

этом для всех протозвезд на стадии аккреции использовалось значение $\dot{M} = 10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{год}^{-1}$, полученное в расчетах [584–586] для $1 M_{\odot}$. Как показано в [583], полученная таким образом линия рождения звезд находится в хорошем согласии с наблюдениями.

§ 27. Коллапс вращающихся облаков

Вращение коллапсирующих межзвездных облаков делает необходимым проведение двух и трехмерных расчетов. При исследовании осесимметричного гидродинамического сжатия используются как эйлеровы [296, 297, 502, 307–311, 610, 305, 606] так и лагранжевы [439, 514, 13] разностные схемы. Несмотря на сходство в физической постановке и в начальных условиях результаты различных авторов не совпадают не только количественно, но и качественно. Особенно велики различия для быстрого вращения. В эйлеровых схемах коллапс быстровращающихся облаков приводит к образованию тороидальной фигуры с дефицитом плотности в центре. Расчеты по лагранжевым схемам всегда приводят к образованию дискообразных тел, где центральная плотность максимальна. Как отмечалось в [439, 514], в эйлеровых схемах действует большая схемная сдвиговая вязкость, ведущая к нефизическому притоку вращательного момента к центру, что приводит к образованию тора. Результаты расчетов по лагранжевой схеме представляются более надежными. Изложим результаты, полученные в [13].

а) Система уравнений и свойства разностной схемы. Система уравнений, используемая для исследования двумерного коллапса, имеет вид

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{u}, \quad (27.1)$$

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \vec{u} = 0, \quad (27.2)$$

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} + \nabla P + \rho \nabla \Phi = 0, \quad (27.3)$$

$$\rho \frac{dE}{dt} + P \nabla \cdot \vec{u} = 0. \quad (27.4)$$

Здесь $\frac{d}{dt}$ — субстанционная (лагранжева) производная по времени, которая связана с эйлеровыми производными соотношением

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{x}} \quad (27.5)$$

Уравнение для Φ дано в (23.18). Во всех упомянутых двумерных расчетах, за исключением [296, 297], рассматривалось политропное уравнение состояния

$$P = K \rho^{\gamma}, \quad E = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho}, \quad (27.6)$$

причем K связано с энтропией и меняется в соответствии с (27.4) только при наличии ударных волн*). В [296, 297] учитывалась лучистая теплопроводность аналогично работе [463]. В [13] решение (27.1)–(27.6) искалось в цилиндрических координатах (r, φ, z) с нулевой плотностью и давлением на внешней границе облака для идеального газа с

$$\gamma = 5/3, \quad P = \rho \mathfrak{R} T. \quad (27.7)$$

Решение проводилось в безразмерных переменных с масштабными множителями

$$\begin{aligned} \rho_0 &= 1,492 \cdot 10^{-17} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}, \quad r_0 = z_0 = 3,81 \cdot 10^{16} \text{ см}, \\ t_0 &= 5 \cdot 10^{11} \text{ с}, \quad P_0 = \rho_0 r_0^2 / t_0^2, \\ u_{0\varphi} &= u_{0r} = u_{0z} = u_0 = r_0 / t_0, \quad \omega_0 = u_0 / r_0 = 1 / t_0, \\ \Phi_0 &= 4\pi G \rho_0 r_0^2, \quad T = u_0^2 / \mathfrak{R}, \quad \epsilon_0 = u_0^2 = P_0 / \rho_0. \end{aligned} \quad (27.8)$$

Здесь \mathfrak{R} – газовая постоянная. Угловая скорость вращения есть

$$\omega = u_\varphi / r. \quad (27.9)$$

Система (27.1)–(27.6) с учетом (27.8) после замены

$$F \Rightarrow F \cdot F_0 \quad (27.10)$$

записывается в безразмерных переменных. При этом меняются только уравнения движения (27.3), Пуассона (23.18) и термодинамические соотношения, которые примут вид

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} + \nabla P + q\rho \nabla \Phi = 0, \quad (27.11)$$

$$P = \rho T, \quad E = \frac{T}{\gamma - 1}, \quad (27.12)$$

$$\nabla^2 \Phi = \rho. \quad (27.13)$$

Безразмерный параметр q есть

$$q = 4\pi G \rho_0 t_0^2 = 3,127. \quad (27.14)$$

В качестве начальных условий в [13] рассматривался однородный шар радиуса R со следующими безразмерными характеристиками:

$$\begin{aligned} 1) \rho^{(0)} &= 1; \quad P^{(0)} = 1/14; \quad R^{(0)} = 1; \quad \omega^{(0)} = 0,502; \\ u_\varphi^{(0)} &= r\omega^{(0)}, \quad u_r^{(0)} = u_z^{(0)} = 0; \end{aligned} \quad (27.15a)$$

$$\begin{aligned} 2) \rho^{(0)} &= 1; \quad P^{(0)} = 1/560; \quad R^{(0)} = 1; \quad \omega^{(0)} = 1,004; \\ u_\varphi^{(0)} &= r\omega^{(0)}, \quad u_r^{(0)} = u_z^{(0)} = 0. \end{aligned} \quad (27.15b)$$

Подобные начальные условия принимались в расчетах [310]. В [13] использовалась разностная схема на нерегулярной треугольной сетке произвольной структуры в лагранжевой системе координат (рис. 31). Метод

*) Для политропы с $\gamma = 1$ $P = K\rho$ имеем $E = K \ln \frac{\rho}{\rho_0}$ при $\rho > \rho_0, \rho_0 \rightarrow 0$.

Рис. 31. Расчетная область, разбитая на треугольные ячейки в начальный момент времени. Число узлов равно 227, число ячеек — 396

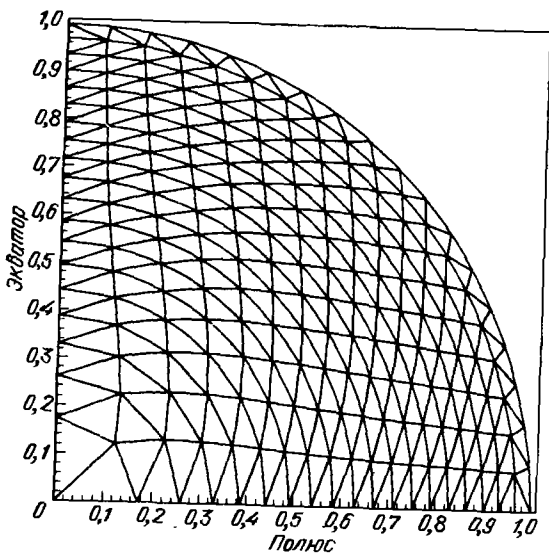
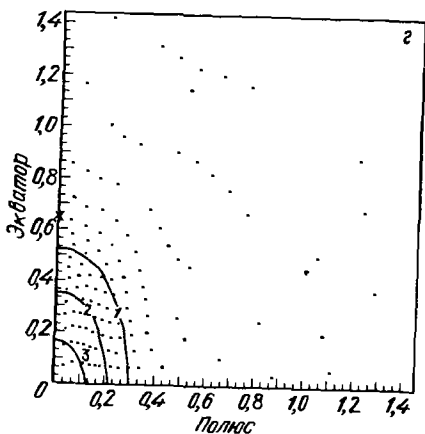
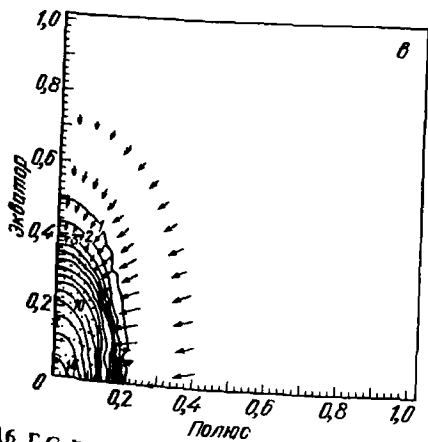
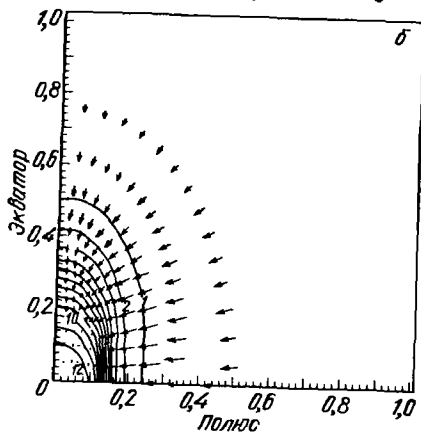
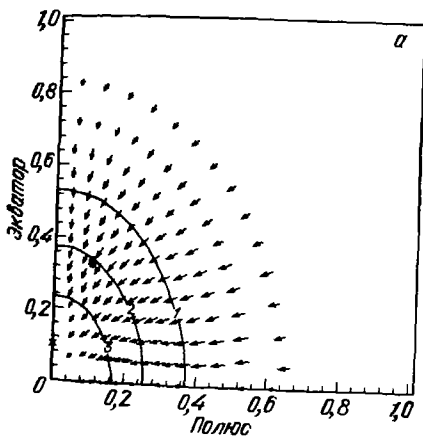


Рис. 32. Изменение формы облака в процессе коллапса в варианте (27.15а): а) $t = 1,0$, б) $t = 1,2$, в) $t = 1,3$, г) $t = 6,6$. Цифры задают линии равной плотности с $\rho_k = 3k$, стрелки задают поле скоростей и длины их пропорциональны скоростям



расчета основан на полностью консервативной разностной схеме двумерной гидродинамики [15]. Из-за учета гравитации в целом система перестает быть полностью консервативной, но условие сохранения углового момента локально и глобально остается справедливым. Теоретическое исследование неявных разностных схем на треугольных сетках выполнено в [10, 11]. Устойчивость используемой в [13] разностной схемы в линейном приближении доказана в [16] на примере модельной задачи.

б) Результаты расчетов. Представим результаты расчетов в безразмерном виде. В начальный момент граничное давление принималось равным $P(0)$, а далее линейно по t уменьшалось до нуля и с момента $t = 1$ до конца расчета $P_s = 0$. Плавное снижение давления сделано для устранения в начальный момент волны разрежения, искажающей граничные ячейки и ухудшающей точность счета. Вначале облако сжимается сильнее по оси z , чем в плоскости экватора. В варианте 1 из (27.15а) максимальное сжатие достигается при $t = 1,3$, когда центральная плотность $\rho_c = 45$. В этот момент зарождается ударная волна, прохождение которой затем приводит к расширению внешних областей. В этот момент соотношение осей сфероида находится в хорошем согласии с расчетами [310]. При $t = 3$ облако занимает шар радиуса $R = 1,5$ и расширение переходит в новое сжатие. Второе сжатие происходит более плавно, чем первое, ввиду увеличивающейся внутренней энергии облака.

К моменту $t = 6,6$ облако почти приходит в равновесное состояние, слабо колеблясь вокруг него. В последней временной точке счета кинетическая энергия вращения составляет $\sim 1\%$ от полной, центральная плотность $\rho_c = 10$, а внешний размер $R \approx 1,3$. Изменение формы облака и поля скоростей в процессе сжатия представлено на рис. 32а-г, а изменение со временем параметров $\alpha = E_{\text{внутр}}/|E_{\text{грав}}|$ и $\beta = E_{\text{вращ}}/|E_{\text{грав}}|$ — на рис. 33. В равновесии величина $\alpha + \beta$ стремится к $1/2$ в соответствии с теоремой вириала [145].

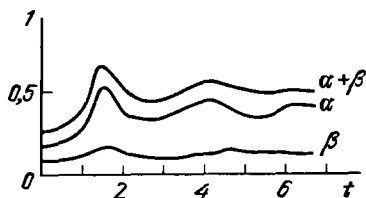


Рис. 33. Изменение параметров α , β и $\alpha + \beta$ со временем в варианте (27.15а). В последней точке при $t = 6,6$ имеет место $\alpha = 0,4048$, $\beta = 0,09451$

Во втором варианте из (27.15б) начальное давление было в 40 раз уменьшено, а вращение в два раза увеличено по сравнению с первым. Начальные значения α и β здесь составляли

$$\alpha_0 = 0,00425, \quad \beta_0 = 0,324. \quad (27.16)$$

Здесь также наблюдалось более сильное сжатие по оси z и монотонный рост плотности в центре. Однако в соседних с центром точках по оси z образовались уплотнения, в которых плотность превышала центральную. В плоскости экватора плотность плавно спадала от центра. Максимальное сжатие здесь достигалось при $t = 1,27$ с $\rho^{\text{max}} \approx 300$. Расчет был прек-

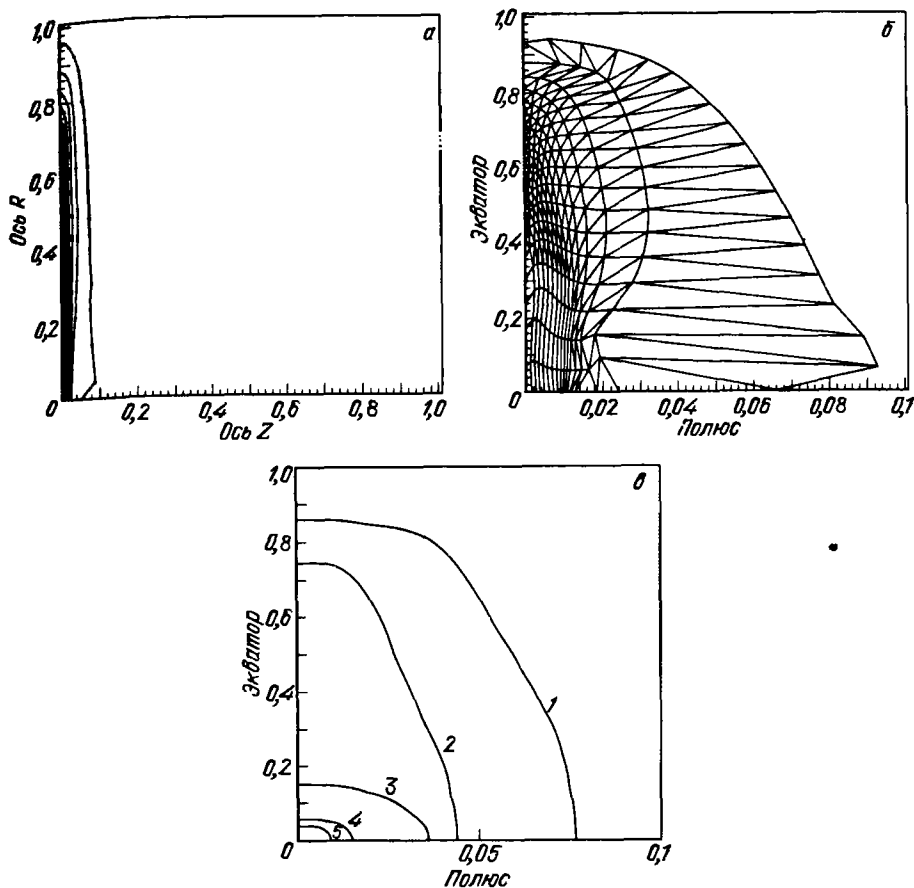


Рис. 34. Изменение формы облака в процессе коллапса в варианте (27.156) : а) сетка на момент $t = 1,27$, б) "растянутая" сетка на тот же момент, в) линии уровня при $t = 1,27$. Цифры задают линии равной плотности $\rho_k = 10 k^2$

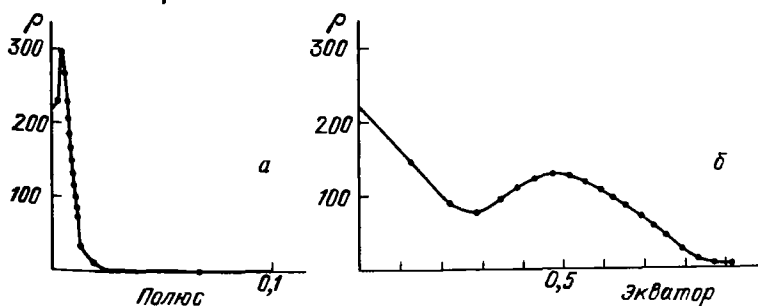


Рис. 35. Распределение плотности по полюсу $\rho(z)$ и экватору $\rho(r)$ в варианте (27.156)

ращен после начала расширения облака. Изменение формы облака со временем представлено на рис. 34. Сложное распределение плотности и появление вокруг центра уплотнения типа гантели могут быть связаны с появлением зависимости $\omega(z)$ при коллапсе и формированием поля скоростей циркуляционного типа. Очевидно, что и в этом расчете формируется диск, а не тор, в то время как в [310] образование тора получено и при больших начальных давлениях с $\alpha_0 = 0,0085$ и тем же вращением $\beta_0 = 0,324$. Распределение плотности вдоль полюса и на экваторе на последний счетный момент $t = 1,27$ представлены на рис. 35. Гантельная структура (рис. 35, а) содержит ~ 10 ячеек при общем их числе 396. Размер ее очень мал $\sim 0,01$. Она не была замечена в расчетах [296, 297, 502, 307–311, 610, 606, 305], возможно, из-за грубости счетной сетки вблизи центра. Раннее образование гантельной структуры в расчетах указывает на то, что она физически реальна и не является следствием численных ошибок. Образование протозвезд при коллапсе вращающихся облаков сильно обусловлено тепловыми процессами, рассмотренными в § 26. Однако их учет при наличии вращения по-настоящему не проводился.

ГЛАВА 8

ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД ДО ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ

Как следует из расчетов коллапса облаков, изложенных в § 26, звезды с массами $M \geq 3M_{\odot}$ появляются в оптике сразу вблизи главной последовательности. Объекты меньшей массы часть времени существуют как оптические звезды, излучающие за счет энергии гравитационного сжатия. Рассмотрим эволюцию звезды от начала ее появления в оптике до прихода на главную последовательность, когда температура в центре становится достаточной для протекания ядерной реакции превращения водорода в гелий (см. обзор [281]).

§ 28. Стадия Хаяши

Эволюция звезд до главной последовательности происходит в условиях не очень высоких температур, когда неполная ионизация вещества и большая непрозрачность приводит к почти полной конвективности таких звезд. Впервые это было установлено в работах Хаяши [390, 391], который учел конвекцию при построении эволюционных треков сжимающихся звезд на ГР диаграмме (см. рис. 30, взятый из [583], построенный с учетом расчетов [406]). Эволюционные расчеты в рассмотренных ниже работах проводились методом Хэньи, решая уравнения (22.1) – (22.4).

а) Ядерные реакции. Хотя на стадии сжатия к главной последовательности скорости реакций недостаточны для установления теплового равновесия, реакции с легкими элементами могут давать определенный вклад в тепловой баланс звезды. В [391] учитывались реакции горения ${}^2\text{D}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, малые количества которых образовались в начале расширения вселенной. Скорость энерговыделения в реакции ${}^2\text{D}(p, \gamma){}^3\text{He}$ дана в (14.7),