

УДК 524.6-333-34

Функции масс звезд Галактики

В. А. Захожай

Астрономическая обсерватория Харьковского университета им. В. Н. Каразина
61022, Харьков, ул. Сумская, 35

Обсуждаются функции масс звезд Галактики, принадлежащих скоплениям, галактическому полю и околосолнечному окружению, предложена их классификация на четыре группы: аппроксимируемые степенной функцией; модифицированные; аппроксимируемые нормально-логарифмической зависимостью; учитывающие временную зависимость. Показано, что в настоящее время еще не получена аналитическая функция, которая бы адекватно описывала НФМ регионов Галактики. Просматривается тенденция зависимости функции масс звезд от времени и возраста скоплений.

ФУНКЦІЇ МАС ЗІРОК ГАЛАКТИКИ, Захожай В. А. — Обговорюються функції мас зірок Галактики, які належать скупченням, галактичному полю і навколосонячному оточенню, запропонована їхня класифікація на чотири групи: апроксимовані степеневою функцією; модифіковані; апроксимовані нормально-логарифмічною залежністю; ті, що враховують залежність від часу. Показано, що зараз ще не одержана аналітична функція, яка б адекватно описувала ПФМ регіонів Галактики. Є тенденція залежності функції мас зірок від часу і віку скупчень.

MASS FUNCTIONS OF STARS IN THE GALAXY, by Zakhzhaj V. A. — Mass functions of stars, belonging to clusters, galactic field, and the solar neighborhood are discussed. Their classification into four groups is proposed: those approximated by the exponential function, those approximated by the log-normal law, modified ones, and those in which the time dependence is taken into account. It is shown that no analytical function which would describe the IMF regions of the Galaxy adequately has been obtained by now. It seems likely that the mass function of stars depends on time and the age of clusters.

ВВЕДЕНИЕ

Только недавно стало ясно, что объяснение основных статистических свойств Галактики и отдельных ее областей (включая околосолнечное окружение) следует искать в начальных спектрах масс (НСМ), или начальных функциях масс (НФМ) звезд. С другой стороны, хотя современная теория звездообразования мало что говорит о НФМ (см. обзоры [78, 99]), этому вопросу в последнее время уделяется должное внимание [21, 38, 89] и используются результаты наблюдений самых современных телескопов [22, 27, 28, 62, 65].

НФМ посвящено множество работ (см., например, обзоры [15, 31, 38, 77, 99]). Ряд исследований основан на представлении о том, что фрагментация облаков непосредственно дает массы образующихся звезд [18, 32, 44, 51]. Ларсон [53, 54] дополнил эти идеи учетом наблюдаемой фрактальной и иерархической структуры молекулярных облаков (см. [29, 43, 50, 73, 76]). Зиннекер [95—98] обсудил два названных выше субпроцесса и использовал несколько разных схем фрагментации, чтобы образовать НФМ. Силк [79] обсудил влияние процессов ионизации и протозвездных выносов на формирование НФМ для звезд. Накано и др. [60] предложили модель, в которой звездные массы временами ограничены шкалой масс формирующей среды. Адамс и Фатуццо [14, 15] разрабатывают теорию формирования НФМ, основанную на механизме баланса скоростей притока и оттока вещества в эволюционирующем протозвездном образовании. Активно обсуждается вопрос о существовании характерной звездной массы, существенно влияющей на процессы фрагментации и звездообразования [21, 80].

СПЕКТР И ФУНКЦИЯ МАСС ЗВЕЗД

Распределение $\frac{dN}{dm} = n(m)$ числа звезд, приходящееся на единичный интервал массы (дифференциальное частотное распределение) называют спектром масс звезд. Распределение $\xi(\lg m)$ числа звезд в единичном логарифмическом интервале называют функцией масс. Связь между этими распределениями, согласно свойству для двух законов распределения случайных величин, связанных определенной функциональной зависимостью, такова:

$$\xi(\lg m) = mn(m)/0.434. \quad (1)$$

Если спектр масс представляют в виде степенной функции ($n(m) \propto m^\gamma$), то производную спектра масс по логарифмическому интервалу масс

$$\frac{\partial \lg n(m)}{\partial \lg m} = \frac{\partial}{\partial \lg m} (\gamma \lg m) = \gamma \quad (2)$$

называют показателем степени спектра масс. Производная логарифма функции масс по логарифмическому интервалу масс отличается от показателя спектра масс на единицу:

$$\frac{\partial}{\partial \lg m} \{ \lg [\xi(\lg m)] \} = 1 + \gamma. \quad (3)$$

В силу этого свойства часто возникает путаница: показатель спектра масс смешивают с наклоном функции масс x , который определяется из равенства $\gamma = -(1 + x)$ (см., например, анализ Скало [12]).

К перечисленным определениям следует добавить, что выделяют еще спектр масс звезд нулевого возраста (СМНВ) или НФМ, приведенные к моменту времени, когда время жизни звезд анализируемой выборки было равно нулю.

Спектр масс звезд, наряду с функцией светимости, в настоящее время считается одной из основных статистических функций, имеющих прямое отношение к звездообразованию в Галактике или в отдельных ее регионах (звездных скоплениях, диске, околосолнечном окружении). Спектр масс (или функцию масс) обычно получают из функции светимости, используя зависимость «масса — светимость». Таким образом, ошибки, содержащиеся в функции светимости и зависимости «масса — светимость», неминуемо входят в определяемый спектр масс, что снижает его точность. В частности, из наблюдений нельзя получить с достаточной точностью производную

зависимости «масса — светимость», которая пропорциональна функции масс. Из анализа Дантона [25], основанного на звездных моделях, следует, что применение теоретической зависимости «масса — светимость» целесообразно при получении НФМ близких звезд малой массы и звезд диска, звезд малой массы в шаровых скоплениях и звезд молодых звездных населений. Для оценки функции масс рассеянных скоплений, содержащих маломассивные звезды, Селезнев [10] предложил использовать непараметрические методы оценки плотности вероятности.

ОСНОВНЫЕ СПЕКТРЫ МАСС ЗВЕЗД И ИХ ВОЗМОЖНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ

Все вычисленные к настоящему времени спектры масс звезд, начиная с первой, вычисленной Солпитером [72], можно разделить на четыре группы:

- 1) аппроксимируемые степенной функцией;
- 2) модифицированные;
- 3) аппроксимируемые нормально-логарифмической зависимостью;
- 4) учитывающие временную зависимость.

К первой группе относятся спектры масс Солпитера [72], все функции масс вычисленные для шаровых и рассеянных скоплений, отдельные спектры масс для околосолнечного окружения. Согласно [72] для НФМ, соответствующей распределению звезд, находящихся ниже поворота главной последовательности диаграммы Герцшпрунга—Рессела, наклон оказался равным $x = 1.35$. Этот результат проверялся Цервино и Мас-Хессе [20] путем численного моделирования стохастической НФМ методом Монте Карло. Получено, что он может быть принят за основу для интервала масс звезд $(2...120)m_{\odot}$, а для звезд с массами менее $2m_{\odot}$ салпетеровский спектр масс сомнителен.

Классическая НФМ Солпитера согласуется с ограничениями, даваемыми наблюдениями наиболее массивных звезд, безотносительно к их окружению [56]. Ситуация в конце малых масс менее ясная: прямой подсчет близких гигантов в Н II-областях показывает наличие звезд с массами, по меньшей мере порядка $1m_{\odot}$, но динамические аргументы в некоторых галактиках со вспышками звездообразования свидетельствуют о дефицитности таких звезд.

Вычисляя функцию болометрической светимости и учитывая темп звездообразования, Масси [58] определил современную функцию масс массивных звезд в Местной Группе, а затем преобразовал ее в начальную функцию масс. Показано, что объединение спектроскопии с фотометрией дает способ измерения НФМ массивных звезд в разных физических условиях нахождения галактик в Местной Группе. Наклон НФМ остается по сути салпетеровским ($x \approx 1.3$) в скоплениях и ассоциациях Магеллановых Облаков и Млечном Пути (с почти 10-кратным разбросом по металличности), а также в разреженных ОВ-ассоциациях и «звездном сверхскоплении» R136 (с 1000-кратным различием в поверхностных плотностях звезд). Наличие значимого населения очень массивных звезд, которое, по-видимому, рождается в поле в последние 1–2 миллионов лет, демонстрирует значительно более крутой наклон $x \approx 4$.

На основании самого глубокого многоцветного обзора М-карликов (до предельной видимой звездной величины $m_v = 22^m$), полученного по морфологическим и цветовым критериям, Мартини и Осмер [57] нашли решение для закона вертикального изменения звездной плотности в диске и, используя полученные параметры, вычислили функцию светимости и функцию масс карликов этой выборки. Функция светимости звезд достигает максимума для абсолютной звездной величины $M_v \approx 12^m$, после чего уменьшается. Функция масс, полученная для звезд с $m < 0.6m_{\odot}$, не согласуется с

функцией Солпитера на уровне 3σ , являясь относительно плоской для $0.6m_{\odot} > m > 0.1m_{\odot}$.

Средний спектр масс, полученный Таффом [84] для 62 рассеянных скоплений, в диапазоне масс от $1m_{\odot}$ до $10m_{\odot}$ удовлетворяет степенному закону с показателем $\gamma = -2.7$. При массах более $10m_{\odot}$ спектр становится более пологим: $\gamma = -1.8$. Бурки [19], исследуя 27 молодых рассеянных скоплений, массы звезд которых соответствуют диапазону $(2.5...60)m_{\odot}$, отметил проявления зависимости показателя степени спектра масс от размеров скопления: $\gamma \approx -2.0$ для диаметра $D > 8$ пк и $\gamma \approx -2.7$ для $D < 4$ пк. Он заметил корреляцию с теоретическим спектром масс Ларсона и Старфилда [55], предсказавшим такой эффект. Тафф [84] не выявил четких систематических эффектов, зависящих от числа или концентрации звезд в скоплении по данным для большего числа скоплений и при большом среднем числе звезд в скоплении. Не нашел он также и корреляцию между размерами скоплений и другими параметрами. Средний показатель степени для всех скоплений, найденных Бурки [19], составляет $\gamma = -2.2$, что соответствует менее крутой зависимости, чем полученная Таффом [84]. Пискунов [9] по выборке с 61 скопления звезд с массами $(1...25)m_{\odot}$, нашел значение $\gamma = -2.3$.

Изучая эти спектры масс, Скало [12] пришел к выводу, что среднее значение для их показателя в рассеянных скоплениях составляет $\bar{\gamma} = -2.5 \pm 0.4$ в диапазоне масс $(1...10)m_{\odot}$. Там же Скало отмечает, что функции масс некоторых скоплений имеют приблизительно нулевой наклон для масс звезд меньше солнечной, что согласуется с поведением НФМ звезд фона. С этим результатом согласуется функция масс, построенная по средней функции светимости восьми рассеянных скоплений ван ден Берга и Шера [88] для звезд с массами $m \leq 2m_{\odot}$. Для масс около $1m_{\odot}$ логарифмическая производная по m меняет знак и в пределах погрешностей для масс более $1m_{\odot}$ согласуется с функциями масс звезд фона [59, 84].

Позже Скало [77] проанализировал изменения НФМ для звезд малой массы в поле и в скоплениях Галактики, звезд с высокой и промежуточной массой в скоплениях и ассоциациях Млечного Пути и БМО, объектов, не дошедших до главной последовательности, в видимых и погруженных скоплениях, и НФМ в галактиках, более далеких, чем Магеллановы Облака, уделяя особое внимание источникам неопределенности. В своем большинстве эти неопределенности, особенно радиальная сегрегация массы и неразрешенные двойные, должны делать НФМ более крутой, чем видимая ФМ. Сравнив графически функции масс приблизительно 60 скоплений, Скало пришел к выводу о существовании единичного разброса в логарифмическом показателе НФМ для всех диапазонов масс выше $1m_{\odot}$. Он считает, что либо неопределенности настолько велики, что нельзя сказать с уверенностью ничего о средней НФМ (или временных изменениях НФМ), либо происходят временные изменения НФМ, которые, по-видимому, не коррелируют с очевидными условиями окружающего населения типа металличности или плотности звезд. Если средняя НФМ существует, то Скало полагает, что она должна быть наиболее крутой в промежуточных массах. Если изменения реальны, они являются важным тестом для теоретических моделей.

Уильямс и др. [92], идентифицировав небольшое число слабых красных звезд на снимках, полученных в ИК- и оптическом диапазонах вблизи центра скопления Плеяд, пришли к выводу, что спектр масс для измеренного диапазона $(0.04...0.25)m_{\odot}$ описывается степенным законом m^{-1} . По функции светимости полученной ими для Плеяд с помощью зависимости «масса — абсолютная видимая величина» для разных возрастов, 70 и

300 млн. лет, вычислили функцию масс. Для масс менее $0.6m_{\odot}$ показатель степени в функции масс изменяет знак, а на участке $(0.4...1.0)m_{\odot}$ он равен $\gamma \approx -1$. Такая зависимость согласуется с исследованиями других молодых скоплений. Это дало возможность им предположить, что вклад коричневых карликов и звезд малой массы в темное вещество невелик. Стром и др. [83] получили, что для скопления ρ Змееносца НФМ должна быть плоской ($x = 0$). Камерон и др. [23] и Уильямс и др. [93] установили также для малых масс этого скопления, что СМНВ приблизительно подчиняется зависимости $m^{-1.1}$. Стром К. и Стром С. [82] получили, что для скопления L1459E НФМ приблизительно плоская в конце малых масс, с максимумом в районе $0.3m_{\odot}$ и убывает по обе стороны от этой массы. В рамках довольно больших неопределенностей результаты по Плеядам и обсуждаемым молодым скоплениям согласуются друг с другом, и в частности, с выводами Скало [12] (см. выше) для области малых масс.

Для трех близких шаровых скоплений Да Коста (см. [12]) привел значения γ от -2 до -4 . Показатель степени для локальных звезд фона составляет от -1.5 до -2 для того же диапазона абсолютных величин звезд, что и у шаровых скоплений. Найденный диапазон указывает на больший наклон спектров масс в шаровых скоплениях, чем для звезд поля Галактики. Имеются указания на увеличение наклона с увеличением содержания металлов и (или) увеличением полной массы скоплений. Фриман [37] для шести молодых шаровых скоплений в Большом Магеллановом Облаке нашел, что спектры масс скоплений хорошо представляются степенным законом при $-1.2 \leq \gamma \leq -3.5$ для $1m_{\odot} < m < 6m_{\odot}$. У трех скоплений $\gamma \geq -1.5$. Показатель спектра масс локальных звезд фона имеет в том же диапазоне среднее значение около -2.2 .

Райчер и др. [70] объединили данные для шаровых скоплений ω Cep, M 5 и NGC 6752 с данными о M 13, NGC 6397 и M 71 для исследования поведения наклонов функции масс и исследования их эволюции (изучался вопрос о связи между наклонами современной функцией масс и НФМ). Измеренные наклоны функции масс на расстоянии 3 и 10 радиусов от ядра равны соответственно 1.8 и 2.2 для звезд с самой малой массой, что согласуется с наклоном НФМ. Нет ни одного признака уплощения функции масс в конце малых масс, несмотря на то, что в некоторых случаях значения функции масс достигают нескольких сотых от солнечной массы (коричневых карликов). Из этого делается вывод, что в массах шаровых скоплений, возможно, преобладают коричневые карлики. Функция масс скоплений имеет характерный вид суммы гауссиан с двумя максимумами вблизи $0.1m_{\odot}$ и $0.6m_{\odot}$ и минимумом в районе $0.4m_{\odot}$.

Фальмен и др. [33] вычислили функцию светимости шарового скопления NGC 6397 для полосы с эффективной длиной волны λ 814 нм (что соответствует примерно полосе I), а затем по представленной ими зависимости «масса — светимость» получили функцию масс. Функция светимости является типичной двугорбой функцией, характерной для шаровых скоплений, где первый максимум примерно совпал с нижней границей абсолютной величины $M_1 = 6.5^m$ (поэтому он выражен слабо), а основной максимум получился для величины $M_1 = 9.5^m$, при предельной величине $M_1 = 11.5^m$. Наклон спектра масс оказался сильно зависящим от интервала масс: $x = 1$ для $(0.1...0.3)m_{\odot}$, $x = 0$ для $(0.4...0.6)m_{\odot}$, и $x = 3$ для $(0.6...0.8)m_{\odot}$. Аналогично (для этой же полосы и зависимости «масса — светимость») с использованием телескопа Хаббла получены функции светимости и функции масс шаровых скоплений M 15, 47 Tuc и NGC 6397 [27, 28, 62]. Функция светимости шарового скопления M 15, согласно Де Марчи и Пареске [27], оказалась с одним основным максимумом на $M_1 = 9.5^m$, а

спектр масс имеет показатель $\gamma = -1.3$. Функция светимости шарового скопления 47 Tuc имеет слабый максимум на $M_1 = 5^m$ и основной на $M_1 = 9^m$ [28]. Показатель спектра масс этого скопления на интервале $(0.3...0.8)m_\odot$ равен $\gamma \approx -1.5$, причем $\gamma \approx -1$ в районе $(0.5...0.7)m_\odot$, а на $(0.15...0.3)m_\odot$ ожидается круче. Согласно Пареске и др. [62] функция светимости шарового скопления NGC 6397 имеет один максимум на $M_1 = 8.5^m$, спектр масс имеет на интервале $(0.35...0.45)m_\odot$ наклон $\gamma \approx -1$, а на интервалах $m < 0.35m_\odot$ и $m > 0.45m_\odot$ — наклон $\gamma \approx -2...-3$, что не противоречит более ранним результатам [33]. Эта общая картина напоминает полученную Кроупом и др. [47] для солнечной окрестности.

Захожай [4, 5] рассчитал спектр масс на интервале $(0.1...2.4)m_\odot$ методом Паренаго для звезд, находящихся ближе 10 пк, аппроксимировав ее зависимостью

$$\lg\{n(m)\} = -2.258 \lg m - 2.100. \quad (4)$$

± 0.263 ± 0.092

В этом случае наклон функции масс $x = 1.26$, а показатель степени спектра масс $\gamma = -2.26$.

Для близких М-карликов Хенри и Мак-Карти [41] получили три спектра масс, показатели степени которых равны $\gamma = -0.8$ (для диапазона масс $(0.08...0.50)m_\odot$), $\gamma = -2.0$ (по функции светимости в системе К и зависимости « M_K — масса») и $\gamma = -0.4$ (для выборки более ярких компонентов двойных звезд).

Рейд и Гизис [68] для звезд, находящихся ближе 8 пк и севернее $\delta = 30^\circ$, построили функцию светимости и исследовали влияние двойственности на ее вид. Трансформировав ее в спектр масс, вычислили показатель степени спектра масс $\gamma = -1.05$ для интервала масс $(0.1...1.0)m_\odot$. Дальнейшее исследование выборки близких звезд в радиусе 8 пк (с учетом каталога Гиппаркоса) позволило Рейду [69] вычислить функцию масс звезд пропорциональную m^{-1} до $0.12m_\odot$, с возможным выравниванием для меньших масс. Двойные в этой выборке составляют недостаточную часть (меньше 40 %) для объяснения пика в функции масс, даваемого обзорами фотометрических параллакса. Рейд пришел к выводу, что этот пик получен из-за некорректного использования зависимости «цвет — звездная величина», которая не способна объяснить разрыв главной последовательности в области $M_V \sim 12^m$.

Для звезд околосолнечных окрестностей и звездного скопления UMa по данным Мичиганского каталога звезд-карликов Верещагин и Чупина построили функции масс для интервала масс $(0.1...4.0)m_\odot$ [2]. Отмечается немонотонность функции масс на интервале $(1.5...2.5)m_\odot$. Приведенные графики позволяют оценить показатель степени спектра масс. Для пяти приведенных функций масс оценки γ попадают в интервал от -1 до -1.2 .

Объяснения степенного вида спектра масс можно найти в ряде работ по теории фрагментации межзвездных облаков (см., например, работы Силка [11] и Захожая [94]). Влияние вида функции светимости на спектр масс с определенным его наклоном исследовалось Хейвудом [40]. Моделировался спектр масс с наклоном в пределах от 0 до 1.35, вычислялась по нему функция светимости, и результат сравнивался с функцией светимости для ближайших звезд Вилена и др. [90], до $M_V = 12^m$, и Дана и др. [24], для $M_V = 12...17^m$. Хейвуд пришел к выводу, что значение наклона 0.7 ± 0.2 дает хорошее согласие с функцией светимости ближайших звезд Вилена и др. и Дана и др., а также с аналогичным значением 0.68 ± 0.1 , полученным Д'Антони и Мазителли [26]. В данном случае хорошо воспроизводится первый минимум в функции светимости в районе $M_V = 6...8^m$, и нет

необходимости прибегать к бимодальной НФМ, чтобы описать наблюдаемую функцию светимости звезд с солнечными массами и ниже.

К модифицированным спектрам масс (второй группе) можно отнести спектры масс, описываемые степенными функциями (показатели степеней которых различны для разных диапазонов масс), или имеющие определенные поправки к степенной функции. Это позволяет описывать наблюдаемые особенности в спектрах масс, а не объяснять их неполной или неопределенной выборкой звезд. Например, Скало [12] и Миллер и Скало [59] интерпретируя полученные спектры масс считают, что небольшой «горб» в районе $m \approx 0.6m_{\odot}$ и «впадину» в районе $m \approx 0.5m_{\odot}$ можно объяснить неопределенностями в функции светимости и доле звезд, отнесенных к главной последовательности. С таким выводом (что эти неопределенности физического смысла не имеют) не всегда можно согласиться, как будет показано ниже.

Исследуя НФМ звезд диска и околосолнечных окрестностей по данным о ФС, в предположении о постоянстве скорости ψ_1 звездообразования (СЗО), на основании произведения НФМ на СЗО, полученного Миллером и Скало [59], Тинсли [86] аппроксимировала спектр масс следующим степенным законом:

$$n(m) = \psi_1^{-1} \begin{cases} 1.00m^{-1.25}, & 0.4 < m \leq 1.0, \\ 1.00m^{-2.00}, & 1.0 < m \leq 2.0, \\ 1.23m^{-2.30}, & 2.0 < m \leq 10, \\ 1.23m^{-3.30}, & 10 < m \leq 50. \end{cases} \quad (5)$$

Интегрирование (5) по m дает современную скорость звездообразования (Марочник и Сучков [8]): $\psi_1 = 3.0m_{\odot}\text{пк}^{-2}(\text{млрд лет})^{-1}$.

Кроупа и др. [48] для звезд с массами меньше солнечной вычислили НСМ

$$n(m) = \begin{cases} C_1 m^{-1.1}, & m \leq 0.5, \\ C_2 m^{-2.2}, & 0.5 < m \leq 1.0, \end{cases} \quad (6)$$

где константы C_1 должны обеспечивать непрерывность функции $n(m)$ и удовлетворять условию ее нормировки для указанного диапазона масс. Позже они же с учетом поправок за двойственность звезд и зависимость звездной светимости от возраста и металличности получили НСМ для всего диапазона масс звезд, который подчиняется степенному закону с тремя γ [49]:

$$n(m) = \begin{cases} 0.035m^{-1.3}, & 0.08 \leq m < 0.5, \\ 0.019m^{-2.2}, & 0.5 \leq m < 1.0, \\ 0.019m^{-2.7}, & 1.0 \leq m < \infty. \end{cases} \quad (7)$$

Этот НСМ сравнивается с НФМ Скало [74], полученной на основании зависимости «масса — абсолютная видимая величина». В работе [74] проведено сглаживание уплощений на интервале $\Delta m/m_{\odot} = [0.1, 5]$, поэтому приводимый результат НФМ не требует бимодальной формы. За исключением масс около $0.2m_{\odot}$ эмпирическая функция Кроупа и др. [49] согласуется с данными Скало [74] и Рана [67].

Гоулд и Бакал [39], используя локальную функцию светимости слабых звезд диска (вычисленную по выборке из 257 М-карликов $8^m \leq M_v \leq 18.5^m$, обнаруженных космическим телескопом Хаббла) построили локальную функцию масс с помощью эмпирической зависимости «масса — светимость» Хенри и Мак-Карти [42]. Функция масс в диапазоне $0.1 < m/m_{\odot} < 1.6$ аппроксимирована выражением

$$\lg[\xi(\lg m)] = -1.35 - 1.33\lg m - 1.82\lg^2 m, \quad (8)$$

которое напоминает функцию масс Рана [66]:

$$\xi(\lg m) = \begin{cases} 57m^{-1.20 - 1.12\lg m - 0.06\lg^2 m}, & \lg m < 0.2, \\ 70m^{-1.80}, & \lg m \geq 0.2. \end{cases} \quad (9)$$

В отличие от функции масс, проявление неоднородностей в спектре масс видно лучше (ср., например, [12] и [94]). Захожай [94] это объясняет проявлениями неравномерной скорости звездообразования. В работе [94] теоретически получены спектры масс звезд в зависимости от начальных вероятных физических условий в фрагментирующих газовых облаках. Спектр масс звезд главной последовательности предлагалось аппроксимировать следующим образом:

$$n(m) \propto \begin{cases} C_1 m^{-1/3}, & 0.1 < m \leq 1.0, \\ C_2 m^{-1} [b \ln^{-1/2}(am) - \ln^{1/2}(am)], & 1.0 < m \leq 1.2, \\ C_3 m^{-1} [b \ln^{-1/2}(am) - \ln^{1/2}(am)], & 1.2 < m \leq 2.4, \end{cases} \quad (10)$$

где $a, b = \text{const}$, постоянные C_i должны обеспечивать непрерывность функции $n(m)$ и удовлетворять условию ее нормировки для указанного диапазона масс.

Предложенная аппроксимация (10) удовлетворительно согласуется со спектром масс звезд, находящихся не далее 10 пк от Солнца, и позволила оценить доли звезд, образовавшихся в различные периоды эволюции Галактики.

Феррини и др. [34] предложили нелинейный метод расчета НФМ, включающий три основных этапа расчетов. На первом этапе описывается глобальная динамика системы молекулярных облаков, подверженных внешнему возмущению (это выполняется методом статистической механики с записью соответствующего лагранжиана и уравнения движения). На втором этапе ищутся решения уравнения движения и рассчитывается спектр энергии, вместе с распределением возмущений в разных режимах. В этом заключается основное отличие от схем фрагментации, где используется, как правило, предположение Хойла [44] об иерархической фрагментации газовых облаков. На третьем этапе задается критерий неустойчивости для фрагментации газовой системы, удовлетворяющий условиям звездообразования внутри отдельных скоплений (формируется спектр масс новообразованных звезд, который затем преобразуется в НФМ). Спектр масс, полученный Феррини и др. [34] на основании экспоненциального спектра масс Флэка [36], зависящего от физического состояния облаков, имеет вид

$$n(m)dm \equiv n_0 \bar{n}(m)dm = n_0 \left\{ 1 - \exp[-0.1(m/m_{\text{cr}})^{-A m^\delta}] \right\} dm, \quad (11)$$

где n_0 — постоянная нормировки, фиксируемая всей массой облака и связанная с эффективностью звездообразования, m_{cr} , A и δ — функции, зависящие от критериев неустойчивости.

Этим же методом Феррини и др. [35] исследовали задачу о формировании НФМ для звезд поля, используя одновременно наличие нескольких критериев неустойчивости для случая фрагментации молекулярных облаков. Удалось воспроизвести две основные характеристики наблюдаемой НФМ: область пика и степенной закон, описывающий поведение НФМ для звезд с массой, большей характеристической массы. В некоторых вычисленных НФМ обнаруживаются мелкомасштабные детали в виде небольших отклонений от плавного монотонного поведения.

Примыкает к аппроксимации спектров масс показательными и гауссовыми функциями описание функции масс нормально-логарифмической зависимостью (третья группа). Первой попыткой такого представления

была функция масс Миллера и Скало [59] (см. также [12]). Нормально-логарифмическая аппроксимация для постоянной скорости звездообразования имела вид

$$\xi(\lg m) = C_0 \exp[-C_1(\lg m - C_2)^2] \text{пк}^{-2} (\lg m)^{-1}, \quad (12)$$

$$C_0 = 99.54, C_1 = 1.09, C_2 = -0.99$$

с переменным показателем

$$\gamma = -(1.94 + \lg m), \quad (13)$$

который принимает значения $\gamma = -1$ при $0.1m_\odot$; $\gamma = -1.9$ при $1m_\odot$; $\gamma = -2.9$ при $10m_\odot$; $\gamma = -3.8$ при $100m_\odot$.

Позднее, на основании функций светимости, наблюдаемых между 40 пк ($m \geq 2m_\odot$) и 5 кпк ($m \geq 10m_\odot$) от Солнца Скало [74] и Рана [67] построили наблюдаемые спектры масс. Различия последних функций наблюдаются для звезд малой массы ($m \leq 0.4m_\odot$), где согласно [67] звезд ожидается почти втрое больше. Различия вызваны разными кинематическими поправками, звездным возрастом, погрешностями в калибровке «абсолютная визуальная величина — масса» звезд главной последовательности (за счет неразрешенных двойных), сложностью учета металличностей и их «поправок» к светимости звезд. Дополнительные поправки связаны с общим эффектом орбитальной диффузии, принуждающим средние галактоцентрические расстояния орбит звезд увеличиваться с возрастом (т. е. после своего образования звезды в среднем удаляются от галактического диска [91]).

Функция светимости звезд особенно неточна между $M_v = 5^m$ и 10^m (соответствующие диапазону масс от 1 до $0.3m_\odot$) и между $M_v = 10^m$ и 18^m (т. е. от 0.3 до $0.1m_\odot$). Для звезд с $m \leq 0.3m_\odot$ плохо известна зависимость «масса — светимость». Скало [74] и Рана [67] этими неточностями пренебрегают. На основании наблюдаемого спектра масс, с учетом зависимости времени жизни звезд на главной последовательности от металличности, темпа звездообразования и пределов для звездных масс нулевого возраста от 0.1 до $60 m_\odot$, вычислены НФМ, согласующиеся с функцией Солпитера [72].

Ван ден Хук [89] использовал НФМ Миллера и Скало [59], Скало [74], Рана [67] и Кроупа и др. [49] для построения моделей химической эволюции Галактики. Полученный им наблюдаемый спектр масс удалось удовлетворительно объяснить с помощью предложенных моделей на интервале звездных масс $m \geq 0.52m_\odot$, где оказалось также возможным использование более простой НФМ Солпитера [72].

Экспоненциальный вид функции масс (12) напоминает зависимость, полученную Кингом [45] для распределения галактик, зарождающихся звезд и астероидов до их изменения вследствие столкновений, названного им фракционно-экспоненциальным:

$$n(m) = \frac{1}{m_0 p \Gamma(p)} \exp \left[-(m/m_0)^{1/p} \right], \quad (14)$$

где $\Gamma(p)$ есть эллиптический интеграл второго рода по параметру p . При параметре $p = 1$ формула переходит в обычный экспоненциальный закон. Для галактик и звезд Кинг нашел $p = 5$.

Рихтлер [71] предложил сценарий, дающий простое объяснение наблюдательных характеристик НФМ звезд, исходя из принципов заполнения области, в которой происходит звездообразование. Условие, запрещающее перекрытие фрагментов, смещает результат в сторону формирования малых радиусов фрагментов. Если фрагменты занимают заметную часть в зоне звездообразования и если среди радиусов фрагментов отсутствует характер-

ный радиус или же нет слишком резкого пика в собственном распределении радиусов, полученное распределение для объемов фрагментов напоминает характеристики реально наблюдаемых НФМ. С учетом полученного результата Дирш и Рихтлер [30] предложили для спектра масс молодых скоплений и солнечной окрестности функцию

$$\frac{dN}{d(\lg m)} \propto m^{-0.5 \lg m + 1.0}, \quad (15)$$

где dN — число звезд, находящихся в интервале m , $m + dm$. Вид этой функции подобен функции масс Тарраба [85], который определил ее ранее для рассеянных скоплений ($1.25m_{\odot} < m < 14m_{\odot}$) в виде

$$\frac{\Delta N}{\Delta(\lg m)} \propto m^{-1.7}. \quad (16)$$

Адамс и Фатуццо [15] предложили класс моделей для НФМ звезд, образующихся внутри молекулярных облаков. В этих моделях используется представление о формировании звездной массы под действием мощных звездных выносов. Такое представление позволяет рассчитать полуэмпирическую формулу для масс (ПЭФМ), обеспечивающую преобразование начальных условий в молекулярных облаках в конечные массы образующихся звезд. Рассматривается несколько вариантов для распределения начальных условий в звездообразующих молекулярных облаках, среди которых выделяется два предельных случая: когда лишь одна физическая переменная, эффективная скорость звука, определяет начальные условия для формирования конечных масс образующихся звезд, и когда множество разных независимых физических переменных определяют конечные массы образующихся звезд. Если можно записать массу звезды нулевого возраста в виде бесконечного произведения физических величин (на самом деле достаточно большого), определяющих ее появление в межзвездном облаке, то какого бы вида ни были плотности распределения этих величин в пределе, согласно центральной предельной теореме НФМ достигнет нормально-логарифмической формы. Реальные области звездообразования имеют промежуточное число «рабочих переменных»; поэтому рассматриваются промежуточные случаи между двумя предельными. Показано, что такая картина звездообразования и НФМ приблизительно согласуются с наблюдениями.

Четвертая группа спектров масс, учитывающая временную зависимость, разработана недостаточно. С одной стороны, это связано с ограниченной наблюдательной информацией, а с другой — с тем, что они подвержены влиянию механизма звездообразования (где нет полной ясности до настоящего времени). Следуя выводам Тоси [87], НФМ сохраняется постоянной во времени, а любое предполагаемое изменение типа бимодального поведения, например, полученное Ларсоном [52], должно быть малым, если мы хотим избежать разногласий с наблюдаемыми временным и пространственным распределениями содержания элементов [61].

Большинство исследователей отдает предпочтение постоянной скорости звездообразования на значительных временных интервалах эволюции Галактики. Содерблом и др. [81] на основе анализа зависимости хромосферного излучения от времени в карликах позднего типа делают вывод о постоянном темпе звездообразования в последние 9 млрд лет в солнечной окрестности. Учет новых изохрон, основанных на более надежных таблицах непрозрачностей, дает оценку постоянного темпа звездообразования на протяжении 5 млрд лет [61].

Недавно Аллен и Бастиан [16, 17] разработали метод анализа эволюции спектра масс при условии, что справедлива модель звездной коагуляции

в эволюции звездных скоплений с учетом вероятного образования и наличия в них коричневых карликов. В этих работах не приводятся конкретные данные об аналитических видах функций, описывающих спектр масс звезд, а лишь исследовано поведение изменений средних масс объектов, входящих в скопления звезд, количества объектов и полной массы от времени. Исследование предложенной модели показало, что скорость потери массы скопления пропорциональна величине происходящей коагуляции. Полученные результаты дали скорости потери массы скоплений намного больше теоретических выводов, приведенных в исследованиях Гуревича и Левина [3] и Кинга [46] для шкалы времен 10^6 — 10^9 лет. При этом скорость потери массы у них уменьшается со временем, а не увеличивается, как в теоретических моделях [3, 46]. Для возраста скоплений более $10^{9.9}$ лет теоретические скорости потери массы Гуревича и Левина [3] и Кинга [46] больше приведенных скоростей Аллена и Бастиана [16, 17].

**СПЕКТРЫ МАСС ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ
С ОТОЖДЕСТВЛЕННЫМИ ЗВЕЗДАМИ НИЗКИХ СВЕТИМОСТЕЙ И СУБЗВЕЗДАМИ**

До 1980-х гг. показатели спектров масс, приводимые для рассеянных скоплений звезд, характеризовали выборку звезд с массами порядка солнечной и больше [9, 12, 19, 85]. В 1990-е гг. появились технические возможности для отождествления в рассеянных скоплениях звезд низкой светимости с массами меньше солнечной, включая субзвезды. Поскольку в литературных источниках нет сводных данных о последних определениях показателей спектров масс рассеянных и шаровых скоплений для области масс меньше солнечной, автор счел необходимым собрать их в одной

Избранные звездно-субзвездные скопления, имеющие компоненты с массами менее $1m_{\odot}$

Скопление	γ	$[m_1, m_2], m_{\odot}$	$[m/H]$	T, 10^9 лет	Литературный источник
Шаровые скопления					
M 5	-1.3 ≈ -1	< 0.4 0.4...0.7	-1.8 \pm 0.5	10 ... 11	[1, 7, 70]
M 13	-3.7 ≈ -1	< 0.4 0.4...0.7	-1.55 \pm 0.05	10.0	[1, 7, 70]
M15	-1.3 ≈ -1	0.1...0.8 0.4...0.7	-2.1 \pm 0.1	10 ... 12	[1, 7, 27, 64]
M 30	-1.7 ≈ -1	0.1...0.4 0.4...0.6	-2.1	12.7	[64]
M 71	-1.5 ≈ -1	< 0.5 0.5...0.8	-1.0 \pm 0.6	7.9	[1, 7, 70]
M 107	-1.7	0.1...1.2	-1.2 \pm 0.1	7 ... 11	[30, 63]
47 Tuc	-1.5 -1	0.3...0.8 0.5...0.7	-0.6 \pm 0.1	10.0	[1, 7, 28, 64]
ω Cen	-3.1 ≈ -1	< 0.4 0.4...0.7	-1.55 \pm 0.05	15.0	[1, 7, 70]
NGC 6397	-2 -1 -4	0.1...0.3 0.35...0.6 0.6...0.8	-1.7 \pm 0.2	12.2	[7, 33, 62, 70]
NGC 6752	-3.5 ≈ -1	< 0.4 0.4...0.8	-1.55 \pm 0.05	10.5	[7, 70]
Рассеянные скопления					
Плеяды	-1	0.04...1.0		0.05	[1, 92]
Гиалды	≈ -1	0.2...1.1		0.63	[1, 12]
UMa	-1 \pm 0.1	0.1...4.0		0.16	[1, 94]
ρ Oph	-1.1	0.06...4.0		\leq 0.003	[23, 83, 93]
L1459E	≈ -1	\approx 0.3			[82]
M 67	≈ -1	0.9...1.0		4.0	[1, 12]

таблице, ввиду их важности для исследования как самих скоплений, так и для сравнения со статистикой ближайших звезд, где звезды малых масс преобладают. В таблице приведены основные характеристики скоплений звезд с отождествленными в них звездами низкой светимости и массивными субзвездами. Приведены показатели спектра масс γ , соответствующие интервалы масс звезд или субзвезд $[m_1, m_2]$ в солнечных единицах, металличность $[m/H]$, возраст скоплений T (в миллиардах лет) и используемые литературные источники.

ВЫВОДЫ

Каждый из приведенных спектров масс, входящий в одну из выделенных групп, в той или иной мере находит свое теоретическое объяснение. Привлекает внимание объяснение вида НФМ логарифмически нормальным распределением масс звезд нулевого возраста. Возможно, процесс фрагментации молекулярных облаков является частью более общих явлений в природе. Примером может служить процесс дробления частиц. Колмогоров [6] показал, что при самых общих предположениях о случайном процессе дробления частиц плотность распределения частиц по размерам также стремится к логарифмически нормальному закону.

Наименьший показатель степени (в случае описания СМНВ степенной функцией) имеют шаровые скопления: наиболее характерный для них диапазон $-1.5...-4$ [19, 70]. Не прослеживается корреляция показателя степени ни с массой, ни с линейным диаметром, ни с возрастом скоплений.

Показатель степени для рассеянных скоплений находится в пределах $-1...-3$ для всего диапазона масс звезд, встречающихся в них. Необходимы еще дополнительные исследования для выяснения верхнего предела ($\gamma = -1$), возможно, он больше. По крайней мере для скопления М 67 и Плеяд [88] такая тенденция наблюдалась. Исследования, проведенные в 1990-х гг. [23, 82, 83, 92], включая наблюдения с помощью телескопа Хаббла [39], где начали обнаруживать в скоплениях звезды самых малых светимостей и субзвезды, дают для самых молодых рассеянных скоплений показатель степени около -1 .

Показатели степени спектра масс звезд поля, околосолнечного окружения имеют более сложную зависимость от диапазона масс. Значения показателя степени здесь составляют $-0.4...-3.3$ [2, 5, 12, 41, 49, 68, 72, 86, 94]. Верхний предел практически совпадает с соответствующим значениям для рассеянных скоплений, а нижний — несколько ниже.

Из приведенного обзора видно, что в настоящее время пока еще нет общепринятого вида аналитической функции, которая бы адекватно описывала НФМ скоплений, звезд поля Галактики и околосолнечного окружения. Звезды образуются в молекулярных облаках, где физические условия непрерывно флуктуируют и изменяются. Если в дальнейшем из этого облака образуется скопление, то после взрыва первых сверхновых основная доля газа таких скоплений должна покинуть скопление, и условия для появления молодых звезд могут продолжительное время не возникать, и возможно, никогда не возникнут вновь, в случае, когда масса такого скопления не в состоянии будет удержать газовую составляющую. В этом случае следует ожидать изменений показателя степени спектра масс со временем. Возможно, это и проявляется в том, что показатель степени шаровых скоплений $\gamma < -1.5$, в то время как значения γ для молодых скоплений близки к -1 . Практическое совпадение показателя степени спектра масс рассеянных скоплений и звезд поля наводит на мысль, что это может быть проявлением быстрого распада рассеянных скоплений: вероятность «испарения» звезд малых масс (а значит и субзвезд) из скопления,

согласно Спитцеру [13], больше, чем для более массивных звезд; менее массивные звезды находятся на главной последовательности дольше; мало-массивных звезд главной последовательности в окрестности Солнца большинство.

Таким образом, можно ожидать, что функция масс звезд Галактики должна все же зависеть от времени, возраста систем (если речь идет о скоплениях), должны иметь место неоднородности в районе масс менее $1m_{\odot}$, объясняемые неравномерностью звездообразования (для звезд гало основное звездообразование закончилось 14 млрд лет назад, на протяжении 5 млрд лет в диске звездообразование идет с постоянной скоростью, а в окрестностях Солнца звездообразование медленно увеличивается с временной шкалой 2 млрд лет [61]. Как указывалось выше, такие тенденции наблюдаются.

1. Аллен К. У. *Астрофизические величины*. — М.: Мир, 1977.—446 с.
2. Верещагин С. В., Чушина Н. В. Спектр масс звезд околосолнечных окрестностей и звездное скопление UMa // *Астрон. журн.*—1994.—71, № 1.—С. 72—77.
3. Гуревич Л. Э., Левин Б. Ю. Эволюция систем гравитирующих тел // *Докл. АН СССР.*—1950.—70, № 5.—С. 781—784.
4. Захожай В. А. Статистические свойства ближайших звезд: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Л., 1987. 206 с.—Машинопись.
5. Захожай В. А. Статистические свойства звезд и кратных систем в области 10 пк // *Астрономо-геодезические исследования: Близкие двойные и кратные звезды*. — Свердловск: Изд-во УрГУ, 1990.—С. 44—54.
6. Колмогоров А. Н. О логарифмически-нормальном законе распределения размеров частиц при дроблении // *Докл. АН СССР.*—1941.—31, № 2.—С. 99—104.
7. Куликовский П. Г. *Звездная астрономия*. — М.: Наука, 1985.—272 с.
8. Марочник Л. С., Сучков А. А. *Галактика*. — М.: Наука, 1984.—392 с.
9. Пискунов А. Е. Функции звездообразования в рассеянных скоплениях // *Науч. информ.*—1976.—37.—С. 47—62.
10. Селезнев А. Ф. О методике оценивания функции масс и функции светимости звездного скопления // *Астрон. журн.*—1998.—75, № 2.—С. 180—187.
11. Силк Дж. Фрагментация молекулярных облаков // *Протозвезды и планеты: Пер. с англ. / Под ред. Т. Герелса*. — М.: Мир, 1982.—Ч. 1.—С. 194—213.
12. Скало Дж. М. Спектр звездных масс // *Протозвезды и планеты: Пер. с англ. / Под ред. Т. Герелса*. — М.: Мир, 1982.—Ч. 1.—С. 295—320.
13. Спитцер Л. Динамическая эволюция шаровых скоплений. — М.: Мир, 1990.—184 с.
14. Adams F. C. Star formation and the initial mass function // *Bottom of the Main Sequence — and Beyond: II ESO Workshop / Ed. C. G. Tinney*. — Berlin: Springer, 1995.—P. 171—182.
15. Adams F. C., Fatuzzo M. A theory of initial mass function for star formation in molecular clouds // *Astrophys. J.*—1996.—464, N 1.—P. 256—271.
16. Allen E. J., Bastien P. On coagulation and the stellar mass spectrum // *Astrophys. J.*—1995.—452, N 2.—P. 652—670.
17. Allen E. J., Bastien P. On the evolution of the stellar mass spectrum: possible evidence for stellar evaporation // *Astrophys. J.*—1996.—467, N 1.—P. 265—271.
18. Bodenheimer P. Evolution of rotating interstellar clouds. III. On the formation of multiple star systems // *Astrophys. J.*—1978.—224, N 2.—P. 488—496.
19. Burki G. Observational tests on star formation. III. Variation of the upper mass spectrum with the size of very young clusters // *Astron. and Astrophys.*—1977.—57, N 1-2.—P. 135—140.
20. Cervino M., Mas-Hesse M. J. Metallicity effects in star-forming regions // *Astron. and Astrophys.*—1994.—284, N 3.—P. 749—763.
21. Clarc C. Star formation theories and the IMF // *Astron. Soc. Pac. Conf. Ser.*—1998.—142.—P. 189.—199 (Stellar Initial Mass Function. 38th Herstmonceux Conference, Cambridge (UK), 14-18 Jul 1998).
22. Cool A. M. Measuring globular cluster mass functions with HST // *Astron. Soc. Pac. Conf. Ser.*—1998.—142.—P. 139—156.—(Stellar Initial Mass Function. 38th Herstmonceux Conference, Cambridge (UK), 14-18 Jul 1998).
23. Comeron F., Rieke G. H., Burrow A., Rieke M. J. The stellar population in the ρ Ophiuchi cluster // *Astrophys. J.*—1993.—416, N 1.—P. 185—203.
24. Dahn C. C., Liebert J., Harrington R. S. LHS 292 and the luminosity function of the nearby M dwarfs // *Astron. J.*—1986.—91, N 3.—P. 621—625.
25. D'Antona F. The conversion from luminosity function to mass functions // *Astron. Soc. Pac. Conf. Ser.*—1998.—142.—P. 157—175.—(Stellar Initial Mass Function. 38th Herstmonceux

- Conference, Cambridge (UK), 14-18 Jul 1998).
26. *D'Antona F., Mazzitelli I.* Missing mass in the solar neighborhood: role of brown and white dwarfs // *Astron. and Astrophys.*—1986.—**162**, N 1-2.—P. 80—86.
 27. *De Marchi G., Paresce F.* Low mass stars in globular clusters // *Astron. and Astrophys.*—1995.—**304**, N 1.—P. 202—210.
 28. *De Marchi G., Paresce F.* Low mass stars in globular clusters. III. The mass function of 47 Tucanae // *Astron. and Astrophys.*—1995.—**304**, N 1.—P. 211—219.
 29. *Dickman R. L., Horvath M. A., Margulis M.* A search for scale-dependent morphology in five molecular cloud complexes // *Astrophys. J.*—1990.—**365**, N 2.—P. 586—602.
 30. *Dirsch B., Richtler T.* Constraints from population synthesis on the mass spectra of population II systems // *Astron. and Astrophys.*—1995.—**303**, N 3.—P. 742—746.
 31. *Elmegreen B. G.* The initial mass function and implications for cluster formation // *Birth And Infancy of Stars* / Eds R. Lucas, A. Omont, R. Stora. — Amsterdam: North Holland, 1985.—P. 257—277.
 32. *Elmegreen B. G., Mathieu R. D.* Monte Carlo simulations of the initial stellar mass function // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1983.—**203**, N 2.—P. 305—315.
 33. *Fahlman G. G., Richer H. B., Searle L., Thompson I. B.* Faint star counts in NGC 6397 // *Astrophys. J.*—1989.—**343**, N 2.—P. L49—L51.
 34. *Ferrini F., Marchesoni F., Vulpiani A.* On the initial mass function and the fragmentation of molecular clouds // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1983.—**202**.—P. 1071—1086.
 35. *Ferrini F., Palla F., Penco U.* Fragmentation theories and the IMF // *ESO. Scientific preprint.*—1989.—N 668. August.—P. 1—10.
 36. *Fleck R. C.* Star formation in turbulent molecular clouds: the initial stellar mass function // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1983.—**201**, № 2.—P. 551—559.
 37. *Freeman K. C.* Star formation and the gas content of galaxies // *The Evolution of Galaxies and Stellar Populations* / Eds B. M. Tinsley, R. B. Larson. — New Haven: Yale Univ. Observatory, 1977.—P. 133—148.
 38. *Gilmore G., Howell D.* The stellar initial mass function // *Astron. Soc. Pac. Conf. Ser.*—1998.—**142**.—XXI+240 p.—(Proc. 38th Herstmonceux Conf., Cambridge (UK), 14-18 Jul 1998).
 39. *Gould A., Bahcall J. N., Flynn C.* Disk M dwarf luminosity function from Hubble space telescope star counts // *Astrophys. J.*—1996.—**465**, N 2.—P. 759—768.
 40. *Haywood M.* A model of stellar evolution of the galactic disc. The IMF at low masses // *Astron. and Astrophys.*—1994.—**282**, N 2.—P. 444—451.
 41. *Henry T. J., McCarthy D. W.* A systematic search for brown dwarfs orbiting nearby stars // *Astrophys. J.*—1990.—**350**, N 1.—P. 334—347.
 42. *Henry T. J., McCarthy D. W.* The mass-luminosity relation for stars of mass 1.0 to 0.08 μ // *Astron. J.*—1993.—**106**, N 2.—P. 773—789.
 43. *Houlihan P., Scalo J. M.* Recognition and characterization of hierarchical interstellar structure. II. Structure // *Astrophys. J.*—1992.—**393**.—P. 172—187.
 44. *Hoyle F.* On the fragmentation of gas clouds into galaxies and stars // *Astrophys. J.*—1953.—**118**, N 3.—P. 513—528.
 45. *Kiang T.* Mass distributions of asteroids stars and galaxies // *Zeit. fur Astrophys.*—1966.—**64**, N 5.—P. 426—432.
 46. *King I. R.* The escape of stars from clusters. II. A simple theory of the evolution of an isolated cluster // *Astron. J.*—1958.—**63**, N 1.—P. 114—117.
 47. *Kroupa P., Tout C. A., Gilmore G.* The luminosity stellar mass function // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1990.—**244**, N 1.—P. 76—85.
 48. *Kroupa P., Tout C. A., Gilmore G.* The effects of unresolved binary stars on the determination of the stellar mass function // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1991.—**251**, N 2.—P. 293—302.
 49. *Kroupa P., Tout C. A., Gilmore G.* The distribution of low-mass stars in the Galactic disc // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1993.—**262**, N 3.—P. 545—587.
 50. *Lada E. A., Bally J., Stark A. A.* An unbiased survey for dense cores in the lines 1630 molecular cloud // *Astrophys. J.*—1991.—**368**, N 2.—P. 432—444.
 51. *Larson R. B.* A simple probabilistic theory of fragmentation // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1973.—**161**, N 1.—P. 133—143.
 52. *Larson R. B.* Bimodal star formation and remnant-dominated galactic models // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1986.—**218**, N 3.—P. 409—428.
 53. *Larson R. B.* Towards understanding the stellar initial mass function // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1992.—**256**, N 4.—P. 641—646.
 54. *Larson R. B.* Star formation in groups // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1995.—**272**, N 1.—P. 213—220.
 55. *Larson R. B., Starrfield S.* On the formation of massive stars and the upper limit of stellar masses // *Astron. and Astrophys.*—1971.—**13**, N 1-3.—P. 190—197.
 56. *Leitherer C.* The initial mass function in starburst galaxies // *Astron. Soc. Pac. Conf.*

- Ser.—1998.—142.—P. 61—87.—(Stellar Initial Mass Function. 38th Herstmonceux Conference, Cambridge (UK), 14-18 Jul 1998).
57. *Martini P., Osmer P. S.* A deep multicolor survey. V. The M dwarf luminosity function // *Astron. J.*—1998.—116, N 5.—P. 2513—2519.
 58. *Massey P.* The initial mass function of massive stars in the local group // *Astron. Soc. Pac. Conf. Ser.*—1998.—142.—P. 17—44.—(Stellar Initial Mass Function. 38th Herstmonceux Conference, Cambridge (UK), 14-18 Jul 1998).
 59. *Miller G. E., Scalo J. M.* The initial mass function and stellar birthrate in the solar neighborhood // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1979.—41, N 3.—P. 513—547.
 60. *Nakano T., Hasegawa T., Norman C.* The mass of a star formed in a cloud core: theory and its application to the Orion a cloud // *Astrophys. J.*—1995.—450, N 1.—P. 183—195.
 61. *Pardi M. C., Ferrini F.* Evolution of spiral galaxies. II. The star formation history in the solar neighborhood // *Astrophys. J.*—1994.—421, N 2.—P. 491—504.
 62. *Paresce F., De Marchi G., Romaniello M.* Very low mass stars and white dwarfs in NGC 6397 // *Astrophys. J.*—1995.—440, N 1.—P. 216—226.
 63. *Piatek S., Pryor C., McClure R. D., et al.* Mass-to-light ratios for globular clusters. III. M107 (NGC 6171; GC 1629—129) // *Astron. J.*—1994.—107, N 4.—P. 1397—1407.
 64. *Piotto G., Cool A. M., King I. R.* Stellar luminosity and mass function of globular cluster // *Dynamical evolution of star clusters — confrontation of theory and observations: IAU 1996, Symp. N 174.* — Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1996.—P. 71—80.
 65. *Piotto G., Zoccali M., King I. R., et al.* Hubble space telescope observations of galactic globular cluster cores // *Astron. J.*—1999.—117, N 1.—P. 264—276.
 66. *Rana N. C.* Mass function of stars in the solar neighbourhood // *Astron. and Astrophys.*—1987.—184, N 1-2.—P. 104—118.
 67. *Rana N. C.* // *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.*—1991.—29.—P. 129.
 68. *Reid I. N., Gizis J. E.* Low-mass binaries and the stellar luminosity function // *Astron. J.*—1997.—113, № 6.—P. 2246—2269.
 69. *Reid I. N.* All things under the Sun: The lower main-sequence mass function from an empiricist's perspective // *Astron. Soc. Pac. Conf. Ser.*—1998.—142.—P. 121—138.—(Stellar Initial Mass Function. 38th Herstmonceux Conference, Cambridge (UK), 14-18 Jul 1998).
 70. *Richer H. B., Fahlman G. G., Buonanno R., et al.* Globular cluster mass functions // *Astrophys. J.*—1991.—381, N 1.—P. 147—159.
 71. *Richtler T.* On a possible origin of the initial mass function of stars // *Astron. and Astrophys.*—1994.—287, N 2.—P. 517—522.
 72. *Salpeter E. E.* The luminosity function and stellar evolution // *Astrophys. J.*—1955.—121, N 1.—P. 161—167.
 73. *Scalo J. M.* Fragmentation and hierarchical structure in the interstellar medium // *Protostars & Planets II / Eds D. C. Black, M. S. Mathews.* — Tucson: Univ. Arizona Press, 1985.—P. 201—296.
 74. *Scalo J. M., Struck-Marcell C.* A physical mechanism for burst of star formation // *Astrophys. J.*—1986.—301, № 1.—P. 77—82.
 75. *Scalo J. M.* Starbursts and Galaxy evolution // *Publ. Astron. Inst. Czechoslovak. Acad. Sci*—1987.—№ 69.—P. 101—109.
 76. *Scalo J. M.* Top-heavy IMSs in starburst galaxies // *Windows Galaxies. Proc. 6 Workshop Adv. Sch. Astron. Ettore Majorana Centre Sci. Cult. Erice. May 21-31, 1989.* — Dordrecht, 1990.—P. 125—139.
 77. *Scalo J.* The IMF revisited: a case for variations // *Astron. Soc. Pac. Conf. Ser.*—1998.—142.—P. 201—236.—(Stellar Initial Mass Function. 38th Herstmonceux Conference, Cambridge (UK), 14-18 Jul 1998).
 78. *Shu F. H., Adams F. C., Lizano S.* Star formation in molecular clouds: observations and theory // *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.*—1987.—25.—P. 23—81.
 79. *Silk J.* A theory for the initial mass function // *Astrophys. J.*—1995.—438, N 1.—P. L41—L44.
 80. *Silk J.* The IMF: Long ago and far away // *Astron. Soc. Pac. Conf. Ser.*—1998.—142.—P. 177—187.—(Stellar Initial Mass Function. 38th Herstmonceux Conference, Cambridge (UK), 14-18 Jul 1998).
 81. *Soderblom D. R., Duncan D. K., Johnson D. R. H.* The chromospheric emission-age relation for stars of the lower main sequence and its implications for the star formation rate // *Astrophys. J.*—1991.—375, N 2.—P. 722—739.
 82. *Strom K. M., Strom S. E.* A multiwavelength study of star formation in the L1495E cloud in Taurus // *Astrophys. J.*—1994.—424, N 1.—P. 237—256.
 83. *Strom K. M., Kepner J., Strom S. E.* The evolutionary status of the stellar population in the ρ Ophiuchi cloud core // *Astrophys. J.*—1995.—438, N 2.—P. 813—829.
 84. *Taff L. A.* The luminosity function of the zero-age main sequence // *Astron. J.*—1974.—79.—P. 1280—1286.
 85. *Tarrab Y.* The initial mass function of young open clusters // *Astron. and Astrophys.*—1982.—

- 109, N 2.—P. 285—288.
86. *Tinsley B. M.* Evolution of the stars and gas in galaxies // *Fund. Cosm. Phys.*—1980.—5.—P. 287—388.
87. *Tosi M.* Models of galactic chemical evolution: the problem of uniqueness // *Astron. and Astrophys.*—1988.—197, N 1-2.—P. 33—46.
88. *van den Berg S.* The luminosity function of star formation // *Astrophys. J.*—1961.—134, N 2.—P. 553—555.
89. *van den Hoek B.* On the chemical and spectro-photometric evolution of nearby galaxies. — Amsterdam: Astron. Institute Anton Pannekoek, 1997.—292 p.
90. *Wielen R., Jahreiss H., Krüger R.* The determination of the luminosity of nearby stars // The nearby stars and the stellar luminosity function: Coll. 76 IAU. — Schenectady: Davis, 1983.—P. 163—170.
91. *Wielen R., Fuchs B., Dettbarn C.* On the birth-place of the Sun and the places of formation of other nearby stars // *Astron. and Astrophys.*—1996.—314, N 2.—P. 438—447.
92. *Williams D. M., Boyle R. P., Morgan W. T., et al.* Very low mass stars and substellar objects in the Pleiades // *Astrophys. J.*—1996.—464, N 1.—P. 238—246.
93. *Williams D. M., Comerone F., Rieke G. H., Rieke M. J.* The low-mass IMF in the ρ Ophiuchi cluster // *Astrophys. J.*—1995.—454, N 1.—P. 144—150.
94. *Zakhozhaj V. A.* Initial Jeans mass spectra of the three modes of galactic star formation: a theoretical model // *Astron. and Astrophys. Transact.*—1995.—6, N 3.—P. 221—228.
95. *Zinnecker H.* Star formation from hierarchical cloud fragmentation: a statistical theory of the log-normal initial mass function // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1984.—210, N 1.—P. 43—56.
96. *Zinnecker H.* Star formation as a random multiplicative process // *Birth and Infancy of Stars / Eds R. Lucas, A. Omont, R. Stora.* — Amsterdam: North Holland, 1985.—P. 473—475.
97. *Zinnecker H.* // *Evolutionary phenomena in galaxies / Eds J. E. Beckman, B. E. J. Pagel.* — Cambridge: Univ. Press, 1989.—P. 113.
98. *Zinnecker H.* // *Physical processes in fragmentation and star formation / Eds R. Capuzzo-Dolcetta, et al.* — Dordrecht: Kluwer, 1990.—P. 201.
99. *Zinnecker H., McCaughrean M. J., Wilking B. A.* The initial stellar population // *Protostars and Planets III / Eds E. Levy, J. Lunine.* — Tucson: Univ. Arizona Press, 1993.—P. 429—495.

Поступила в редакцию 20.04.00