

# Плазма в космосе

Лекция №5

Звёзды

Анненков Владимир, с.н.с. лаб. 9-1

7 октября 2021



# Содержание лекции

- 1 Звёздообразование сегодня
- 2 Уравнения внутреннего строения звезд
  - Уравнение гравитационного равновесия
  - Уравнение энергетического равновесия
- 3 Источники энергии излучения звёзд
  - Гравитационная энергия
  - Теорема вириала
- 4 Уравнение переноса
  - Движение квантов в недрах звёзд
- 5 Атмосферы звезд



# Звёздообразование сегодня

## Скопление и область звездообразования Вестерлунд 2



---

Галактика NGC 1232

---



## 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.



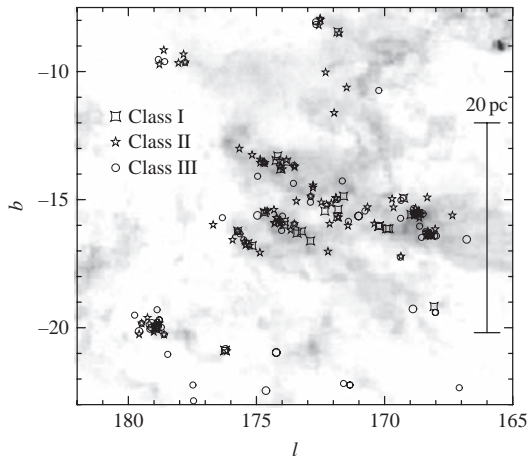
# Темп звёздообразования

- 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 эллиптических и линзообразных.

# Звёздообразование

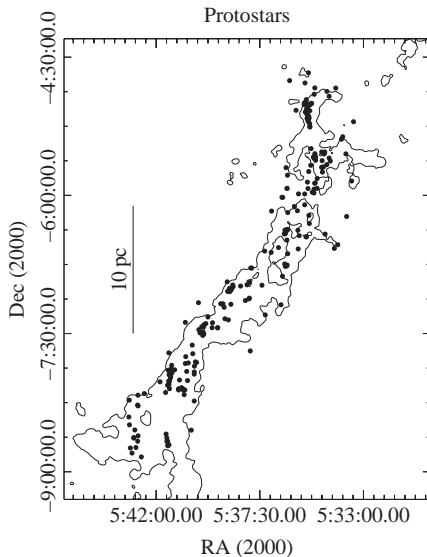
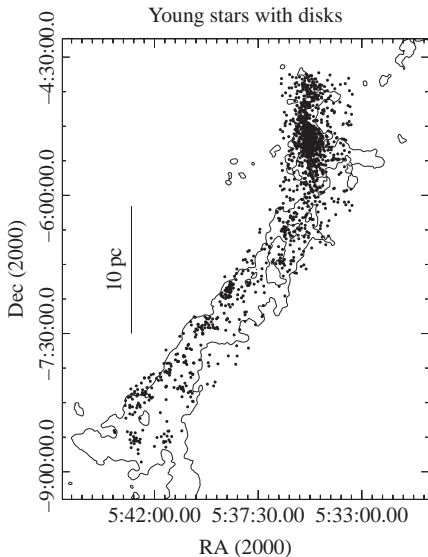
- В каждый текущий момент в процессе звездообразования в любой галактике участвует ничтожно малая часть межзвездного газа, а именно, только газ, находящийся в недрах молекулярных облаков, который сжимается под действием своей тяжести, сохраняя при этом низкую температуру.
- Звездообразование практически 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

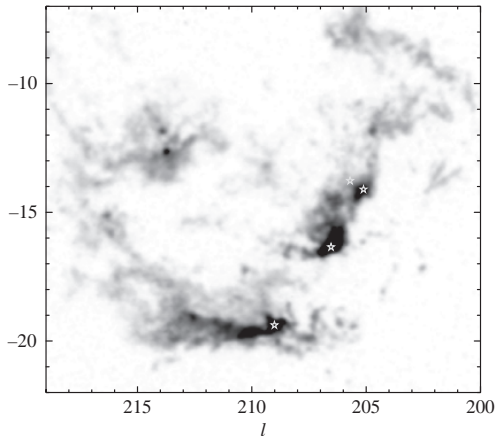


Комплекс молекулярных облаков Тельце–Аурига. Оттенки серого показывают интегрированную эмиссию  $CO_2$ . Отмечены положения известных молодых звезд (возраст  $\sim 1$  млн. лет). Звезды перед главной последовательностью (классы II и III) обычно группируются вблизи областей с высокой плотностью газовых 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.

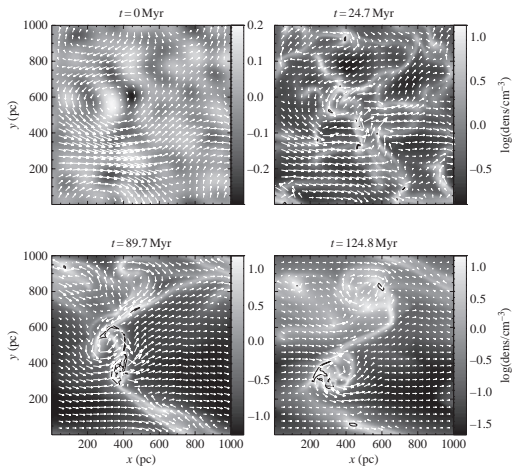
# Звёздообразование

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

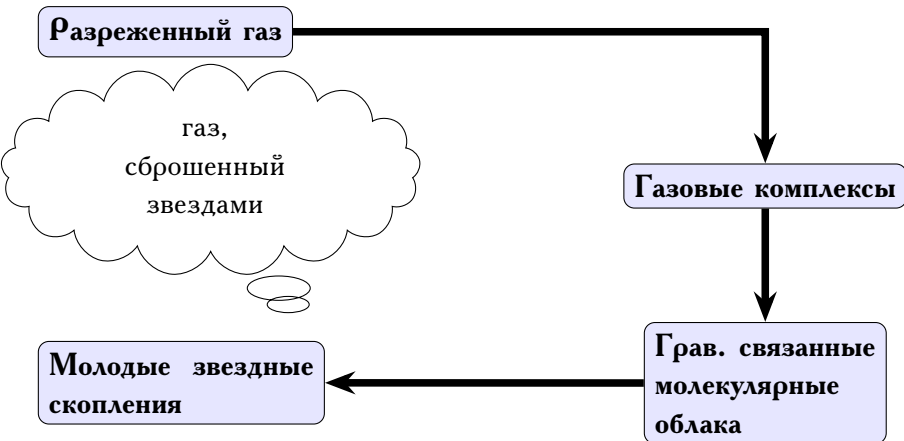


Моделирование эволюции облаков. Векторы указывают направления и силы магнитного поля. Оттенки серого обозначают плотность в логарифмических единицах.

Примерно через 10 млн. лет в модели происходит звездообразование.

# Схема звёздообразования

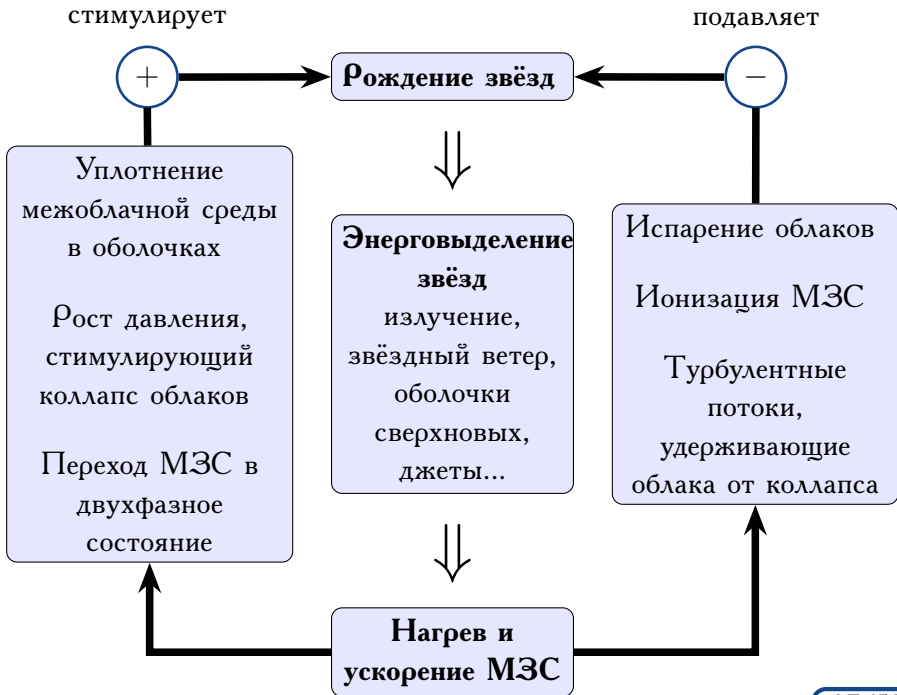
Ударные волны  
Тепловая неустойчивость  
Гравитационная неустойчивость



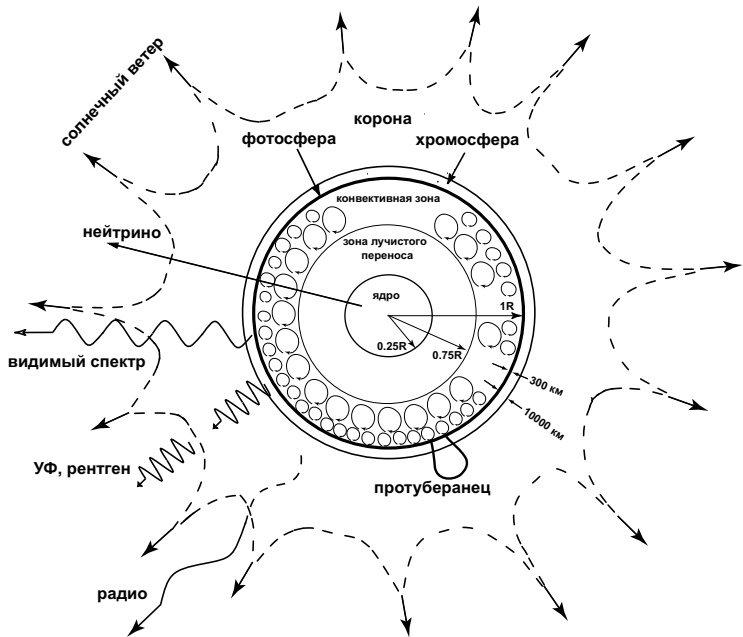


# Звёздообразование

- 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.



Уравнения внутреннего строения  
звезд



# Уравнения равновесия звезды

Основная задача теории внутреннего строения звезд:

- Задана звезда с радиусом  $R$ , массой  $M$  и светимостью  $L$ .
- Известны граничные условия задачи, т. е. условия в поверхностных слоях звезды.
- Можно считать, что звезда находится в стационарном состоянии (это верно для подавляющего большинства звезд).
- Требуется определить структуру звезды, т. е. найти распределение плотности, давления и температуры внутри звезды.
- В начале эволюции химический состав вещества можно считать одинаковым, так как процессы звездообразования связаны с эффективным перемешиванием вещества.

# Уравнения равновесия звезды

Теория внутреннего строения звезд прошла в своем развитии ряд этапов.

- ① Первоначально в теории рассматривалось гравитационное равновесие звезды под действием двух сил: тяготения и газового давления.
- ② В дальнейшем в уравнение гравитационного равновесия было введено давление излучения; стало рассматриваться энергетическое равновесие звезды.
- ③ Фундаментальный вопрос об источниках звездной энергии долгое время оставался нерешенным. В 40-х гг. было установлено, что основным источником звездной энергии являются ядерные реакции, преобразующие водород в гелий. Это открытие послужило началом современного этапа развития теории.

---

# Уравнения равновесия звезды

---

Какие факторы влияют на состояние звездного вещества?

# Уравнения равновесия звезды

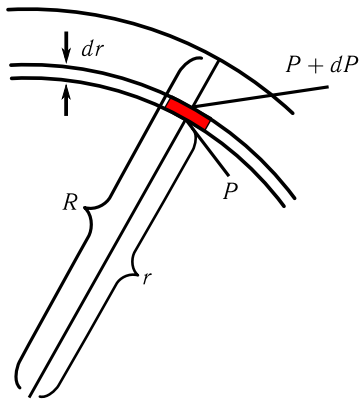
Какие факторы влияют на состояние звездного вещества?

- Так как массы звезд велики, то необходимо учитывать гравитационную энергию и силу гравитации.
- Так как вещество, составляющее звезду, является плазмой, то теория должна включать определенное уравнение состояния, в котором фигурируют температура, давление и плотность.
- Во внутренних слоях звезды, где очень большой лучистый поток, необходимо учитывать эффекты, связанные с лучистым давлением.
- В ядре звезды, где температура  $\sim 10^7$  К, а давление  $\sim 10^{11}$  атм. происходят термоядерные реакции, поэтому необходимо учитывать вероятность протекания ядерных реакций и их скорость.
- Так как излучение идет от горячих слоев к более холодным и не проходит без препятствий через всю звезду, то надо рассматривать процессы поглощения.



# Уравнение гравитационного равновесия

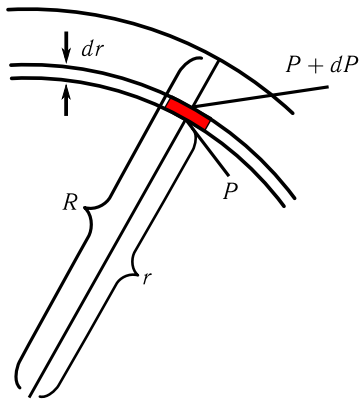
Рассмотрим элемент вещества внутри звезды.



- Пусть это будет бесконечно малый цилиндр высотой  $dr$ , находящийся на расстоянии  $r$  от центра, и поперечным сечением, расположенным перпендикулярно к радиусу.
- Пусть  $P$  – давление в точке  $r$ , а  $dP$  – изменение давления при переходе от  $r$  к  $r + dr$ .
- Разность давлений  $dP$  представляет собой силу, действующую на рассматриваемый элемент массы в направлении увеличения  $r$ .
- Этой силе противоположна сила притяжения, которое испытывает элемент массы.

# Уравнение гравитационного равновесия

Рассмотрим элемент вещества внутри звезды.



- Масса бесконечно малого цилиндра равна  $\rho \cdot dr$ .
- Сила притяжения между массой  $M_r$  заключенной внутри сферы радиуса  $r$  и  $\rho dr$ , согласно элементарной теории потенциала, та же самая, что и между массой  $M_r$  собранной в центре конфигурации, и  $\rho dr$ , расположенной в точке.
- По закону Ньютона – это сила притяжения, равная

$$-\frac{GM_r \rho dr}{r^2},$$

где  $G \sim 6.7 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{сек}^2$ .

## Уравнение гравитационного равновесия

Для соблюдения равновесия цилиндра необходимо, чтобы

$$dP = -GM_r \rho dr / r^2 \text{ или}$$

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM_r \rho}{r^2} \quad (1)$$

Масса сферического слоя толщиной  $dr$  равна  $4\pi r^2 \rho dr$ . Интегрируя от 0 до  $r$ , получим массу звезды, заключенную внутри сферы радиуса

$$M_r = 4\pi \int_0^r \rho r^2 dr. \quad (2)$$

Объединяя уравнения (1-2) в одно, имеем:

$$\frac{r^2}{\rho} \frac{dP}{dr} = -G \cdot 4\pi \int_0^r \rho r^2 dr \quad (3)$$

# Уравнение гравитационного равновесия

или, продифференцировав (3), получим уравнение:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( \frac{r^2}{\rho} \frac{dP}{dr} \right) = -4\pi G \rho \quad (4)$$

которое называется уравнением Пуассона и является одним из основных уравнений теории внутреннего строения звезд.

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM_r \rho}{r^2} \quad (5)$$

Уравнение гидростатического равновесия.

## Численные оценки для Солнца

Определим порядок давления и температуры.

- Давление, оказываемое на элемент объема  $dr$ , пропорционально давлению в центре  $P_c$ , отнесенному к радиусу звезды  $R$ , т. е.  $dP/dr \sim P_c/R$ .
- Отнесем это значение произвольно к точке, находящейся от центра Солнца на расстоянии  $R/2$ , в качестве массы возьмем половину массы Солнца.
- Тогда

$$\frac{P_c}{R} = \frac{GM \cdot 4\rho}{2R^2} \text{ или } P_c = \frac{2GM}{R} \bar{\rho},$$

где  $\bar{\rho} \approx 1.4 \text{ г/см}^3$  - средняя плотность Солнца. Подставив все численные значения, получим

$$P_c = 6 \cdot 10^9 \text{ атмосфер.}$$

## Численные оценки для Солнца

- Если учтем, что основная часть солнечного вещества состоит из водорода и гелия, то, считая, что число электронов равно числу ионов (ими являются протоны), имеем средний молекулярный вес ( $\mu = 1/2$ ).
- Полагая, что для большей части Солнца справедливо уравнение состояния идеального газа, запишем давление как  $P = R_0 T \rho / \mu$ , откуда  $T = \mu P / R_0 \rho$ .
- Сделав численную оценку для температуры в точке, находящейся от центра на расстоянии  $R/2$ , получим

$$T \approx 2 \cdot 10^7 \text{ К.}$$

# Уравнение энергетического равновесия

- Получим второе основное уравнение этой теории - уравнение энергетического равновесия звезды.
- Оно должно выражать собою то условие, что количество энергии, вырабатываемое в каком-либо элементарном объёме звезды, равно количеству энергии, которое из этого объёма выходит.
- Пусть  $\varepsilon$  – количество энергии, вырабатываемое за секунду одним граммом звёздного вещества,  $L_r$  – количество энергии, вырабатываемое внутри сферы радиуса  $r$ , тогда

$$L_r = 4\pi \int_0^r \varepsilon \cdot \rho \cdot r^2 \cdot dr,$$

или

$$\boxed{\frac{dL_r}{dr} = 4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \rho \cdot \varepsilon.} \quad (6)$$

# Источники энергии излучения звёзд



## Источники энергии излучения звёзд

В поисках источников звёздной энергии имеет смысл рассматривать энергию гравитационного сжатия и тепловую.

# Гравитационная энергия

- Потенциальная энергия однозначно определяется в ньютоновском приближении, в котором мы и будем работать.
- Найдем потенциальную энергию взаимного притяжения тел в системе, состоящей из  $N$  точечных масс.
- В пределе больших  $N$  (например, для типичной звезды характерное число барионов, вносящих вклад в полную массу звезды,  $N \approx 10^{57}$ ) удобнее пользоваться непрерывным распределением плотности  $\rho(r)$ .
- В ньютоновском случае гравитационный потенциал на расстоянии  $r$  от малого тела массы  $m$  есть

$$\phi = -\frac{Gm}{r} \quad (7)$$

- Для  $N$  точечных масс

$$U_g = -\sum_{i>k}^N \frac{Gm_i m_k}{r_{ik}} = -\frac{1}{2} \sum_i \sum_{i \neq k} \frac{Gm_i m_k}{r_{ik}} \quad (8)$$

# Гравитационная энергия

- Перепишем эту энергию иначе, используя понятие гравитационного потенциала. Для этого просуммируем потенциальные энергии, создаваемые всеми массами. В  $k$ -й точке имеем:

$$\phi_k = - \sum_{i \neq k}^N \frac{Gm_i}{r_{ik}} \quad (9)$$

откуда

$$U_g = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^N \phi_k m_k = \frac{1}{2} \int \phi dm \quad (10)$$

- Второе равенство получается при предельном переходе к непрерывному распределению массы. В случае сферически симметричного распределения массы с плотностью  $\rho(x)$

$$m(r) = 4\pi \int_0^r \rho(x) x^2 dx \quad (11)$$

# Гравитационная энергия

- На расстоянии  $r$  от центра потенциал создается массой внутри  $r$  и наружными слоями

$$\phi(r) = -\frac{Gm(r)}{r} - \int_{m(r)}^M \frac{Gdm}{r'(m)}, \quad (12)$$

где  $dm(r') = 4\pi\rho(r')r'^2dr'$ , а  $M$  – полная масса тела с радиусом  $R$ .

- Тогда полная потенциальная энергия

$$U_g = \frac{1}{2}G \int_0^M dm \left[ -\frac{m}{r(m)} - \int_m^M \frac{dm}{r'(m)} \right]. \quad (13)$$

# Гравитационная энергия

- Обозначим  $f(m) = \int_m^M \frac{dm}{r'(m)}$  и проинтегрируем по частям:

$$\int_0^M f(m) dm = mf|_0^M - \int_0^M m df = - \int_0^M m df = \int_0^M \frac{m dm}{r'(m)} \quad (14)$$

- Интеграл от второго слагаемого в (13) в точности равен интегралу от первого.
- Окончательно получаем для гравитационной энергии сферически симметричного распределения массы

$$U_g = -G \int_0^M \frac{m dm}{r(m)}. \quad (15)$$

# Гравитационная энергия

$$U_g = -G \int_0^M \frac{m dm}{r(m)}.$$

- Физический смысл этого выражения: при переносе из бесконечности элемента массы  $dm$  на расстояние  $r$  от центра тела с массой  $m(r)$  должна освобождаться гравитационная энергия связи  $\Delta E = |\phi(r)|dm = Gm(r)dm/r$ .
- Для однородного шара с плотностью  $\rho$ :

$$U_g = -\frac{16\pi^2}{15} G \rho^2 R^5 = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}. \quad (16)$$

- Гравитационная энергия самогравитирующего тела (системы тел) **пропорциональна квадрату массы** тела (системы) и **обратно пропорциональна его размеру**.

# Теорема вириала

- Теорема вириала устанавливает связь между средним по времени значением кинетической энергии (как для каждой частицы, так и для всей системы в целом) и потенциальной энергией всей системы.
- Она применима как на микроскопическом уровне для движения частиц в атомах, так и для звезд, галактик и их скоплений. Если внутри тела отсутствуют или малы упорядоченные движения вещества, кинетическая энергия тела тождественна его тепловой энергии.
- Согласно теореме вириала, для среднего (по времени) движения частиц в поле сил с гравитационным потенциалом  $\sim 1/r$ ,

$$2\langle E_k \rangle = -\langle U_g \rangle \quad (17)$$

# Теорема вириала

- В соответствии с теоремой вириала полная энергия устойчивого самогравитирующего тела (системы тел) есть:

$$\langle E \rangle = \langle E_k \rangle + \langle U_g \rangle = \frac{1}{2} \langle U_g \rangle = -\langle E_k \rangle. \quad (18)$$

- То есть энергия связи такого тела (системы) порядка его гравитационной энергии;
- Также она пропорциональна квадрату массы тела (системы) и обратно пропорциональна размеру тела (системы).



# Отрицательная теплоемкость

$$\langle E \rangle = \langle E_k \rangle + \langle U_g \rangle = \frac{1}{2} \langle U_g \rangle = -\langle E_k \rangle.$$

- Уменьшение полной энергии приводит к увеличению кинетической энергии системы.
- Если тепловая энергия тела связана с кинетической энергией движения составляющих его частиц (например, звезда из идеального невырожденного газа), то **отдача тепла** (излучение электромагнитной энергии звездой) **приводит к увеличению тепловой энергии**, и наоборот.
- Это так называемое свойство **отрицательной теплоемкости** гравитационно-связанных систем.
- Именно из-за этого свойства энерговыделение в ядерных реакциях в недрах нормальных звезд не носит характер взрыва.

# Гравитационная энергия

Оценим гравитационную энергию Солнца.

- Усреднив по массе и подставив численные значения для массы Солнца  $M = 2 \cdot 10^{30}$  кг, а для радиуса  $R = 7 \cdot 10^{10}$  см получим

$$U_g \sim 4 \cdot 10^{41} \text{ Дж.}$$

- При наблюдаемой мощности излучения  $L \sim 4 \cdot 10^{26}$  Дж/с запаса гравитационной энергии хватит на  $10^{15}$  с или 30 млн. лет.
- Геологические данные с большой точностью позволяют утверждать, что возраст Солнца оценивается несколькими миллиардами лет.
- Отсюда следует, что **гравитационная энергия не может обеспечить излучение Солнца.**

# Тепловая энергия

- Рассмотрим тепловую энергию Солнца, которая определяется как

$$E_k = \int \left( \frac{3}{2} \cdot \frac{R_0}{\mu} \cdot T \right) \cdot 4\pi \rho r^2 \cdot dr,$$

где  $R_0$  – универсальная газовая постоянная,  $\mu$  – средний молекулярный вес.

- Оценка тепловой энергии для температуры в центре Солнца  $T = 10^7$  К и среднего молекулярного веса  $\mu = 1/2$  даёт значение

$$E_k \sim 5 \cdot 10^{41} \text{ Дж},$$

**т. е. тепловая энергия также не может обеспечить излучение Солнца.**

# Ядерная энергия

- Допустим, что при некоторой реакции образуется ядро, масса которого на  $\Delta M$  меньше суммы масс ядер, вступающих в реакцию.
- Тогда на основании принципа Эйнштейна, утверждающего эквивалентность массы и энергии, при такой реакции выделяется энергия  $\Delta E = \Delta M \cdot c^2$ , где  $c$  - скорость света.
- Основную роль в выделении энергии внутри звезды играют ядерные реакции, преобразующие водород в гелий.
- Атомный вес водорода  $\sim 1.008$ , а гелия  $\sim 4.003$ .
- Поэтому при образовании из 4-х атомов водорода одного атома гелия выделяется энергия, соответствующая  $\sim 0.7\%$  массы.
- Следовательно, звезда, состоящая первоначально из водорода, должна при превращении водорода в гелий выделить энергию, равную  $\Delta E = 0.007M \cdot c^2$ , где  $M$  - масса звезды.
- В частности, для Солнца получим  $\Delta E \approx 10^{45}$  Дж.
- **Эта энергия может обеспечить излучение Солнца** при текущей его светимости в течение  $10^{11}$  лет, т. е. достаточно долго.

Уравнение переноса

# Движение квантов в недрах звёзд

- Фотоны появляются в зоне ядерных реакций в недрах Солнца, где плотность вещества около  $150 \text{ г/см}^3$ , а температура — около 1 кэВ.
- Физические условия в недрах Солнца и звезд с хорошей точностью соответствуют полному термодинамическому равновесию, поэтому энергия рождающихся фотонов распределена по закону Планка для АЧТ с температурой  $\sim 1 \text{ кэВ}$  (жесткий рентгеновский диапазон).
- Если нейтрино, имеющие ничтожное сечение взаимодействия с веществом ( $\approx 10^{44} \text{ см}^2$ ), свободно (за время  $R_{\odot}/c \sim 2 \text{ с}$ ) покидают Солнце, то фотоны многократно поглощаются и рассеиваются, пока достигнут внешних более прозрачных слоев атмосферы Солнца.
- Видимая «поверхность» Солнца – поверхность оптической толщины  $\tau \approx 1$  (оптическая толщина отсчитывается от наблюдателя вглубь Солнца) – называется **фотосферой**, ее эффективная температура, определяемая из соотношения  $L_{\odot} = 4\pi R^2 \sigma_B T_{eff}$  равна  $\approx 5800 \text{ К}$  и характеризует физическое состояние внешних слоев Солнца. Температура быстро растет с глубиной.

## Движение квантов в недрах звёзд

- При малых отклонениях от термодинамического равновесия (когда длина свободного пробега фотонов  $l$  мала по сравнению с размерами рассматриваемой области) перенос лучистой энергии хорошо описывается диффузионным приближением
- В этом приближении

[поток энергии] = -[коэфф. диффузии]  $\times$   $\Delta$ [плотность энергии]:

$$F = -D \nabla \varepsilon_r. \quad (19)$$

- Здесь коэффициент диффузии  $D = c\bar{l}/3$ , а средняя длина свободного пробега фотонов  $\bar{l}$  определяется коэффициентом непрозрачности  $\kappa$  [ $\text{см}^2/\text{г}$ ]:

$$\bar{l} = \frac{1}{\kappa\rho} \quad (20)$$

## Движение квантов в недрах звёзд

- Для не слишком горячей плазмы основную роль играет тормозное (**свободно-свободное**) и **свободно-связанное** поглощение. Для поглощения, связанного со свободно-свободными переходами электронов,

$$l_{\nu}^{ff} \sim \sqrt{T} \frac{\nu^3}{1 - e^{-h\nu/kT}} \quad (21)$$

- Средний коэффициент непрозрачности, который определяет перенос тепловой энергии фотонами (т. н. крамерсовская непрозрачность),

$$\kappa_{ff} \simeq 7 \cdot 10^{22} (\text{см}^2/\text{г}) \frac{\rho}{T^{7/2}} \quad (22)$$



# Движение квантов в недрах звёзд

- В общем случае коэффициент непрозрачности может быть записан как степенная функция от плотности и температуры вещества  $\kappa = \rho^m T^n$ , где показатели степени  $m$ ,  $n$  зависят от химического состава плазмы и ее температуры.
- Его зависимость от температуры может быть как обратная, так и прямая, т. е. **непрозрачность может как уменьшаться, так и увеличиваться** с ростом температуры при различном физическом состоянии плазмы.
- На этом основан механизм пульсации некоторых звезд (цефеид).

## Движение квантов в недрах звёзд

- В горячих звездах большой массы длина свободного пробега кванта определяется томсоновским рассеянием на свободных электронах (т. е. классическим рассеянием без изменения энергии рассеиваемого кванта).
- Поскольку в нерелятивистском пределе для квантов с энергией  $h\nu \ll m_e c^2 \simeq 511$  кэВ томсоновское рассеяние не зависит от энергии фотона, томсоновская непрозрачность постоянна,

$$\kappa_T = \frac{\sigma_T}{m_p} \approx 0.4(\text{см}^2/\text{г}) \quad (23)$$

- Плотность энергии равновесного излучения:

$$\varepsilon_r = a_r T^4 \quad (24)$$

- Поток энергии в сферически-симметричном случае связан со светимостью на данном радиусе  $L(r)$  соотношением

$$F = \frac{L(r)}{4\pi^2}. \quad (25)$$

## Движение квантов в недрах звёзд

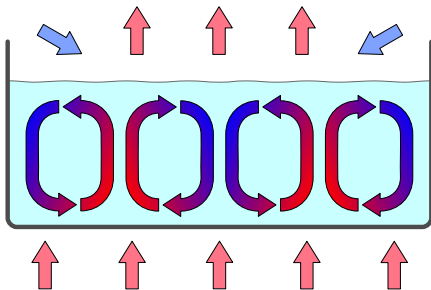
- Подставляя (20), (24) и (25) в уравнение (19), получаем уравнение для изменения температуры по радиусу в приближении лучистой теплопроводности:

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{4a_r c} \frac{\kappa \rho L(r)}{T^3 4\pi r^2} \quad (26)$$

- Поток тепла из зоны ядерных реакций наружу на данном радиусе определяется эффективностью энерговыделения  $\varepsilon(r)$ , и для поддержания стационарного теплопереноса излучением градиент температуры, согласно (26), должен все время «подстраиваться» под изменение температуры и непрозрачности.
- При увеличении  $L(r)$  на некотором радиусе значение градиента температуры может стать столь большим, что диффузионного переноса окажется недостаточно для переноса тепла наружу, и появятся условия для возникновения крупномасштабных движений вещества по радиусу (**конвекция**).

# Конвекция

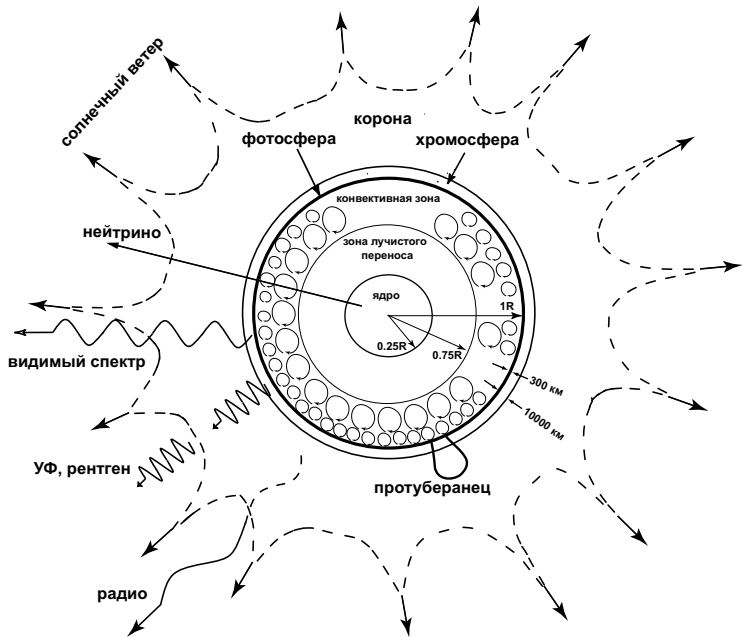
- Конвекция является преобладающим способом переноса энергии тогда, когда температура в поднимающемся элементе газа убывает медленнее, чем в окружающей среде, вследствие чего поднимающийся элемент оказывается менее плотным и приобретает плавучесть.
- Он несёт своё избыточное тепло вверх и передаёт его окружающей среде не посредством излучения, а рассасываясь и разрушаясь, т. е. путём непосредственного перемешивания.



## Время диффузии фотонов из центра Солнца

- При температуре больше 2 млн. градусов энергия переносится излучением (фотонами).
- Основной вклад в непрозрачность обусловлен рассеянием фотонов на электронах (томсоновское рассеяние).
- Эта зона простирается примерно до  $2/3$  радиуса Солнца ( $\sim 4 \cdot 10^{10}$  см).
- При больших оптических толщинах движение кванта носит характер случайных блужданий, что математически описывается уравнением диффузионного типа.
- Время диффузии фотонов из ядра до границы зоны лучистого переноса  $t_d \sim R^2/D$ , где  $D = cl/3$  – коэффициент диффузии,  $l = 1/(n\sigma) = 1/\rho\kappa$  – длина свободного пробега фотона.
- Используя численные значения для  $\rho$  и  $\kappa$  получаем:

$$t_d \sim \left( \frac{R_{\odot}}{c} \right) \left( \frac{R_{\odot}}{l} \right) \sim 10^5 \text{ лет.}$$



# Уравнения внутреннего строения звезд

Приведём основные уравнения, которые описывают внутреннее строение звезд (и Солнца).

- Пусть  $L$ ,  $M$  и  $R$  – светимость, масса и радиус звезды;
- $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  – относительное содержание по массе водорода, гелия и более тяжелых элементов ( $X + Y + Z = 1$ );
- $\kappa$  – коэффициент непрозрачности звездного вещества ( $d\tau = \kappa \rho dr$ ).

- ① Уравнение гидростатического равновесия:

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{GM(r)}{r^2} \quad (27)$$

- ② Уравнение состояния:

$$P = P_{gas} + P_{rad}$$

$$P_{gas} = \frac{\rho RT}{\mu(X, Y, Z)}, \quad P_{rad} = \frac{a_r T^4}{3},$$

где  $\mu$  – молекулярный вес звездного вещества.

Например, для полностью ионизованной плазмы  $1/\mu = 2X + (3/4)Y + (1/2)Z$ ; для Солнца  $X \approx 0.75$ ,  $Y \approx 0.23$ ,  $Z \approx 0.02$  и  $\mu_{\odot} \approx 0.6$ .

- ③ Связь массы и плотности:

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r).$$

- ④ Условия нормировки:

$$\int_0^R 4\pi r^2 \rho(r) dr = M,$$
$$\int_0^R 4\pi r^2 \rho(r) \varepsilon(r) dr = L,$$

где  $\varepsilon(r)$  – темп выделения термоядерной энергии в элементе единичной массы при тех значениях  $T$  и  $\rho$ , которые существуют на расстоянии  $r$  от центра звезды.



- ⑤ Уравнение переноса энергии от центра к краю (уравнение энергетического баланса)

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{4a_r c} \frac{\kappa \rho L(r)}{T^3 4\pi r^2}$$

при наличии конвекции заменяется на уравнение для адиабатического градиента температуры

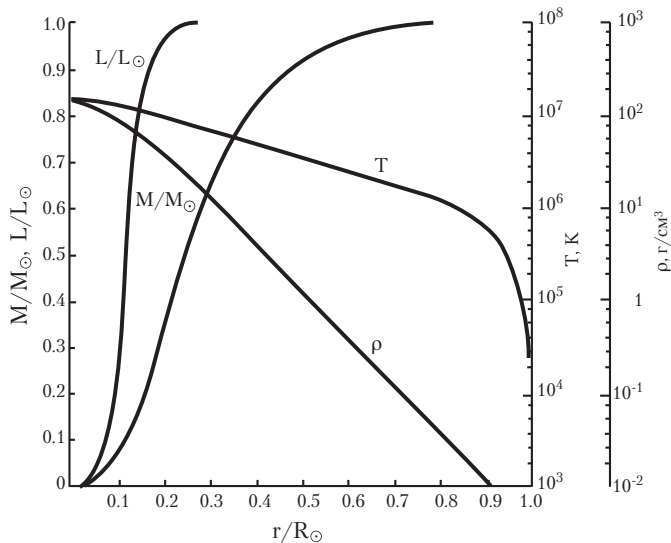
$$\left. \frac{dT}{dr} \right|_{ad} = -\frac{1}{c_p} \frac{GM(r)}{r^2} \quad (28)$$

(здесь  $c_p$  — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении).

- ⑥ Уравнение, описывающее энерговыделение в ядре:

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \varepsilon, \quad \varepsilon = \varepsilon(T, \rho, X, Y), \quad (29)$$

где  $\varepsilon$  — удельное энерговыделение.



Схема, иллюстрирующая внутреннее строение Солнца в стандартной модели с химическим составом  $X = 0.708$ ,  $Y = 0.272$ ,  $Z = 0.020$ , центральной плотностью  $\rho_c = 158 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$  и центральной температурой  $T_c = 1.57 \cdot 10^7 \text{ К}$ .

Область	Размер в ед. $R_{\odot} \approx 7 \cdot 10^{10} \text{ см}$	Химический состав и физическое состояние
Ядро	0.2	В центре: He(0.63), H(0.35), металлы (0.02), полная ионизация
Зона лучистой теплопроводности	0.5	He(0.23), H(0.75), металлы (0.02), высокая ионизация
Конвективная зона	0.3	низкая степень ионизации
Фотосфера	0.002	низкая степень ионизации
Граница фотосферы	1.000	
Хромосфера	0.02	низкая степень ионизации
Корона	$\approx 5$	высокая степень ионизации

**Границы зон внутреннего строения Солнца и их химический  
состав**

# Атмосферы звезд

# Атмосферы звезд

- Основной физической параметр стационарной звезды данного возраста – ее масса. Она определяет светимость, время жизни, радиус, эффективную температуру.
- Следующий по важности параметр – химический состав, определяющий молекулярный вес и влияющий на непрозрачность, а через нее – и на остальные параметры.
- Анализируя излучение звезд, мы получаем непосредственную информацию только об их атмосферах.
- Атмосферой звезды называют фотосферу, которая определяет видимый радиус звезды, и области, лежащие выше нее, то есть к атмосфере относятся области с оптической толщиной  $\tau \leq 1$  в непрерывном видимом спектре.
- Температура, плотность, скорость газа и химический состав атмосферы оцениваются по спектру.

# Атмосферы звезд

- **Фотосферой** называют слой, соответствующий  $\tau \approx 1$  в непрерывном оптическом спектре. Сильные линии поглощения образуются выше фотосферы, в области с меньшей температурой, и их наблюдения используются для исследования более высокого слоя – хромосферы.
- **Хромосфера** характеризуется положительным градиентом температуры по радиусу  $dT/dR > 0$  и сильной пространственной неоднородностью, связанной с наличием газовых струй. В местах пересоединения силовых линий (петель) магнитного поля с разной направленностью на короткое время возникают области, где происходит мощное выделение энергии, приводящее к ускорению заряженных частиц. Тепловое и нетепловое излучение этих частиц наблюдается в различных диапазонах спектра как вспышки (явление хромосферной активности Солнца и других звезд).

# Атмосферы звезд

- **Корона** – внешний слой атмосферы. В ней температура растет до очень высоких значений ( $\approx 10^6$  К). Корона излучает преимущественно в жестком УФ и рентгеновском диапазонах (только в случае Солнца ее можно наблюдать и в оптике) и присутствует на звездах всех спектральных классов — как горячих, так и холодных.
- Свет короны – это частично собственное излучение газа, а частично – томсоновское рассеяние света звезды на электронах.
- Высокая температура внешних слоев атмосферы — следствие низкой плотности ( $dE/dT \sim -n^2\lambda(T)$ , где  $\lambda(T)$  – растущая (для ионизованного газа) функция температуры, и для нагрева до большой температуры не требуется высокой мощности источника энергии).
- Роль нагревающего механизма, по-видимому, играет диссипация энергии звуковых и магнитогидродинамических волн, рождаемых в нижних слоях атмосферы звезды.

