

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 3

МАЙ, 1967

ВЫПУСК 2

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВОЗНИКАЮЩИХ КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ ПО МОМЕНТУ И МАССЕ

А. Г. ДОРОШКЕВИЧ
Поступила 6 декабря 1966

Рассмотрено влияние случайного характера начальных возмущений плотности и скорости на функцию распределения возникающих космических объектов по массе и удельному моменту. В простейших предположениях по функции распределения возмущений плотности и скорости получена функция распределения возникающих объектов по массе и моменту. Обсуждаются космологические следствия полученных результатов. Распределение объектов по моменту сравнивается с наблюдаемым распределением звезд по скоростям вращения.

1. Если стоять на точке зрения, что наблюдаемые сейчас космические объекты (звезды, галактики, скопления галактик и др.) образовались при конденсации газа, то при анализе процессов возникновения таких объектов и для объяснения наблюдаемого сейчас распределения объектов по массам, моментам, пекулярным скоростям и т. д. необходимо учитывать случайный характер начальных возмущений плотности и скорости газа. Начальные возмущения плотности и скорости газа, приводящие в дальнейшем к образованию космических объектов, определяются историей газа (процессами нагрева и остывания газа, неоднородностями в химическом составе, действием приливных сил и др.) и являются случайными функциями координат и времени. Поэтому, наряду с изучением законов развития неоднородностей во времени (например, за счет тепловой, или гравитационной неустойчивости) интересно выяснить влияние случайного характера начальных возмущений на свойства возникающих объектов.

Для решения этой задачи необходимо привлечение методов теории случайных функций, достаточно хорошо разработанных в настоящее время применительно к задачам радиотехники (см. например, [1]).

В настоящей работе в простейших предположениях по функции распределения возмущений плотности и скорости получена функция распределения возникающих объектов по массе и моменту. Задача решается в линейном приближении. Возмущения считаются малыми. Влияние образовавшихся объектов на процесс возникновения других объектов не рассматривается. Обсуждается влияние случайного характера начальных возмущений на вид функции распределения объектов и связь параметров объектов с характеристиками возмущений.

Аналогичными методами в принципе могут быть решены и другие задачи астрофизики, например, получена вероятность образования двойных и кратных объектов, функция распределения двойных объектов по массе и моменту и т. д.

В п. 2, в предположении об изотропии и однородности распределения вещества и о нормальном законе распределения малых возмущений плотности и скорости, в линейном приближении получена функция распределения возникающих космических объектов по массам для произвольного вида спектра возмущений.

В п. 3 полученные результаты применяются к задачам космологии. Получены статистические характеристики первого поколения объектов, возникающих в расширяющейся Вселенной, что позволяет уточнить развитую в [2] схему образования галактик и скоплений галактик.

В п. 4 в линейном приближении получено распределение по удельным моментам объектов, возникающих из однородного газового облака. Результаты сравниваются с наблюдаемым распределением звезд по скоростям вращения в скоплениях.

Задачи, аналогичные рассмотренным в данной работе, могут быть, в принципе, решены и без использования сделанных упрощающих предположений. Однако это приводит к значительным математическим трудностям. Поэтому, возможно, более перспективным окажется численное решение уравнений гидродинамики, описывающих развитие неоднородностей, со случайными начальными условиями.

2. Функция распределения космических объектов по массам. В качестве примера рассмотрим задачу о получении функции распределения космических объектов по массам по заданным возмущениям плотности и скорости в следующих упрощающих предположениях:

1) Вещество распределено в пространстве в среднем изотропно и однородно, $\bar{\rho} = \bar{\rho}(t)$. Средняя скорость движения вещества также изотропна $\vec{v} = H(t) \vec{r}$.

2) Вихревые возмущения скорости отсутствуют. Возмущения скорости $\vec{u}$ полностью определяются заданием $q = \text{div } \vec{u}$ ($\text{rot } \vec{u} = 0$).

3) Случайные функции $\varphi(\vec{r}) = \delta\rho/\rho$, описывающие возмущения плотности, и $q(\vec{r}) = \text{div } \vec{u}$ подчиняются нормальному (гауссову) закону распределения.

Предположения 1 и 2 мало ограничивают общность рассматриваемой задачи и приводят лишь к некоторым математическим упрощениям. Предположение 3 очень существенно упрощает задачу и позволяет решить ее аналитически, но не справедливо при больших возмущениях плотности. Из предположения о нормальном законе распределения случайной функции φ следует, что $\varphi = \delta\rho/\rho$ может принимать сколь угодно большие отрицательные значения, хотя очевидно, что $\varphi = \delta\rho/\rho \geq -1$. Поэтому нормальный закон распределения приблизительно справедлив лишь при условии малости возмущений плотности (и скорости).

В космологических задачах предположения 1, 2, 3 являются следствиями предположения о полной однородности и изотропии вещества на ранних стадиях расширения и предположения о возникновении флуктуаций плотности в ходе расширения [3, 4]. В ходе развития неоднородностей нелинейность уравнений гидродинамики приводит к искажению нормального распределения при $|\varphi| \approx 1$ и обеспечивает выполнение условия $\varphi \geq -1$.

Для простоты ограничимся стационарной задачей, то есть не будем рассматривать процесс образования объектов во времени.

При сделанных выше предположениях (1—3) для характеристики случайных функций $\varphi(\vec{r})$ и $q(\vec{r})$ существенно задать корреляционную матрицу a_{ik} :

$$a_{ik} = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{vmatrix}; \quad a_{11}(r) = \overline{\varphi(\vec{r}_1) \varphi(\vec{r}_2)}; \quad a_{22}(r) = \overline{q(\vec{r}_1) q(\vec{r}_2)}; \\ a_{12}(r) = a_{21}(r) = \overline{\varphi(\vec{r}_1) q(\vec{r}_2)}.$$

Компоненты a_{11} и a_{22} определяют корреляцию φ и q в различных точках пространства, a_{12} — определяет взаимную корреляцию функций φ и q . Предположение (1) приводит к тому, что все компоненты матрицы a_{ik} зависят лишь от относительного расстояния $r = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$, а дисперсии случайных функций φ и q — $a_{11}(0) = a$ и $a_{22}(0)$ — постоянны.

Вместо корреляционной матрицы a_{ik} можно задавать ее спектральную плотность:

$$b_{lk}(k) = (2\pi)^{-3/2} \int a_{lk}(r) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} d^3r \quad (2)$$

$$a_{lk}(r) = (2\pi)^{-3/2} \int b_{lk}(k) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} d^3k. \quad (2a)$$

Корреляцию случайных функций φ и q удобнее характеризовать матрицей коэффициентов корреляции (нормированных корреляционных функций):

$$a_{lk}^* = a_{lk}(r)/(a_{11}(0) a_{kk}(0))^{1/2}, \quad -1 \leq a_{lk}^* \leq 1. \quad (3)$$

Из (2a) следует, что при малых r коэффициенты корреляции $a_{11}^*(r)$ и $a_{22}^*(r)$ близки к 1. Так, например,

$$a_{11}^*(r) = 1 - \frac{1}{6} \frac{r^2}{b_0^2} + \dots, \quad (4)$$

где $b_0^2 = \int_0^\infty k^2 b_{11}(k) dk / \int_0^\infty k^4 b_{11}(k) dk$ (если соответствующие интегралы сходятся).

Величина b_0 может быть принята в качестве радиуса корреляции возмущений плотности. При $r \ll b_0$ $a_{11}^*(r) \approx 1$ — функции $\varphi(r_1)$ и $\varphi(r_2)$ связаны линейной зависимостью. При этом поверхность, на которой $\varphi = 0$ имеет средний радиус $r_0 = \pi b_0$. Аналогично может быть определен радиус корреляции и для возмущений скорости.

Задание случайных функций φ и q позволяет в принципе получить распределение возникающих объектов по массе, моменту, пекулярным скоростям и др.

Получим, например, распределение возникающих объектов по массе, предполагая, что объем V обособился от окружающей среды (и в дальнейшем превратится в космический объект — звезду, галактику, или скопление галактик) в том случае, если относительное превышение массы в объеме V над средней массой $\bar{M} = \bar{\rho}V$ равно $\Delta(V)$ ($(M - \bar{M})/\bar{M} = \Delta(V)$), тогда как вне этого объема превышение массы над средней меньше $\Delta(V)$. Это простейшее условие качественно описывает процесс обособления объектов как в однородной расширяющейся Метагалактике [3, 5], так и в стационарном газовом облаке, когда рост возмущений определяется тепловой неустойчивостью. Подробнее это условие обсуждается ниже.

Для решения этой задачи необходимо ввести новую случайную функцию:

$$f(V, \vec{r}) = \frac{1}{V} \int_V \varphi d^3r, \quad (5)$$

определяющую относительное превышение массы над средней в объеме V . (Ниже принято, что объем V — шар радиуса R). Функция распределения f вследствие предположения (3) также нормальна и определяется корреляционной функцией

$$c^2(R_1; R_2; r) = \overline{f(R_1; \vec{r}_1) f(R_2; \vec{r}_2)} = \\ = 9 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \int_0^\infty k^2 b_{11}(k) \frac{\sin kr}{kr} (kR_1)^{-3} J_{3/2}(kR_1) (kR_2)^{-3} J_{3/2}(kR_2) dk, \quad (6)$$

где $J_{3/2}(x)$ — функция Бесселя, R_1 и R_2 — радиусы шаров и $r = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$ — расстояние между центрами шаров. В рассматриваемой задаче можно положить $r = 0$ и рассматривать f как функцию только от R .

Радиус и масса $M = \frac{4}{3} \pi \bar{\rho} R^3 (1 + \Delta)$ возникающего объекта определяется условием $f(R) = \Delta(R)$; $f'_R(R) \leq 0$; Поэтому необходимо рассматривать совместную функцию распределения случайных функций f и $\psi = f'_R$, которая также будет нормальной вследствие предположения (3) и определяется корреляционной матрицей c_{ik} :

$$c_{11} = c^2(R; R; 0) = 9 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \int_0^\infty k^2 b_{11}(k) (kR)^{-3} J_{3/2}^2(kR) dk, \\ c_{21} = c_{12} = \frac{\partial c^2}{\partial R_2} \Big|_{R_1=R_2} = -9 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \int_0^\infty k^3 b_{11}(k) (kR)^{-3} J_{3/2}(kR) J_{5/2}(kR) dk \\ c_{22} = \frac{\partial^2 c^2}{\partial R_1 \partial R_2} \Big|_{R_1=R_2} = 9 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \int_0^\infty k^4 b_{11}(k) (kR)^{-3} J_{3/2}^2(kR) dk \quad (7)$$

(если дифференцирование под знаком интеграла возможно). Функция распределения $W_2(f; \psi)$ может быть записана в виде

$$W_2(f; \psi) = (2 \pi \sigma_2 \sqrt{1 - \eta^2})^{-1} \times \\ \times \exp \left[-\frac{1}{2(1 - \eta^2)} \left(\frac{f^2}{\sigma^2} + \frac{\psi^2}{\pi_2^2} - 2\eta \frac{f\psi}{\sigma\sigma_2} \right) \right]; \quad (8)$$

$$\sigma^2(R) = c_{11}(R; R); \quad \sigma_2^2 = c_{22}(R; R); \quad \eta(R) = c_{12}(R; R)/\sigma\sigma_2 \quad (9)$$

σ^2 и σ_2^2 — дисперсии функций f и ψ ; η — коэффициент корреляции f и ψ ($-1 \leq \eta \leq 1$). Распределение объектов по радиусам дается интегралом

$$\begin{aligned} \overline{\Psi}(R) &= \int_{-\infty}^0 |\psi| W_2(\Delta; \psi) d\psi \approx \frac{\Delta}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sigma_2}{\sigma^2} |\eta| e^{-\frac{\Delta^2}{2\sigma^2}} = \\ &= \frac{\Delta}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\Delta^2}{2\sigma^2}} \left| \frac{d}{dR} \cdot \frac{1}{\sigma} \right|, \end{aligned} \quad (10)$$

если

$$\eta < 0 \text{ и } \frac{\Delta}{\sigma} \frac{|\eta|}{\sqrt{1-\eta^2}} \gg 1,$$

Доля вещества, перешедшего в объекты, равна

$$N = \int_0^\infty \overline{\Psi}(R) dR. \quad (11)$$

При выводе формулы (10) не учитывалось, что условие обособления $f(R) = \Delta$; $f'(R) \leq 0$ может быть выполнено одновременно для двух шаров радиусов R_1 и R_2 ($R_2 > R_1$), расположенных в одном месте. При этом шар радиуса R_1 не является отдельным объектом. Однако можно показать, что если $\Delta/\sigma \gg 1$, то учет этого обстоятельства не меняет формулу (10).

Очевидно влияние случайного характера возмущений плотности на распределение объектов по массе. Из формулы (7) следует, что при малых R : $\sigma^2(R) \approx a^2 \left(1 - \frac{1}{5} R^2/b_0^2\right)$, где a^2 — дисперсия, а b_0 — радиус корреляции возмущений плотности. На малых расстояниях ($R \ll b_0$) коэффициент корреляции возмущений плотности α_{11}^* близок к 1, поэтому образование объектов малой массы относительно маловероятно (малый множитель $\frac{d}{dR} 1/\sigma \sim \frac{R}{b_0^2}$ в (10)). На больших расстояниях корреляция возмущений плотности мала. Поэтому, в большом объеме положительные и отрицательные возмущения плотности с большой точностью компенсируют друг друга. Вероятность найти необходимое для обособления превышение массы над средней быстро падает с ростом R (множитель $\exp(-\Delta^2/2\sigma^2)$; $\sigma^2 \sim R^{-1}$). Зависимость условий обособления от массы может усложнить вид функции распределения.

Экспоненциальное убывание $\bar{\Psi}(R)$ при больших R связано с предположением (3) и, видимо, не имеет места в действительности. Тем не менее, наблюдаемое и для звезд, и для галактик и для скоплений галактик уменьшение числа объектов с ростом массы (начиная с некоторой массы), по-видимому, существенно связано со случайным характером возмущений плотности.

3. *Образование объектов в расширяющейся Вселенной.* С помощью полученных выше результатов можно уточнить картину образования объектов в расширяющейся Вселенной, рассматриваемую в [2]. В предложенной в [2] схеме первое поколение объектов образуется из холодного газа, участвующего в общем хэббловском расширении. При этом в большом объеме тепловая энергия газа мала по сравнению с кинетической энергией расширения и гравитационной энергией (условие $M > M_D$; M_D — масса, соответствующая длине волны Джинса) и для обособления такого объема необходимо лишь достаточно быстро остановить его расширение. Как показывают оценки [3, 5], время, за которое произойдет остановка, определяется превышением массы над средней $(M - \bar{M})/\bar{M}$ в шаре радиуса R и не зависит от R (при условии, что полная энергия вещества в шаре отрицательна). Поэтому в полученных выше формулах можно получить $\Delta(R) = \Delta_0 = \text{const}$.

В этом случае распределение объектов по массе полностью характеризуется заданием функции $\sigma^2(R)$, которую можно аппроксимировать выражением:

$$\sigma^2(R) = a^2/\gamma^2(R); \quad \gamma(R) = 1 + R^2/b_1^2; \quad b_1^2 = 10 b_0^2, \quad (12)$$

где a и b_0 — дисперсия и радиус корреляции возмущений плотности. С помощью общей формулы (8) получаем

$$\bar{\Psi}_N(R) dR = \beta^2 e^{\frac{\beta^2}{2}(1-(1+\xi)^2)} d\xi, \quad (13)$$

$$N \simeq (2\pi)^{-1/2} \beta^{-1} e^{-\frac{\beta^2}{2}}, \quad (14)$$

$$\bar{R}^3 = \frac{3}{4} \sqrt{\pi} b_1^3 \beta^{-3}, \quad (15)$$

где $\bar{\Psi}_N(R) = \bar{\Psi}(R)/N$ — нормированное распределение объектов по радиусу, $\beta = \Delta_0/a$; $\xi = R^2/b_1^2$; Средняя масса объекта

$$\bar{M} = \frac{4\pi}{3} \bar{\rho} \bar{R}^3 (1 + \Delta_0). \quad (16)$$

Появление малого множителя β^{-3} в выражении для $\bar{R}^3$ и $\bar{M}$, по-видимому, связано с принятым выше условием обособления. При выводе формулы (10) каждый шар, в котором $\delta M/M = \Delta_0$, рассматривался как обособившийся объект. Однако, если радиус этого шара меньше радиуса корреляции, то с большой вероятностью этот шар является „зародышем“ конденсации большей массы, внешние слои которой еще не остановились $\delta M/M < \Delta_0$. Поэтому масса такого объекта из-за роста возмущений плотности будет расти с течением времени.

Для получения более точного значения средней массы необходимо усложнить условие обособления. Например, если на сфере радиуса R $f(R) = \Delta$ и $f'(R) \leq 0$, то в качестве границы объекта можно рассматривать ближайшую сферу радиуса R_0 ($R_0 \geq R$), на которой $\varphi = \delta\rho/\rho = 0$. Масса, ограниченная условием $\varphi = 0$, не изменяется со временем (если пренебречь влиянием давления). Можно показать, что в этом случае

$$\bar{M} \simeq M_c = \frac{4\pi}{3} \bar{\rho} b_0^3. \quad (17)$$

Величина радиуса корреляции и корреляционной массы $M_c = \frac{4\pi}{3} \bar{\rho} b_0^3$ в „горячей“ Метагалактике определяется видом начального спектра и условиями развития возмущений [5—7, 9]. В частности, в [6] показано, что на поздней стадии расширения (после рекомбинации водорода, $\bar{\rho} \leq 10^{-20} \div 10^{-22}$ г/см³) возмущения плотности характеризуются двумя значениями корреляционной массы: 1) „изотермической“ корреляционной массой, связанной с „изотермическими“ возмущениями плотности, $M_{c1} = 5 \cdot 10^5 M_\odot$ и 2) „адиабатической“ корреляционной массой M_{c2} , связанной с „адиабатическими“ возмущениями плотности. Значение M_{c2} зависит от спектра начальных возмущений плотности и от средней плотности вещества в Метагалактике и лежит в интервале $10^{17} \leq M_{c2} \leq 10^{19} M_\odot$ [6].

В работе [2] предполагалось, что в первую очередь возникают объекты с массой $\bar{M} \simeq M_{c1}$, определяемой „изотермическим“ радиусом корреляции. Видимо образование таких объектов необходимо для разогрева межгалактической среды до высоких температур. Полученные выше результаты (13—17) подтверждают сделанные в [2] предположения о процессе образования „празвезд“ и позволяют уточнить параметры возникающих „празвезд“.

Кроме того, следует отметить, что одновременно с образованием объектов с $\bar{M} \simeq M_{c1}$ возможно образование объектов с $\bar{M} \simeq M_{c2}$ за счет „адиабатических“ возмущений плотности. Значение M_{c2} может

быть порядка массы сверхскоплений, или скоплений галактик [6]. Такой процесс усложнит развитую в [2] картину образования галактик в расширяющейся Вселенной.

4. *Распределение возникающих объектов по удельным моментам.* Задание случайных функций φ и q позволяет получить распределение возникающих объектов по удельным моментам. Распределение объектов по моментам меняется с течением времени слабее, чем, например, распределение по пекулярным скоростям. Поэтому изучение распределения по моментам может дать информацию о свойствах среды, из которой образовались объекты. Если рассматривать распределение по моментам объектов, возникающих в находящемся в квазиравновесии газовом облаке (например, из-за тепловой неустойчивости [10]), то во всяком случае в центральной части такого облака можно пренебречь изменением плотности и считать, что предположение 1

приближенно верно (средняя скорость $\bar{v} = 0$). Предположим также, что можно ограничиться линейным приближением при вычислении момента и что справедливы предположения 2 и 3. Для простоты примем, что возмущения плотности и скорости не коррелированы между собой, $a_{12} = a_{21} = 0$. В этом случае распределение объектов по моментам полностью определяется заданием функции $a_{22}(r)$ (или $b_{22}(k)$). Если же корреляция φ и q существенна, $a_{12} \neq 0$; $a_{21} \neq 0$, то распределение по моментам существенно зависит от характеристик возмущений плотности и от условия обособления. Как показано ниже, полученная в этих предположениях функция распределения объектов по моментам достаточно хорошо согласуется с наблюдениями.

Удельный момент объема V равен

$$\vec{\mu} = (\bar{\rho} V)^{-1} \int_V \rho [\vec{r} \vec{v}] d^3 r. \quad (18)$$

При сделанных выше предположениях функция распределения $\vec{\mu}$ будет максвелловской

$$\bar{\Psi}_{\vec{\mu}} = (2 \pi \sigma_{\vec{\mu}}^2)^{-3/2} e^{-\vec{\mu}^2 / 2 \sigma_{\vec{\mu}}^2} d^3 \mu = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\mu^2}{\sigma_{\vec{\mu}}^2} e^{-\mu^2 / 2 \sigma_{\vec{\mu}}^2} d\mu \quad (19)$$

с дисперсией

$$\sigma_{\vec{\mu}}^2 = \bar{\mu}^2 = 9 \sqrt{2 \pi} R^2 \int_0^\infty b_{22}(k) (kR)^{-3} J_{5/2}^2(kR) dk. \quad (20)$$

$J_{5/2}(x)$ — функция Бесселя (объем V — шар радиуса R).

Если спектр возмущений скорости $b_{22}(k)$ достаточно быстро убывает как при больших k (из-за влияния вязкости, теплопроводности и др.), так и при малых k (например, из-за условий возникновения возмущений), то асимптотическая зависимость σ_μ^2 от массы определяется разложением в ряд (20).

При малых R :

$$\sigma_\mu^2 \approx 0.08 \sqrt{\frac{2}{\pi}} R^4 \int_0^\infty k^3 b_{22}(k) dk \sim M^{1/2}. \quad (21a)$$

При больших R :

$$\sigma_\mu^2 \approx 9 \sqrt{\frac{2}{\pi}} R^{-2} \int_0^\infty b_{22}(k) k^{-4} dk \sim M^{-3/2}. \quad (21b)$$

На малых расстояниях возмущения сильно коррелированы и случайный характер начальных возмущений скорости не сказывается. Удельный момент объекта быстро растет с ростом массы. На больших расстояниях возмущения скорости почти не коррелированы ($a_{22}(r) \rightarrow 0$; $r \rightarrow \infty$ (2a)). Моменты различных частей конденсирующегося объема направлены случайно. Поэтому удельный момент объекта уменьшается с ростом массы. Радиус корреляции возмущений скорости определяется заданием спектра $b_{22}(k)$.

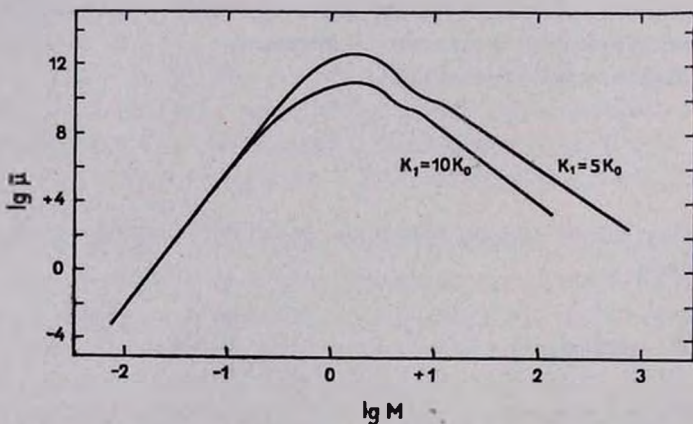


Рис. 1. Теоретическая зависимость среднего удельного момента объекта от массы. И масса, и удельный момент — в условных единицах.

На рис. 1 приведена зависимость $\sigma_\mu(M)$ для простейшего спектра

$$b_{12}(k) = b_0 \cdot 37.5 \sqrt{\frac{\pi}{2} \left(\frac{k_0}{k_1}\right)^3} \begin{cases} 0 & k < k_0 \\ 1 & k_0 \leq k \leq k_1 \\ 0 & k_1 < k \end{cases} \quad (k_1/k_0) = 5; 10. \quad (22)$$

Наблюдаемое распределение звезд по скорости вращения близко к максвелловскому [11], что согласуется с (19). Зависимость скорости вращения от массы качественно подобна полученной выше зависимости $\sigma_\mu^2(M)$ (20). К сожалению, непосредственно наблюдается не момент звезды, а проекция скорости вращения $v \sin i$. Связь между этими величинами определяется внутренним строением звезды и зависимостью угловой скорости от радиуса и в настоящее время неизвестна. Кроме того, звезда может терять момент при эволюции (за счет истечения массы, или с помощью гидромагнитного механизма [12]).

Кривые зависимости $\overline{v \sin i}$ от визуальной звездной величины M_v для скоплений Гиады, Плеяды, Орион, Персей и др., а также для звезд поля приведены в [13]. Аналогичные кривые зависимости $\overline{v} = \overline{v}(M_v)$ получены И. А. Копыловым [14]. Как показано в [15], $\overline{v \sin i} = \frac{\pi}{4} \overline{v}$. Поэтому если знать связь удельного момента и скорости вращения, то по зависимости $\overline{v}$ от M_v можно найти зависимость удельного момента $\overline{\mu}$ от массы M . В предположении твердотельного вращения для сферически симметричной звезды

$$\overline{\mu} = \overline{v} Q = \overline{v} \frac{8\pi}{3RM} \int_0^R \rho r^4 dr. \quad (23)$$

По моделям звезд [16] была рассчитана величина $Q^* = \frac{Q}{R_\odot} \left(\frac{M_\odot}{M}\right)^{1/2}$ для $M = 2; 3; 4; 8; 16 M_\odot$. Для $M = 30 M_\odot$ согласно [17] $Q^* = 0.202$. Для $M = 0.603; 1; 2.5; 10 M_\odot$ величина Q^* приведена в [13].

$M/M_\odot$	0.603	1	2	2.5	3	4	8	10	16	30
Q^*	0.11	0.0765	0.0765	0.0785	0.0845	0.105	0.140	0.165	0.173	0.202

Величина Q^* слабо зависит от химсостава звезды. Для перехода от $M_\odot$ к массе использовались: для Плеяд данные [18], а для остальных скоплений и звезд поля — [19]. Полученные таким путем кривые $\overline{\mu} = \overline{\mu}(M)$ приведены на рис. 2. Следует отметить достаточно хорошее

согласие с (20) для звезд поля и α Персея. Для Плеяд $\bar{\mu} \sim M^{1.5}$, что отклоняется от (21). Зависимость $\bar{\mu} = \bar{\mu}(M)$ для Ориона не противоречит (20), но, видимо, еще не описывается асимптотическими формулами (21) (можно сравнить с $\bar{\mu}(M)$ на рис. 1). В области $M \lesssim 2 M_{\odot}$ экспериментальная зависимость $\bar{\mu}(M)$ сильно отклоняется от (20). Отклонения от теоретической зависимости $\bar{\mu}(M)$ качественно объясняются рассмотренным Ф. Хойлем [12] гидромагнитным механизмом потери момента. Этот механизм приводит к значительной потере момента звездами малой массы и мало эффективен для массивных звезд. Граница влияния гидромагнитного механизма потери момента лежит в области спектральных классов А и F [12]. Поэтому кривые рис. 2 для α Персея и для звезд поля в области $M \gtrsim 5 M_{\odot}$ хорошо согласуются с теоретической зависимостью, тогда как в области меньших масс отклонения велики. Для Плеяд потеря момента, видимо, сильно сказалась в области меньших масс, что и привело к увеличению наклона всей кривой в целом.

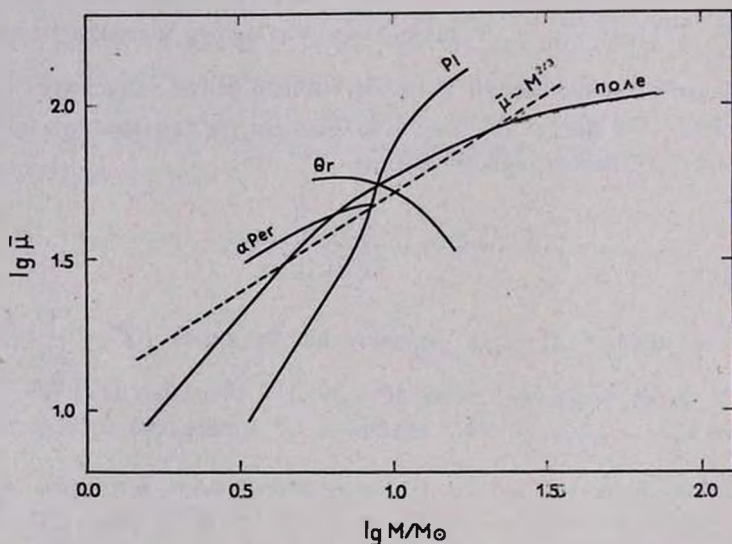


Рис. 2. Наблюдаемая зависимость среднего удельного момента звезд от массы. По оси абсцисс отложен $\lg(M/M_{\odot})$, по оси ординат — $\lg \bar{\mu}$ в единицах $0.7 \cdot 10^{16} \text{ см}^2/\text{сек}$.

Важным для проверки правильности предлагаемой модели возникновения моментов у звезд является вывод о наличии максимума в зависимости $\bar{\mu}(M)$. В этом отношении интересны зависимости $\bar{\mu}(M)$ для ассоциации Ориона (близкая зависимость $\bar{\mu} \sin i$ наблюдается в

ассоциации Ящерица (*Lacertae* [13]). К сожалению, на этих кривых еще не наблюдается уменьшения момента при уменьшении массы.

Весьма интересно было бы сравнить теоретическую зависимость $\overline{\mu^2} = \sigma_{\mu}^2(M)$ с распределением по моментам галактик, входящих в одно и то же скопление.

В заключение пользуюсь случаем поблагодарить Я. Б. Зельдовича за постоянное внимание и интерес к работе.

THE FUNCTION OF DISTRIBUTION OF APPEARING COSMIC OBJECTS DEPENDING ON MOMENTUM AND MASS

A. G. DOROSHKOVICH

The influence of the random character of the initial perturbation of density and velocity on the mass and momentum distribution function of appearing cosmic objects is considered. In simplest assumptions the distribution function of the perturbations by density and velocity renders the distribution function by mass and momentum. The cosmological sequences of obtained results are discussed. Momentum distribution of objects is compared with the observed distribution of stars by rotation velocities.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Р. Левин, Теория случайных процессов и ее применение в радиотехнике, Советское радио, 1960.
2. А. Г. Дорошквич, Я. А. Зельдович, И. Д. Новиков, Астрон. ж., 44, 295, 1967.
3. Ya. B. Zeldovich, *Advances in Astronomy and Astrophysics*, 3, 241, 1965.
4. А. Д. Сахаров, ЖЭТФ, 49, 345, 1965.
5. P. J. E. Pibbles, *Ap. J.*, 142, 1317, 1965.
6. А. Г. Дорошквич, Астрофизика, (в печати).
7. Л. М. Озерной, Труды симпозиума „Переменные звезды и звездная эволюция“, Наука, М., 1964, 1966.
8. E. E. Salpeter, *Ap. J.*, 121, 161, 1955.
9. Я. Б. Зельдович, УФН, 89, 647, 1966.
10. С. А. Каплан, С. Б. Пикелнер, Межзвездная среда, Физматгиз, М., 1963.
11. R. P. Kraft, *Ap. J.*, 142, 681, 1965.
12. Ф. Хойль, Вопросы космогонии, 7, 15, 1960.
13. H. A. Abt, J. H. Hunter, *Ap. J.*, 136, 381, 1962.
14. И. А. Копылов, Доклад на летней астрофизической школе, Шемаха, 1966.

15. *S. Chandrasekhar, G. Münch*, *Ap. J.*, 14, 142, 1950.
16. *А. Г. Масевич, Г. В. Рубен, С. П. Ломнев, Е. И. Попова*, *Научные информации*, 1, 1, 1965, *В. И. Имшенник, Э. В. Коток, Д. К. Надежин*, *Научные информации*, 1, 48, 1965.
17. *Д. К. Надежин*, *Научные информации*, 4, 1967.
18. *O. J. Eggen*, *Ap. J., Suppl. ser.*, 8, 125, 1963.
19. *К. У. Аллен*, *Астрофизические величины*, ИЛ, М., 1960.