

# Плазма в космосе

Лекция №4

## Звёздообразование

Анненков Владимир, с.н.с. лаб. 9-1

30 сентября 2021



# Содержание лекции

## 1 Физика звёздообразования

- Гравитационная неустойчивость
- Паркеровская неустойчивость
- Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца
- Тепловая неустойчивость
- Влияние магнитного поля
- Влияние вращения
- Влияние ударных волн
- Стадии формирования звёзд
- Ядерные реакции в звездах

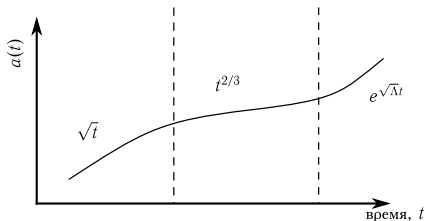
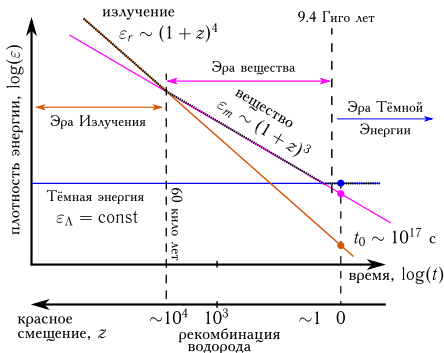
## 2 Звёздообразование сегодня

Ранее

- Закон расширения Вселенной Хаббла вытекает из метрики Фрийдмана–Робертсона–Уокера

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) dR^2$$

- Вселенная с хорошей точностью плоская.
- На эволюцию Вселенной оказывают влияние:
  - Видимое вещество
  - Излучение
  - Тёмная материя
  - Тёмная энергия
- Барионная асимметрия.
- Модели горячей Вселенной и инфляции.



# Гравитационная неустойчивость

# Гравитационная неустойчивость

- Основной причиной начала процесса звездообразования является гравитационная неустойчивость (неустойчивость Джинса).
- Рассмотрим её качественно решив систему газодинамических уравнений в гравитационном поле:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P - \nabla \varphi \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{P}{\rho^\gamma} \right) = 0 \quad (3)$$

$$\nabla^2 \varphi = 4\pi G \rho \quad (4)$$

- Здесь  $\varphi$  – гравитационный потенциал:  $\mathbf{g} = -\nabla \varphi$ .

# Гравитационная неустойчивость

Решение

$$\omega^2 = c_s^2(k^2 - k_J^2), \quad (5)$$

где  $c_s^2 = \frac{\gamma P_0}{\rho_0}$  – скорость звука, а  $k_J^2 = \frac{4\pi G \rho_0}{c_s^2}$ .

○ Джинсовская длина волны:

$$\lambda_J = \frac{2\pi}{k_J} = c_s \left( \frac{\pi}{G \rho_0} \right)^{1/2} \quad (6)$$

# Гравитационная неустойчивость

$$\omega^2 = c_s^2(k^2 - k_J^2), \quad \lambda_J = \frac{2\pi}{k_J} = c_s \left( \frac{\pi}{G\rho_0} \right)^{1/2}$$

Существует два типа решений:

- а) при  $\lambda < \lambda_J$  решение имеет характер бегущей волны (так называемый «тяжелый звук»), которая при  $\lambda \ll \lambda_J$  превращается в обычную звуковую волну;
- б) при  $\lambda > \lambda_J$  возникают экспоненциально растущие возмущения плотности:

$$\rho(t) = \rho_0 e^{\Gamma t + i\mathbf{k}\mathbf{r}} \quad (7)$$

где

$$\Gamma = \pm \left\{ 4\pi G\rho_0 \left[ 1 - \left( \frac{\lambda_J}{\lambda} \right)^2 \right] \right\}^{1/2} \quad (8)$$

Характерное время роста возмущений:

$$\tau = \Gamma^{-1} = (4\pi G\rho_0)^{-1/2}$$



# Гравитационная неустойчивость

- В подходе Джинса (1902 г.) предполагается, что в невозмущённом состоянии сила тяжести отсутствует ( $\vec{\nabla}\varphi = 0$ ), что противоречит уравнению Пуассона [4].
- Существование неподвижной однородной среды невозможно.
- Рассмотрим точное решение уравнений [1-4] для сферически симметричного вокруг  $r = 0$  потенциала:

$$\varphi(r, t) = 2\pi G\rho(t)r^2/3. \quad (9)$$

- Плотность  $\rho$  и давление  $P$  – константы в пространстве. Уравнение движения [2] имеет решение:

$$\mathbf{v} = H(t)\mathbf{r}, \quad \dot{H}(t) + H(t)^2 = -4\pi G\rho(t)/3 \quad (10)$$

- И из уравнения непрерывности [1]

$$\rho(t) \propto a(t)^{-3}, \quad \frac{\dot{a}}{a} = H(t)$$

# Гравитационная неустойчивость

- Можем переписать [10] в виде закона сохранения:

$$2Ha^2(\dot{H}(t) + H(t)^2 + 4\pi G\rho(t)/3) = \frac{d}{dt} (H^2a^2 - 8\pi G\rho a^2/3) = 0$$

- откуда

$$H^2 - 8\pi G\rho/3 = -K/a^2, \quad (11)$$

где  $K$  – константа во времени и пространстве.

- Пусть в некий момент времени  $t_0$  вещество покоилось ( $H(t_0) = 0$ ), тогда

$$K/a(t_0)^2 = 8\pi G\rho(t_0)/3$$

- Тогда из [10]:

$$\left(\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho(t_0)}{3} \left[ \left(\frac{a(t_0)}{a(t)}\right)^3 - \left(\frac{a(t_0)}{a(t)}\right)^2 \right].$$

# Гравитационная неустойчивость

- Найдём время коллапса ( $a(T_c) = 0$ ):

$$T_c = \sqrt{\frac{3}{8\pi G\rho(t_0)}} \int_0^{a(t_0)} \frac{da}{a} \left[ \left(\frac{a(t_0)}{a}\right)^3 - \left(\frac{a(t_0)}{a}\right)^2 \right]^{-1/2} \quad (12)$$

$$T_c = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{3}{8\pi G\rho(t_0)}} \quad (13)$$

- Что по порядку совпадает с полученной ранее оценкой  $\tau = \Gamma^{-1} = (4\pi G\rho_0)^{-1/2}$
- Положим  $\rho(t_0) = n(t_0)m_p A$ , тогда

$$T_c = 51.5 \times 10^6 \text{ лет} \times (An(t_0) \text{ см}^{-3})^{-1/2} \quad (14)$$

- Для гигантских молекулярных облаков  $n = 10^4 \text{ см}^{-3}$ , молекулярный вес  $A = 2$ , а температура  $T = 20 \text{ К}$ . Тогда:

$$T_c \approx 360000 \text{ лет}$$

# Гравитационная неустойчивость

$$\omega^2 = c_s^2(k^2 - k_J^2), \quad \lambda_J = \frac{2\pi}{k_J} = c_s \left( \frac{\pi}{G\rho_0} \right)^{1/2}$$

- Скорость роста возмущений плотности при неустойчивости определяется только начальной плотностью среды и не зависит от масштаба возмущения:

$$\delta\rho/\rho_0 \sim e^{\omega t}, \omega \simeq \sqrt{G\rho_0}$$

- Величина  $\omega^{-1}$  определяет шкалу времени для свободного сжатия под действием силы тяжести.
- По мере сжатия плотность обособившейся области возрастает, джинсовская длина волны уменьшается и появляется возможность фрагментации среды на мелкомасштабные образования.
- Поэтому звезды всегда рождаются группами (в кратных системах, скоплениях, ассоциациях).

## Условие фрагментации

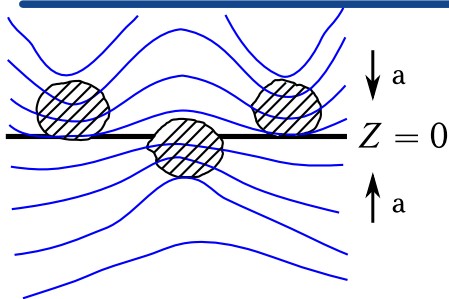
Рассмотрим условие фрагментации сжимающегося облака.

- Пусть идеальный газ сжимается адиабатически. Отношение теплоемкостей  $\gamma = C_p/C_v$ .
- Уравнение состояния при адиабатическом сжатии:  $P = K\rho^\gamma$ .  
Джинсовская масса  $M_J \sim \rho\lambda_J^3 \sim T^{3/2}\rho^{-1/2}$ .
- Из уравнения состояния следует:  $T \sim \rho^{\gamma-1}$ , откуда  $M_J \sim \rho^{(3/2)\gamma-2}$ .
- Фрагментация облака будет происходить в том случае, если  $M_J$  уменьшается с ростом плотности.
- Поэтому условие устойчивости относительно фрагментации при росте плотности записывается в виде  $dM_J/d\rho \geq 0$ , т. е.  $\gamma > 4/3$ .
- Так, идеальный одноатомный газ с  $\gamma = 5/3$  устойчив относительно джинсовской фрагментации при адиабатическом сжатии, а при изотермическом сжатии ( $\gamma = 1$ ) фрагментация неизбежна.

- В действительности можно ожидать, что при сжатии газа показатель адиабаты  $\gamma$  близок к 1, поскольку на начальных стадиях сжатия холодный газ прозрачен для собственного излучения, и время ухода энергии из облака меньше времени свободного сжатия  $\simeq 1/\sqrt{G\rho_0}$ , поэтому при формировании звезд фрагментация должна иметь место.
- Минимальная джинсовская масса фрагментов определяется нарушением условия прозрачности сжимающегося облака для излучения, благодаря которому происходит охлаждение газа.
- Поскольку джинсовская масса  $M_J \sim \rho\lambda_J^3 \sim T^{3/2}\rho^{-1/2}$ , ее уменьшение при росте плотности возможно только при подходящем темпе изменения температуры (рост не быстрее, чем  $T \sim \rho^{1/3}$ ).
- Но с ростом плотности растет непрозрачность облака (в основном из-за примеси пыли), поэтому минимальная джинсовская масса определится именно непрозрачностью.
- Расчет показывает, что минимальная джинсовская масса составляет порядка 13 масс Юпитера. Минимальные массы субзвездных коричневых карликов, измеренные в двойных системах, примерно вдвое выше этого предела.

# Паркеровская неустойчивость

# Паркеровская неустойчивость



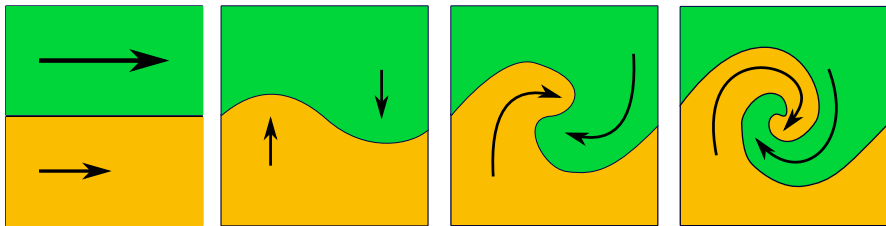
- Наличие силы тяжести делает неустойчивым расположение более плотной жидкости над менее плотной: более плотная стремится опуститься вниз, а менее плотная – всплыть вверх (неустойчивость Рэлея—Тейлора).

- Аналогичная ситуация может возникнуть в межзвездном газе, поддерживаемом над галактической плоскостью не только собственным давлением, но также упругостью «вмороженного» в него крупномасштабного магнитного поля, параллельного плоскости Галактики.
- Если по какой-то причине горизонтальное движение газа приведет к уплотнению небольшой его области, то она выйдет из равновесия и немного опустится, увлекая за собой магнитные силовые линии.
- В образовавшуюся «ямку» начнут стекать новые порции газа и вызовут ее дальнейшее углубление. В то же время, вокруг «ямки» газ окажется более разреженным, что приведет к всплытию силовых линий в виде выгнутых арок.



Неустойчивость  
Кельвина-Гельмгольца

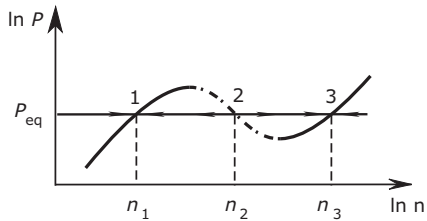
# Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца



- **Неустойчивость Кельвина – Гельмгольца** возникает при наличии сдвига между слоями сплошной среды, либо когда две контактирующие среды имеют достаточную разность скоростей.
- При этом в сечении, перпендикулярном границе раздела этих сред, профиль скорости имеет точку перегиба (вторая производная скорости по координате сечения обращается в нуль).

# Тепловая неустойчивость

- При наличии внешних источников энергии существует механизм, вызывающий неустойчивость однородного газа и приводящий к его разделению на плотные холодные облака и горячий разреженный газ между ними.
- Этот **механизм тепловой неустойчивости** не связан с действием силы тяготений. Он объясняется только особенностями нагрева и охлаждения газа, поэтому особенно эффективен для возмущений плотности небольшого размера.
- Если источниками нагрева служат звездное излучение и космические лучи, то поступление энергии в расчете на одну частицу МЗС в первом приближении не зависит от плотности и температуры газа.
- Оно описывается слабо меняющейся функцией  $G(T)$  — эффективностью нагрева. А охлаждение газа, напротив, весьма чувствительно к его параметрам.
- Газ охлаждается при излучении атомов, стимулированном их столкновениями друг с другом и с электронами. Поэтому удельная скорость охлаждения обычно пропорциональна плотности и некоторой немонотонной функции температуры  $\lambda(T)$ , называемой «эффективностью охлаждения».



- Тепловой баланс газа:

$$G(T) = n\lambda(T)$$

- Можем найти равновесную температуру и давление.

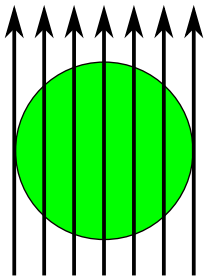
- Существует область давлений, где одному значению  $P$  соответствует три равновесных значения  $n$ .
- Решение на участке с отрицательной производной неустойчиво относительно малых возмущений: при давлении больше, чем у окружающей среды, газовое облако будет расширяться до установления равновесия при меньшей плотности, а при меньшем, чем у окружающей среды, давлении — напротив, сжиматься.
- Это объясняет наблюдаемое динамическое равновесие разреженной межзвёздной среды и более плотных облаков межзвёздного газа.

## Дополнительные факторы

- Если бы гигантские молекулярные облака в Галактике (их не сколько тысяч) свободно сжимались из-за гравитационной неустойчивости, то за время  $\sim 10^6$  лет большая часть молекулярного газа превратилась бы в звезды.
- Так как полная масса молекулярного водорода в Галактике  $M_{H_2} \sim 10^9 M_{\odot}$ , то темп звездообразования составил бы  $10^9/10^6 = 10^3 M_{\odot}$  в год.
- Однако наблюдаемое значение – несколько  $M_{\odot}$  в год. Замедление звездообразования обусловлено факторами, препятствующими сжатию протозвездных облаков, прежде всего, их вращением и магнитным полем (из-за вмороженности поля в космическую плазму).
- С другой стороны, сжатие газа стимулируют такие процессы, как ударные волны при расширении остатков вспышек сверхновых, турбулентность, спиральные волны плотности и звездный ветер от горячих ОВ-звезд; при этих процессах появляются области с локально повышенной плотностью газа, что способствует его более быстрому остыванию.

## Влияние магнитного поля

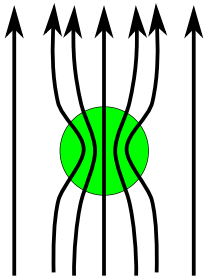
## Влияние магнитного поля на сжатие



- При условии вмороженности в плазму магнитное поле может препятствовать сжатию. Пусть  $\alpha_B$  – отношение энергии поля к гравитационной энергии облака:

$$\alpha_B \approx \frac{B^2}{8\pi} \cdot \frac{4}{3}\pi R^3 \cdot \left(\frac{GM^2}{R}\right)^{-1} \sim \left(\frac{\Phi}{M}\right)^2, \quad (15)$$

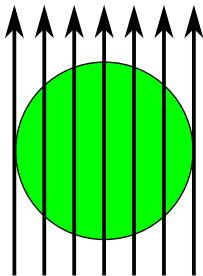
где  $\Phi \sim BR^2$  – магнитный поток.



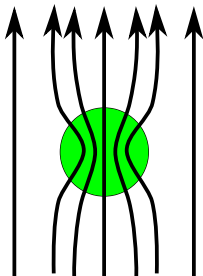
- Условием сжатия является  $\alpha_B < 1$ . При  $\alpha_B = 1$  имеем:  $\Phi \sim M$ .
- Если  $\Phi$  сохраняется, то и критическое значение массы будет сохраняться. Это означает, что поле либо позволяет неограниченное сжатие, либо не позволяет никакого.



# Влияние магнитного поля на сжатие

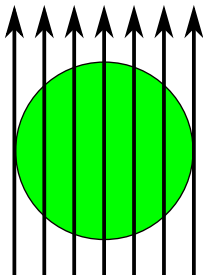


- Для типичных значений магнитной индукции в межзвездных облаках критическое значение массы составляет тысячи и десятки тысяч масс Солнца.
- Таким образом, поле препятствует рождению одиночных звезд, но не препятствует сжатию массы порядка массы звездного скопления.
- Поле будет препятствовать и фрагментации – пока не уменьшится магнитный поток.



- Поток  $\Phi$  может уменьшиться за счет конечной проводимости среды из-за амбиполярной диффузии.
- Поле «цепляется» только за заряженные частицы облака, и в процессе сжатия облака они будут «просачиваться» сквозь нейтральную среду, составляющую основную массу облака.
- Связь магнитного поля с нейтральными атомами осуществляется через столкновения атомов с ионами.

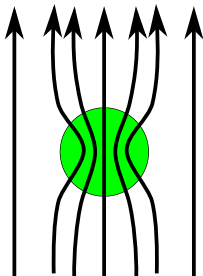
# Влияние магнитного поля на сжатие



- Как показали расчеты, характерное время диффузии неоднородного магнитного поля из межзвездного облака вследствие этого процесса оказывается порядка

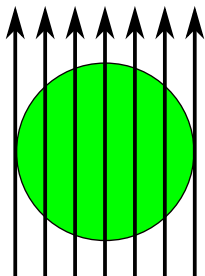
$$t_d \approx 5 \cdot 10^{13} (\text{лет}) \cdot (n_i/n_H),$$

где  $n_i$  и  $n_H$  концентрации ионов и атомов водорода.

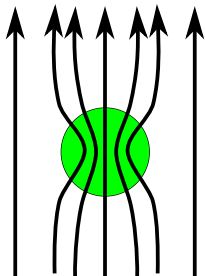


- Оказывается, что свободные электроны и ионы присутствуют даже в очень холодной среде ( $n_i/n_H \approx 10^{-7}$ ) из-за ионизации космическими лучами и гамма-квантами от распада радиоактивных ядер.
- При этом время диффузии магнитного поля в ядра молекулярных облаков составляет несколько миллионов лет, что по порядку величины сравнимо с временем свободного падения.

## Влияние магнитного поля на сжатие



- Если облако поддерживается в гидростатическом равновесии (например, при турбулентном движении газа или вращении), то уменьшение магнитного потока в облаке из-за дрейфа ионов может стать весьма заметным, что будет способствовать сжатию.



- На микроскопическом уровне уменьшение потока магнитного поля связано с эффективным усилением диссипации поля из-за столкновений ионов с нейтральными атомами, вследствие чего уменьшается проводимость космической плазмы и нарушается условие вмороженности.

## Влияние вращения

## Влияние вращения на сжатие

- В простейшем случае, однородное вращающееся облако может сжиматься по всем направлениям только до определенного радиуса, зависящего от момента импульса.
- Обозначим  $\alpha_{rot}$  отношение энергии вращения  $E_r = I\Omega^2/2$  ( $I$  – момент инерции) к модулю гравитационной энергии, равной по порядку величины  $GM^2/R$ ,

$$\alpha_{rot} \approx \frac{MV^2}{GM^2/R} \sim \frac{J^2}{GM^3R}, \quad (16)$$

где  $V$  – скорость вращения на экваторе,  $J = I\Omega \sim MRV$  – момент импульса. Условием сжатия можно считать  $\alpha_{rot} < 1$ .

## Влияние вращения на сжатие

- При сохранении  $J$  с уменьшением  $R$  растёт  $\alpha_{rot}$ , пока на экваторе не будет достигнуто центробежное равновесие  $V^2/R = GM/R^2$ .
- После этого экваториальное сжатие останавливается, и облако может продолжить сжатие только вдоль малой оси. При этом плотность облака возрастает в процессе сплющивания – до его фрагментации на отдельные части, обращающиеся вокруг центра масс.
- Поскольку большая часть момента импульса при этом перейдет к орбитальному движению, возникшие фрагменты окажутся далекими от центробежного равновесия, и сами начнут испытывать трехмерное сжатие, пока рост  $\alpha_{rot}$  вновь не остановит сжатие (если к этому времени не произойдет уменьшение момента импульса, например, из-за передачи его окружающей среде посредством вмороженного магнитного поля).

## Влияние вращения на сжатие

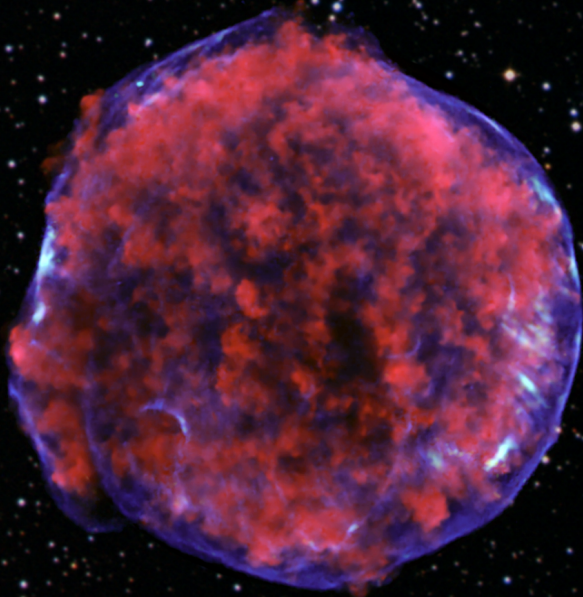
- Учет неоднородности облака, растущей в процессе сжатия, усложняет картину.
- Как показали модельные расчеты, сжатие облака как целого возможно лишь при медленном вращении.
- При приближении  $\alpha_{rot}$  к единице облако перестает вращаться с постоянной угловой скоростью, и максимум плотности внутри облака оказывается на определенном расстоянии от оси вращения.
- Возникает широкое кольцо, которое дробится на сжимающиеся фрагменты.

# Влияние ударных волн





# TYCHO'S SUPERNOVA REMNANT



## Ударные волны

- В тех многочисленных случаях, когда движение газа в МЗС происходит со скоростью, больше скорости звука, возникают резкие скачки плотности, распространяющиеся в виде ударных волн.
- Их появление может быть вызвано взрывом сверхновой, звездным ветром, галактической спиральной волной, взаимным столкновением облаков и другими причинами.
- Прохождение через газ ударной волны сопровождается резким изменением его плотности и температуры. На первой стадии сжатия, пока процесс происходит адиабатически, вся кинетическая энергия движущегося относительно фронта ударной волны газа переходит за фронтом в его тепловую энергию.
- В сильной волне при этом происходит полная ионизация вещества. В результате его температура достигает

$$T_2 = \frac{3\mu m_H v_1^2}{16k} = 2 \cdot 10^7 \left( \frac{v_1}{10^3 \text{ км/с}} \right)^2 \text{ К}, \quad (17)$$

## Ударные волны

$$T_2 = \frac{3\mu m_H v_1^2}{16k} = 2 \cdot 10^7 \left( \frac{v_1}{10^3 \text{ км/с}} \right)^2 \text{ К},$$

(индекс «1» отмечает параметры газа до прохождения ударной волны, «2» – после).

- Но плотность газа при этом возрастает незначительно:

$$\frac{n_2}{n_1} \leq \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \approx 4. \quad (18)$$

- Однако, если время высвечивания тепловой энергии ( $t_{rad}$ ) невелико, т.е. если характерный временной масштаб динамического процесса удовлетворяет неравенству

$$t_{dyn} \geq t_{rad} = \frac{\mu m_H v_1^2}{n\lambda(t)}, \quad (19)$$

то ударная волна ведет себя неадиабатически, и плотность газа за ней возрастает значительно:

$$\frac{n_2}{n_1} \leq \frac{\mu m_H v_1^2}{kT_2} \approx \mu \left( \frac{v_1}{10 \text{ км/с}} \right)^2 \left( \frac{T_2}{10^4 \text{ К}} \right)^{-1} \quad (20)$$

## Ударные волны

- Скорость охлаждения МЗС резко возрастает при приближении температуры к порогу ионизации водорода ( $\sim 10$  К). Поэтому при невысоких плотностях газа его температура за фронтом ударной волны обычно сохраняется на уровне  $\approx 7 \cdot 10^3$  К.
- Такова она, например, за фронтом ударной волны галактических спиральных рукавов. Поскольку газ втекает в них со скоростью  $25 - 35$  км/с, его плотность, в соответствии с (20), возрастает в  $10 - 15$  раз.
- Это может заметно усилить гравитационную неустойчивость газа.
- При столкновении плотных облаков друг с другом или с оболочкой сверхновой температура за фронтом может быстро опуститься до сотен кельвинов, а плотность возрасти в десятки раз.
- Очевидно, что в этой ситуации ударные волны могут инициировать звездообразование. Детальные расчеты показывают, что при этом должны преимущественно формироваться массивные звезды, далеко отстоящие друг от друга, т. е. члены звездных ассоциаций.

# Стадии формирования звёзд

# Теорема вириала

- Для среднего (по времени) движения частиц в поле сил с гравитационным потенциалом  $\sim 1/r$ ,

$$2\langle E_k \rangle = -\langle U_g \rangle,$$

здесь  $\langle E_k \rangle$  – средняя кинетическая энергия системы, а  $\langle U_g \rangle$  – потенциальная энергия системы

- Для самогравитирующего тела

$$E = E_k + U_g = \frac{1}{2}U_g = -E_k < 0 \quad (21)$$

- Уменьшение полной энергии приводит к увеличению кинетической энергии системы
- Если тепловая энергия тела связана с кинетической энергией движения составляющих его частиц, то отдача тепла (излучение электромагнитной энергии звездой) приводит к увеличению тепловой энергии, и наоборот.
- Это так называемое свойство **отрицательной теплоемкости** гравитационно-связанных систем.

## Стадии формирования звёзд

- Рассмотрим сферическое облако идеального газа с массой  $M$ .
- Тепловая энергия облака  $Q \approx (M/\mu)RT$ , гравитационная энергия  $U \approx -GM^2/R$ .
- Сжатие начнется, если полная энергия облака станет отрицательной,  $E = Q + U < 0$ , т. е. если радиус облака удовлетворяет неравенству:

$$R < \frac{\mu GM}{RT} \simeq \frac{0.1(\text{пк})}{T} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right). \quad (22)$$

- Этот радиус примерно равен половине джинсовской длины волны для начальной плотности  $\rho \sim M/R^3$ .
- Отсюда следует, что при температуре межзвездной среды меньше 100 К размер облака составляет сотни астрономических единиц.



# Контракционная фаза

- Если магнитное поле и тепловая энергия не являются помехами, то облако начинает сжиматься.
- Поскольку хорошая прозрачность нейтрального вещества для фотонов позволяет сжатию происходить практически в изотермическом режиме ( $\gamma = 1$ ), тепловое давление не препятствует сжатию.
- В процессе сжатия облако фрагментирует.
- Пока газ имеет низкую плотность и температуру, он прозрачен для излучения, и рождающиеся фотоны низких энергий (ИК излучение) свободно выходят из облака, унося часть выделяемой при сжатии энергии.
- По мере роста плотности время свободного падения уменьшается, но рост плотности ведет к уменьшению длины свободного пробега квантов и росту непрозрачности (в основном из-за поглощения ИК-фотонов пылью и молекулами), поэтому изотермическое сжатие постепенно сменяется на адиабатическое ( $\gamma \rightarrow 5/3$ ), и облако приходит в равновесное состояние, устойчивое к фрагментации.
- Температура протозвезды растет, и ее вещество становится ионизованным.

# Адиабатическая фаза

- До того, как возрастающий градиент теплового давления в недрах сжимающейся протозвезды уравновесит действие силы гравитации, сжатие собственно непрозрачной молодой звезды продолжает происходить с ускорением свободного падения.
- Её светимость на непрозрачной стадии определяется балансом выделяемой гравитационной энергии и способностью высвечивания энергии с поверхности
- Температура фотосферы звезды определяется условием просачивания квантов из толщи звезды наружу, т. е. прозрачностью звездных недр.
- Расчеты показывают, что у молодых звезд энергия переносится конвективными движениями в оболочке.

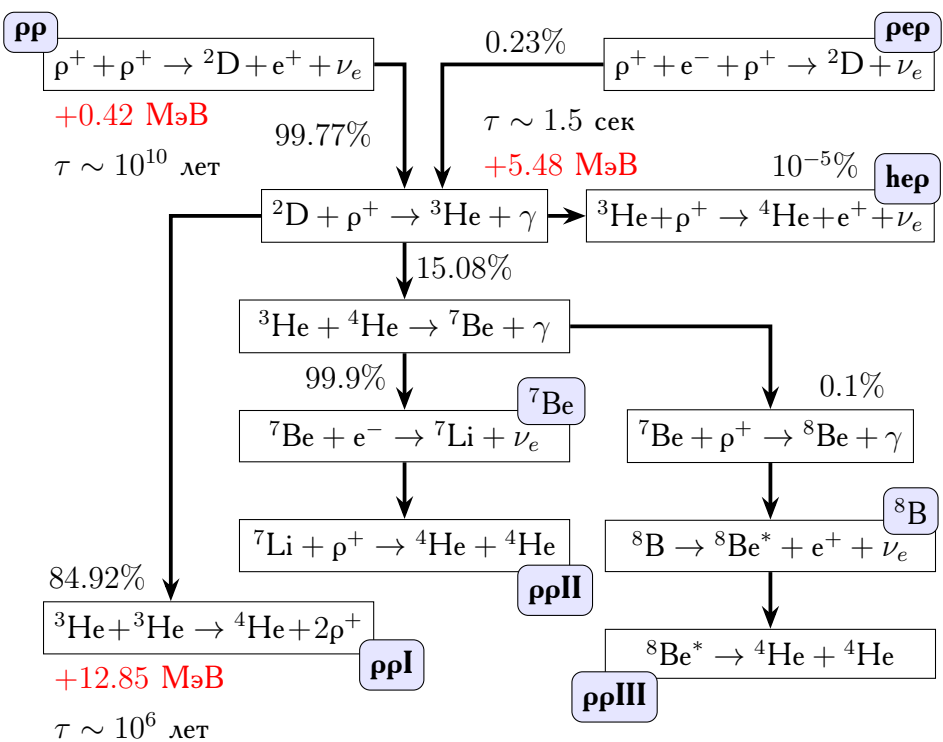
# Стадия Хаяши

- Возникновение конвекции связано с увеличением коэффициента непрозрачности с ростом плотности в условиях ионизации водорода и гелия, из-за которой возникает высокий радиальный градиент температуры.
- При этом в фотосфере устанавливается универсальная температура порядка 3000-4000 К. Звезда медленно сжимается, сохраняя эффективную температуру и уменьшая болометрическую светимость.
- Светимость звезды на конвективной стадии Хаяши:

$$\frac{L}{L_{\odot}} = \left(\frac{T_{eff}}{T_{\odot}}\right)^4 \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right)^2 \simeq 400 \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^2.$$

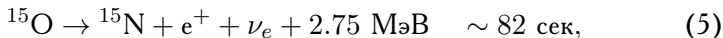
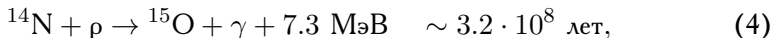
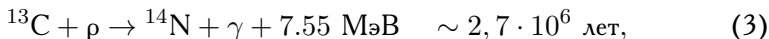
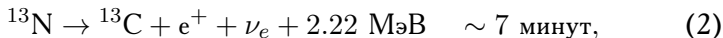
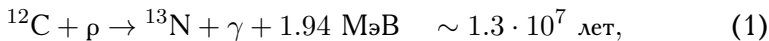
- Такие объекты наблюдаются как мощные ИК источники в областях звездообразования.
- Время сжатия зависит от способности излучать выделяемую гравитационную энергию

$$t \sim \frac{GM^2}{RL} \simeq \frac{GM^2}{4\pi R^3 \sigma_B T_{eff}^4} \sim 8 \cdot 10^7 \bar{\rho} \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right) \text{ лет}$$



## CNO-цикл

В звездах массивнее Солнца переработка водорода в гелий осуществляется преимущественно в цепочке реакций, называемых циклом CNO. В этой цепочке реакций ядро углерода выступает в роли катализатора, т. е., в конечном счете, в CNO-цикле, как и в pp-цикле  $4p \rightarrow {}^4\text{He}$ :



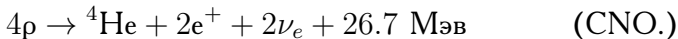
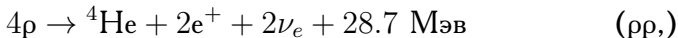
Как и в pp-цикле, ключевыми реакциями, определяющими скорость всей цепочки, являются реакции 2 и 5, которые идут по каналу слабого взаимодействия с испусканием нейтрино.

## CNO-цикл

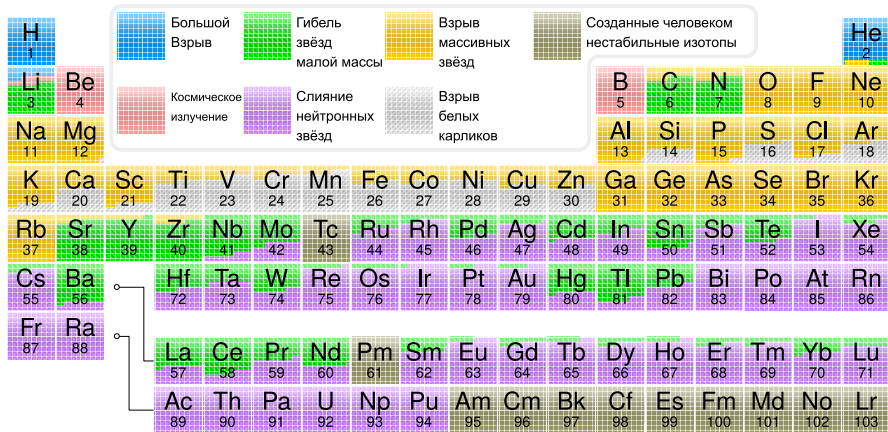
- Энерговыведение на единицу массы чрезвычайно сильно зависит от температуры:

$$\epsilon[\text{эрг}/(\text{г} \cdot \text{с})] \sim \rho T^{16\dots 18}.$$

- Суммарное энерговыведение в обоих циклах примерно одинаково:



# Происхождение элементов



# Звёздообразование сегодня



## Общие сведения

- Формирование галактических дисков еще не завершилось, и процесс рождения звезд из межзвездного газа продолжается.
- Звездообразование — это наиболее масштабный процесс в галактиках.
- Именно он формирует контрастные спиральные ветви, подпитывает энергией все компоненты межзвездной среды, определяет цвет и спектр галактики.
- Прямым свидетельством происходящего звездообразования является присутствие массивных короткоживущих звезд и связанных с ними объектов: молодых звездных систем (скоплений, ассоциаций), областей HII, сверхновых типа Ib/c и II.
- Непосредственные наблюдения отдельных молодых звезд и их группировок возможны лишь для ближайших галактик.

# Косвенные признаки

- высокая светимость галактики в эмиссионных линиях, возникающих в областях ионизованного водорода;
- повышенная мощность излучения галактики в ультрафиолетовой и голубой областях спектра, непосредственно связанная с присутствием молодых горячих звезд;
- повышенная мощность излучения в далеком ИК диапазоне, где максимум в спектрах галактик приходится на 60–200 мкм; это излучение межзвездных пылинок, нагретых до температуры 20–30 К. Основным источником энергии, нагревающей пыль, является голубое и ультрафиолетовое излучение молодых горячих звезд в областях звездообразования.
- повышенная мощность теплового и синхротронного излучения в радиоконтинууме; оба компонента радиоизлучения связаны с активностью массивных звезд, которые нагревают и ионизуют газ (тепловое излучение), а также вспыхивают как сверхновые, поставляя релятивистские электроны в межзвездную среду, где они излучают радиоволны в магнитном поле (синхротронное излучение);
- повышенная мощность рентгеновского излучения диска, связанного с горячим газом.

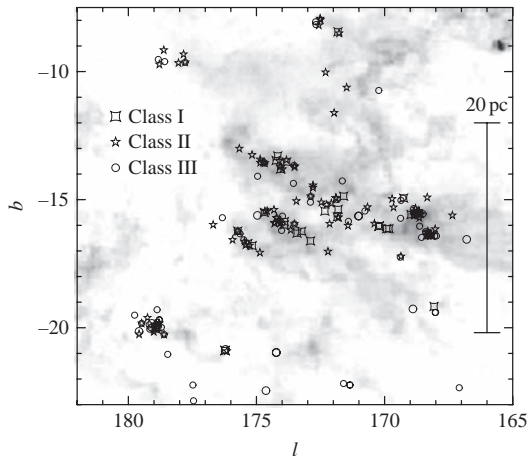
# Косвенные признаки

- Исходя из многочисленных, но косвенных признаков существования массивных звезд, невозможно получить непосредственно количественную оценку темпа звездообразования (SFR) для звезд всех масс.
- Для этого необходимо задаться определенной моделью «перекачки» энергии молодых звезд в излучение в той или иной области спектра и распределением числа рождающихся звезд по массам, т. е. начальной функцией масс (НФМ) звезд.
- Темп звездообразования  $SFR \equiv dM_*/dt$  определяет полную массу рождающихся звезд в единицу времени (год).
- В широком интервале звездных масс – от массы Солнца и выше – НФМ хорошо описывается степенным законом  $dN \sim M^{-\alpha} dM$ , где  $\alpha \simeq 2.3 \div 2.5$ . Начальная функция масс с  $\alpha = 2.35$  известна как НФМ Сальпитера (E. Salpeter, 1955).
- Имеющиеся оценки показывают, что типичные значения SFR в галактиках составляют  $1 \div 10 M_{\odot}/\text{год}$  для спиральных галактик и  $\ll 1 M_{\odot}/\text{год}$  для галактик E-S0

# Звёздообразование

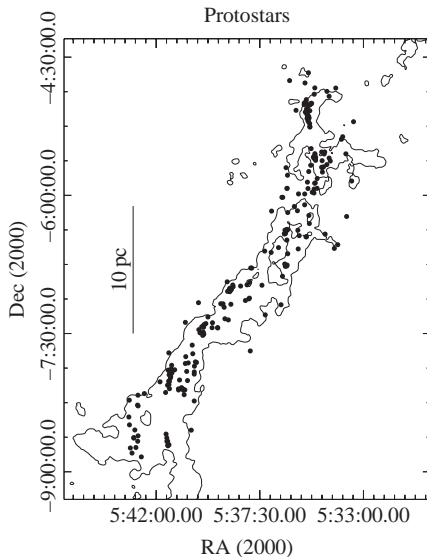
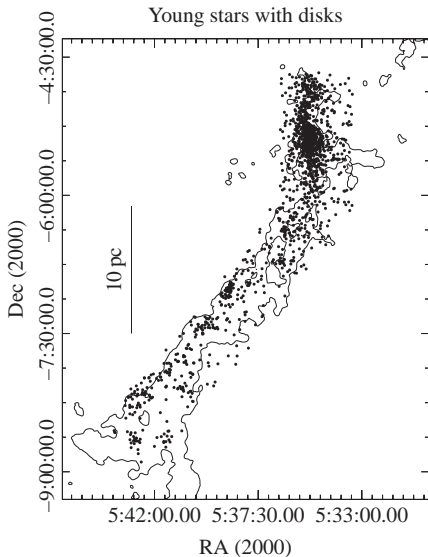
- В каждый текущий момент в процессе звездообразования в любой галактике участвует ничтожно малая часть межзвездного газа, а именно, только газ, находящийся в недрах молекулярных облаков, который сжимается под действием своей тяжести, сохраняя при этом низкую температуру.
- Звездообразование практически всегда происходит в дисках галактик и носит характер локальных вспышек, сравнительно коротких по времени, продолжительностью от нескольких миллионов до нескольких десятков миллионов лет.
- Области, охваченные звездообразованием, могут иметь самые различные размеры — от десятков парсек до нескольких сотен парсек. Наиболее крупные области звездообразования носят название молодых **звездных комплексов**.
- Звездные комплексы очень неоднородны по плотности, и внутри них, как правило, находятся более мелкие скопления молодых звезд и ассоциаций с разбросом возрастов в несколько миллионов лет.

# Звёздообразование

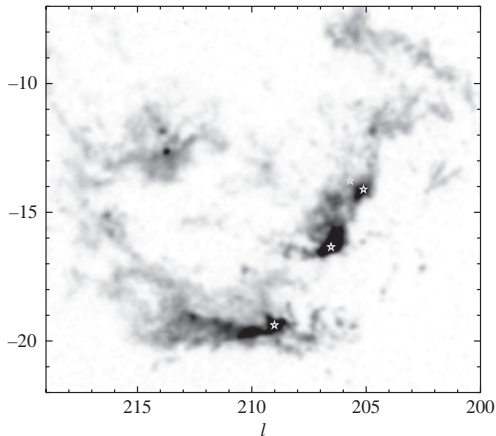


Комплекс молекулярных облаков Тельце–Аурига. Оттенки серого показывают интегрированную эмиссию  $CO_2$ . Отмечены положения известных молодых звезд (возраст  $\sim 1$  млн. лет). Звезды перед главной последовательностью (классы II и III) обычно группируются вблизи областей с высокой плотностью газовых столбов; вероятные протозвезды (класс I) обнаружены только в областях высокой плотности.

# Молодые звезды в мол. облаке Орион А



# Звёздообразование



Крупномасштабное распределение CO эмиссии в области Ориона. Облака Ориона А и В описывают кажущуюся разбитую дугу длиной  $\sim 80$  пк. Символы звезд указывают на положение плотных скоплений молодых звезд.

# Звёздообразование

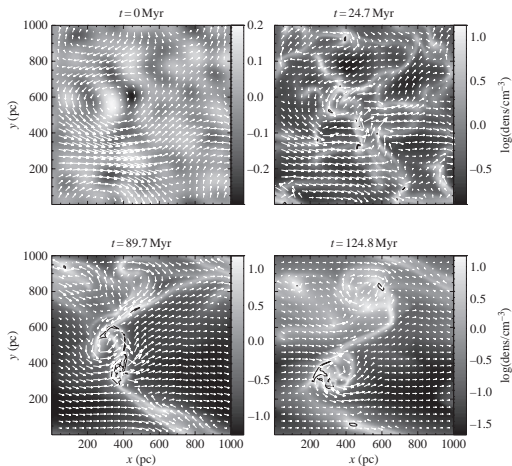
Процесс превращения газа в звезды можно условно разделить на несколько этапов:

- ① формирование крупномасштабных газовых комплексов, либо образование более мелких областей с повышенной плотностью газа благодаря столкновениям газовых масс
- ② появление в них гравитационно связанных молекулярных облаков, сжатие наиболее плотных и холодных участков этих облаков (их «ядер») до возникновения звезд
- ③ нагрев газа молодыми звездами и вспышками сверхновых
- ④ уход газа из областей звездообразования, приводящий к прекращению этого процесса и распаду «рыхлых» молодых звездных систем.

Продолжительность первого этапа сопоставима с периодом оборота вокруг центра галактики (или со временем пересечения промежутка между спиралями) – около  $10^8$  лет.



# Звёздообразование

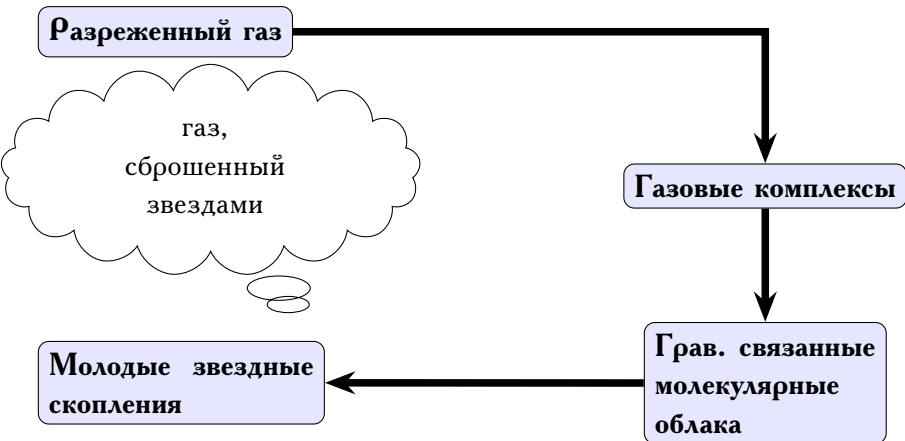


Моделирование эволюции облаков. Векторы указывают направления и силы магнитного поля. Оттенки серого обозначают плотность в логарифмических единицах.

Примерно через 10 млн. лет в модели происходит звездообразование.

# Схема звёздообразования

Ударные волны  
Тепловая неустойчивость  
Гравитационная неустойчивость



# Звёздообразование

- Поскольку сжатие происходит быстрее в областях повышенной плотности, в газовом облаке, которое эволюционирует в одиночную звезду, формируется более плотное и быстро сжимающееся ядро, окруженное протяженной более разреженной (но также неоднородной и сжимающейся) оболочкой.
- До тех пор, пока центральная температура и плотность недостаточны для начала термоядерных реакций синтеза, при квазиравновесном сжатии происходит выделение гравитационной энергии, около половины которой, в соответствии с теоремой вириала, идет на увеличение тепловой энергии, а остальная часть уносится излучением.
- Эта фаза эволюции называется стадией **протозвезды** или молодой звезды. Сжатие молодой звезды останавливается с началом термоядерных реакций превращения водорода в гелий, когда звезда оказывается на главной последовательности диаграммы ГР.

