

К ТЕОРИИ ГРУППОВОГО РОЖДЕНИЯ ЗВЕЗД

Б. Е. Жиляев, В. В. Порфириев, Л. М. Шульман

В современной теории внутреннего строения и эволюции звезд существует ряд трудностей. Прежде всего отметим трудности, с которыми встречается небулярная гипотеза звездообразования.

Оценки для сферического сжатия показывают, что при начальном вращении порядка дифференциального вращения Галактики угловая скорость достигает своего предельного значения при плотностях, еще не допускающих фрагментации. При плотностях и температурах межзвездной среды ($\rho \sim 10^{-24} - 10^{-23} \text{ г/см}^3$; $T \sim 100^\circ\text{K}$) гравитационно неустойчивыми оказываются облака чрезмерно большой массы ($\sim 10^4 M_\odot$). Это затруднение пытались устранить, вводя дополнительные механизмы сжатия (ударная волна, внешний горячий газ и т. д.). Однако в рамках этих гипотез не удается объяснить отсутствие звезд с предельно быстрым вращением, наличия которых следовало бы ожидать из-за закона сохранения углового момента. Возникает необходимость найти эффективный механизм потери момента. Угловой момент может передаваться окружающей плазме [1] посредством магнитного поля. Однако роль этого механизма в процессе звездообразования остается проблематичной, так как, вопреки ожиданиям, звезды с большими магнитными полями вращаются быстро.

До сих пор нет удовлетворительного объяснения наблюдаемого характера магнитных полей звезд. Захват межзвездного поля вращающимся облаком плазмы приводит к усилению торoidalного поля, в то время как у звезд наблюдаются полоидальные поля. Предложенные механизмы трансформации торoidalного магнитного поля в полоидальное [2] не объясняют существования наклонных роторов, у которых магнитная ось практически перпендикулярна к оси вращения [3].

Можно указать еще ряд трудностей, с которыми сталкивается теория звездообразования. Среди них отметим не объясненное до сих пор распределение экваториальной скорости вращения по спектральным классам в интервале О—Г. Из наблюдений следует, что звезды с большим диаметром вращаются быстрее, в то время как теория предсказывает обратную картину. Еще одна трудность возникает в теории строения звезд, вращающихся с меридиональной циркуляцией. Циркуляция выравнивает распределение углового момента в звезде, т. е. стремится установить закон вращения [4]

$$\omega r^2 = \text{const}, \quad (1)$$

где r — расстояние от оси вращения. Очевидно, что этот закон физически нереален из-за особенности при $r=0$. С другой стороны, можно показать, что расходимость не снимается введением сил внутреннего трения, так как последние не нарушают закон типа (1). Происхождение и широкая распространенность тесных двойных и кратных систем также не находит объяснения в современной теории звездообразования.

В настоящей работе формулируется гипотеза, позволяющая, как нам представляется, снять отмеченные трудности.

§ 1. Сущность гипотезы

Известные до настоящего времени расчеты звездных моделей и сжатия протозвездных облаков основаны на предположении, что как первоначальное облако до начала фрагментации, так и звезды представляют собой односвязные равновесные или сжимающиеся конфигурации. Роль вращения сводится при этом лишь к изменению формы конфигурации —

более или менее значительному полярному сжатию. Однако в действительности роль вращения этим не ограничивается. В частности, Пуанкаре [5] показал, что при достаточно больших скоростях углового вращения могут существовать фигуры равновесия, у которых ось вращения уже не пересекает поверхность жидкости. Существование тороидальных равновесных конфигураций для вращающейся несжимаемой жидкости доказал Лихтенштейн [6]. Острикер [7] показал, что достаточно тонкий политропный тор также может быть фигурой равновесия. Поскольку сжатие протозвездного облака приводит к росту ω из-за сохранения полного углового момента, можно ожидать, что в некоторый момент первичное односвязное облако превратится в двухсвязную конфигурацию — тороид. Строгого доказательства изменения топологии вращающейся газовой массы при ее сжатии пока нет. Однако ряд качественных соображений говорит в пользу такого предположения.

Очевидно, что сжатие любой конфигурации есть процесс уменьшения эффективной потенциальной энергии, включающей в себя гравитационную W , вращательную T и внутреннюю энергию U . При квазиравновесном сжатии кинетической энергией сжатия можно пренебречь и записать для полной энергии системы выражение:

$$E = W + T + U. \quad (2)$$

Сжатие происходит из-за уменьшения E вследствие излучения. При этом все время выполняются условия:

$$\delta E = 0, \quad \delta^2 E > 0, \quad (3)$$

где символ δ означает вариацию функционала (2).

Геометрической характеристикой системы является момент инерции I , связанный с W , T , U теоремой вириала:

$$\frac{1}{2} I = 2(T + U) + W. \quad (4)$$

При сжатии облака сохраняются масса M и момент L .

Очевидно, что рассматриваемая система обладает бесконечным числом степеней свободы. Поэтому следует весьма осторожно относиться к оценкам, основанным на заранее заданном несамосогласованном режиме сжатия. Например, очевидно, что при сферическом сжатии не выполняются соотношения (3). Последнее может привести не только к количественным ошибкам, но и к качественно неверным выводам.

Укажем на одну распространенную ошибку. Рассматривая устойчивость газовых облаков с помощью теоремы вириала, считают необходимым и достаточным критерием сжатия условие

$$I < 0.$$

Однако можно указать режим сжатия, при котором $I \gg 0$. Например, сжатие первоначально сферического облака на радиус инерции происходит с сохранением момента инерции, что автоматически дает

$$\delta T \equiv 0. \quad (5)$$

Это случай-пример режима, при котором вращение не может воспрепятствовать сжатию. Другим режимом, удовлетворяющим (5), является сжатие вдоль оси вращения, превращающее сферу в тонкий диск. При этом существует минимум E , который достигается системой после полного высвечивания тепловой энергии. В таком конечном состоянии $U=0$; следовательно $\delta U=0$, что соответствует индексу политропии $n=0$. В результате такого сжатия получается однородный бесконечно

тонкий эллипсоидальный диск. Несмотря на бесконечно большую плотность, потенциальная энергия стремится к конечному пределу

$$\lim W = - \frac{3\pi GM^2}{10R}. \quad (6)$$

Сравнивая этот режим со сжатием на радиус инерции, легко убедиться, что минимум потенциальной энергии (6) не является абсолютным, так как при сжатии на радиус инерции получается двухсвязная конфигурация, вырождающаяся в тонкий тор.

Потенциальная энергия тонкого политропного тора имеет вид [7]

$$W = - \frac{GM^2}{2\pi R} \left[\ln \frac{8R}{a} + \frac{n+1}{4} \right], \quad (7)$$

где a и R — малый и большой радиусы тора. Из (7) видно, что при $a \rightarrow 0$ $W \rightarrow -\infty$. На основании сказанного можно сделать вывод, что условие сохранения вращательного момента требует нарушения связности сжимающегося облака, так как сжатие односвязной конфигурации не приведет к абсолютному минимуму эффективной потенциальной энергии. Произойдет ли нарушение связности в реальном процессе сжатия, зависит от относительной роли газового давления и центробежных сил. При недостаточном вращательном моменте L давление может остановить сжатие раньше, чем облако перейдет в тороидальную стадию.

Наша гипотеза и состоит в том, что вращающиеся протозвездные облака и, возможно, быстровращающиеся звезды проходят в своей эволюции стадию тора.

§ 2. Сжатие тонкого тора

Мы не располагаем решением задачи о строении равновесного газового тора произвольной толщины. Поэтому рассматриваем эволюцию достаточно тонкого тора, основные соотношения для которого получены в работе Острикера [7]. Мы предполагаем, что сжатие тора проходит изотермически. Это предположение вполне оправдано высокой прозрачностью вещества на рассматриваемой стадии. Кроме того, предполагаем, что скорость звука достаточна для того, чтобы поперечная структура тора оставалась квазиравновесной в процессе сжатия. При этих предположениях изменение большого радиуса тора со временем описывается уравнением

$$\frac{d^2R}{dt^2} = \omega^2 R + \frac{GM}{2\pi R^2} \left(\ln \frac{a}{R} - \ln 8 + 2 \right), \quad (8)$$

где первый член справа есть центробежная сила, второй — сумма сил тяготения и газового давления [7]. Так как изотермический тор пространственно не ограничен, то под малым радиусом a подразумевается величина, определяемая соотношением

$$M = 2\pi^2 a^2 R \rho_0, \quad (9)$$

где ρ_0 — плотность на осевом круге тора.

Исключив из (8) ω с помощью закона сохранения момента

$$L = MR^2\omega = MR_0^2\omega_0 = \text{const},$$

где индекс 0 относится к начальным значениям, получим:

$$\frac{d^2R}{dt^2} = \frac{\omega_0^2 R_0^4}{R^3} + \frac{GM}{2\pi R^2} \left(\ln \frac{a}{R} - \ln 8 + 2 \right). \quad (10)$$

Чтобы получить закон изменения малого радиуса, воспользуемся первым началом термодинамики

$$dQ = c_v dT + pd\left(\frac{1}{\rho}\right). \quad (11)$$

При изотермическом сжатии

$$\frac{dQ}{dt} = \rho \Re T \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) \quad (12)$$

или

$$\frac{d \ln \rho}{dt} = - \frac{1}{\Re T} \frac{dQ}{dt}. \quad (13)$$

Это соотношение применимо к любому элементу массы тора. Для того чтобы его проинтегрировать, нужно задаться определенным законом теплоотвода.

Рассмотрим два режима теплоотвода. Если скорость теплоотвода, т. е. утечка энергии из единицы массы в единицу времени,

$$\frac{dQ}{dt} = - \dot{Q} = \text{const}, \quad (14)$$

то, интегрируя (13), получим

$$\rho = \rho_{00} \exp \left\{ \frac{\dot{Q}}{\Re T} t \right\}. \quad (15)$$

Применяя это соотношение к осевому кругу и пользуясь условием сохранения массы (9),

$$a^2 R \exp \left\{ \frac{\dot{Q}}{\Re T} t \right\} = a_0^2 R_0. \quad (16)$$

Если теплоотвод обусловлен парными процессами типа столкновений «атом—пылинка» и др., то

$$\frac{dQ}{dt} = - C \rho. \quad (17)$$

Подстановка этого выражения в (12) и последующее интегрирование дают:

$$\rho = \frac{\rho_{00}}{1 - \frac{C \rho_{00}}{\Re T} t}. \quad (18)$$

В этом случае вместо (16) получается:

$$a^2 R = a_0^2 R_0 \left(1 - \frac{C \rho_{00}}{\Re T} t \right). \quad (19)$$

Пары уравнений (10), (16) и (10), (19) образуют замкнутые системы, описывающие сжатие изотермического тонкого тора соответственно при постоянном и прогрессивном теплоотводе.

Оценим параметры \dot{Q} и C в соотношениях (16), (19).

Как показано в [8], потеря энергии единицей объема межзвездной среды составляет $\sim 10^{-28} - 10^{-27}$ эрг/сек, что дает оценку $\dot{Q} \approx 10^{-3} - 10^{-4}$ эрг/сек. На основании соотношений, приведенных в [8, § 15], можно получить выражение для коэффициента C , если основным охлаждающим фактором является пыль:

$$C = \frac{9}{2 \sqrt[3]{2\pi}} \left(\frac{kT}{m_p} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\langle a_n^2 \rangle}{\langle a_n^3 \rangle} \frac{x}{\delta}. \quad (20)$$

Здесь T — температура межзвездного газа, m_p — масса протона, $\langle a_n^2 \rangle$, $\langle a_n^3 \rangle$ — средний квадрат и средний куб радиуса пылинки соответственно, δ — плотность ее вещества, x — степень запыленности облака, определяемая соотношением:

$$x = \frac{N_g}{N_g + \frac{4}{3} \pi \langle a_n^3 \rangle \delta}, \quad (21)$$

где N_g и n_h — число пылинок и атомов водорода в единице объема. Очевидно, что x — отношение плотности пылевой составляющей к полной плотности вещества.

Так как точные начальные условия, при которых начинается сжатие тонкого тора, неизвестны, поскольку предыдущая стадия эволюции не рассматривалась, то мы положим начальную скорость стягивания

$$\frac{dR}{dt} = 0. \quad (22)$$

В результате этого время эволюции будет несколько завышено. Однако легко показать, что ошибка невелика, так как предшествующее сжатие занимает относительно малый промежуток времени.

Для численного интегрирования уравнения (10) удобно использовать следующие безразмерные величины:

$$\lambda = \frac{a}{R}, \quad \tau = \omega_0 t, \quad r = R/R_0, \quad (23)$$

$$\alpha = \frac{GM}{2\pi R_0^3 \omega_0^2} = 0.73 \frac{M}{M_\odot \Omega_0^2 \tilde{R}^3} \cdot 10^{-30}, \quad (24)$$

где Ω_0 — начальная угловая скорость, выраженная в единицах 10^{-15} сек $^{-1}$, \tilde{R} — начальный радиус тора в парсеках.

Введем дополнительно

$$\beta = \frac{\dot{Q}}{2\pi T \omega_0}, \quad (25)$$

$$\kappa = 4.5 \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_p}} \cdot \frac{\langle a_n^2 \rangle}{\langle a_n^3 \rangle \delta} \cdot \frac{\rho_{00} x}{\omega_0} = 1.66 \cdot 10^4 \frac{\langle a_n^2 \rangle}{\langle a_n^3 \rangle \delta} \frac{\rho_{00} x}{\omega_0} \sqrt{T}. \quad (26)$$

Безразмерные уравнения сжатия тора в случае постоянного теплоотвода имеют вид

$$\frac{d^2 r}{d\tau^2} = \frac{1}{r^2} \left[\frac{1}{r} - 1 - \alpha (1.5 \ln r + \beta \tau) \right], \quad (27)$$

$$\lambda = \lambda_0 r^{-3/2} e^{-\beta \tau}. \quad (28)$$

Для прогрессивного теплоотвода соответственно

$$\frac{d^2 r}{d\tau^2} = \frac{1}{r^2} \left[\frac{1}{r} - 1 - \frac{\alpha}{2} \ln \frac{r^3}{1 - \kappa \tau} \right], \quad (29)$$

$$\lambda = \lambda_0 r^{-3/2} (1 - \kappa \tau)^{1/2}. \quad (30)$$

Начальные условия в обоих случаях одинаковы. При $\tau=0$ $r=1$, $r=0$, а параметр $\lambda_0=a_0/R_0$ определяется из условия начального равновесия:

$$\ln \lambda_0 = \ln 8 - 2 - \frac{1}{\alpha}. \quad (31)$$

Нелинейные системы (27), (28) и (29), (30) интегрировались численно методом Рунге-Кутта. Результаты вычислений приведены на рис. 1.

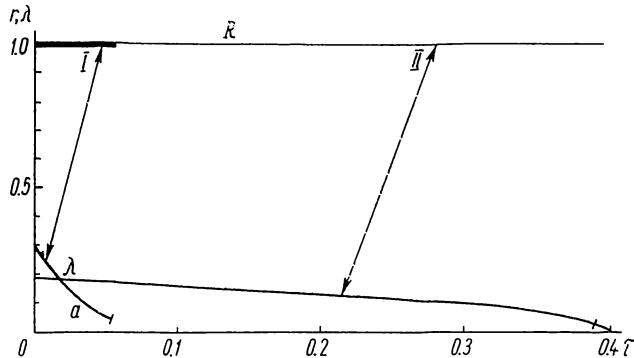


Рис. 1. Сжатие тонкого тора.

I — постоянный теплоотвод; II — прогрессивный теплоотвод.

§ 3. Гравитационная неустойчивость и фрагментация

При изотермическом сжатии тора плотность, а следовательно и фазовая скорость распространения гравитационных возмущений, увеличивается, в то время как температура, а следовательно фазовая скорость

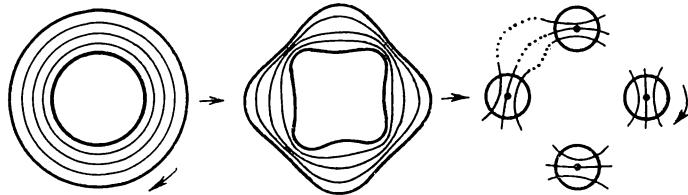


Рис. 2. Формирование полярных магнитных полей у звезд в процессе фрагментации тора.

распространения возмущений давления (скорость звука), остается постоянной. Поэтому можно предвидеть момент, когда тор становится гравитационно неустойчивым.

Дайсон [9], рассматривавший задачу об устойчивости жидкого вращающегося тора, показал, что единственным типом нарастающих возмущений в такой системе являются возмущения типа периодических по кругу перетяжек. При этом кольцо стремится распасться на отдельные части. В газовом торе процесс осложняется сжимаемостью и неоднородностью среды по сечению. Однако качественно верные выводы можно сделать, считая плотность в поперечном сечении постоянной.

Для оценки инкремента гравитационных возмущений воспользуемся соотношением

$$s = \sqrt{4\pi G\rho - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 c_s^2}, \quad (32)$$

где λ — длина волны возмущения, $c_s = \sqrt{\mathfrak{R}T}$ — изотермическая скорость звука, ρ определяется соотношением (9). Из периодических гра-

ничных условий для возмущений следует, что вдоль кольца должно укладываться целое число гравитационных волн

$$N = \frac{2\pi R}{\tilde{\lambda}}; \quad N = 1, 2, 3\dots \quad (33)$$

Введем безразмерную температуру

$$\Theta = \frac{\Re T}{\omega_0^2 R_0^2}.$$

В безразмерных переменных с учетом (9), (23), (33) соотношение (32) примет вид

$$\tilde{s} = \sqrt{\frac{4\alpha}{\lambda^2 r^3} - \frac{\Theta N^2}{r^2}}, \quad (35)$$

где безразмерный инкремент

$$\tilde{s} = \frac{s}{\omega_0}. \quad (36)$$

Процесс образования перетяжек конкурирует со сжатием тора как целого. Поэтому в первом приближении будем считать, что фрагментация тора наступает, как только характерное время развития неустойчивости становится меньше характерного времени сжатия, т. е. при выполнении условия

$$s \geq \left| \frac{d \ln a}{dt} \right|$$

или, в безразмерной форме,

$$\tilde{s} \geq \left| \frac{d \ln (\lambda r)}{d\tau} \right|. \quad (37)$$

Величина, стоящая в правой части этого неравенства, зависит от режима теплоотвода.

Рассмотрим сначала случай постоянного теплоотвода. Так как расчеты показывают, что большой радиус тора остается при сжатии практически постоянным (см. рис. 1), для оценки момента фрагментации можно положить

$$r \approx 1; \dot{r} \approx 0. \quad (38)$$

В этом приближении из (28) следует

$$\frac{d \ln (\lambda r)}{d\tau} = -\beta. \quad (39)$$

В момент начала фрагментации (37) дает

$$\frac{4\alpha}{\lambda^2} - \Theta = \beta^2. \quad (40)$$

В выражении (40) принято $N=1$. Подставляя сюда выражение для λ (28), получим с учетом соотношения (31) следующее выражение для момента времени, когда развитие первой гармоники начинает обгонять сжатие тора:

$$\tau = \frac{1}{2\beta} \ln \left[\frac{1}{4\alpha} (\Theta^2 + \beta^2) \right] + \frac{1}{\beta} \left(\ln 8 - 2 - \frac{1}{\alpha} \right). \quad (41)$$

В этот момент будет возбуждена не только первая гармоника. Максимальный номер возбужденной гармоники оценим из условия положительности подкоренного выражения (35). Оно дает

$$N_{\max} = \text{Ent} \left\{ \frac{\beta}{V^{\frac{1}{2}}} \right\}. \quad (42)$$

Восстанавливая размерные переменные, получим

$$N_{\max} = \text{Ent} \left\{ \frac{R_0 Q}{2 V (\Re T)^{\frac{1}{2}}} \right\}. \quad (43)$$

Рассмотрим теперь случай прогрессивного теплоотвода. Этот случай качественно отличается от предыдущего тем, что неравенство (37) выполняется на ограниченном промежутке времени. Повторяя предыдущие выкладки с учетом (30), получим, что равенство в выражении (37) имеет место в два момента времени:

$$\tau_{1,2} = \frac{1}{x} \left[1 - \frac{2\alpha}{N^2 \Theta \lambda_0^2} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{N^2 x^2 \Theta \lambda_0^4}{16\alpha^2}} \right) \right]. \quad (44)$$

В промежутке $\tau_1 < \tau < \tau_2$ образование перетяжек идет быстрее, чем сжатие тора. Продолжительность этого интервала

$$\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1 = \frac{4\alpha}{N^2 \Theta \lambda_0^2} \sqrt{1 - \frac{N^2 x^2 \Theta \lambda_0^4}{16\alpha^2}}. \quad (45)$$

Из этого соотношения видно, что $\Delta\tau$ уменьшается с ростом номера гармоники N . Начиная с некоторого номера N_{\max}

$$N_{\max} = \text{Ent} \left\{ \frac{4\alpha}{x \lambda_0^2 \sqrt{\Theta}} \right\}, \quad (46)$$

подкоренное выражение в (45) станет отрицательным. Это означает, что более высокие гармоники не в состоянии обогнать регулярное сжатие тора. Поэтому для верхней оценки числа гармоник, которые в состоянии образовать перетяжки, разумно пользоваться соотношением (46), которое в размерных переменных приобретает вид

$$N_{\max} = \text{Ent} \left\{ \frac{4}{9} (2\pi)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{G}{\Re T} \cdot \frac{R_0 \leq a_n^3 \geq \delta}{x \langle a_n^2 \rangle} \right\}. \quad (47)$$

Оценим число фрагментов $N_{\phi p}$, на которые распадается тор. Очевидно, что $N_{\phi p} > N_{\max}$, так как перетяжки образуются за счет всех гармоник, номера которых $N_i < N_{\max}$. Максимальное число фрагментов получится, если фазы всех гармоник случайны, причем ни одна пара гармоник не имеет совпадающих узлов. В этом случае

$$(N_{\phi p})_{\max} = \frac{1}{2} (N_{\max} + 2)(N_{\max} - 1),$$

т. е. при $N_{\max} \gg 1$

$$(N_{\phi p})_{\max} \approx \frac{N_{\max}^2}{2}. \quad (48)$$

В реальной ситуации перетяжки будут образовываться так, чтобы максимально уменьшать потенциальную энергию тора. Так как более симметричные состояния соответствуют меньшей потенциальной энергии, то в торе, изолированном от влияния звездных возмущений, фазы всех

гармоник окажутся жестко связанными. Каждая новая волна будет возбуждаться так, чтобы ее узлы совпадали с максимально большим числом уже имеющихся узлов. Первая гармоника образует два узла, координаты которых в долях длины окружности равны 0 и 0.5. Рассматривая далее, из соображений симметрии, только половину окружности, обнаруживаем, что последующие гармоники образуют дополнительные перетяжки по схеме, приведенной в таблице.

N_{\max}	Координаты узлов в долях длины окружности								Прирост узлов
	1	2	3	4	5	6	7	8	
2	0	1/2							2
3		1/3							2
4		1/4							2
5		1/5	2/5						6
6		1/6							10
7		1/7	2/7	3/7					12
8		1/8	3/8						18
9		1/9	2/9	4/9					22
10		1/10	3/10						28
11		1/11	2/11	3/11	4/11	5/11			32
12		1/12	5/12						42
13		1/13	2/13	3/13	4/13	5/13	6/13		46
14		1/14	3/14	5/14					58
15		1/15	2/15	4/15	7/15				64
16		1/16	3/16	5/16	7/16				72
17		1/17	2/17	3/17	4/17	5/17	6/17	7/17	80
18		1/18	5/18	7/18					96
19		1/19	2/19	3/19	4/19	5/19	6/19	7/19	102
20		1/20	3/20	7/20	9/20				120
									128

Из таблицы видно, что в рассматриваемом случае полной автофазировки гравитационных волн при возбуждении гармоник с номерами вплоть до N_{\max} образуются перетяжки с координатами (в долях длины окружности), определяемыми соотношениями

$$l = \frac{p}{q}, \quad p < q \leq N, \quad (49)$$

где p, q — взаимно простые числа.

Из таблицы можно усмотреть, что различные гармоники неравноценны по числу создаваемых перетяжек. Наибольшее количество дополнительных узлов, а именно $N-1$, добавляют гармоники, номера которых — простые числа. Вообще говоря, чем больше делителей имеет номер гармоники, тем меньше число узлов образуется при ее возбуждении.

В случае полной автофазировки можно оценить распределение фрагментов по массам. Будем считать, что массы фрагментов пропорциональны расстояниям между двумя соседними узлами. Это должно выполняться тем точнее, чем тоньше тор в момент фрагментации. Для получения спектра масс упорядочим последовательность координат узлов. Например, при $N_{\max}=20$ начало последовательности имеет вид: $l_i=0; 1/21; 1/20; 1/19; \dots 1/11; 2/21; 1/10; 2/19; 1/9; 2/17; \dots$ Соответствующая последовательность интервалов между соседними узлами имеет вид: $\Delta l_i=1/21; 1/21 \cdot 20; 1/20 \cdot 19; 1/19 \cdot 18; \dots 1/12 \cdot 11; 1/21 \cdot 11; 1/19 \cdot 10; \dots$ Такие последовательности могут быть построены для любого N_{\max} .

В общем случае массы образовавшихся звезд определяются соотношением:

$$M_{t_*} = \frac{M}{m \cdot n} \quad (50)$$

при следующих теоретико-числовых ограничениях:

m, n — взаимно простые положительные числа из последовательности

$$\begin{aligned} & N_{\max} \cdot (N_{\max} - 1); N_{\max} \cdot (N_{\max} - 2); \dots N_{\max} \cdot 1, \\ & (N_{\max} - 1) \cdot (N_{\max} - 2); (N_{\max} - 1) \cdot (N_{\max} - 3); \dots (N_{\max} - 1) \cdot 2 \quad (51) \\ & \dots \dots \dots \end{aligned}$$

Процесс получения величин $\frac{1}{m \cdot n}$ легко алгоритмизируется. Спектр масс звезд, образовавшихся в результате фрагментации тора при $N_{\max} = 20$, рассчитанный на ЭЦВМ, приводится на рис. 3. Оказалось, что при исходной массе тора $M = 100 M_{\odot}$ большинство образовавшихся звезд являются карликами с $M_* < 0.7 M_{\odot}$.

§ 4. Обсуждение

Наблюдательным подтверждением предлагаемой гипотезы может быть недавно обнаруженный новый класс звездных систем. И. Иссерштедт и Т. Шмидт-Калер [10] нашли в области Млечного Пути 1002 правильных кольца (Sterntringen), состоящих из звезд разных спектральных классов. Статистический анализ, выполненный этими авторами, показал, что $\sim 75\%$ обнаруженных колец являются реальными образованиями, а не результатом случайной проекции звезд на небесную сферу. Видимое количество звезд в кольцах изменяется от 20 до 100. Такие же кольца были найдены и в Магеллановых облаках. Согласно И. Иссерштедту и Т. Шмидт-Калеру, линейный диаметр колец составляет $7 \pm 2 pc$. Малая дисперсия линейных диаметров колец позволила использовать их угловые размеры как индикатор расстояний. Оказалось, что падающее большинство колец находится в спиральных ветвях Галактики. Это сильный аргумент в пользу их физической реальности.

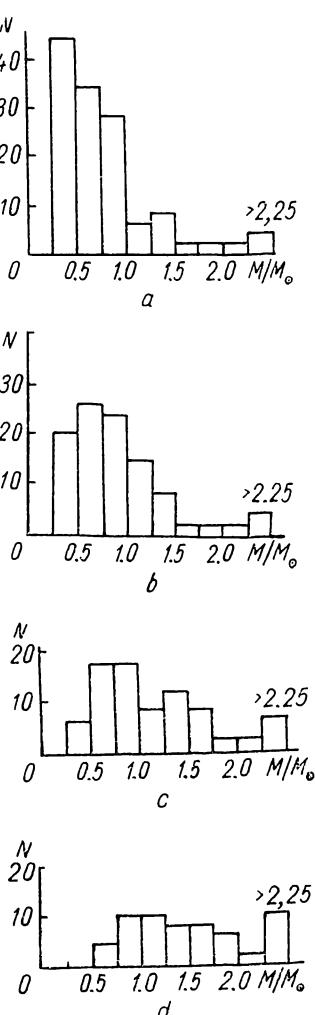


Рис. 3. Распределение масс фрагментов после фрагментации тора.

a: $M = 100 M_{\odot}$; $N_{\max} = 20$; $N_* = 128$; b: $M = 100 M_{\odot}$; $N_{\max} = 18$; $N_* = 102$; c: $M = 100 M_{\odot}$; $N_{\max} = 16$; $N_* = 80$; d: $M = 100 M_{\odot}$; $N_{\max} = 13$; $N_* = 58$.

Приведенные в [10] диаграммы спектр—светимость для нескольких ближайших колец имеют вид, типичный для молодых звездных скоплений. Авторы открытия считают кольца результатом проекции на небесную сферу эллипсоидальных оболочек, состоящих из звезд. В качестве ме-

ханизма образования таких оболочек ими предложена гипотеза точечного взрыва в галактическом магнитном поле, которое и вызывает их эллипсоидальность.

Против такой интерпретации можно выдвинуть ряд возражений. В рамках этой гипотезы трудно объяснить постоянство линейных диаметров колец. Оболочка, состоящая из звезд, в проекции на небесную сферу должна иметь вид кольцевой полоски, заполненной звездами с характерным законом распределения плотности (типа $\sim \frac{1}{\sqrt{1-r^2}}$, где

r — расстояние от центра в картинной плоскости). В то же время на фотографиях обнаруживается чрезвычайно узкое по r распределение звезд. Это говорит в пользу того, что звездные кольца скорее являются плоскими системами, а их эллиптичность — следствие проекции. Трудно согласиться с выводом авторов о постоянстве малого диаметра всех колец. Так как большинство обнаруженных колец имеет близкие эксцентриситеты порядка ~ 1.5 , то спиральная структура Галактики должна обнаружиться в случае, если постоянным считать большой диаметр кольца, как это и должно быть в случае плоских колец.

Результаты настоящей работы позволяют дать альтернативную интерпретацию этому классу объектов. Представим себе односвязное вращающееся газовое облако. Известно, что такие облака существуют в Галактике, концентрируются к галактической плоскости и характеризуются следующими средними значениями параметров. Массы $\sim 400 M_\odot$, радиусы $\sim 8 pc$, плотность $\sim 10 \text{ атомов}/\text{см}^3$, температура газа $\sim 100^\circ K$ [11]. Как показывают оценки, такие облака при тепловом равновесии с окружающей средой сжиматься не могут. Сжатие наступает только тогда, когда для этого создаются благоприятные условия, когда нарушается тепловой баланс в сторону охлаждения облака. Соображения, изложенные во введении, позволяют допустить, что при определенных условиях вращение облака может вызвать нарушение его связности. При этом наступает момент, когда дальнейшая эволюция облака будет описываться соотношениями, выведенными в § 1—3. Как показано выше, такой процесс завершится фрагментацией тора на отдельные протозвездные сгустки.

Нами проведено численное интегрирование уравнений (27), (28), (29) и (30) при следующих значениях исходных параметров:

$$\begin{aligned} R_0 &\sim 5 pc; \omega_0 \sim 10^{-15} \text{ сек}^{-1}; \langle a_n^3 \rangle / \langle a_n^2 \rangle \sim 10^{-5} \text{ см}; \\ \delta &\sim (1 \div 2.5) g \cdot \text{см}^{-3}; x \sim 10^{-3}; T \sim (10 \div 100)^\circ K; \\ \dot{Q} &\sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ эрг} \cdot g^{-1} \text{ сек}^{-1}; M \sim 100 M_\odot. \end{aligned}$$

Результаты интегрирования приведены на рис. 1. Видно, что до момента фрагментации большой радиус R получившегося кольца остается практически равным своему начальному значению, в то время как малый радиус a к моменту фрагментации уменьшается в несколько раз.

При такой схеме звездообразования снимается одна из основных трудностей небуллярной гипотезы, связанная с большими массами сжимающихся облаков. Действительно, при сферическом сжатии облака вращение останавливает его задолго до наступления условий для фрагментации на протозвездные сгустки. В тороидальной стадии вращение не может воспрепятствовать сжатию, поскольку оно происходит практически на радиус инерции исходного облака.

Важно отметить, что при этом основная часть момента вращения приходится на вращение тора как целого, а фрагменты захватывают лишь незначительный момент вращения. Действительно, после фрагментации тор делится на фрагменты, которые приближенно можно считать вытянутыми эллипсоидами вращения с полуосами $(a; a; \pi R \Delta l)$. Тогда для

тождественных фрагментов массу и момент инерции можно записать в виде

$$M_* = M\Delta l = \frac{2\pi M}{N_{\phi p}}; I = \frac{M\Delta l}{5} (a^2 + \pi^2 R^2 (\Delta l)^2) \approx \frac{\pi^2 R^2 M}{5} (\Delta l)^3. \quad (52)$$

В момент распада угловая скорость фрагмента совпадает с угловой скоростью вращения тора ω_0 . Отсюда можно заключить, что фрагмент захватывает момент вращения относительно собственной оси вращения, равный

$$L_* \simeq \frac{\pi^2 R_0^2 \omega_0}{5M^2} M_*^3 \sim M_*^3. \quad (53)$$

Доля момента, захваченная всеми фрагментами,

$$\frac{(L_*)_2}{L_{\text{тора}}} = \frac{2^3 \pi^5}{5} \cdot \frac{1}{N_{\phi p}^2}, \quad (54)$$

что в случае 100 фрагментов составляет $\sim 5\%$.

Известно, с какими трудностями встречается небулярная гипотеза при попытках объяснить полоидальный характер магнитного поля звезд. При односвязном сжатии протозвездного облака вращение приводит к усилению магнитного поля тороидальной геометрии. На рис. 2 показано, что при двухсвязном сжатии облака после распада тора фрагменты обладают полоидальными магнитными полями. Отметим попутно, что первоначально магнитные полюсы у фрагмента лежат в плоскости экватора вращения. В связи с этим укажем на исследование Престона [3] переменных магнитных звезд. На основании обширного статистического материала Престон пришел к выводу, что наблюдаемую переменность магнитного поля у исследованных звезд можно объяснить лишь в том случае, если они являются наклонными магнитными роторами.

Следует отметить иллюстративный характер приведенной теории. Процесс сжатия газопылевого облака с переходом в двухсвязную конфигурацию должен описываться на основе уравнений в частных производных нестационарной газодинамической теории. В настоящей же работе рассматривается гомологическое сжатие тонкого газового кольца при различных режимах теплоотвода. Можно показать, что момент наступления и режим фрагментации существенным образом зависят от характера теплоотвода. Это видно на рис. 1.

Сомнительно, чтобы мог иметь место постоянный теплоотвод. Более универсален случай прогрессивного теплоотвода, поскольку он обеспечивается парными процессами. Однако при этом чрезвычайно затруднено надежное определение параметра κ . При больших значениях κ фрагментация происходит уже на адиабатической стадии эволюции тора, к которой неприменимы соотношения, выведенные в § 1—3.

Однако даже сильно упрощенное рассмотрение сжатия протозвездного облака позволяет качественно получить важные результаты. Так, на рис. 3 приведены гистограммы распределения фрагментов по массам в случае возбуждения различного числа гармоник к моменту фрагментации. Эти распределения могут быть обрезаны со стороны малых масс, поскольку маломассивные фрагменты будут обладать положительной полной энергией ($E > 0$) и в дальнейшем не смогут сконденсироваться. В связи с этим интересно отметить, что наиболее молодые из звезд типа Т Тельца оказываются окружеными плотной «шубой» из несконденсированной материи.

Поскольку зависимость углового момента фрагмента от массы весьма велика (53), может оказаться, что наиболее массивные фраг-

менты в процессе конденсации могут вторично пройти стадию тора с образованием двойной или кратной системы.

Укажем еще на один аспект предлагаемой здесь гипотезы. На критических стадиях эволюции у быстро вращающихся звезд меридиональная циркуляция может резко изменить закон вращения, стремясь установить распределение угловой скорости типа

$$L(r) \sim \omega r^2 = \text{const},$$

где r — расстояние от оси вращения.

Поскольку ω стремится к ∞ при $r \rightarrow 0$, то материя вблизи оси вращения будет испытывать значительное центробежное ускорение. Не исключено, что в такой ситуации звезде будет энергетически выгодно перейти в двухсвязную конфигурацию, которая, в свою очередь, фрагментируется с образованием тесной двойной звезды.

Интересные особенности можно ожидать при релятивистском коллапсе, поскольку вращение не может препятствовать сжатию из-за рассмотренного здесь топологического эффекта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mestel L. — MN, **119**, 249, 1959.
2. Parker E. N. — APJ, **122**, 293, 1955.
3. Preston G. W. — APJ, **150**, 547, 1967.
4. Порфириев В. В. — АЖ, **39**, 710, 1962.
5. Аппель П. — В кн.: Фигуры равновесия вращающейся однородной жидкости, § 30, ОНТИ, Л.—М., 1936.
6. Lichtenstein L. — Math. Zeitschr., **13**, 82, 1922.
7. Ostriker J. — APJ, **140**, 1067, 1964.
8. Каплан С. А., Пикельнер С. Б. Межзвездная среда, Физматгиз, М., 1963.
9. Ламб Г. Гидродинамика, § 376, ГИТТЛ, Л.—М., 1947.
10. Isserstedt I., Schmidt-Kaler Th. — Veroff. Astr. Inst. der Ruhr Univ. Bochum, **1**, 1968.
11. Аллен К. У. Астрофизические величины, ИЛ, М., 1960.

ON THE THEORY OF GROUP STAR FORMATION

B. E. ZHILYAEV, V. V. PORFIRIEV, L. M. SHULMAN

Summary

The hypothesis proposed is that topology of a rotating gaseous cloud can be variable in the contraction process. Due to rotation an originally spherical cloud is transformed into a toroidal body. The contraction of a thin tore is considered with different suppositions on cooling the gas. In the determined time the tore will become gravitationally unstable. The excitation of Jeans' waves is shown to result in the disintegration of the tore into fragments. The number of the fragments and their mass distributions are calculated. The proposed hypothesis on toroidal stages in stellar evolution can remove some difficulties in the theory of structure and evolution of stars, such as absence of limitary stars, distribution of rotation velocities of early-type stars, origin of poloidal magnetic fields and decline rotators with the magnetic axis orthogonal to the axis of rotation.