

ОЖИДАЕМЫЙ СПЕКТР МАСС ЗВЕЗД И СУБЗВЕЗД В СКОПЛЕНИЯХ ГАЛАКТИКИ

В. А. Захожай

*Астрономическая обсерватория ХНУ,
61022 Харьков, Сумская 35*

С учетом эволюции космических тел (перехода звезд в звездные остатки) и динамической эволюции звездно-субзвездного скопления ("испарения" космических тел в зависимости от их массы), получен общий аналитический вид спектра масс звезд и субзвезд как функции времени. Это первая статья из серии работ по исследованию эволюции спектра масс звезд и субзвезд скоплений Галактики.

1. Введение

Показатели степени спектра масс рассеянных скоплений [8, 9, 10, 13, 16, 17, 19] и звезд поля [1, 4, 6, 11, 12, 14, 15, 18, 20] практически совпадают [5]. Вероятность "испарения" звезд малых масс (а значит и субзвезд) из скопления, согласно Спитцеру [7], больше, чем для более массивных звезд. Звезды различных масс имеют различные распространения и время жизни на главной последовательности, после чего превращаются в звездные остатки, сравнимые с маломассивными звездами. Таким образом, есть основания ожидать, что эволюция звездных скоплений сопровождается изменением показателя спектра масс и содержит временную составляющую [21].

Настоящая работа посвящена поиску зависимости спектра масс звезд, входящих в скопления, от времени и является первой из серии статей, посвященных эволюции спектра масс. Выводится общее выражение для спектра масс звезд и субзвезд, содержащее только общий вид определенных статистических функций. В дальнейшем, рассматривая только различные варианты функциональных зависимостей необходимых статистических функций, предполагается получить ряд приближений для сравнения с наблюдаемым материалом.

2. Общее выражение для спектра масс компонентов эволюционирующего скопления

В общем случае можно выделить три переменных величины, от которых зависит спектр масс

космических тел, населяющих эволюционирующее скопление: m – массу компонентов скопления (субзвезды и звезды, образующиеся путем самогравитации, и звездные остатки, образующиеся после выгорания ядерного горючего в недрах звезд); τ – время собственной эволюции компонентов скопления (отсчитываемое от момента выхода их на главную последовательность); $t = \tau - \Delta\tau$ – время динамической эволюции скопления (начало испарения космических тел из скопления не может начаться раньше образования в нем космических тел, $\Delta\tau$ – разность временных шкал, т.е. $t \leq \tau$).

Обозначим общее число космических тел на момент времени t – N_t , а число космических тел массы m независимо от их природы – N_{mt} . Общее число космических тел, находящихся в скоплении, зависит от процесса "испарения" космических тел и не зависит от τ (звезды преобразуются в звездные остатки не изменяя практически N_t , числом самых массивных звезд, не оставляющих звездных остатков, из-за их малочисленности можно пренебречь). Поэтому спектр масс звезд и субзвезд звездно-субзвездного скопления и его производная по времени t имеют следующий вид:

$$\frac{N_{mt}}{N_t} = \phi(m, \tau, t), \quad (2.1)$$

$$\frac{1}{N_t} \frac{dN_{mt}}{dt} - \frac{\phi(m, \tau, t)}{N_t} \frac{dN_t}{dt} = \frac{d\phi(m, \tau, t)}{dt}. \quad (2.2)$$

Используя результаты работы [2], при $k = 2/7$ от времени полного распада системы t_d , содержащей начальное число космических тел N_0 , вторую составляющую левой части выражения (2.2) можно

представить в виде

$$\frac{\phi(m, \tau, t) dN_t}{N_t dt} = k \frac{\phi(m, \tau, t) N_o^{1/k}}{N_t^{1/k} t_d}. \quad (2.3)$$

Количество космических тел с массой m находящихся в скоплении к моменту времени t , по определению, есть N_{mt} . Скорость изменения числа N_{mt} за время от t до $t + dt$, в скоплении определяется выражением

$$\frac{dN_{mt}}{dt} = -\frac{N_{mt}}{T_m}. \quad (2.4)$$

где \bar{T}_m – среднее время жизни в скоплении космических тел массы m .

Подставляя полученные значения (2.3) и (2.4) в выражение (2.2) и интегрируя его на интервале времени от 0 до t получим:

$$\begin{aligned} \phi(m, \tau, t) &= \phi(m, \tau, 0) \left(1 - \frac{t}{t_d}\right)^{-k} e^{-t/\bar{T}_m} \\ &= \phi(m, \tau, 0) \left(1 - \frac{t}{t_d}\right)^{\varsigma-k}, \end{aligned} \quad (2.5)$$

где

$$\varsigma = \left(-\frac{t}{\bar{T}_m}\right) / \ln\left(1 - \frac{t}{t_d}\right) \approx \frac{t_d}{\bar{T}_m}, \quad (2.6)$$

$\phi(m, \tau, 0)$ – спектр масс космических тел скопления нулевого возраста.

К моменту времени τ часть звезд превратится в звездные остатки. Их массы, m_f , меньше "материнских" звезд массы m , поэтому можно предположить, что они наряду со звездами и субзвездами включаются в процесс испарения космических тел из скопления. Именно этот эволюционный процесс описывает функция распределения $\phi(m, \tau, 0)$, а выражение (2.5) можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \phi(m, \tau, t) &= \phi(m, \tau, 0) \left(1 - \frac{t}{t_d}\right)^{\varsigma-k} \\ &= \phi(m, 0, 0) [\mu_{ss}(m, \tau, 0) + \mu_s(m, \tau, 0) \\ &\quad + \mu_f(m, \tau, 0)] \left(1 - \frac{t}{t_d}\right)^{\varsigma-k}, \end{aligned} \quad (2.7)$$

где $\mu_{ss}(m, \tau, 0)$, $\mu_s(m, \tau, 0)$, $\mu_f(m, \tau, 0)$ – доле-вое содержание субзвезд, звезд и звездных остатков массы m через время τ , соответственно. До-левые содержания $\mu_{ss}(m, \tau, 0)$ и $\mu_s(m, \tau, 0)$ вы-числяются из начального спектра масс. Значение $\mu_f(m, \tau, 0)$ может быть вычислено из спектра масс звездных остатков, который может быть получен из спектра масс звезд $\phi_s(m, \tau, 0)$, при условии, что

известна зависимость между массами звезд нуле-вого возраста, m , и массами звездных остатков, m_f ($m_f = \alpha(m)$, $m = \beta(m_f)$) и что размер-ность масс звездных остатков и звезд совпа-дает, $[m_f] = [m]$:

$$\begin{aligned} &\vartheta_f(m_f, \tau, 0) \\ &= \left\{ \phi_s[\beta(m_f), \tau, 0] \left| \frac{d\beta(m_f)}{dm_f} \right| \right\} \\ &= \vartheta(m_f, \tau, 0) |_{m_f \rightarrow m} \Rightarrow \phi_f(m, \tau, 0), \end{aligned} \quad (2.8)$$

где $m_f \rightarrow m$ – операция замены переменных, вви-ду выполнения равенства $[m_f] = [m]$.

Для вычисления среднего времени жизни в скоп-лении космического тела массы $m - \bar{T}_m$ восполь-зуемся расчетами приведенными в [7], согласно которых вероятность испарения космического те-ла массы m из скопления с числом объектов N и средней плотностью ρ за время

$$t_{rh} \propto \frac{N}{\rho^{1/2} m^{1/2}}, \quad (2.9)$$

равна $\psi(m, t)$. Следовательно, с вероятностью еди-ница за время

$$\tau \propto t_{rh} / \psi(m, t) \quad (2.10)$$

из скопления испарится космическое тело массы m . Причем первое тело массы m испарится за время

$$t_{m1} \propto \frac{N_o}{\rho_o^{1/2} m^{1/2} \psi(m, t_{m0})} = \frac{\tilde{t}_{m1}}{\psi(m, 0)}, \quad (2.11)$$

где нулевые индексы означают начальные условия звездно-субзвездного скопления для времени $t = t_{m0} = 0$.

В предположении, что при испарении звезд и субзвезд система теряет энергию очень медлен-но, энергия системы остается практически неиз-менной на протяжении большей части процесса испарения, известен закон изменения для средней плотности скопления [2, 3]. Тогда с учетом потери общего числа космических тел второе тело массы m покинет скопление через время

$$\begin{aligned} t_{m2} &\propto \frac{N^{1/k}}{\rho_o^{1/2} N_o^{(1-k)/k} \psi(m, t_{m0} + t_{m1}) m^{1/2}} \\ &\propto \frac{N_o}{\rho_o^{1/2} m^{1/2} \psi(m, t_{m0} + t_{m1})} \\ &\quad \times \left(1 - \frac{t_{m0} + t_{m1}}{t_d}\right) \\ &= \frac{\tilde{t}_{m1}}{\psi(m, t_{m0} + t_{m1})} \left(1 - \frac{t_{m0} + t_{m1}}{t_d}\right). \end{aligned} \quad (2.12)$$

Аналогичное выражение можно получить для времени испарения j -го тела массы m

$$t_{mj} \propto \frac{\tilde{t}_{m1}}{\psi\left(m, \sum_{i=0}^{j-1} t_{mi}\right)} \left(1 - \frac{\sum_{i=0}^{j-1} t_{mi}}{t_d}\right). \quad (2.13)$$

Таким образом, можно записать времена жизни тел массы m :

$$T_{mj} = \sum_{i=1}^j t_{mi}, \quad (2.14)$$

и среднее время жизни космического тела массы m в скоплении, с точностью до коэффициента пропорциональности, входящего в выражение (2.11):

$$\begin{aligned} \bar{T}_m &= \frac{1}{N_{m0}} \sum_{k=1}^{N_{m0}} T_{mk} = \frac{1}{N_{m0}} \sum_{k=1}^{N_{m0}} \sum_{j=1}^k t_{mj} \\ &= \frac{\tilde{t}_{m1}}{N_{m0}} \sum_{k=1}^{N_{m0}} \sum_{j=1}^k \frac{x_j^{j-1}}{\psi\left(m, \sum_{i=0}^{j-1} t_{mi}\right)}, \end{aligned} \quad (2.15)$$

где

$$x_j = 1 - \frac{\sum_{i=0}^{j-1} t_{mi}}{t_d}. \quad (2.16)$$

Коэффициент пропорциональности, входящий в выражения (2.12)-(2.13) и определяющий среднее значение (2.16), можно вычислить из времени испарения первого космического тела из скопления. Это время можно вычислить двумя способами: на основании закона изменения общего числа космических тел со временем и из выражения (2.11). Приравняв их, с учетом закона изменения средней плотности от общего числа космических тел в системе [2, 3], получим для коэффициента пропорциональности значение

$$C = \frac{t_d m_\phi^{1/2}}{k N_o^{(k+1)/k}} \frac{\psi(m_\phi, 0)}{\phi(m_\phi, \tau, 0)}. \quad (2.17)$$

Тогда среднее время жизни космического тела массы m и значение ζ есть, соответственно

$$\bar{T}_m = \frac{t_d}{2k} \left(\frac{m_\phi}{m}\right)^{1/2} \frac{\psi(m_\phi, 0)}{\psi(m, 0)} \frac{\phi(m, \tau, 0)}{\Phi(m, N_{m0})}, \quad (2.18)$$

$$\zeta = \frac{t_d}{\bar{T}_m} = 2k\eta(m, \tau), \quad (2.19)$$

где

$$\eta(m, \tau) = \left(\frac{m}{m_\phi}\right)^{1/2} \frac{\psi(m, 0)}{\psi(m_\phi, 0)} \frac{\Phi(m, N_{m0})}{\phi(m, \tau, 0)},$$

а также

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\Phi(m, N_{m0})} \\ &= \frac{2}{N_{m0}^2} \sum_{k=1}^{N_{m0}} \sum_{j=1}^k \frac{x_j^{j-1}}{\psi\left(m, \sum_{i=0}^{j-1} t_{mi}\right)}. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Подставляя значение (2.19) в (2.7) получим наиболее общее выражение для спектра масс, как функцию времени

$$\phi(m, \tau, t) = \phi(m, \tau, 0) \left(1 - \frac{t}{t_d}\right)^{k[2\eta(m, \tau) - 1]}, \quad (2.21)$$

где $\phi(m, \tau, 0) = \phi(m, 0, 0)\mu(m, \tau)$,

$$\mu(m, \tau) = \sum_{i=ss; s; f} \mu_i(m, \tau, 0).$$

Из-за того, что функция $\Phi(m, N_{m0})$, согласно (2.20), имеет нетривиальный вид, временной спектр масс (2.21) может быть вычислен численно.

3. Выводы

В выполненной работе ставилась задача получить общее выражение для спектра масс скоплений различного возраста, состоящих из субзвезд, звезд и звездных остатков от проэволюционировавших звезд. Чтобы понять эволюцию таких скоплений пришлось разделить шкалу времен собственной эволюции космических тел и динамической эволюции скоплений, проявляющихся в "испарении" с различной вероятностью космических тел различной массы и природы. Ожидается, что такой подход позволит объяснить наблюдаемую статистику скоплений различного возраста и плотности распределения субзвезд, звезд и их остатков поля Галактики. Общее выражение для спектра масс показывает влияние различных факторов эволюции на формирование наблюдаемых данных о скоплениях. Ожидается, что влияние субзвезд оказывает заметное влияние на морфологию скоплений, поэтому эти скопления являются фактически звездно-субзвездными.

Список литературы

- [1] С. В. Верещагин, Н. В. Чупина, *Астрон. журн.*, **71**, 72 (1994)
- [2] Л. Э. Гуревич, Б. Ю. Левин, *Докл. АН СССР*, **70**, 781 (1950)

- [3] Л. Э. Гуревич, А. Д. Чернин, Введение в космогонию. (Происхождение крупномасштабной структуры Вселенной). М., Наука. (1978)
- [4] В. А. Захожай, Астрономо - геодезические исследования: Близкие двойные и кратные звезды. Свердловск: Изд-во УрГУ., 44 (1990)
- [5] В. А. Захожай, *Кинем. и физ. неб. тел.*, **16**, 153 (2000)
- [6] Д. М. Скало, В кн.: Протозвезды и планеты. Под ред. Герелса Т. Пер.с англ. М.: Мир, 295 (1982)
- [7] Л. Спитцер, мл., Динамическая эволюция шаровых скоплений. М.: Мир. (1990)
- [8] S. van den Berg, D. Sher, *Astrophys. J.*, **134**, 553 (1961)
- [9] F. Comeron, G. H. Rieke, A. Burrow, M. J. Rieke, *Astrophys. J.*, **416**, 185 (1993)
- [10] A. Gould, J. N. Bahcall, C. Flynn, *Astrophys. J.*, **465**, 759 (1996)
- [11] T. J. Henry, D. W. McCarthy, *Astrophys. J.*, **350**, 334 (1990)
- [12] P. Kroupa, C. A. Tout, G. Gilmore, *Mothly Not. Roy. Astron. Soc.*, **262**, 545 (1993)
- [13] K. L. Luhman, et al., *Astrophys. J.*, **540**, 1016 (2000)
- [14] I. N. Reid, J. E. Gizis, *Astron. J.*, **113**, 2246 (1997)
- [15] E. E. Salpeter, *Astrophys. J.*, **121**, 161 (1955)
- [16] K. M. Strom, S. E. Strom, *Astrophys. J.*, **424**, 237 (1994)
- [17] K. M. Strom, J. Kepner, S. E. Strom, *Astrophys. J.*, **438**, 813 (1995)
- [18] B. M. Tinsley, *Fund. Cosm. Phys.*, **5**, 287 (1980)
- [19] D. M. Williams, R. P. Boyle, W. T. Morgan, G. H. Rieke, J. R. Stauffer, M. J. Rieke, *Astrophys. J.*, **464**, 238 (1996)
- [20] V. A. Zakhozhaj, *Astron. and Astrophys. Transact.*, **6**, 221 (1995)
- [21] E. J. Allen, P. Bastien, *Astrophys. J.*, **467**, 265 (1996)

EXPECTABLE MASS SPECTRUM OF STARS AND SUBSTARS IN GALAXY MULTITUDES

V. A. Zakhozhay

Analytical expression for stars and substars mass spectrum, as function of time, was obtained with taking into account of space (cosmic) bodies evolution (transformation stars into star remains) and dynamical evolution of star-substar multitude ("vaporizing" of cosmic bodies as function of theirs masses). The article is the first one from the series, devoted to investigation of star and substar mass spectrum evolution for Galaxy multitudes.

ОЧІКУВАНИЙ СПЕКТР МАС ЗІРОК І СУБЗІРОК У СКУПЧЕННЯХ ГАЛАКТИКИ

В. А. Захожай

З урахуванням еволюції космічних тіл (переходу зірок в зоряні залишки) та динамічної еволюції зоряно-субзоряного скупчення ("випарування" космічних тіл в залежності від їх маси), одержано загальний аналітичний вигляд спектра мас зірок та субзірок як функції часу. Це перша стаття з серії по вивченню еволюції спектра мас зірок та субзірок скупчень Галактики.