

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 63

НОЯБРЬ, 2020

ВЫПУСК 4

О ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ПРИЧИНАХ СХОДСТВА И РАЗЛИЧИЙ СПЕКТРОВ МАСС РАЗЛИЧНЫХ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

А.В.ТУТУКОВ, Б.М.ШУСТОВ

Поступила 29 июня 2020

Выполнено сравнение спектров масс астрономических объектов различной природы: космической пыли, астероидов, планет, звезд, звездных скоплений, галактик и скоплений галактик. Ранее авторы отмечали сходство (начальных) функций масс относительно массивных объектов (звезд, галактик, скоплений галактик). В данной работе диапазон масс астрономических объектов расширен до предела и составляет примерно 68 порядков величины. Подтверждено, что начальные спектры масс объектов в ансамблях, формирующихся путем фрагментации (быстрый процесс), могут быть в первом приближении в статистически значимом диапазоне представлены базовой (опорной) функцией $dN/dM \propto M^{-2}$, где dN - количество объектов в диапазоне масс $[M, M+dM]$. Смысл этой функции состоит в том, что плотность вероятности формирования объекта в интервале масс $[M, M+dM]$ не зависит от массы M или, другими словами, сводится к отсутствию выделенного масштаба масс. Кратко обсуждаются физические причины, определяющие отклонения начальных функций масс от опорной функции. Отмечено, что спектры масс в ансамблях объектов, формирующихся в результате слияний (коагуляции в случае пыли), т.е. в относительно медленном эволюционном процессе, также могут быть близки к виду опорной функции. Основная причина такой универсальности кроется в случайном характере процессов образования и эволюции обсуждаемых ансамблей астрономических тел.

Ключевые слова: *спектр масс; начальная функция масс*

1. *Введение.* Масса является одной из основных характеристик астрономических объектов: астероидов, планет, звезд, галактик и т.д. В астрономических ансамблях (множествах однотипных объектов), где число объектов очень велико, есть возможность применять методы статистики. Статистические распределения весьма информативны и отражают основные закономерности формирования и эволюции объектов. К распределению объектов по массе это относится, пожалуй, в первую очередь. Статистические распределения меняются со временем, так как все объекты обсуждаемых здесь масштабов рождаются, эволюционируют и, в конечном итоге, прекращают свое существование. Поэтому любое текущее распределение по массам (отметим, что мы наблюдаем чаще всего не начальное распределение, а именно текущее) является результатом как закономерностей рождения объектов (т.е. начального распределения), так и эволюционных процессов, действовавших на протяжении времени от рождения объектов до настоящего времени. Если эволюционные

процессы в ансамбле продолжались длительное время, т.е. на шкале t_a , много большей характерного времени t_g определяющего эволюционного процесса для отдельных объектов, то наблюдаемое распределение может сильно отличаться от исходного. Типичный пример - очень сильные отклонения наблюдаемой функции масс (ФМ, PDMF) звезд поля ($t_a \sim$ сравнимо с возрастом Галактики) от начальной функции масс звезд (НФМ, IMF) в области быстро эволюционирующих массивных звезд (t_g - миллионы лет). И наоборот, в очень молодом звездном скоплении наблюдаемый спектр масс звезд близок к НФМ, поскольку $t_a \leq t_g$. Собственно, только в этих условиях и можно говорить о наблюдаемой НФМ, а не восстановленной с использованием теории. Понятно, что для построения адекватной картины эволюции (модели) мы должны иметь хорошее представление о НФМ и максимально полную эволюционную модель, позволяющую надежно описать эволюцию ФМ. Сравнение этой теоретической ФМ с наблюдаемой ФМ даст возможность оценить качество нашей модели.

В астрофизике особое внимание уделяется изучению функций масс звезд и галактик. Уже первые такие исследования принесли результаты, которые натолкнули исследователей на представления о некоторых общих закономерностях в описании функций масс. Цвики [1] на основании имевшейся в то время информации о массах галактик предположил, что спектр масс галактик и их скоплений может быть представлен одной функцией. Это была догадка, которая не была в то время достаточно подкреплена наблюдениями и впоследствии практически была забыта.

После появления в 1955г. классической работы Солпитера [2], который вывел эмпирическую функцию, описывающую НФМ звезд в диапазоне масс примерно $1-10 M_\odot$, уже 65 лет практически все исследователи используют для описания НФМ звезд функцию в виде степенного распределения $dN(M) \propto M^{-\alpha} dM$, где M - масса образовавшейся звезды. Эту функцию не совсем корректно называют функцией Солпитера, хотя это название верно только для значения показателя $\alpha = 2.35$. Общий вид НФМ звезд на всем интервале звездных масс более сложен. НФМ имеет широкий максимум близ $0.4 M_\odot$, соответствующий характерному масштабу звездных масс в ансамбле образующихся звезд, а также обрезание на самых малых и самых больших массах. Важнейшая особенность НФМ - это ее универсальность практически повсюду в нашей Галактике. В ряде работ (см., например, [3]) изучались вариации показателя α в указанном диапазоне масс $1-10 M_\odot$ в различных галактических областях и, как правило, различия оказывались в пределах лишь нескольких десятых. Таким образом, все НФМ звезд в Галактике оказались в этом интервале масс довольно близкими к некоторому "базовому" (опорному) распределению $dN(M) \propto M^2 dM$. Эта очевидная универсальность

НФМ является вызовом для теории звездообразования, поскольку из общих соображений НФМ, казалось бы, должна меняться в зависимости от разнообразных условий и механизмов звездообразования.

В исследованиях спектров масс других объектов, от самых массивных (скоплений галактик) до относительно маломассивных (астероидов), обнаружена та же закономерность - близость вида функции масс к универсальной опорной функции. Наиболее полно это сходство проанализировано в [4,5]. Если в работе Бинджели и Хашер [4] упор сделан именно на констатацию этого сходства в широком диапазоне масс (36 порядков), то в работе Шустова и Тутукова [5], в которой рассматривался диапазон масс от звезд до скоплений галактик (примерно 17 порядков), сделана попытка объяснить причины такого сходства.

Еще одно существенное замечание. Спектр масс меняется в двух основных и противоположных по действию процессах. Это разрушение (фрагментация) объектов и их слияние. Фрагментация объекта приводит к появлению нового ансамбля в короткой шкале времени. Например, фрагментация молекулярного облака и появление протозвездного скопления происходит в шкале времени короче 1 млн лет, т.е. формирование начального спектра масс протекает в шкале, более короткой по сравнению со шкалой эволюционного изменения массы любой звезды. А вот для галактик понятие НФМ, по существу, неприменимо. Галактики и скопления галактик образовались в результате противоположного (по сравнению со звездами) и гораздо более длительного процесса - последовательного слияния объектов меньшего масштаба (минигало темного вещества) и дальнейшей аккумуляции в образовавшихся потенциальных ямах барионных сгустков - зародышей будущих галактик. Можно лишь говорить о некотором начальном спектре (функции) масс минигало и о наблюдаемой функции масс галактик. В [5] отмечено, что несмотря на совершенно различные механизмы формирования ансамблей звезд (фрагментация) и галактик (слияние), наблюдаемая ФМ галактик и скоплений галактик имеют вид довольно близкий к виду опорной функции. Ниже мы обсудим причины этого.

В данной работе мы еще более расширили диапазон рассматриваемых масс космических объектов - от космических пылинок (масса от 10^{-20} г) до скоплений галактик (10^{48} г), так что ширина рассматриваемого диапазона имеет практическое предельное значение - 68 порядков! Главное внимание удалено тем объектам, которые не были обсуждены в [5], а также анализу тех физических процессов, которые ответственны за отклонения спектров масс рассматриваемых ансамблей тел от опорной функции. В разделе 2 описаны некоторые общие свойства спектров масс ансамблей астрономических объектов, формирующихся в результате фрагментации и/или слияния. В разделе 3 представлены особенности распределений по массам ансамблей

астрономических объектов от космической пыли до скоплений галактик.

2. Спектры масс при фрагментации и/или слиянии. Фрагментация и коагуляция (слияние) - это два естественных явления, которые можно наблюдать в природе в самых разнообразных масштабах, причем процессы происходят случайным образом и, как правило, многократно с течением времени. Математическое описание этих процессов довольно непростая задача. Одно из наиболее полных описаний можно найти в [6]. Процессы фрагментации и слияния определяют эволюцию систем частиц, которые характеризуются прежде всего своими размерами (или массой). Здесь мы рассматриваем лишь самые простые варианты: мгновенную фрагментацию и стохастическую коагуляцию (возможны лишь бинарные слияния), которые, чаще всего, имеют место в астрономических условиях.

В [5] мы представили некую "философию" образования спектра масс. Множество конкурирующих процессов образования и разрушения объектов в различных ансамблях можно описать в целом на языке случайных процессов. Если процессов много и все они вносят сравнимый вклад, их совместный результат можно представить как некоторый шум. На некоторых этапах могут доминировать те или иные факторы, и тогда можно говорить об определенной (выделенной) "физике процесса", вызывающей отклонения от случайности. Мы полагали, что значение показателя наклона $\alpha = -2$ отражает статистические свойства ансамбля объектов, образовавшихся в процессе фрагментации родительского молекулярного облака. Мы провели аналогию процесса фрагментации с белым шумом. В конкретной задаче формирования звезд в результате фрагментации, понятие "белый шум" означает, что процесс идет в условиях отсутствия выделенного масштаба массы, что эквивалентно равнораспределению вещества по логарифму массы звезд.

Поскольку в этой работе мы рассматриваем также твердотельные астрономические объекты (например, астероиды), то полезно представлять, какие результаты (спектры масс) можно ожидать при мгновенной фрагментации таких объектов. В мировой литературе имеется огромное количество работ как теоретических, так и экспериментальных по этому вопросу. Мы приведем здесь только два примера.

В [7] ударная фрагментация хрупких сфер изучена численно с помощью трехмерной дискретно-элементной модели. Результаты воспроизводят многие экспериментальные наблюдения свойств фрагментов. На рис.1 слева показано теоретическое распределение масс фрагментов для ударов хрупких твердотельных сфер о мишень с различными начальными скоростями (100-200 м/с). Видно, что спектр масс осколков имеет наклон близкий к -2. Спектр масс самых крупных фрагментов описывается известным распределением Вейбулла. На

рис.1 справа приведен спектр масс фрагментов в реальном эксперименте - это спектр масс осколков артиллерийского 155 мм снаряда (из <http://www.inderscience.com/info/ingeneral/forthcoming/php?jcode=ijvp>). Видно, что спектр масс осколков имеет наклон близкий к -1.9.

Коагуляция - процесс не менее сложный, чем фрагментация. Как правило, слияния - это бинарные процессы. При описании коагуляции частиц обычно рассматривают изменение со временем t концентрации частиц $n(x, t)$ некоторой массы x . Количество слияний частиц массами x и y за время $[t; t+dt]$, считается равным $0.5n(x, t)n(y, t)K(x, y)dt$, где K - ядро (Kernel), т.е. весовая функция, описывающая конкретное бинарное взаимодействие. Дифференцируя $n(x, t)$ по t , получим набор уравнений, часто называемых уравнениями коагуляции Смолуховского [8]:

$$\frac{d}{dt} n(x, t) = \frac{1}{2} \sum_{y=1}^{x-1} K(y, x-y) n(y, t) n(x-y, t) - n(x, t) \sum_{y=1}^{\infty} K(x, y) n(y, t).$$

Обычно рассматривают ядра следующих видов:

- $K(x, y) = 1$;
- $K(x, y) = x + y$, аддитивное ядро;
- $K(x, y) = xy$, мультипликативное ядро.

Мультипликативное ядро интересно для описания слияний в ансамбле гравитирующих тел (например, слияний галактик в скоплениях галактик). Аддитивное ядро удобно применять при описании слияний нейтральных частиц, в которых сечение слияния определяется только геометрическими размерами (массой) частиц. Для иллюстрации эволюции спектра масс в ансамбле слипающихся (в бинарных слияниях) частиц мы приводим рис.2, построенный

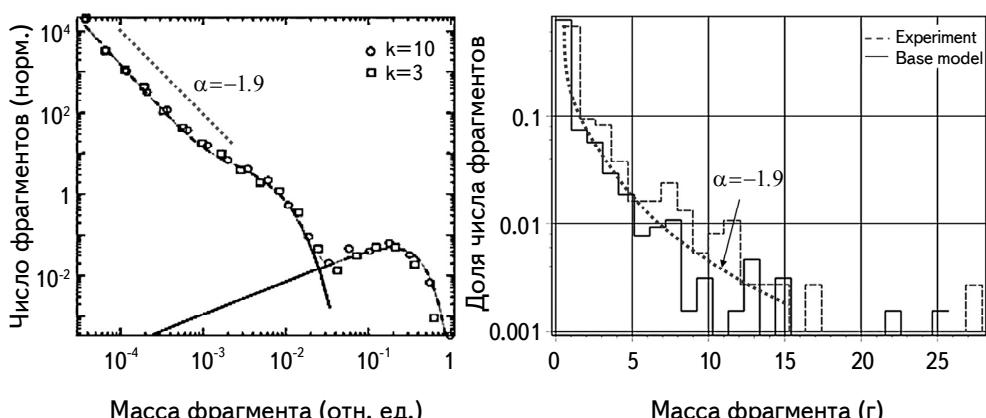


Рис.1. Слева - теоретическое распределение масс фрагментов, возникающих при ударной фрагментации твердых тел. Справа спектр масс фрагментов в реальном эксперименте - спектр масс осколков артиллерийского 155 мм снаряда. Точечная линия соответствует степенному закону с показателем степени -1.9.

нами по результатам простых расчетов с простейшим ядром ($K=1$). В некотором единичном пространстве был взят ансамбль из $N_0 = 50000$ случайно распределенных в фазовом пространстве одинаковых частиц, масса которых в начальный момент времени считалась единичной. На врезке (рис.2) показана динамика изменения общего числа частиц N_t в ансамбле. Время t дано в единицах характерного времени, определявшегося как функция среднего расстояния между частицами.

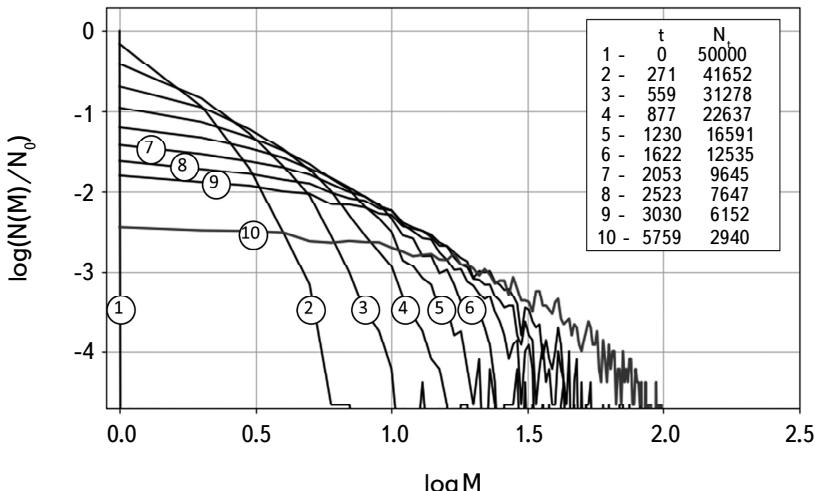


Рис.2. Изменение спектра масс ансамбля объектов вследствие коагуляции. В процессе слияний полное количество объектов N_t уменьшается. Время t указано в единицах характерного времени (см. в тексте).

Интересно отметить, что огибающая всех графиков на рис.2 имеет вид прямой с показателем степени -2 . Таким образом, можно предположить, что если процесс протекает во всех единичных объемах некоторого большого объема некоррелированно, то общее распределение объектов по массам (функция масс) может оказаться близким к виду опорной функции. Еще одна очевидная особенность состоит в том, что в процессе слияния начальное распределение "забывается", так что принятное нами начальное условие (тела одинаковой массы) вполне приемлемо.

3. Особенности распределений по массам ансамблей астрономических объектов.

3.1. *Космическая пыль.* Когда мы говорим о космической пыли, то речь может идти как о межзвездной пыли, так и о межпланетной. Эти два населения отличаются по ряду характеристик, но в контексте данной работы наиболее важным отличием является механизм образования.

Процесс образования межзвездных пылинок сопровождается практически

все события потери вещества звездами различных типов на самых разных стадиях их эволюции. Пыль найдена в ветре красных сверхгигантов [9], ветре звезд Вольфа-Райе [10], ветре массивных предсверхновых звезд типа Cas A [11] и даже в остатках сверхновых. Анализ оболочки сверхновой Краба [12] показал наличие в ней около $0.1 M_{\odot}$ пыли с размерами пылинок a от 10^{-6} до 10^{-4} см и со спектром масс $dN/dM \propto M^{-2}$. Таким образом, хотя красные гиганты солнечных масс остаются основным поставщиком газа и пыли в межзвездную среду, массивные звезды, вероятно, вносят свой существенный вклад в количественный и качественный состав межзвездной пыли.

Образование пылинок в истечениях вещества из звезд протекает примерно одинаково (см., например, [13,14]). Когда температура газа падает при движении газа от звезды наружу, а плотность газа еще достаточно высока, происходит первичная конденсация паров веществ, из которых образуются сначала молекулярные кластеры, т.е. небольшие группы атомов или молекул, образующие устойчивую группу - зародыш пылинки. Этот процесс называется нуклеацией. При столкновениях с уже сформировавшимся зародышем пылинки, атомы и молекулы могут присоединяться к нему, либо вступая в химические реакции с атомами пылинки (хемосорбция), либо достраивая формирующийся кластер. Обычно рост пылинок в этом режиме ограничивается размером пылинки до 10^{-5} см, причем по условиям образования все эти пылинки состоят из относительно тугоплавких веществ. Далее, поступив в разреженную, горячую межзвездную среду в поле ультрафиолетового излучения звезд, пыль может быть частично разрушена [15]. Дальнейший рост пылинок, а, возможно, и возобновление их образования, продолжается в плотных гигантских молекулярных облаках (ГМО), хорошо экранированных от разрушительного для пылинок ультрафиолета. Скорость роста размера пылинки может быть оценена как $da/dt = \rho v$, где ρ и v - плотность и тепловая скорость пылеобразующих молекул при температуре T . При характерных значениях $\rho \sim 10^{-22}$ г/см³ и $v \sim 2 \cdot 10^3 T^{1/2}$ см/с, скорость изменения размера пылинки составляет $da/dt \sim 2 \cdot 10^{-19} T^{1/2}$ см/с. При характерных временах жизни ГМО $3 \cdot 10^7$ лет пылинки могут вырасти до 10^{-4} см. Дальнейший рост пылинок возможен только в плотных, протопланетных газопылевых дисках (см., например, [16]), где включается механизм коагуляции. Процессы коагуляции, зависящие от свойств поверхности пылинок и их температур, возможны только в том случае, когда столкновения между пылинками происходят при низких относительных скоростях соударений.

Классическим в астрофизике считается спектр масс (смеси) межзвездных пылинок, представленный в работе [17], опубликованной еще в 1977г. Распределение частиц по размерам описывается очень простым законом $dN/da \propto a^{-3.5}$ (т.н. MRN распределение). Отметим, что этому распределению соответствует

спектр масс $dN(M) \propto M^{-1.83} dM$, т.е. значение показателя близко к описывающему опорную функцию масс значению -2. В более поздних работах было показано, что в целом это распределение все еще применимо (см. [18,19]). Более современное распределение межзвездных пылинок различных типов (силикатных и углеродных) по размерам показано на рис.3, адаптированном из [20].

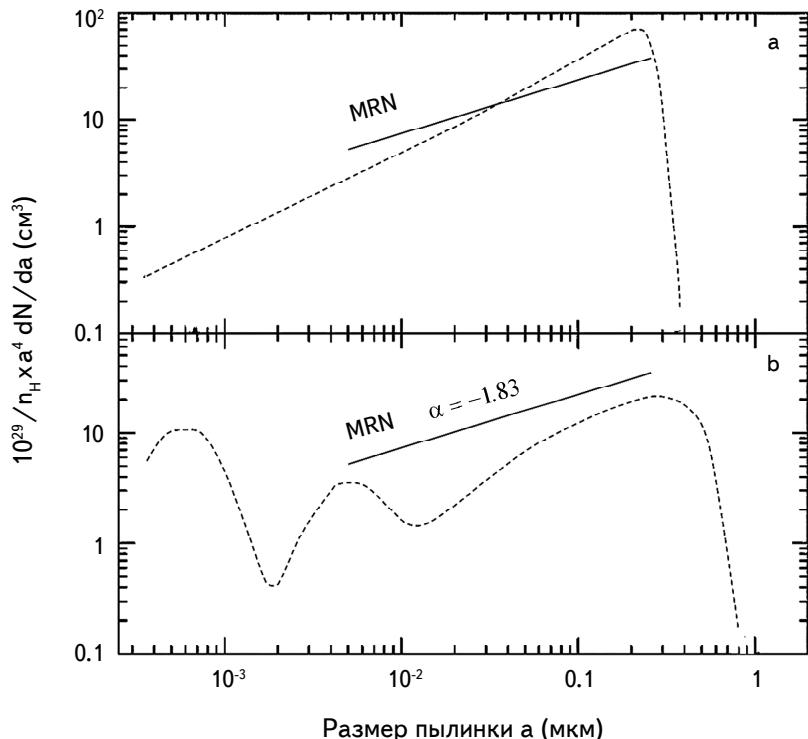


Рис.3. а) Распределение межзвездных пылинок по размерам согласно [17] (распределение MRN), б) одно из типичных распределений, представленных в работе Weingartner и Draine [20] (при $R_v = 3.1$).

Существенным изменением представлений о спектре масс межзвездной пыли является тот факт, что население малых и сверхмалых частиц оказалось гораздо более многочисленным, чем казалось ранее. В последние годы идет существенное уточнение спектров масс и других свойств межзвездных пылинок (см., например, [21]).

Несмотря на то, что рост пыли в первичной протопланетной туманности происходит за счет коагуляции, значительная часть пыли, наблюдаемой в современной Солнечной системе, образовалась за счет дробления (фрагментации твердых тел), выветривания и т.д. Процессы аккумуляции небесных тел во внутренней Солнечной системе практически закончились и распределение

мелких частиц (пыли) определяется столкновениями.

Спектр масс малых твердых тел малого размера можно исследовать - что называется *in situ*, например в лабораториях или в экспериментах в околоземном космическом пространстве (ОКП). В ОКП постоянно присутствует техногенный и естественный мусор. Естественная составляющая (природный космический мусор - пыль, метеороиды) интересна не только с чисто научной, но и с практической точки зрения. Спектр масс метеороидов (и техногенного космического мусора) определяют из наблюдений различными способами: из метеорных наблюдений в оптическом и радиодиапазонах, анализа повреждений КА, с помощью датчиков соударений. Как показал анализ микрократеров на поверхности солнечных панелей телескопа "Хаббл", поток очень маленьких (микронных) частиц, состоящих в основном из оксида алюминия (результат использования твердого топлива), на орбите телескопа превышает поток межпланетной пыли, но для частиц средних размеров преобладают микрометеороиды (по материалам ESA Post-Flight Impact Analysis of HST Solar Arrays - 2002).

В метеорной астрономии принято характеризовать спектр масс метеорных частиц с помощью т.н. индекса массы (mass index s). Распределение метеороидов по массам описывается степенным приближением $N(M) \propto M^{-s}$. Индекс массы метеоров s может отличаться для спорадических метеоров и метеорных потоков. В работе [22] представлены результаты определения индекса массы спорадических метеоров по четырехлетним радарным наблюдениям с помощью одного из лучших радио инструментов для наблюдений метеоров - радара CMOR (the Canadian Meteor Orbit Radar). Получено среднее значение и оценены вариации индекса $s = 2.17 \pm 0.07$. Вариации характеризуют население метеороидов на различных участках земной орбиты. Аналогичные результаты получены недавно с радаром, расположенным в южном полушарии, в Аргентине; в [23], опубликовано полученное за десятилетний период наблюдений значение $s = 2.0$. Для метеорных потоков значения индекса обычно получаются ниже. В работе [24] по наблюдениям Квадрантид и Геминид с радаром CMOR индекс массы был оценен как 1.55 и 1.65, соответственно. Полный спектр масс от межпланетной пыли до астероидов можно найти в [25].

3.2. Астероиды и планеты. Сценарий образования астероидов остается темой многих исследований и пока далек от полноты и согласованной интерпретации многих его аспектов. Он, естественно, является частью общей теории картины образования и ранних стадий эволюции Солнечной системы. Согласно общепринятым представлениям (см. [26]), образование планетной системы в протопланетном диске протекает следующим образом. Сначала

частицы пыли оседают на плоскость диска, где образуют сгустки в результате действия различных механизмов: гравитационной неустойчивости, потоковой неустойчивости, турбулентной конденсации или прямого слипания. В результате образуются тела, состоящие из льдов и каменистых включений, причем для внутренних, более близких к звезде областей, каменистая составляющая является основной. Согласно классическим представлениям основную роль в дальнейшей эволюции играют т.н. планетезимали. Это тела, разброс начальных размеров которых составляет от сотен метров до несколько сотен километров. После окончания процесса конденсации рост продолжается через попарные столкновения между планетезималиями. Для тел размером более 1 км становится эффективной гравитационная фокусировка, темп столкновений возрастает и размеры планетизималей быстро растут. Массивные тела растут гораздо быстрее, чем тела меньшего размера и, в конце концов, население планетизималей делится на небольшую группу самых крупных тел и оставшееся многочисленное население меньших тел. В дальнейшем, эти самые крупные тела определяют динамику населения тел меньшего размера, в частности, частоту их столкновений.

В ранней внутренней Солнечной системе процесс столкновений каменистых тел определял Юпитер. Ранее рождение Юпитера остановило процесс формирования других крупных тел (планет) в промежутке между ним и Марсом, поэтому небольшие объекты, попадавшие в эту область, сталкивались, что привело к их фрагментации с последующим возникновением астероидов.

Итак, население астероидов сформировалось в процессе столкновительной эволюции, приводящей как к аккумуляции, так и к дроблению (фрагментации) тел. Теоретические исследования эволюции столкновений астероидов (см., например, [27-30]) направлены на понимание того, как столкновения сформировали наблюдаемые особенности населения астероидов. Как показано в модели [31], эволюцию сталкивающихся объектов в Главном поясе астероидов можно описать интегродифференциальным уравнением, имеющим стационарное решение $dN(M) \propto M^{-1.83} dM$. Наблюдаемые спектры масс астероидов заметно отличаются для различных астероидных семейств и диапазонов астероидных масс [32-34]. Но все-таки наблюдается общий характер - усредненные показатели наклонов спектров масс близки к -1.8 [35].

Спектр масс астероидов может быть оценен по распределению ударных кратеров на Луне. Исследование распределения 80000 кратеров диаметром 3-500 км по размерам в предположении пропорциональности площади кратера массе астероида приводит к стандартной функции масс астероидов ($\alpha = -2$) [36]. Этот метод при его доработке представляется очень перспективным для восстановления функции масс космических объектов соответствующих масс.

Планеты земного типа являются продуктами столкновительной аккумуляции астероидов различных масс, вплоть до масс, сравнимых с конечной

массой для данной планеты, что следует из параметров их орбит, заметно отличающихся от круговых. Однако время, необходимое для формирования ядра гигантской планеты путем столкновения планетизималей, намного больше, чем время жизни диска [37]. Эта трудность привела к разработке другого сценария аккреции, в котором ядра растут за счет аккреции более мелких сгустков (pebbles, камешков, гальки) твердого вещества сантиметрового масштаба, образовавшихся непосредственно из пылевого вещества [38]. Из-за их небольшого размера галька больше подвержена влиянию сопротивления движению в газе и поэтому может быть легче аккреирована ядром [39], что приводит к более быстрому образованию гигантских планет. Планеты-гиганты могут быть также продуктами прямой гравитационной фрагментации периферии самого холодного газопылевого протопланетного диска [40].

Как мы видим даже это очень краткое изложение космогонических аспектов показывает насколько сложен комплекс процессов, ведущих к образованию планет и малых тел Солнечной системы. И снова, привлекая изложенную выше "философскую" концепцию, можно полагать, что спектры масс этих тел подчиняются законам статистики случайных процессов.

Теоретические оценки спектра масс, вытекающие из аккумуляционных моделей, приводят к спектру, близкому к опорному (см. например, [41]). Есть и некоторые наблюдательные свидетельства этого. В [42,43] оценки наблюдаемого распределения экзопланет по массам представлены соотношением $dN(M) \propto M^{-1.5} dM$. Наблюдательная статистика распределения масс массивных свободных планет в галактиках (с квазарами), которая получена с использованием методов микролинзирования, описана как степенная функция с показателем -3 [44], или -2 [45].

Отметим, что уже ранние работы по изучению исходного распределения двойных звезд по угловым моментам позволили оценить, что до сорока процентов всех звезд могут иметь планетные системы [46]. Сейчас наблюдается более 4000 планет массой до 10^{31} г. Но это лишь небольшая доля планет. Спектр масс этих экзопланет, естественно, является предметом исследования. Но, как обычно в астрономии, на пути к выявлению реального (спектра масс) лежат весьма существенные эффекты наблюдательной селекции различной природы. И пока что статистику масс экзопланет нельзя включить в полноценное рассмотрение, хотя указания на согласие наклона функции масс экзопланет с опорной функцией имеются.

В целом, можно заключить, что в процессе развитой столкновительно - аккумуляционной эволюции твердого вещества протопланетного диска стандартный вид безмассштабного спектра масс малых тел сохраняется в пределах неопределенности оценки в широком интервале их масс, достигающего величины около двадцати порядков.

3.3. Коричневые карлики и звезды. Коричневые карлики с массами $10^{31}\text{--}10^{32}$ г., занимают промежуточное по массам положение между планетами и звездами. Из анализа наблюдений коричневых карликов можно сделать разные выводы об образовании этих объектов. Допускается их образование как одиночных объектов, так и в качестве спутников более массивных звезд. Не исключено, что одиночные коричневые карлики образуются в близких окрестностях неустойчивых кратных систем молодых звезд, распадающихся в момент образования. В современных каталогах одиночных коричневых карликов немного, что осложняет восстановление функции масс этих объектов [47]. Существующие оценки показывают, что число коричневых карликов с массами $0.01M_{\odot}\text{--}0.1M_{\odot}$ в несколько раз меньше числа звезд с массой $\sim 0.5M_{\odot}$ [48]. Коричневые карлики встречаются и среди далеких спутников А-К звезд Главной последовательности [49,50]. Согласно простой оценке орбитальные угловые моменты последних систем заметно превосходят предельные угловые моменты, необходимые для образования более тесных двойных звезд со сравнимыми массами компонентов такой же общей массы. Это является убедительным свидетельством того, что образование, по крайне мере, этих коричневых карликов является результатом фрагментации исходного газопылевого протозвездного облака, а не продуктом деления или фрагментации околозвездного протопланетного диска. То есть, они по происхождению похожи на звезды малых масс, а не на сверхмассивные планеты. Наблюдательные оценки спектра масс коричневых карликов остаются редкими. Редкий пример - работа [49], в которой для коричневых карликов с массой $5M_{\odot}\text{--}50M_{\odot}$ спектр масс может быть представлен как $dN(M) \propto M^{-1.5}$.

Вид наблюдаемой функции масс звезд подробно обсуждается в [5]. Еще раз напомним, что спектр масс газовых облаков и протозвезд массой $1\text{--}100M_{\odot}$ из окрестности Солнца в Галактике совпадает с опорным, а вот для звезд он отличается. Здесь мы только отметим, что отличие показателя степени солпитеровской функции масс от показателя опорной функции масс является, вероятно, следствием потери массы молодыми массивными звездами в виде звездного ветра, интенсивность которого сильно зависит от содержания металлов. В недавних работах [51,52] показано, что показатель α в функции масс при металличности $Z > 0.5Z_{\odot}$ зависит от Z как

$$\alpha = 2.35 + \log \frac{Z}{Z_{\odot}},$$

то есть, уменьшение обилия металлов всего в два раза приводит функцию масс звезд к стандартной. Отметим, что такое изменение наклона начального спектра масс звезд необходимо отслеживать при исследовании эволюции звездного состава Галактики.

3.4. Звездные скопления, галактики, скопления галактик.

Спектры масс звездных агрегатов обсуждаются в [5] довольно подробно. Отметим, что при выяснении НФМ скоплений нужно учитывать, что, во-первых, большинство скоплений, вероятно, разрушаются в момент образования после удаления газовой компоненты звездным ветром и ионизацией газа молодыми массивными звездами [53], и, во-вторых, время жизни скоплений определяется их массой, будучи для скоплений малой массы много короче хаббловского времени. Наклон НФМ галактических звездных скоплений, как правило, совпадает с наклоном опорной функции [54,55]. Логично, что спектр масс молодых звездных скоплений в M31 совпадает со спектром масс их предшественников - газовых облаков и с опорным спектром [56]. Таков же спектр масс гигантских молекулярных облаков в M61 [57] и в нашей Галактике [58].

При анализе функции масс галактик необходимо учесть эволюционные факторы, существенно его определяющие. Как отмечалось выше, спектр масс галактик является продуктом эволюции типа слияния (*merging*). Как видно из рис.2, спектр масс при слияниях может быть весьма различным. Но, конечно, "ранние" модельные спектры (1-3) характерны не для галактик, а для эволюции минигало темного вещества, а поздние спектры (7-10) описывают поведение ансамбля для чрезмерно больших времен. Можно показать, что для типичных скоплений галактик характерная шкала времени, принятая в моделях, представленных на рис.2, составляет $\sim 10^7$ лет, и значения $t > 1000$ означают выход за возраст Вселенной. Из рис.2 можно сделать еще один вывод - чем моложе скопление, тем круче наклон спектра масс. Действительно, изучение спектра масс галактик в далеких молодых скоплениях на $3 < z < 8$ показало, что при $z > 3$ наклон функции масс совпадает с наклоном опорной функции [59,60]. Такие величины z отвечают возрастам скоплений $< 10^9$ лет. А вот в окрестностях Галактики ($R < 8$ Мпк), возраст которой на порядок выше, наклон функции масс оказался около -1.1 [61].

Большинство наблюдаемых галактик объединены в плотные скопления галактик массой $10^{12} M_\odot - 10^{15} M_\odot$. Масса скопления M и его радиус R связаны соотношением $M = 0.2 R^2$ [62]. Средняя плотность меняется с массой как $3 \cdot 10^{-26} [10^{15}/(M/M_\odot)]^{1/2}$ г/см³, что при современной плотности Вселенной 10^{-29} г/см³ [63] означает, что структурирование Вселенной в ходе ее расширения произошло при возрасте порядка миллиарда лет. При этом структурные элементы массой более $10^{15} M_\odot$ не образовывались, а их дальнейшей гравитационной концентрации в последующем мешало космологическое расширение. Наблюдавший спектр масс скоплений галактик в указанном выше интервале масс, как правило, близок к опорному спектру [64,65].

4. Заключение. Эта статья является продолжением начатого нами ранее анализа наблюдаемых спектров масс различных астрономических объектов. Выполненный анализ позволяет предположить, что (начальные) спектры масс всех указанных объектов могут быть представлены (опорной) степенной функцией с показателем степени -2. Остающаяся неопределенность наблюдательных оценок показателя степени не превышает нескольких десятых. Границные значения масс каждого из указанных объектов определяются условиями их образования и эволюции. Наблюданная функция отдельных объектов масс часто отличается от опорной функции в силу эффектов эволюции. Например, функция масс протозвездных газовых облаков совпадает с опорной [57,58], но наклон НФМ звезд отличается от опорной, что может быть объяснено быстрой потерей массы молодыми звездами мощным звездном ветром. Интенсивность звездного ветра сильно зависит от металличности звезд [51,52]. Для звезд низкой металличности наклон НФМ совпадает с опорной функцией.

Физическое содержание опорного спектра масс может означать отсутствие выделенного масштаба массы в пределах области существования объектов данного рода. Отклонение наклона этой функции от наклона опорной функции означает, что нужно искать физические причины, приводящие к отклонению. Проведенный в статье анализ функций масс астрономических объектов: пыли, астероидов, планет, звезд, галактик и скоплений галактик позволяет сформулировать ряд актуальных задач, решение которых будет способствовать расширению наших представлений об условиях формирования спектра масс различных астрономических объектов.

Институт астрономии РАН, Москва,
Россия, e-mail: atutukov@inasan.ru bshustov@mail.ru

ON THE FUNDAMENTAL REASONS FOR SIMILARITY AND DIFFERENCES IN THE MASS SPECTRA OF VARIOUS ASTRONOMICAL OBJECTS

A.V.TUTUKOV, B.M.SHUSTOV

The mass spectra of astronomical objects of various nature are compared: those of cosmic dust, asteroids, planets, stars, star clusters, galaxies, and clusters of galaxies. Previously, the authors noted the similarity of the (initial) mass functions

of relatively massive objects (stars, galaxies, clusters of galaxies). In this paper, the mass range of astronomical objects is extended to a limit of approximately 68 orders of magnitude. It is confirmed that the initial mass spectra of objects in ensembles formed by fragmentation (fast process) can be represented in the first approximation in a statistically significant range by the base (reference) function $dN/dM \propto M^{-2}$, where dN is the number of objects in the mass range $[M, M+dM]$. The meaning of this function is that the probability density of object formation in the mass range $[M, M+dM]$ does not depend on the mass M , or, in other words, it means absence of a dedicated mass scale. The physical reasons for deviations of initial mass functions from the reference function are briefly discussed. It is noted that mass spectra in ensembles of objects formed as a result of merging (coagulation in the case of dust), i.e. in a relatively slow evolutionary process, can also be close to the type of reference function. The main reason for this universality lies in the random nature of the processes of formation and evolution of the discussed ensembles of astronomical bodies.

Keywords: *spectrum of masses: the initial mass function*

ЛИТЕРАТУРА

1. F.Zwicky, Phys. Rev., **61**, 489, 1942.
2. E.Salpeter, Astrophys. J., **121**, 161, 1955.
3. C.B.Верещагин, Астрон. ж., **65**, 281, 1988.
4. B.Binggeli, T.Hascher, Publ. Astron. Soc. Pacif., **119**, 592, 2007.
5. Б.Шустов, А.Тумуков, Астрон. ж., **95**, 765, 2018, (Astron. Rep., **62**, 724, 2018).
6. J.Bertoin, Random Fragmentation and Coagulation Processes, (Cambridge University Press), 2006.
7. F.K.Wittel, H.A.Carmona, F.Kun *et al.*, Int. J. Fract., **154**, 105. 2008.
8. M. von Smoluchowski, Phys. Z., **17**, 557, 1916.
9. T.Kaminski, astro-ph/1903.09558, 2019.
10. P.Williams, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **445**, 1253, 2014.
11. B-C.Koo, J-H.Kim, H.Oh *et al.*, astro-ph/1912.01924, 2019.
12. F.Priestley, M.Barlow, I. De Looze *et al.*, astro-ph/1912.02117, 2019.
13. Y.A.Fadeyev Astrophys. Space Sci., **95**, 357, 1983.
14. Y.A.Fadeyev, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **233**, 65, 1988.
15. C.Kochanek, astro-ph/1407.4856.
16. C.Aguirre-Gangas, J.Pineda, L. Szucs *et al.*, Astron. Astrophys., **623**, 147, 2019.
17. J.S.Mathis, W.Rumpl, K.H.Nordsieck, Astrophys. J., **217**, 425, 1977.
18. E.Kruegel, The Physics of Interstellar Dust. (Institute of Physics Publishing

- Bristol and Philadelphia), 2003.
19. *H.Hirashita, H.Kobayashi*, EPS, **65**, 1083, 2013.
 20. *J.C.Weingartner, B.T.Draine*, *Astrophys. J.*, **548**, 296, 2001.
 21. *A.P.Jones, L.Fanciullo, M.Köhler et al.*, *Astron. Astrophys.*, **558**, A62, 2013.
 22. *R.C.Blaauw, M.D.Campbell-Brown, R.J.Weryk*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **412**, 2033, 2011.
 23. *D.Janches, C.Brunini, J.L.Hormaechea*, *Astron. J.*, **157**, 240, 2019.
 24. *R.C.Blaauw, M.D.Campbell-Brown, R.J.Weryk*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **414**, 3322, 2011.
 25. *G.Drolshagen, D.Koschny, S.Drolshagen et al.*, *P&SS*, **143**, 21, 2017.
 26. *Б.М.Шустов*, Научные труды Института астрономии РАН, **4**, 356, 2019.
 27. *S.Wallace, T.Quinn*, arXiv e-prints, arXiv:1810.07201, 2018.
 28. *W.K.Hartmann, A.C.Hartmann*, *Icarus*, **8**, 361, 1968.
 29. *K.A.Holsapple, K.Wunneman, P.Michel*, in Modeling Asteroid Collisions and Impact Processes, 679, 2015.
 30. *M.Jutzi*, in IAU General Assembly, **29**, 2246674, 2015.
 31. *J.S.Dohnanyi*, *JGR*, **74**, 2531, 1969.
 32. *W.F.Bottke, D.D.Durda, D.Nesvorný et al.*, *Icarus*, **175**, 111, 2005.
 33. *B.J.Gladman, D.R.Davis, C.Neese et al.*, *Icarus*, **202**, 104, 2009.
 34. *I.Wlodarczyk, J.Leliwa-Kopystynski*, *Meteoritics and Planetary Science*, **49**, 1795, 2014.
 35. *A.Johansen, M.MacLow, P.Lacerda et al.*, astro-ph/1503.07347, 2015.
 36. *C.Yang, H.Zhao, L.Bruzzone et al.*, astro-ph/ 1912, 01240, 2019.
 37. *J.B.Pollack, O.Hubickyj, P.Bodenheimer et al.*, *Icarus*, **124**, 62, 1996.
 38. *T.Birnhiel, H.Klahr, B.Ercolano*, *Astron. Astrophys.*, **539**, A148, 2012.
 39. *M.Lambrechts, A.Johansen*, *Astron. Astrophys.*, **544**, A32, 2012.
 40. *A.Tutukov, A.Fedorova*, *Astron. Rep.*, **56**, 775, 2012.
 41. *S.Wallace, R.Quinn*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **489**, 2159, 2019.
 42. *W.Hubbard, M.Hattori, A.Burrows et al.*, *Astrophys. J.*, **658**, 59, 2007.
 43. *R.Malhotra*, *Astrophys. J.*, **808**, 71, 2015.
 44. *N.Brügger, Y.Alibert, S.Ataiee et al.*, *Astron. Astrophys.*, **619**, 174, 2018.
 45. *D.Bennetn, R.Akeson, Y.Alibert et al.*, *BAAS*, **51**, 505, 2019.
 46. *А.Г.Масевич, А.В.Тутуков*, Эволюция звезд: теория и наблюдения, (Наука, Москва), 1988.
 47. *P.Kroupa*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **322**, 231, 2001.
 48. *G.Suarez, J.Downes, C.Roman-Zuniga et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **486**, 1718, 2019.
 49. *K.Wagner, D.Apai, K.Kratter*, astro-ph/1904.06438, 2019.
 50. *A.Bohn, M.Kenworthy, C.Ginski et al.*, astro-ph/1912.04284, 2019.
 51. *S.Zhou, H.Mo, C.Li et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **485**, 5256, 2019.
 52. *D.Guszeinov, P.Hopkins, A.Graus*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **485**, 4852, 2019.
 53. *A.Tutukov*, *Astron. Astrophys.*, **70**, 57, 1978.
 54. *D.Cook, J.Lee, A.Adamo et al.*, astro-ph/1902.00082, 2019.

55. *M.Fujii, P.Zwart*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **449**, 726, 2015.
56. *L.Johnson, A.Seth, J.Dalcanton et al.*, Astrophys. J., **839**, 78, 2017.
57. *E.Rosowsky*, Publ. Astron. Soc. Pascif., **117**, 1403, 2005.
58. *S.Benincasa, S.Loezman, A.Wetzel et al.*, astro-ph/1911.05251, 2019.
59. *N.Henden, E.Puchwein, S.Shen et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **479**, 5385, 2018.
60. *R.Bhatawdekar, Ch.Concelice, B.Margalef-Bentabol et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **486**, 3805, 2019.
61. *M.Neuzil, P.Mansfeld, A.Kravtsov*, astro-ph/1912.04397, 2019.
62. *A.Tutukov*, Astron. Rep., **63**, 79, 2019.
63. *H.Zeng, D.Yan*, astro-ph/1912.10965, 2019.
64. *E.Kourkchi, R.Tully*, Astrophys. J., **843**, 16, 2017.
65. *H.Bohringer, G.Chon, M.Fukugita*, Astron. Astrophys., **608**, 62, 2017.

