

КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ АЛЬ-ФАРАБИ

А.Т. Агишев

СТРОЕНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД

**Сборник лекций для студентов бакалавриата,
обучающихся по образовательной программе
«6В05306 - Физика и астрономия»**

Алматы, 2025

Лекция 3. Протозвезды

3.1 Формирование протозвезды

Критерий Джинса, который мы вывели, основан на методе возмущений первого порядка и задаёт условие, при котором возмущение состояния равновесия будет экспоненциально расти. Эта теория, однако, не даёт понимания конечного продукта коллапса. Теперь мы опишем различные стадии между моментом коллапса и рождением звезды.

Когда процесс фрагментации прекращается, отдельные фрагменты продолжают сжиматься. Гравитационная сила всё ещё доминирует, а градиент давления можно пренебречь. В этом случае можно приближённо рассматривать коллапс как свободное падение однородной сферы. Временной масштаб такого свободного падения по величине сравним с временным масштабом, при котором внезапное исчезновение силы давления проявляется в уравнении движения, и составляет порядка 10^5 до 10^7 лет. Этот временной масштаб больше не является корректной оценкой вблизи центра фрагмента, так как именно там сила давления снова становится важной и прекращает коллапс.

Теперь рассмотрим процесс коллапса для **однородного облака** с массой около $1M_{\odot}$ после окончания процесса фрагментации. В первом приближении можно считать, что неустойчивость удерживает внешние слои сферы в состоянии квазипостоянной плотности, в то время как внутренние области испытывают коллапс в режиме свободного падения. Следовательно, плотность возрастает очень быстро во внутренних областях, в то время как на внешних частях фрагмента почти не меняется. Как только центральная концентрация вещества проявляется, она неизбежно продолжает расти, и начинается неустойчивый процесс. **Временной масштаб свободного падения** для сферы радиуса r порядка:

$$t_{ff}(r) \sim (G\rho(r))^{-1/2}$$

где $\rho(r)$ — средняя плотность внутри радиуса r . Когда $\rho(r)$ увеличивается ближе к центру, временной масштаб свободного падения уменьшается в этом направлении. Таким образом, внутренние оболочки будут коллапсировать быстрее, чем внешние оболочки, и разница в плотности станет ещё более выраженной. В конечном итоге фрагмент эволюционирует от распределения плотности

$$\rho = \text{const}$$

к закону

$$\rho \sim r^{-2}.$$

Коллапс центральной части в режиме свободного падения продолжается до тех пор, пока вещество может терять высвобождающуюся гравитационную потенциальную энергию. Часть этой энергии излучается в **инфракрасном диапазоне**. Другая часть аккумулируется в форме **дифференциального вращения**.

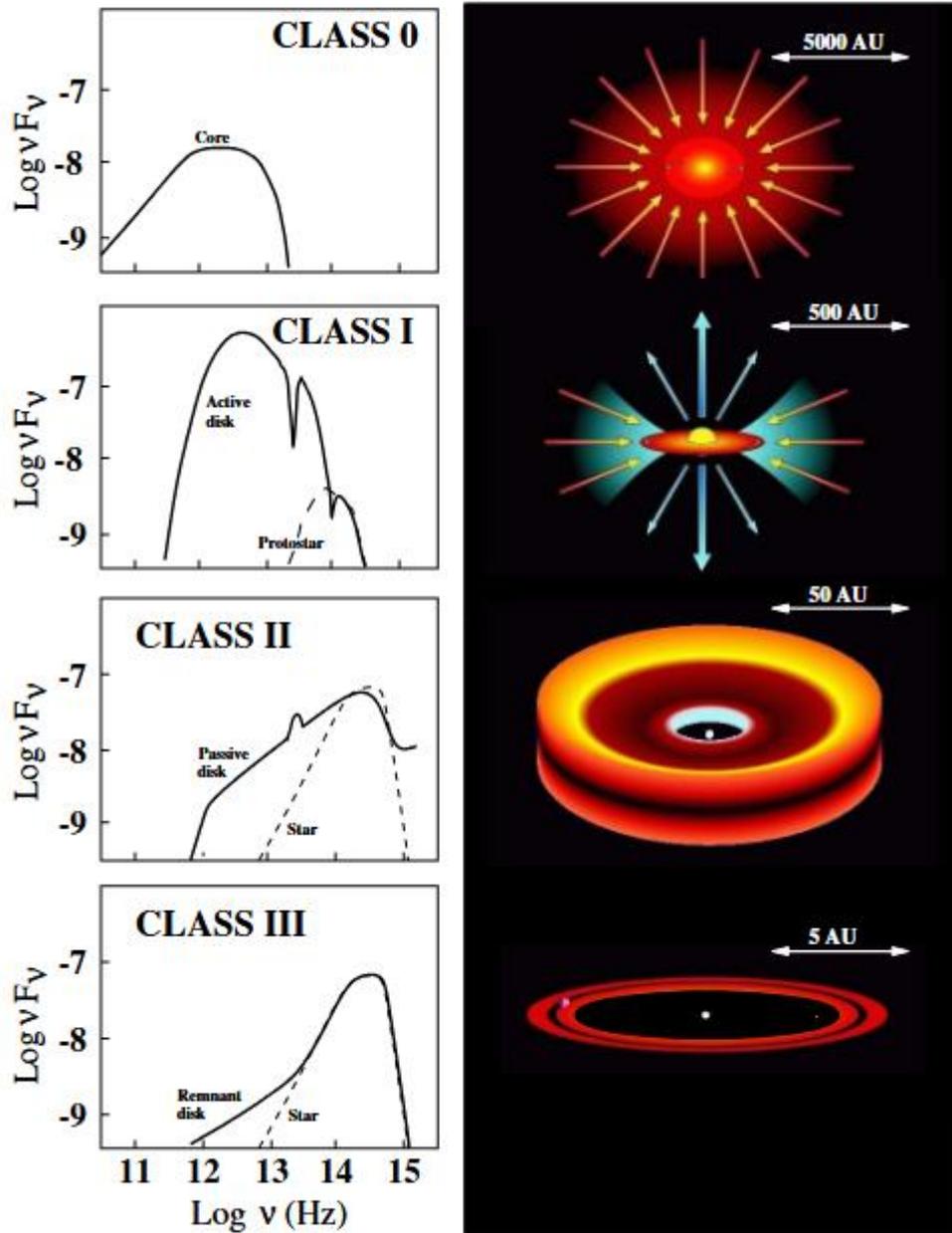


Рисунок 3.1. Различные стадии процесса звездообразования для одного фрагмента в схематическом изображении (справа) и соответствующие теоретически предсказанные спектральные распределения энергии (слева).

Материя с угловым моментом (на единицу массы) с угловой частотой $\Omega(r)$ на расстоянии r от центра будет испытывать **динамический коллапс** в течение временного масштаба свободного падения.

$$r^2\Omega(r),$$

Дальнейшее увеличение плотности приведёт к адиабатическому росту температуры. Следовательно, давление будет возрастать до тех пор, пока не прекратится режим свободного падения. В этот момент формируется центральное ядро в **гидростатическом равновесии**, окружённое всё ещё коллапсирующей оболочкой.

Масса ядра в этот момент составляет примерно $0.05M_{\odot}$ радиус — около $1000R_{\odot}$. Типичные значения для центральной плотности и температуры:

$$\rho_c = 2 \times 10^{-10} \text{ г см}^{-3}, T_c = 170 \text{ К.}$$

Скорость свободного падения на границе ядра составляет примерно 75 км/с. По мере того, как масса ядра продолжает расти, а радиус уменьшается, эта скорость превысит локальную скорость звука. В результате возникает **ударная волна**, которая отделяет гидростатическое «ядро» от сверхзвукового «дождя» вещества, падающего на это ядро. На фронте удара падающее вещество останавливается и передаёт свою кинетическую энергию внутренней энергии ядра. Таким образом, аккрецирующее ядро нагревается.

В ядре газ состоит в основном из водорода в **молекулярной форме**. Однако, когда температура достигает ~ 2000 К, молекулы H_2 диссоциируют. В результате образуется смесь атомарного и молекулярного водорода. Эта смесь обладает высокой оптической непрозрачностью, и механизм охлаждения становится менее эффективным. На начальной стадии диссоциации большая часть энергии, которая поступает в ядро через ударную волну, будет расходоваться на разрыв молекул водорода. Ударная волна быстро затухает, прежде чем сможет достичь внешних слоёв фрагмента. Во время сильной диссоциации равновесие в ядре нарушается, и оно снова сжимается. Это происходит, когда масса в ядре примерно удваивается, а радиус уменьшается вдвое. Такой **вторичный коллапс** продолжается до тех пор, пока газ частично диссоциирован.

Когда весь водород полностью перешёл в атомарную форму, формируется **динамически устойчивое суб-ядро** внутри протозвезды. Масса этого суб-ядра составляет примерно

$$M \approx 1.5 \times 10^{-3} M_{\odot},$$

а радиус

$$R \approx 1.3R_{\odot}.$$

Центральная плотность увеличивается до

$$\rho_c \approx 10^{-2} \text{ г см}^{-3},$$

а температура в центре возрастает до

$$T_c \approx 2 \times 10^4 \text{ К.}$$

На границе суб-ядра снова формируется ударный фронт. Этот фронт намного мощнее первого и теперь достигает поверхности фрагмента. В этот момент ранняя **протозвезда** проявляет свою первую светимость. Схематическое изображение двух фронтов показано на рисунке 3.2.

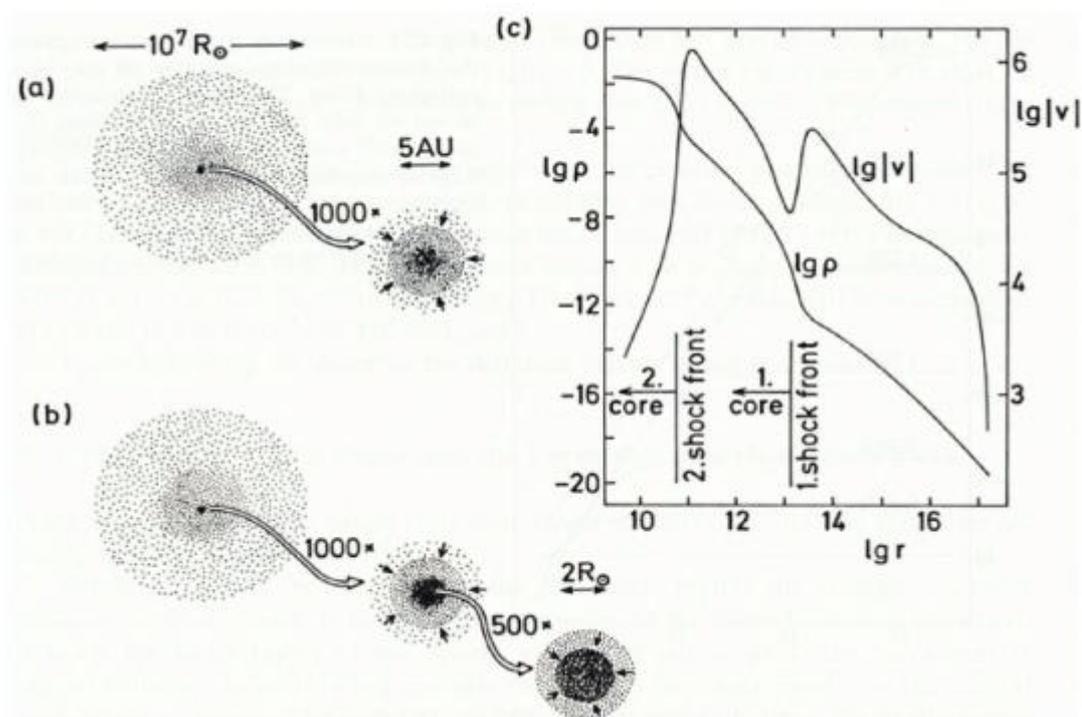


Рисунок 3.2. Коллапс газового облака с массой $1M_\odot$. (а) Через приблизительно 0.4 миллиона лет облако формирует плотное, непрозрачное ядро. Коллапс останавливается на границе этого ядра, и формируется ударный фронт между ядром, находящимся в гидростатическом равновесии, и оболочкой, которая всё ещё находится в режиме свободного падения. (б) Когда ядро становится динамически неустойчивым из-за диссоциации молекул H_2 происходит вторичный коллапс ядра. В результате формируется второй ударный фронт, но уже при гораздо меньшем радиусе r . (с) Модуль скорости $|v|$ (в см /с и плотность ρ (в г /см³ как функция радиуса r (в см)). Области ударных волн характеризуются большими изменениями скорости.

Эволюция ядра фрагмента с массой $1M_\odot$, начиная с исходной неустойчивости по Джинсу, показана на схеме рисунка 3.3. Эволюция начинается с изотермического коллапса. Когда вещество становится непрозрачным, температура растёт адиабатически. Рост температуры

завершается диссоциацией молекул водорода. Центральное сжатие затем происходит адиабатически, пока время аккреции вещества на ядро (или суб-ядро, если оно уже образовалось) остаётся малым по сравнению со временем Кельвина–Гельмгольца. Когда запас молекулярного водорода исчерпан, время аккреции становится больше, чем время Кельвина–Гельмгольца. В определённый момент временной масштаб охлаждения превышает масштаб Кельвина–Гельмгольца, и аккреция постепенно прекращается: протозвезда становится стабильной, а её масса больше не увеличивается. Таким образом, мы оказываемся на шаг ближе к ответу на вопрос: **когда протозвезда становится настоящей новой звездой.**

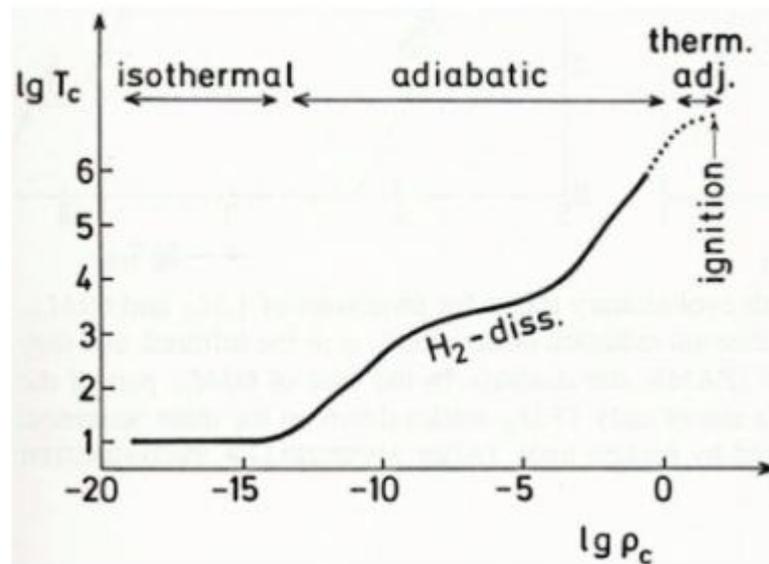


Рисунок 3.3. Центральная эволюция облака с массой $1M_{\odot}$ начиная с изотермического коллапса и вплоть до зажигания водорода. Центральная температура T_c (в Кельвинах) показана в зависимости от центральной плотности ρ_c (в г/см³). Пунктирная линия представляет собой экстраполяцию, которая указывает, что стадия **тепловой адаптации**, следующая за адиабатическим сжатием, приводит к зажиганию водорода в ядре.

Список литературы:

- 1) Kippenhahn, R., Weigert, A., & Weiss, A. (2012). *Stellar structure and evolution* (2nd ed.). Springer-Verlag. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-30304-3>
- 2) Шварцшильд, М. (2009). *Строение и эволюция звезд* (Пер. с англ., 4-е изд.). URSS.
- 3) Hansen, C. J., Kawaler, S. D., & Trimble, V. (2004). *Stellar interiors: Physical principles, structure, and evolution* (2nd ed.). Springer-Verlag. <https://doi.org/10.1007/b97471>