мы представим в виде диаграмм "светимость-эффективная температура", что эквивалентно диаграммам "цвет-звездная величина". На рис.1 показан участок типичной диаграммы, соответствующий звездам малой массы для бимодального режима звездообразования, в котором начальный эпизод характеризуется рождением только массивных звезд с солпитеровской

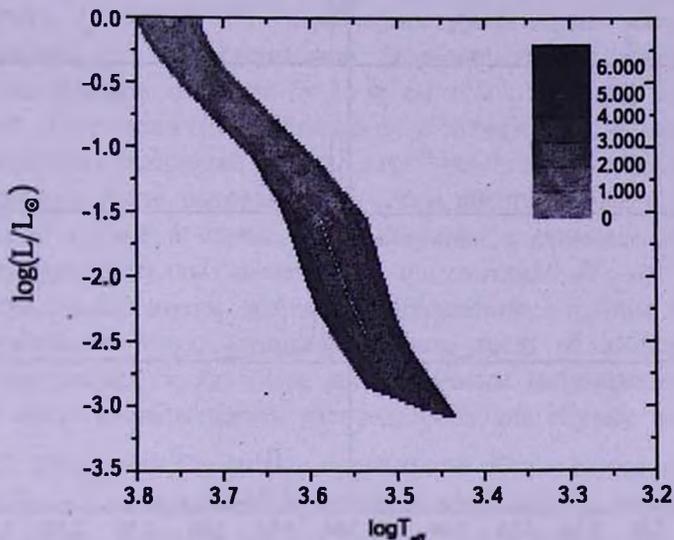


Рис.1. Участок диаграммы "светимость-эффективная температура" для бимодального режима ЗО: начальный эпизод с $m_{min} = 8 M_{\odot}$ и эффективностью $f_1 = 2.6 \times 10^5 \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-1}$, второй эпизод с $m_{min} = 0.1 M_{\odot}$ и $f_2 = 2 \times 10^7 \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-1}$, спустя $\Delta t = 5.5 \times 10^6$ лет.

начальной функцией масс, определенной для $M > m_{min} = 8 M_{\odot}$ и с эффективностью ЗО $f_1 = 2.6 \times 10^5 \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-1}$; на втором этапе звездообразования рождаются звезды во всем интервале масс от $M > m_{min} = 0.1 M_{\odot}$ с эффективностью $f_2 = 2 \times 10^7 \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-1}$; интервал, разделяющий первый и второй эпизоды, составляет $\Delta t = 5.5 \times 10^6$ лет. Легко видеть, что звезды концентрируются главным образом к границам диаграммы со стороны минимальных и максимальных значений температуры, показывая заметный дефицит в промежуточной области.

Такое двухпиковое распределение звезд по температуре не связано, впрочем, с бимодальным режимом ЗО, характеризуемым различиями НФМ в первом и втором эпизодах. Это видно из гистограмм, т.е. функций распределения звезд по эффективной температуре $\rho(T) = N(T)/N_{tot}$ для различных значений минимальной массы m_{min} , ограничивающей НФМ в первом эпизоде ЗО - рис.2; здесь $N(T)$ - число звезд в системе с эффективной температурой в интервале $[T, T+dT]$, N_{tot} - полное число звезд в системе. Гистограмма на левом верхнем графике - рис.2а, соответствует $m_{min} = 0.1 M_{\odot}$ в первом

эпизоде. Это означает, что НФМ в первом и втором эпизодах совпадают, и в то же время распределение явно показывает наличие двух пиков. Следует вместе с тем отметить, что как положение пиков, так и их величина зависят от m_{min} в первом эпизоде - это легко видно из сравнения

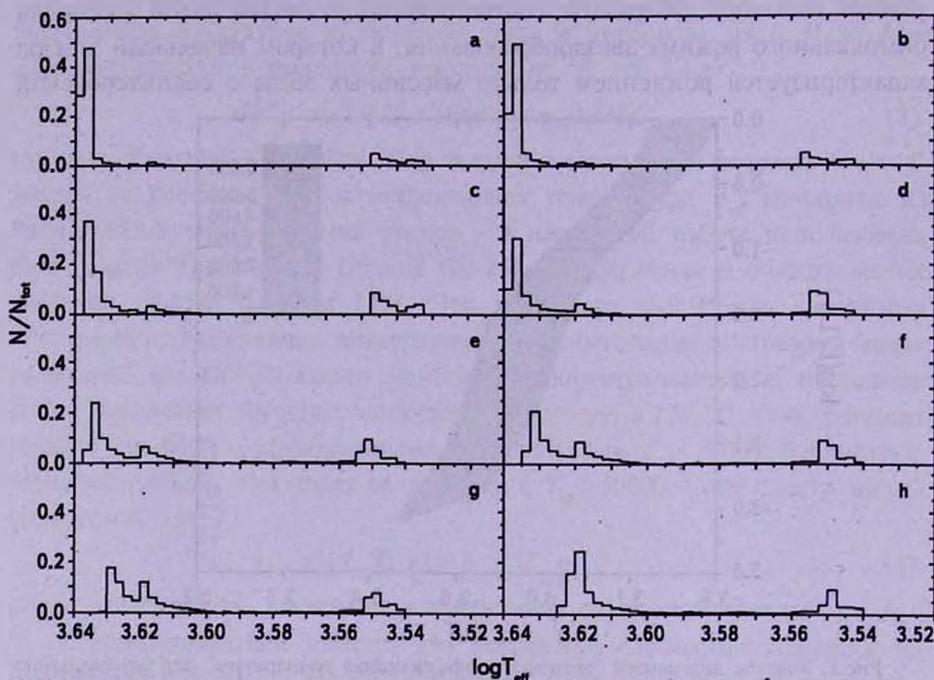


Рис.2. Функция распределения - число звезд в зависимости от эффективной температуры, соответствующее срезу цветовой диаграммы, приведенной на рис.1 при светимости $\log L / L_{\odot} = -1.5$. Гистограммы на панелях а), б) ... г) соответствуют обрезанию НФМ на начальном этапе звездообразования при $m_{\text{min}} = 0.1, 0.3, 0.5, 1, 3, 5, 8, 15 M_{\odot}$. Параметры второго эпизода ЗО такие же, как и на рис.1.

6-ти гистограмм, приведенных на рис.2. Зависимость эта, однако, не столь существенна, чтобы быть легко идентифицируемой наблюдательно. Природа двухпикового распределения связана в первую очередь с высокой скоростью звездообразования и характерна, таким образом, для плотных систем, каковыми являются шаровые скопления. В самом деле, при высокой начальной скорости ЗО за короткое время, сравнимое с временем выброса металлов первыми сверхновыми, масса газовой составляющей существенно уменьшается и поэтому продолжающийся сброс металлов сформировавшимися ранее звездами приводит к переобогащению оставшегося вещества, чему и соответствует второй пик в распределении при $\log T_{\text{eff}} = 3.55$. На примере эволюции шаровых скоплений можно оценить по порядку величины начальную плотность газового облака, при котором распределение звезд по эффективной температуре будет

характеризоваться двумя пиками. Если принять, как это показано в [7,30-32], что сформировавшегося в начальном эпизоде звездообразования сравнительно небольшого количества массивных звезд достаточно для обогащения шаровых скоплений до уровня $[Z] = -1.5$, то слабое условие для возникновения второго пика в распределении может быть записано как $\psi(t_0)t_{sn} \sim M$, где $\psi(t_0) = f \rho_0^2 V$ - скорость ЗО на начальных стадиях, $V = M/\rho_0$ - начальный объем системы, M - ее масса, ρ_0 - начальная плотность, $t_{sn} \sim 3 \times 10^6$ лет - характерное время жизни массивной звезды до вспышки ее в виде сверхновой. Если принять для эффективности ЗО в законе Шмидта значение $f = 2 \times 10^7 \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-1}$, типичное для Галактики, то это дает величину, близкую к плотности газовых облаков протошаровых скоплений $\rho_0 \sim 0.5 \times 10^{-21} \text{ г см}^{-3}$. Таким образом, в системах с такой или более высокой плотностью распределение с одним пиком возможно только в случае, если, начиная с определенного момента, избыточные металлы выметаются из системы $M_{ej} \neq 0$. Впрочем, с наблюдательной точки зрения распределение с одним пиком может соответствовать тому, что полное число звезд во втором пике будет слишком малым, чтобы быть детектируемым наблюдательно. На рис.2 этому могут соответствовать распределения для случаев а) и б).

3.2. Открытые звездные системы. В общем случае характеристики двухпиковых распределений (относительная высота пиков, расстояние между ними, ширина каждого пика и т.д.) зависят от особенностей режима ЗО: в простейшей бимодальной модели это m_{min} в первом эпизоде ЗО, соотношение между эффективностями ЗО в первом и втором эпизодах f_1 и f_2 , интервал времени между первым и вторым эпизодами Δt . Подробный анализ этих зависимостей будет приведен в отдельной работе. В настоящей работе мы ограничимся более простым случаем распределений с одним пиком, которые устанавливаются в открытых звездообразующих системах. Оправданием этому может служить и то обстоятельство, что, как правило, наблюдаемые звездные системы (даже с высокой плотностью) демонстрируют простые однопиковые распределения.

Отличие моделирования открытых систем от описанного в предыдущем разделе состоит в том, что теперь $M_{ej} \neq 0$. С теоретической точки зрения величина M_{ej} и ее зависимость от времени определяется динамикой взаимодействия энергии, выделяемой звездами в виде звездного ветра или вспышек сверхновых, с межзвездным газом и является таким образом величиной, требующей самосогласованного решения задачи. Мы ограничимся здесь, однако, лишь простейшим подходом, задавая M_{ej} таким образом, чтобы добиться функции распределения звезд по эффективной температуре с одним пиком, соответствующим обогащению

системы металлами лишь первым поколением вспышек сверхновых. С этой целью мы контролировали "руками" временную эволюцию системы таким образом, чтобы избежать появления второго (низкотемпературного) пика на функции распределения. Иными словами, большая часть металлов, сбрасываемых сверхновыми после того, как в системе был сформирован первый (высокотемпературный) пик, удалялась из системы. В большинстве случаев этому соответствовал выброс 99% металлов, произведенных сверхновыми второго поколения. Типичные распределения показаны на рис.3, где приведены распределения, соответствующие срезам на диаграмме "светимость-эффективная температура" при фиксированных значениях светимости. Распределения довольно узки, с шириной, заметно меньшей ширины наблюдаемых распределений для плотных звездных систем

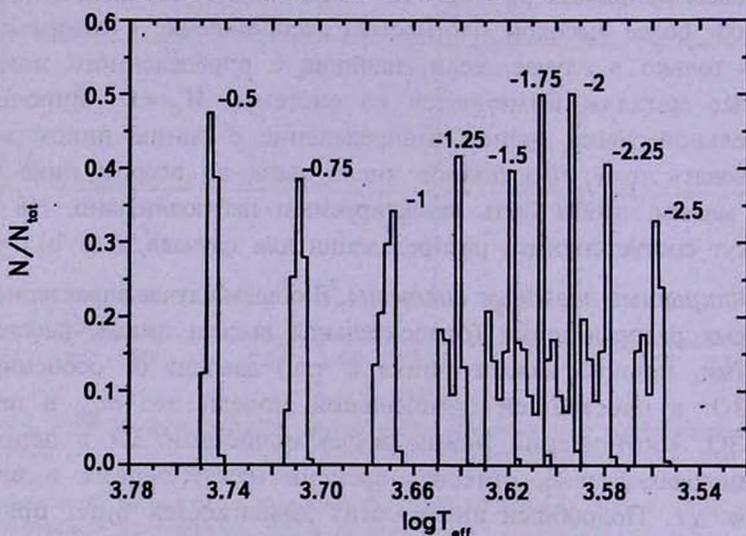


Рис.3. Функции распределения $p(T_{\text{eff}})$ для модели, аналогичной модели, приведенной на рис.1, но со сбросом 99% массы выброшенного при вспышках сверхновых вещества, спустя время $t_{\text{ev}} = 6 \times 10^6$ лет: приведены функции распределения, соответствующие срезам на диаграмме "светимость-эффективная температура" на уровне светимостей $\log L / L_{\odot} = -0.5$; -0.75 ; -1.0 ; ..., как указано числами в окрестности пиков распределений.

(шаровых скоплений, см. ниже), тем не менее они структурированы, допускают количественный анализ и в идеальном случае позволяют выявить простые зависимости. Наиболее очевидная количественная характеристика - дисперсия распределения. Для модели со сбросом массы в сценарии, описанном на рис.3, дисперсия распределения $\sigma = \sqrt{\int (T - \langle T \rangle)^2 p(T) dT}$ для среза при $\log L / L_{\odot} = -1.5$ в зависимости от m_{min} в начальном эпизоде звездообразования приведена на рис.4; здесь $\langle T \rangle$ - средняя эффективная температура в пике. Зависимость дисперсий от m_{min} в первом эпизоде имеет характерный вид с явно выраженным максимумом при $m_{\text{min}} \sim 6 M_{\odot}$, и это могло бы служить индикатором

вариации НФМ в процессе звездообразования. К сожалению, величина дисперсии даже в максимуме, по крайней мере, в два раза меньше наблюдаемой дисперсии эффективной температуры в шаровых скоп-

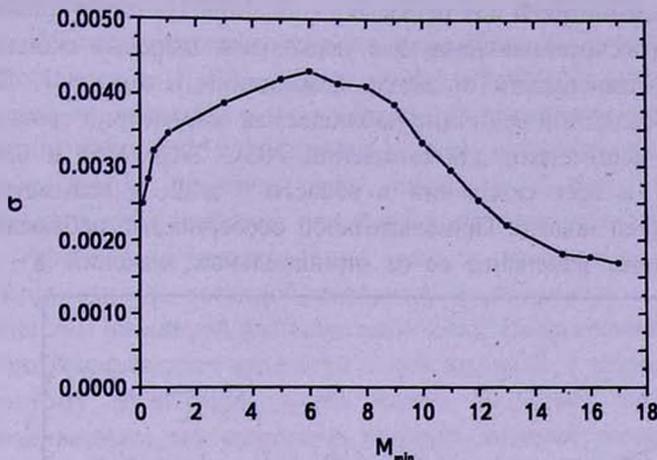


Рис.4. Зависимость дисперсии σ распределения $p(T_{\text{eff}})$, соответствующего срезу на диаграмме "светимость-эффективная температура" на уровне светимости $\log L / L_{\odot} = -1.5$, от минимальной массы НФМ m_{\min} в начальном эпизоде 30 для модели со сбросом массы $M_{\text{ej}} \neq 0$, как описано на рис.3; дисперсия дана в К.

лениях, в первую очередь из-за большой ошибки определения T , особенно для звезд малой массы [2]. По этой причине для плотных звездных систем с узкой шириной распределения $p(T)$ более обещающими с точки зрения определения характера эволюции НФМ могут быть относительные характеристики, такие, как асимметрия распределения

$$\delta = \frac{\int (T - \langle T \rangle)^3 p(T) dT}{\sigma^3} \quad (6)$$

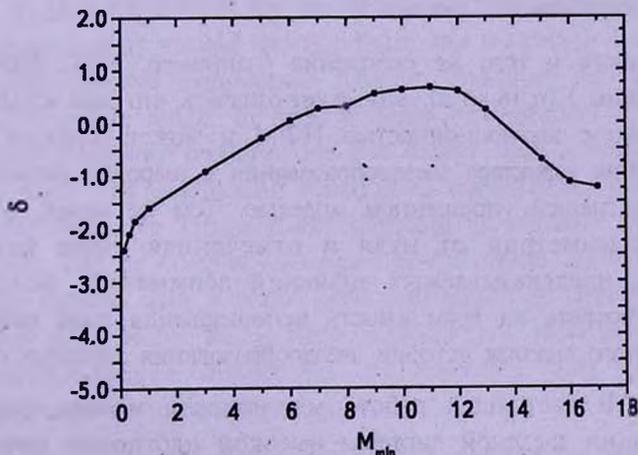


Рис.5. Зависимость асимметрии δ в модели со сбросом массы, как описано в подписи к рис.3, от минимальной массы M_{\min} в первом эпизоде 30.

На рис.5 показана зависимость $\delta(m_{min})$ для модели со сбросом массы, представленной на рис.3: зависимость демонстрирует хорошо выраженный максимум вблизи $m_{min} \sim 11 M_{\odot}$, причем величина асимметрии сравнима с наблюдаемой асимметрией для шаровых скоплений. На рис.6 приведена асимметрия δ , рассчитанная нами для нескольких шаровых скоплений из списка [1], в зависимости от звездной величины в полосе V . Легко видеть, что по абсолютной величине наблюдаемая асимметрия сравнима, за исключением асимметрии для скоплений NGC 2808, 1851 и 0362 в области $V \leq 19.5$ и всех скоплений в области $V \geq 22$, с асимметрией, полученной в нашей модели. Примечательной особенностью наблюдаемой асимметрии является изменение ее от отрицательных значений $\delta \sim -2.5$

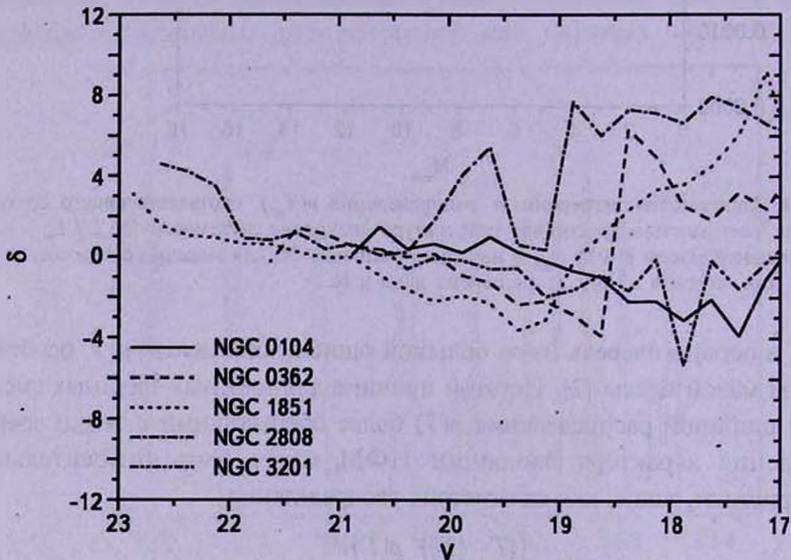


Рис.6. Наблюдаемая асимметрия δ для нескольких шаровых скоплений из [1] в зависимости от звездной величины в полосе V .

до $\delta \sim 1$ для одного и того же скопления (например, NGC 0104) при изменении величины V от 16 до 20. Это может означать, что сама асимметрия не связана только с эволюционностью НФМ и может отражать более сложные изменения характера звездообразования в шаровых скоплениях, не затрагиваемые нашей упрощенной моделью. Тем не менее, отличие наблюдаемой асимметрии от нуля и отмеченная выше близость наблюдаемых и предсказываемых значений асимметрии позволяют оптимистично смотреть на возможность использования этой величины для количественного анализа истории звездообразования звездных систем.

4. **Выводы.** В настоящей работе мы описали модель фотометрической эволюции звездной системы высокой плотности: начальная плотность газового облака $\rho = 10^3 m_H \text{ г см}^{-3}$. Мы показали, что

1. В таких моделях звезды на диаграмме "светимость-эффективная температура" неизбежно концентрируются в двух пиках в области минимальной и максимальной эффективной температуры, демонстрируя дефицит звезд в промежуточной области температур.

2. Избежать двухпикового распределения в системах с начальной плотностью $\rho_0 \geq (f_{\text{sn}})^{-1} \sim 300 m_H$ можно в открытых моделях с выбросом вещества из системы, и тем самым прекращением рождения звезд с избытком металлов. Наблюдаемые в шаровых скоплениях распределения с одним пиком свидетельствуют, возможно, о том, что их эволюция включала в себя выбросы вещества в окружающее пространство.

3. Асимметрия распределения звезд по температуре чувствительна к характеристикам звездообразования и возможным эволюционным изменениям начальной функции масс звезд. Предсказываемая абсолютная величина асимметрии сравнима с наблюдаемой в шаровых скоплениях, и поэтому ее использование может оказаться эффективным для количественного исследования истории звездообразования в них.

Авторы благодарны рецензенту за замечания.

Физический факультет, Ростовский государственный университет,
Ростов-на-Дону, Россия, e-mail: yus@phys.rsu.ru

COLOUR FUNCTIONS OF STELLAR SYSTEMS

M.V.KASJANOVA, Yu.A.SHCHEKINOV

Models of the photometric evolution of sufficiently dense stellar systems similar to globular clusters are presented. For such systems small mass stars concentrate mainly around the minimum and maximum temperature on the "luminosity-effective temperature" diagram, and show deficit in the intermediate temperature range. In open systems with ejection of excessive metals into the surrounding medium one can escape such a double-peak distribution of stars. The distribution function of the effective temperature on the "luminosity-effective temperature" diagrams is sensitive to history of star formation, and to possible variations of the initial mass function in time. In open systems with a single-peak distribution its asymmetry varies with the lower edge of the initial mass function in a wide range, and thus can be used to conclude whether the first generation stars were more massive than the stars in the present epoch.

Key words: *stellar systems: globular: open: colour functions*

ЛИТЕРАТУРА

1. *G.Piotto, I.R.King, S.G.Djorgovski et al.*, *Astron. Astrophys.*, **391**, 945, 2002.
2. *R.F.G.Wyse*, preprint astro-ph/0501138, 2005.
3. *L.Greggio, A.Renzini*, *Astron. Astrophys.*, **118**, 217, 1983.
4. *R.C.Kennicutt, Jr.*, in: *The Interstellar Medium in Galaxies*, ed. J.M. van der Hulst, (Dordrecht: Kluwer), 1997, p.171.
5. *R.C.Kennicutt*, *Astrophys. J.*, **498**, 451, 1998.
6. *D.P.Cox*, *Astrophys. J.*, **265**, L61, 1983.
7. *М.В.Касьянова, Ю.А.Щекинов*, *Астрон. ж.*, **82**, 1, 2005.
8. *E.E.Salpeter*, *Astrophys. J.*, **121**, 161, 1955.
9. *Р.Кroupa*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **322**, 231, 2001.
10. *R.B.Larson*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **359**, 211, 2005.
11. *R.B.Larson*, in: *Star Formation from the Small to the Large Scale*, eds. F.Favata, A.A.Kaas, A.Wilson, The Netherlands: Noordwijk, 2000, p.13.
12. *V.Bromm, R.B.Larson*, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, **42**, 79, 2004.
13. *F.Matteucci, L.Greggio*, *Astron. Astrophys.*, **154**, 279, 1989.
14. *C.Firmani, A.V.Tutukov*, *Astron. Astrophys.*, **264**, 37, 1992.
15. *В.М.Шустов, Д.С.Виебе, А.В.Тутуков*, *Astron. Astrophys.*, **317**, 397, 1997.
16. *C.Chiappini, F.Matteucci, R.Gratton*, *Astrophys. J.*, **477**, 765, 1997.
17. *L.Greggio, A.Renzini*, *Astron. Astrophys.*, **118**, 217, 1983.
18. *S.E.Woosley, T.A.Weaver*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **101**, 181, 1995.
19. *K.Nomoto, M.Hashimoto, T.Tsujimoto, F.-K.Thielemann*, *Nucl. Phys. A.*, **616**, 79, 1997.
20. *L.Girardi, A.Bressan, C.Chiosi, G.Bertelli, E.Nasi*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **117**, 113, 1996.
21. *F.Fagotto, A.Bressan, G.Bertelli, C.Chiosi*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **104**, 365, 1994.
22. *F.Fagotto, A.Bressan, G.Bertelli, C.Chiosi*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **105**, 29, 1994.
23. *F.Fagotto, A.Bressan, G.Bertelli, C.Chiosi*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **105**, 39, 1994.
24. *A.Bressan, F.Fagotto, G.Bertelli, C.Chiosi*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **100**, 647, 1993.
25. *D.Vandenbergh, F.Harteick, P.Dawson*, *Astrophys. J.*, **266**, 747, 1983.
26. *T.Lejeune, F.Cuisiner, R.Buser*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **125**, 229, 1997.
27. *T.Lejeune, F.Cuisiner, R.Buser*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **130**, 65, 1998.
28. *R.E.S.Clegg, D.Middlemass*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **228**, 759, 1987.
29. *G.A.Bruzual*, *Galaxies at High Redshift*, Proc. XI Canary Islands Winter School of Astrophysics, eds I.Perez-Fournon, M.Balcells, F.Moreno-Insertis, F.Sanchez, Cambridge, Cambridge Univ. Press, 2003, p.185.
30. *G.Parmentier, E.Jehin, P.Magain et al.*, *Astron. Astrophys.*, **352**, 138, 1999.
31. *E.Jehin, P.Magain, C.Neuforge et al.*, *Astron. Astrophys.*, **330**, L33, 1998.
32. *E.Jehin, P.Magain, C.Neuforge et al.*, *Astron. Astrophys.*, **341**, 241, 1999.