

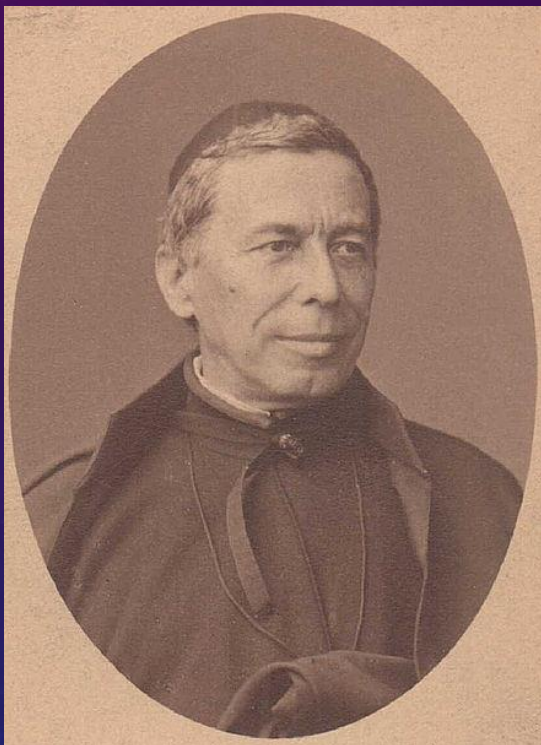


ИЗЛУЧЕНИЕ 2: РАСПРОСТРАНЕНИЕ В СРЕДЕ

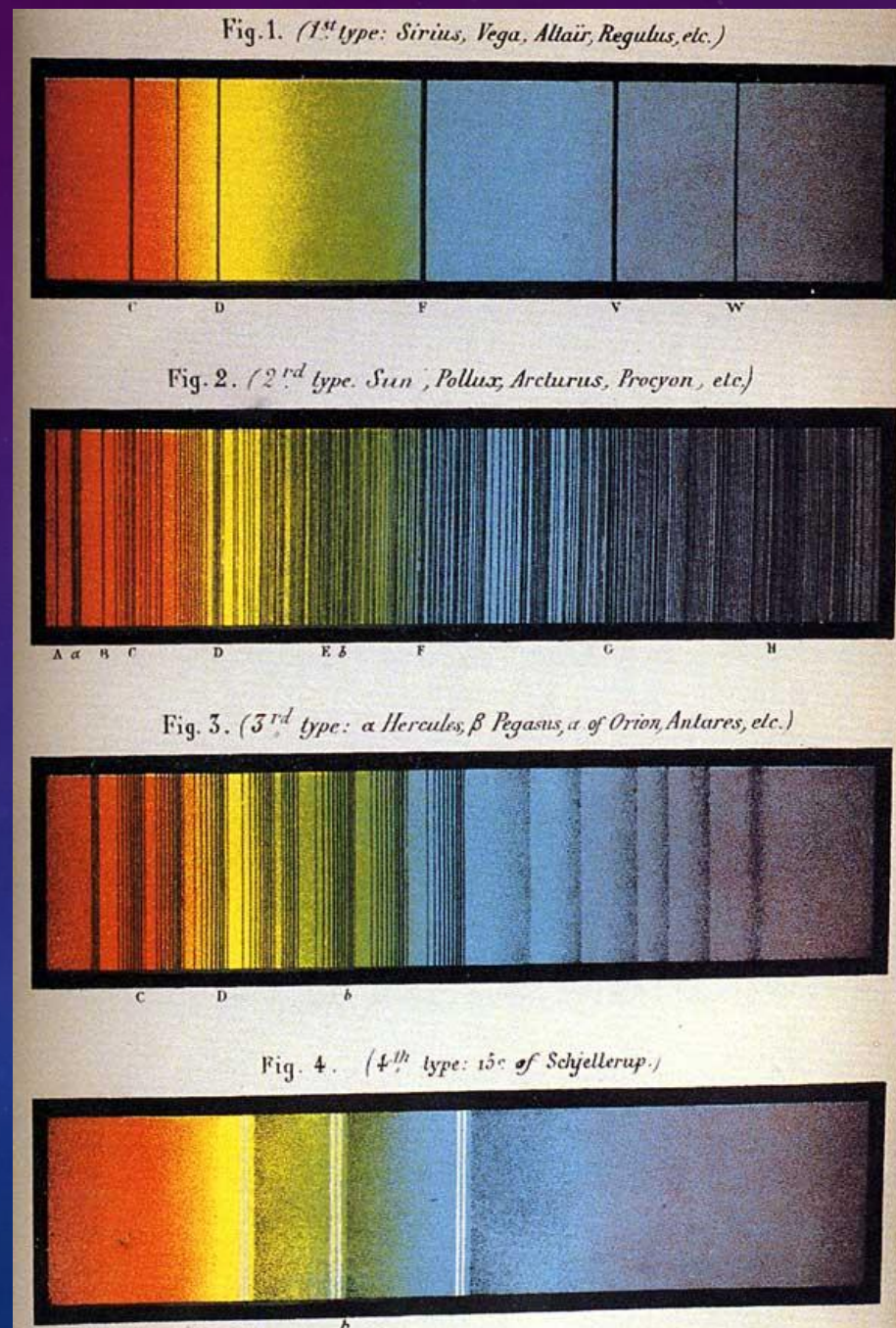
(ЛЕКЦИЯ 4. МОДУЛЬ «АСТРОФИЗИКА». ВЕСНА 2022. ВШЭ)

АНТОН БИРЮКОВ, К.Ф.-М.Н.

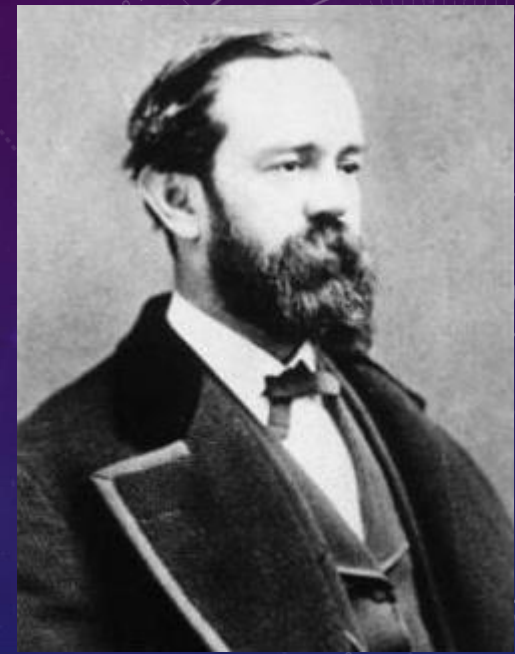
СПЕКТРЫ ЗВЁЗД



Анджело Секки (1818 – 1878)



Генри Дрейпер
(1837-1882)



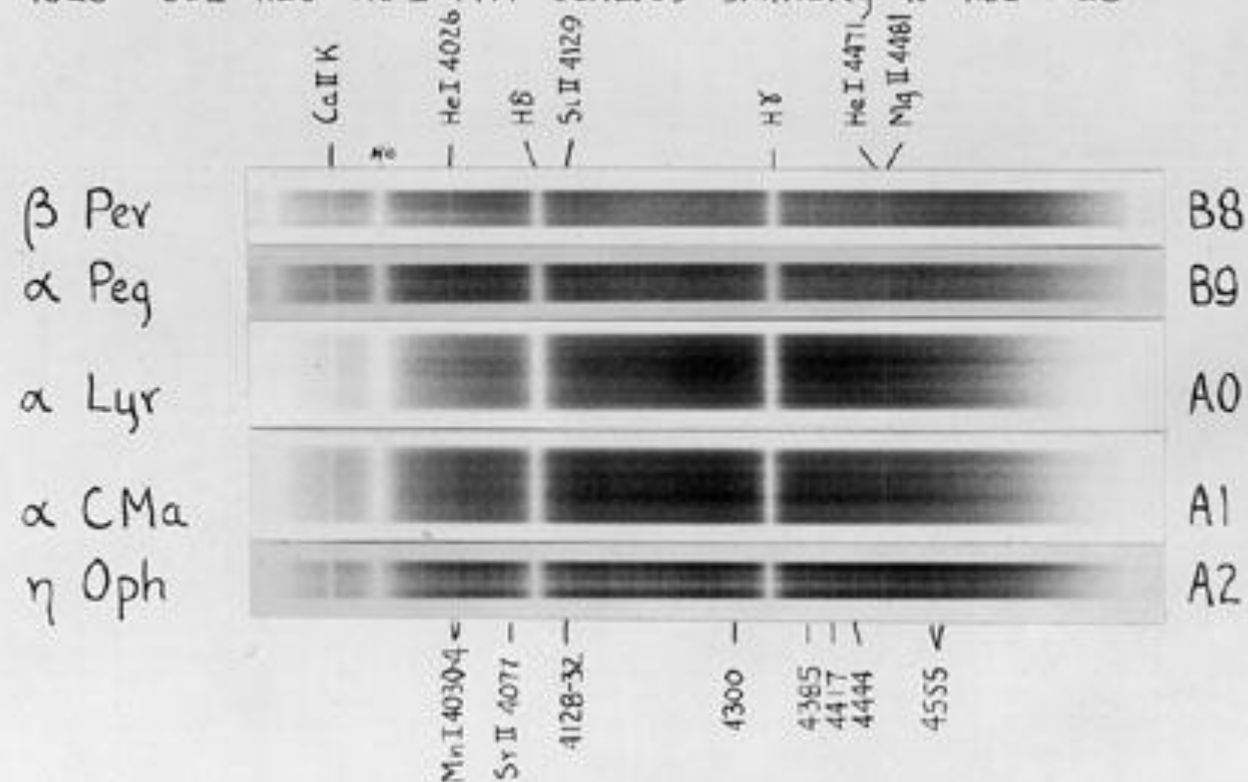
КАТАЛОГ ГЕНРИ ДРЕЙПЕРА



- 200+ тыс. спектров
- Руководитель: Эдвард Пикеринг
- Обработка шла силами «гарвардских счётчиц» (Harvard Computers)
- Издан в 1918-1924
- На его основе построена гарвардская (классическая) классификация звёзд.

Main Sequence B8-A2

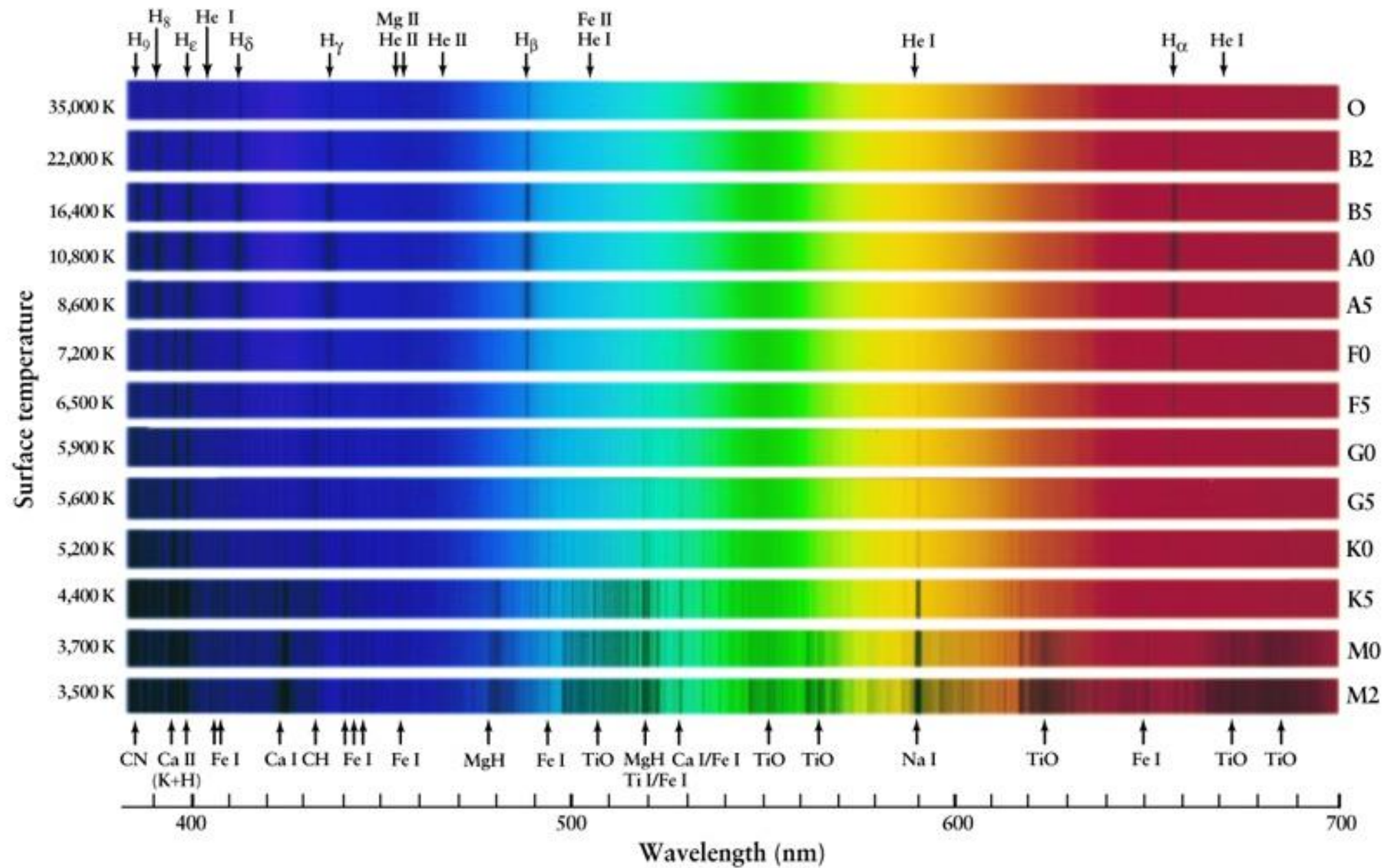
He I 4026, which is equal in intensity to K in the B8 dwarf β Per, becomes fainter at B9 and disappears at A0. In the B9 star α Peg He I 4026 = Si II 4129. He I 4471 behaves similarly to He I 4026.



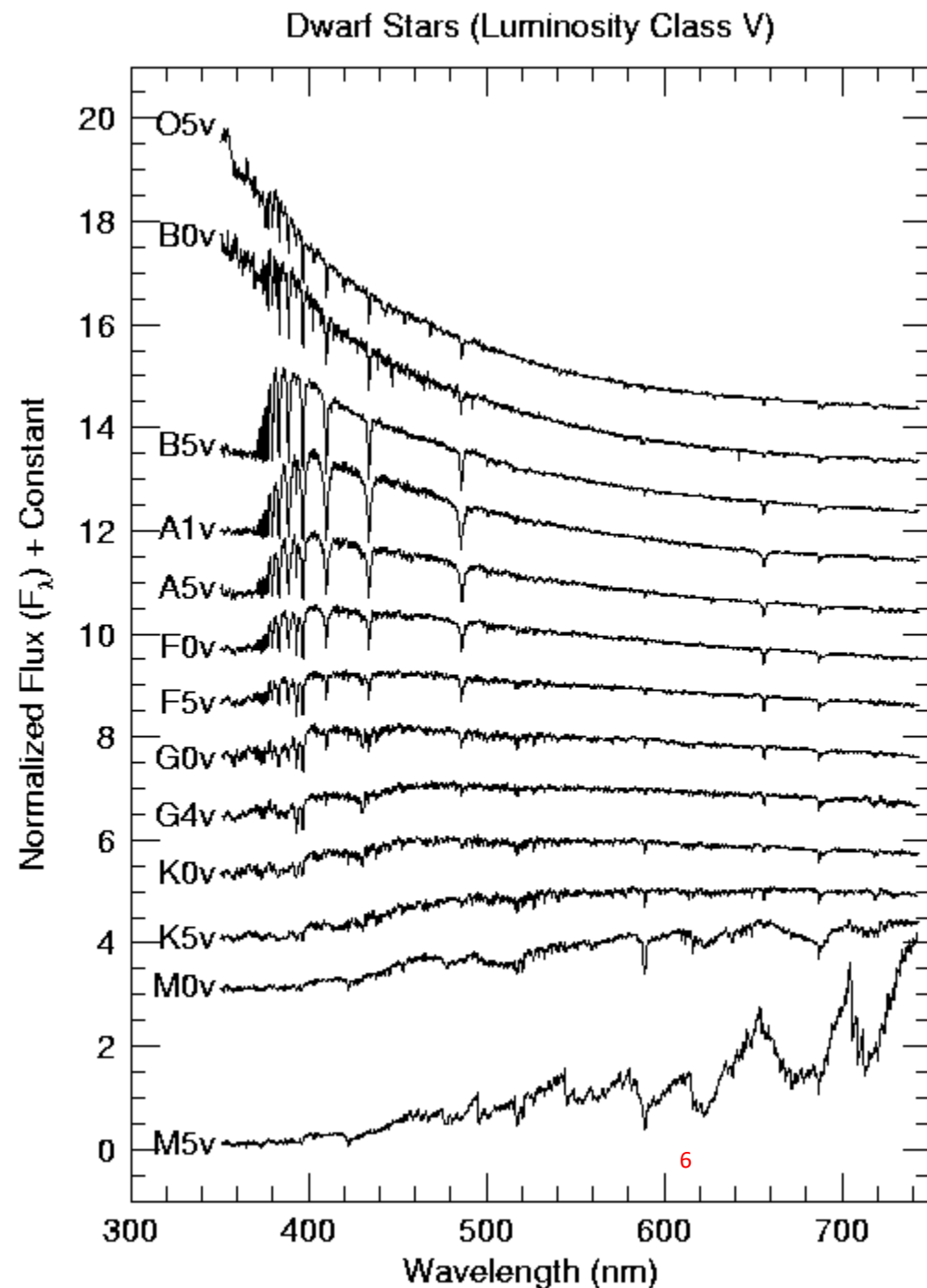
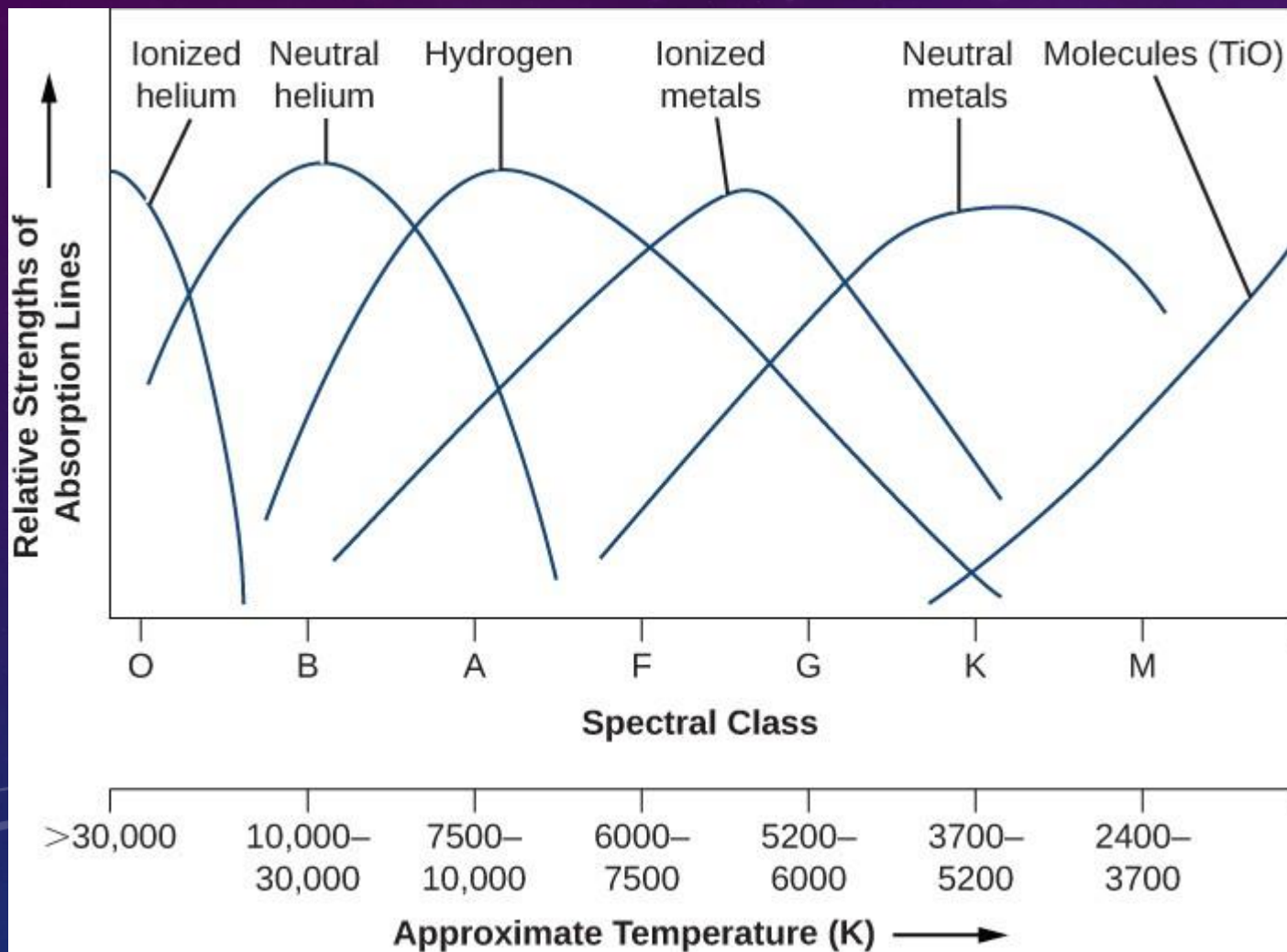
The singly ionized metallic lines are progressively stronger in α CMa and η Oph than in α Lyr. The spectral type is determined from the ratios: B8, B9: He I 4026:Ca II K, He I 4026:Si II 4129, He I 4471:Mg II 4481. A0-A2: Mg II 4481:4385, Si II 4129:Mn I 4030-4.

Eastman Process

СПЕКТРЫ НАЧАЛА XX ВЕКА



СПЕКТРЫ



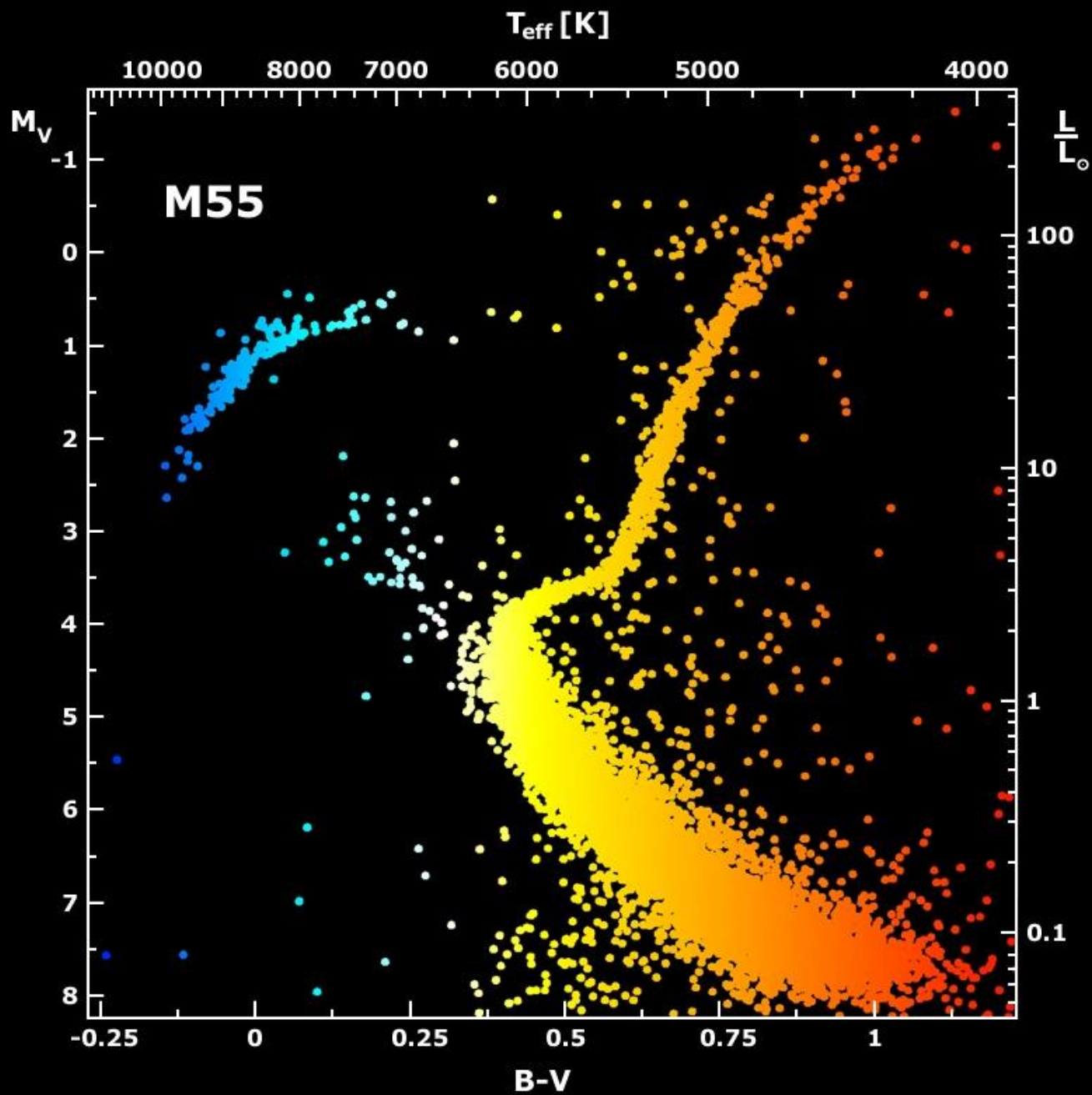
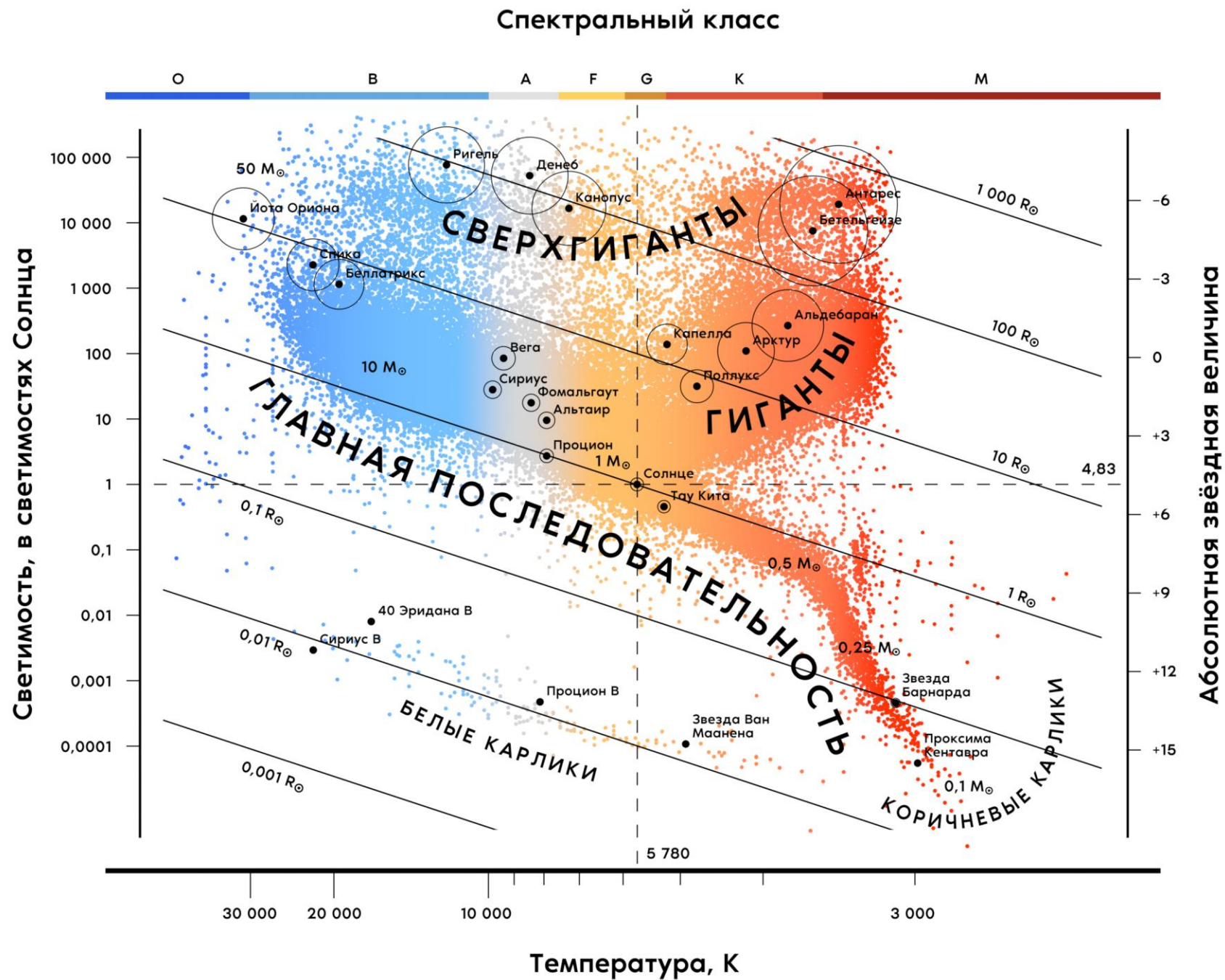
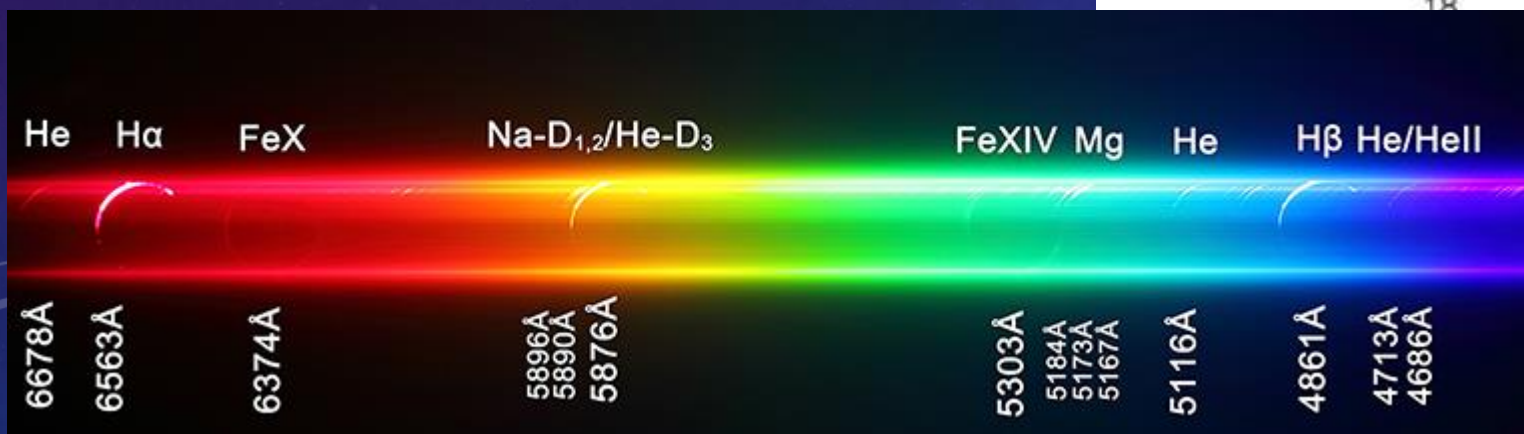
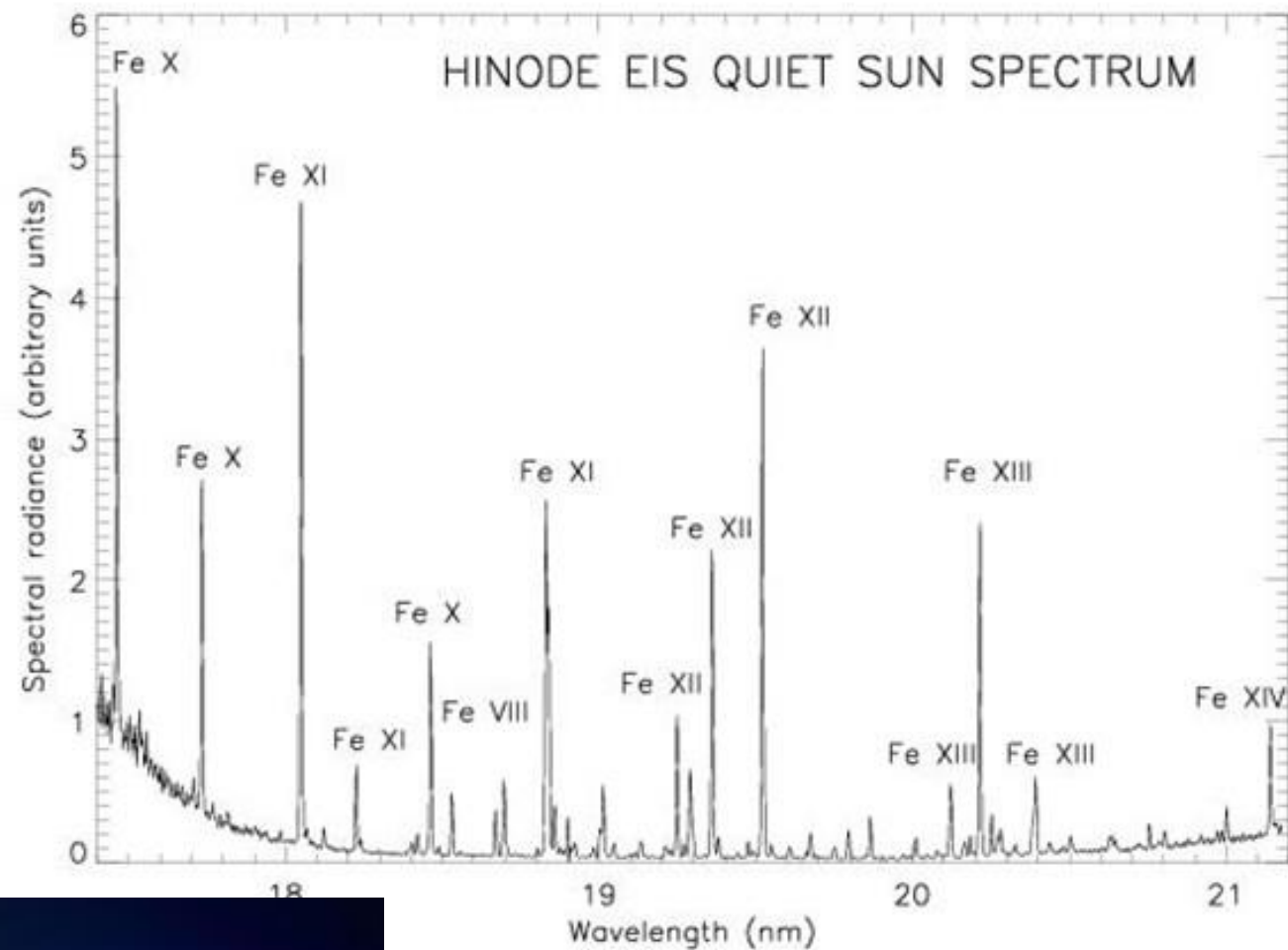


ДИАГРАММА ЦВЕТ - ВЕЛИЧИНА

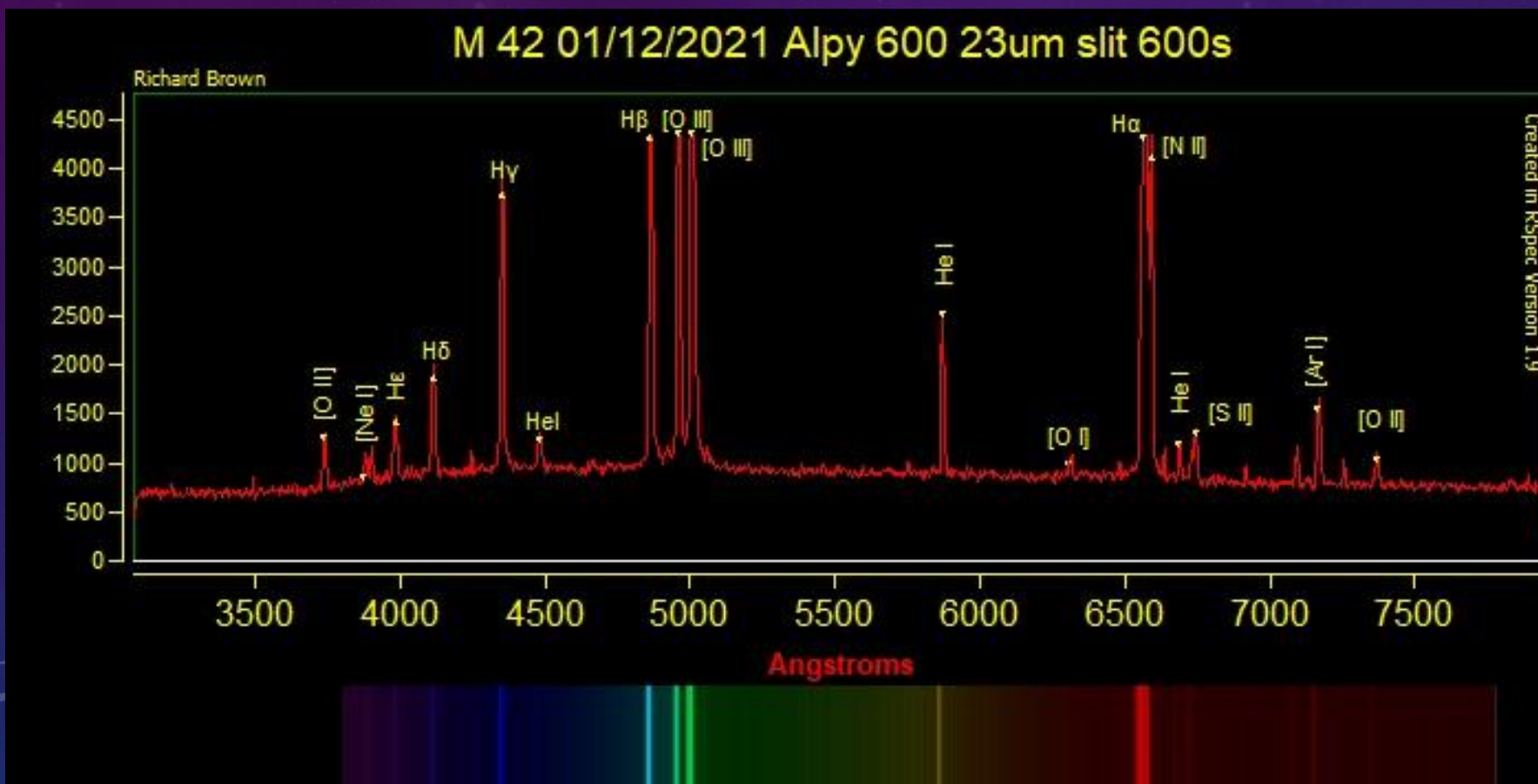




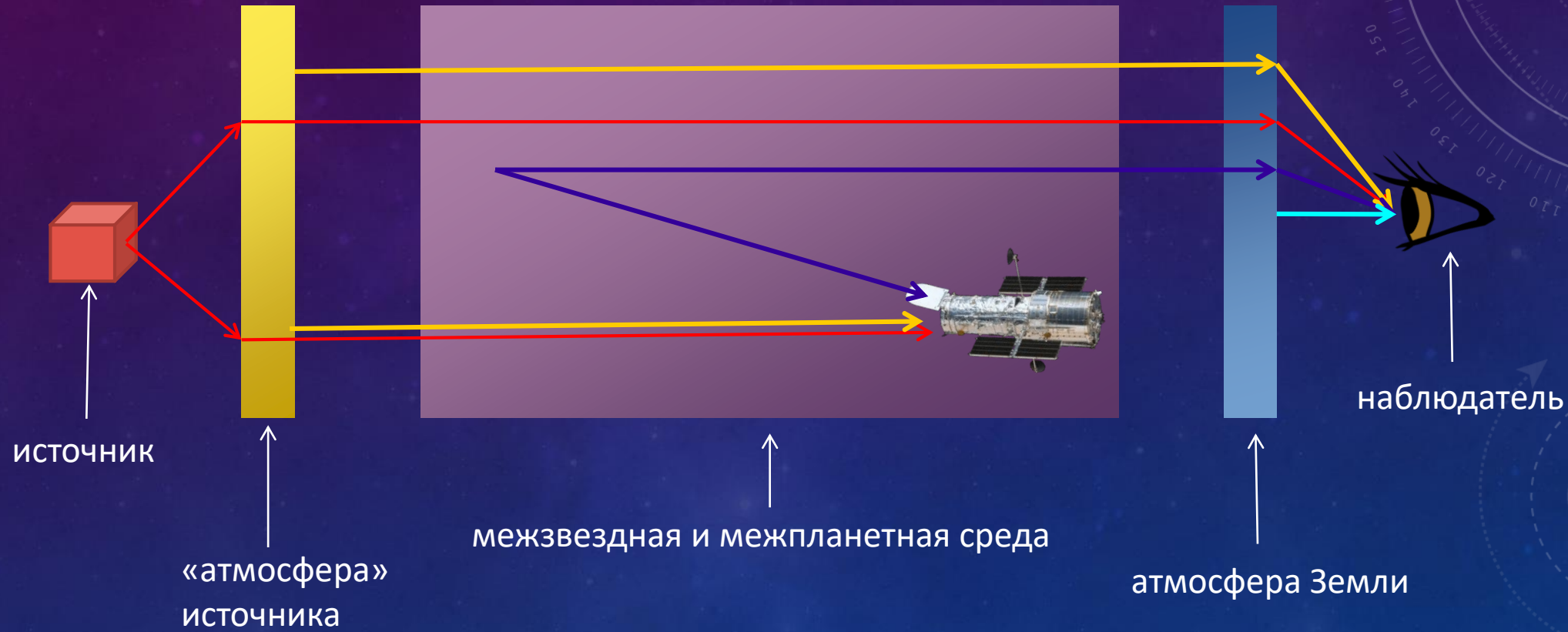
СОЛНЕЧНАЯ КОРОНА



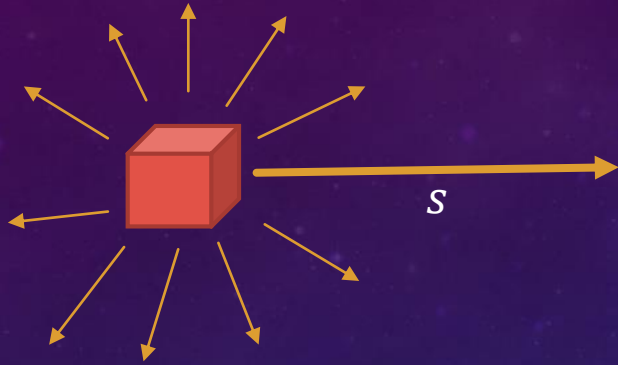
ЭМИССИОННЫЕ ТУМАННОСТИ



ИЗЛУЧЕНИЕ В КОСМОСЕ



ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ



Энергия, излучаемая объёмом V в интервале частот, за единицу времени в малый телесный угол:

$$dE_\nu = j_\nu dv dV d\Omega dt$$

← (объёмный) коэффициент излучения
 $\left[\frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{Гц}} \right], j_\nu \propto k(T) \cdot n^2$

Объем $dV = dA ds \Rightarrow$ добавка к интенсивности вдоль луча s :

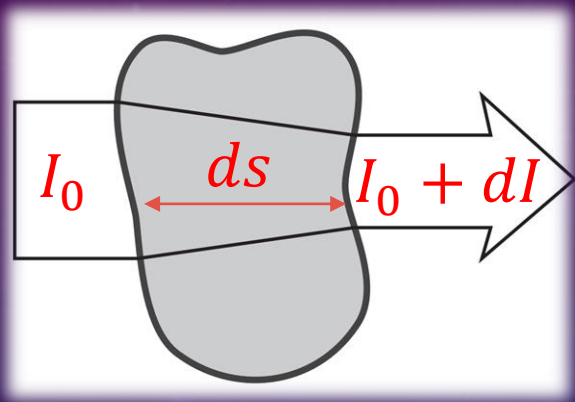
$$dI_\nu = j_\nu ds \quad \text{или} \quad I_\nu(s) = I_\nu(0) + \int_0^s j_\nu(s') ds'$$

Это другая форма записи утверждения о сохранении интенсивности вдоль луча зрения: $j_\nu = 0 \Rightarrow \frac{dI_\nu}{ds} = 0$

12

Иногда также вводят *излучательную способность* $\epsilon_{r,\nu} = \frac{j_\nu}{\rho} \left[\frac{\text{эрг}}{\text{г} \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{Гц}} \right]$

ПОГЛОЩЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ



При прохождении пути ds часть фотонов поглощается веществом (выпадает из луча) и поэтому

$$dI_\nu = -\alpha_\nu I ds$$

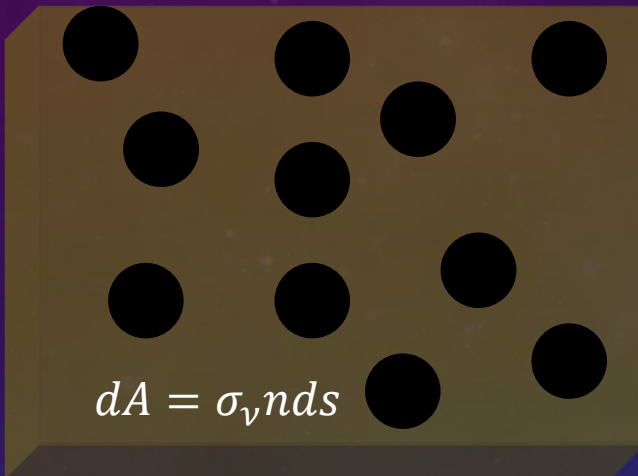
коэффициент поглощения $[\text{см}^{-1}]$

То есть интенсивность убывает по экспоненциальному закону:

$$I_\nu(s) = I_\nu(0) \exp \left[- \int_0^s \alpha_\nu(s') ds' \right]$$

Иногда вводят коэффициент непрозрачности: $\alpha_\nu = \kappa_\nu \rho$, где $\kappa_\nu \left[\frac{\text{см}^2}{\text{г}} \right]$.

СЕЧЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ



Если n – плотность числа частиц в облаке $[\text{см}^{-3}]$, то можно ввести *эффективное сечение поглощения* σ_v :

$$\alpha_v = \sigma_v n, \text{ где } \sigma_v [\text{см}^2] \quad \text{«площадь поперечного сечения частицы с точки зрения фотона»}$$

Средняя длина свободного пробега фотона: $\sigma_v n \langle l_v \rangle = 1 \Rightarrow$

$$\langle l_v \rangle = \frac{1}{\sigma_v n} = \frac{1}{\alpha_v} [\text{см}]$$

Важные условия, при которых эта модель применима:

- (а) Размер частиц много меньше расстояния между ними, т.е. $\sqrt{\sigma_v} \ll d \sim n^{1/3}$ или $\alpha_v d \ll 1$. Иначе будут пересечения!
- (б) Все поглощающие частицы независимы и распределены¹⁴ равномерно по малому объёму.



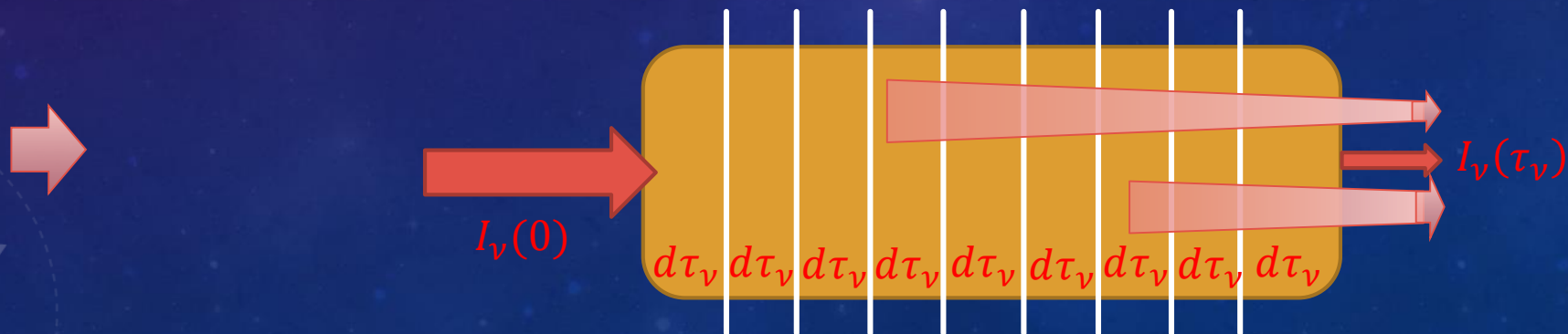
УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu I_\nu + j_\nu \quad \text{или} \quad \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu$$

Здесь τ_ν – оптическая толщина, так что $d\tau_\nu = \alpha_\nu ds$. А $S_\nu = j_\nu/\alpha_\nu$ – функция источника.

Решение в общем случае:

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} e^{-(\tau_\nu - \tau'_\nu)} S_\nu(\tau'_\nu) d\tau'_\nu$$



$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu$$

УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА

Пусть $S_\nu = \text{const}$, тогда

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu}) = S_\nu + e^{-\tau_\nu}[I_\nu(0) - S_\nu]$$

Оптически толстая среда: $\tau_\nu \gg 1$

$$I_\nu(\tau_\nu) \rightarrow S_\nu$$

Если излучение тепловое ($S_\nu = B_\nu$), тогда в пределе больших оптических толщин мы всегда будем видеть планковский спектр!

Оптически тонкая среда: $\tau_\nu \ll 1$

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0) - \tau_\nu[I_\nu(0) - S_\nu]$$

Если $I_\nu(0) > S_\nu$, то интенсивность уменьшается вдоль луча;

Если $I_\nu(0) < S_\nu$, то интенсивность увеличивается вдоль луча;

ОПТИЧЕСКАЯ ТОЛЩА



В среде без излучения $\exp(-\tau_\nu)$ – это вероятность того, что фотон не будет поглощён, пройдя оптическую толщину τ_ν (это доля прошедших фотонов). Тогда средняя оптическая толщина, которую пройдёт фотон:

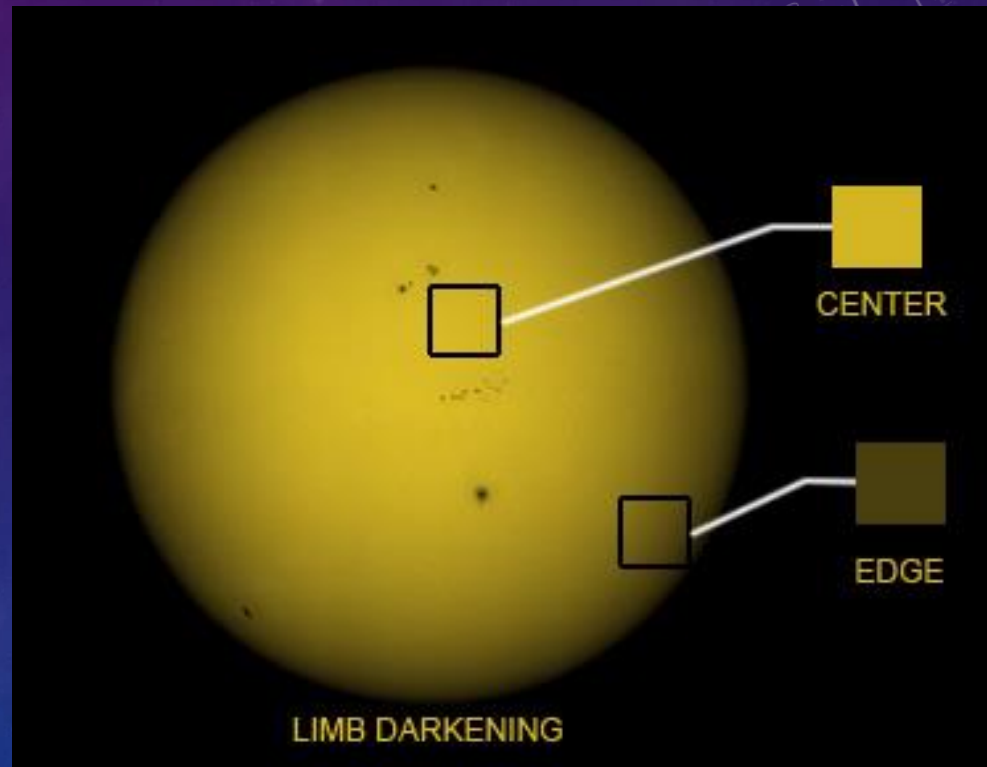
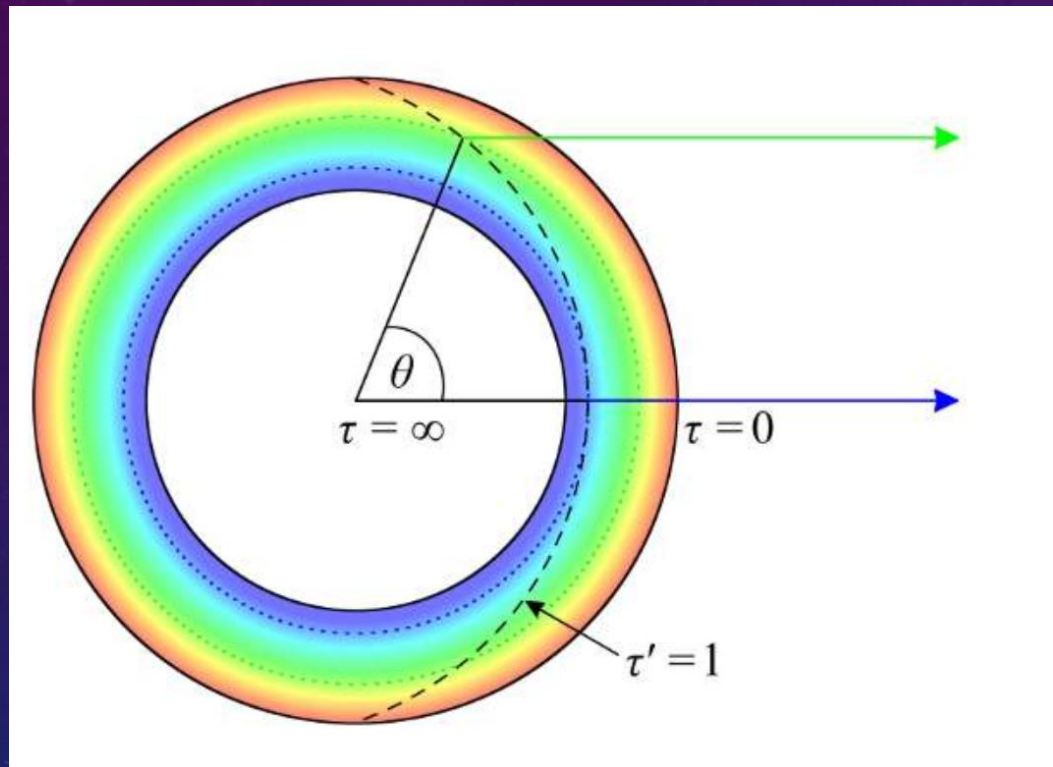
$$\langle \tau_\nu \rangle = \int_0^\infty \tau_\nu \exp(-\tau_\nu) d\tau_\nu = 1$$

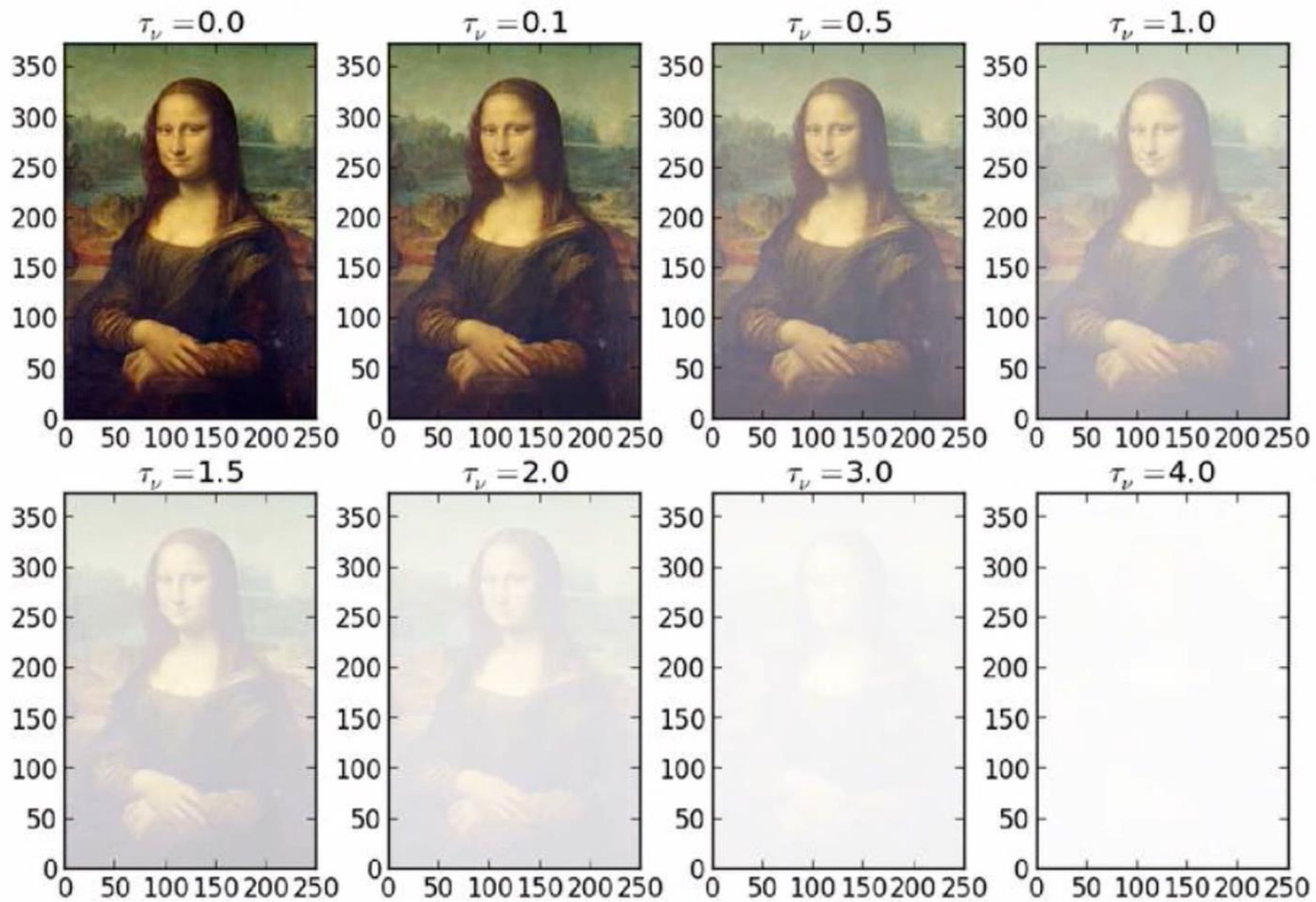
Откуда опять получаем длину свободного пробега фотона $\langle \tau_\nu \rangle = \alpha_\nu \langle l_\nu \rangle = 1 \Rightarrow \langle l_\nu \rangle = \alpha_\nu^{-1} = (n\sigma_\nu)^{-1}$



Таким образом, фотоны, которые видит наблюдатель от плотной среды приходят с оптической толщины $\tau = 1$

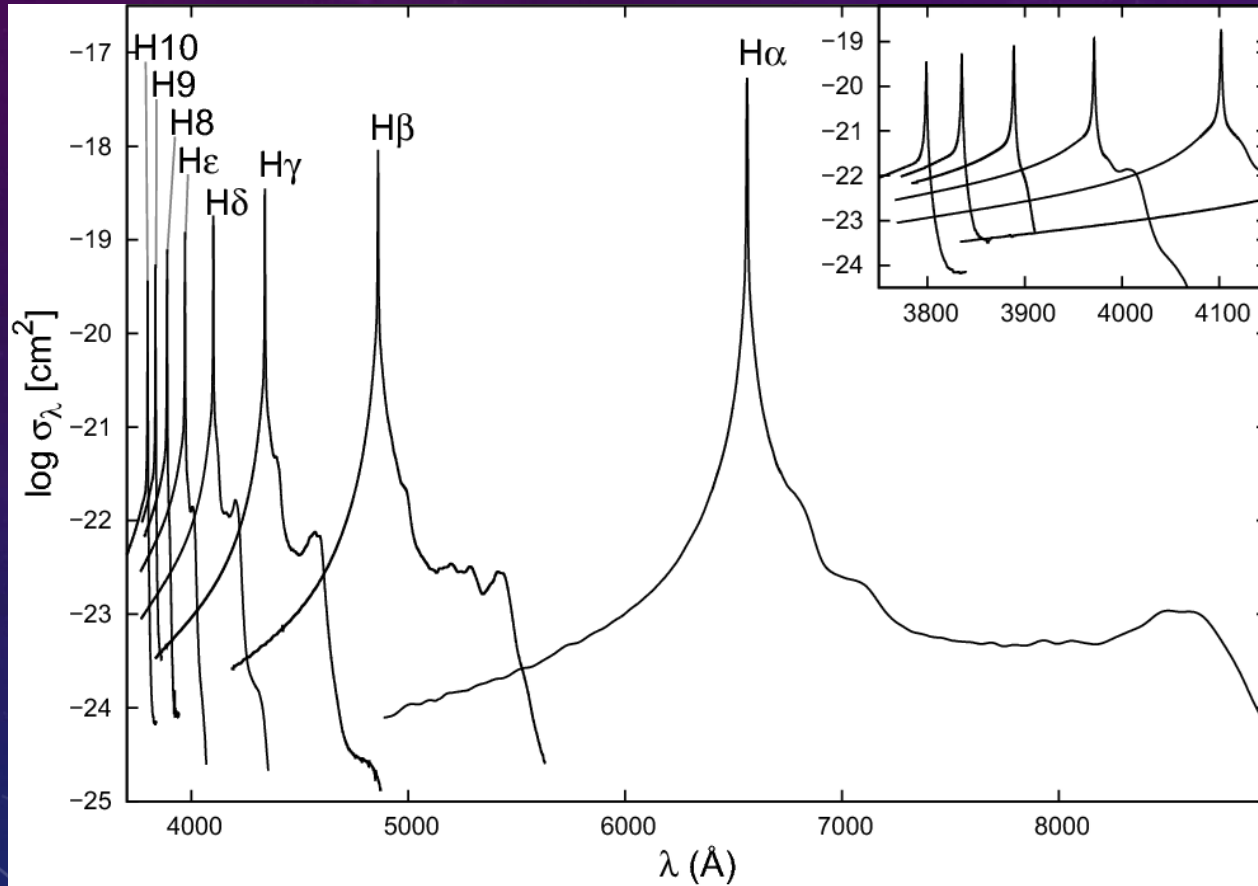
ПОТЕМНЕНИЕ ДИСКА ЗВЕЗДЫ К КРАЮ





ОПТИЧЕСКАЯ
ТОЛЩА

СЕЧЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ



Коэффициент поглощения не постоянен и около выделенных энергий имеет максимум (линии). И конечную ширину.

$$P_\nu(\nu) \propto \nu^2 \exp(-\nu^2)$$

$$P_\lambda(\lambda) \sim N \left(\lambda_0, \lambda_0 \sqrt{\frac{\xi kT}{mc^2}} \right)$$

Full Width Half Maximum:

$$FWHM = 2\sqrt{2 \ln 2} s_\lambda$$

-- доплеровское, тепловое уширение

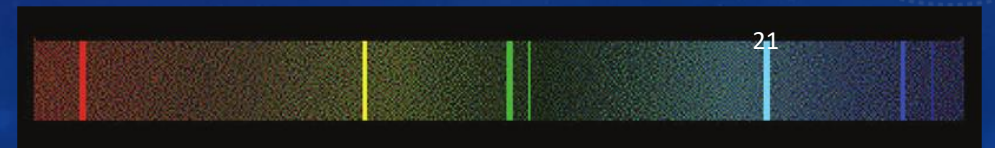
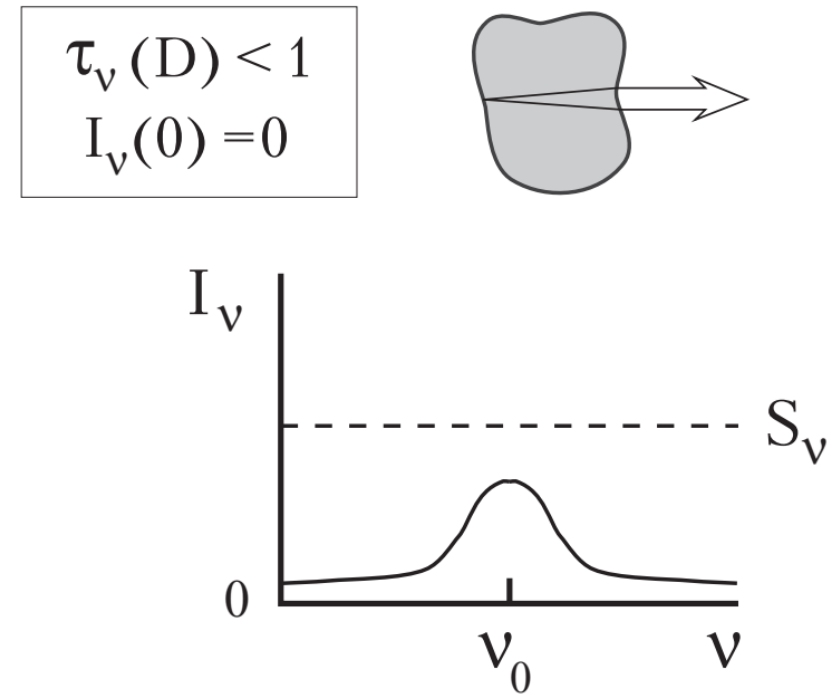
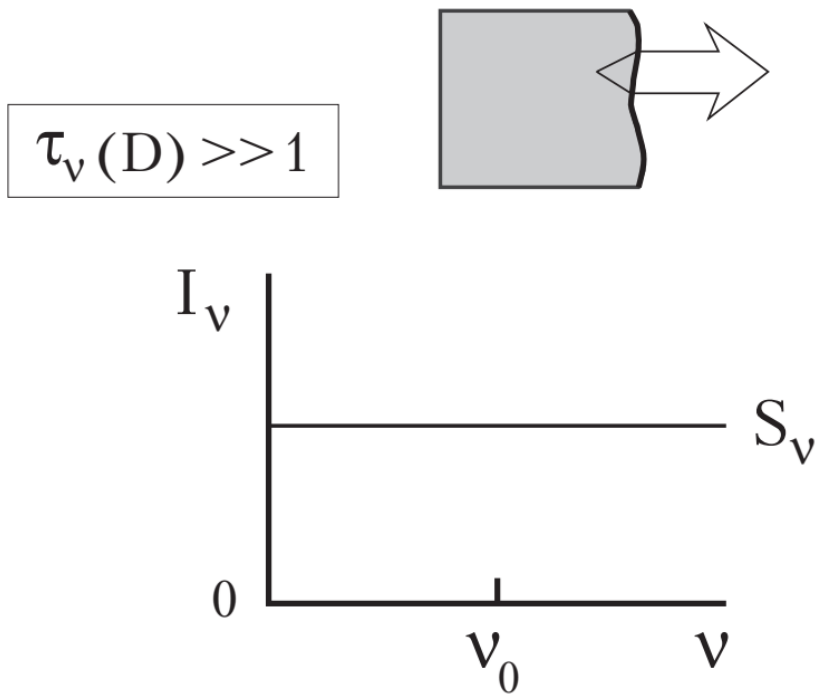
$$P_\lambda(\lambda) \propto (\lambda - \lambda_0)^{-2}$$

-- лоренцевское уширение

$$d\tau_\lambda = n\sigma_\lambda ds$$

$$I_v(\tau_v) = S_v + e^{-\tau_v}[I_v(0) - S_v]$$

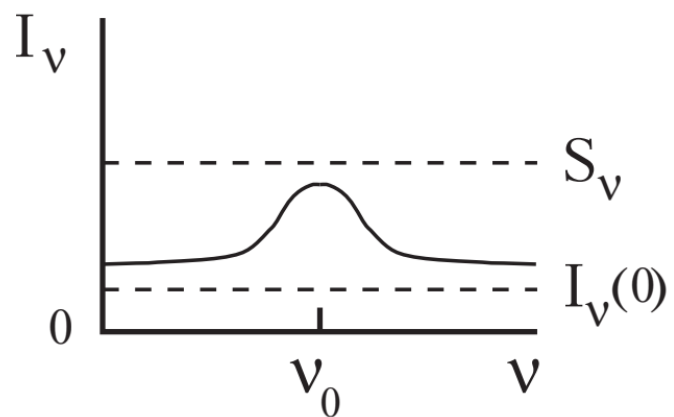
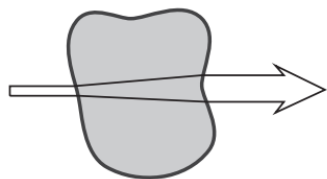
ФОРМИРОВАНИЕ ЛИНИЙ: БЕЗ ПОДСВЕТКИ



ФОРМИРОВАНИЕ ЛИНИЙ: С ПОДСВЕТКОЙ

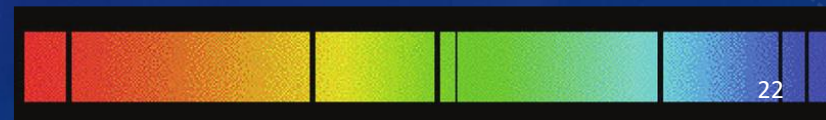
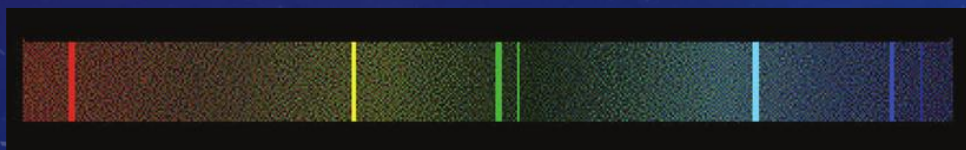
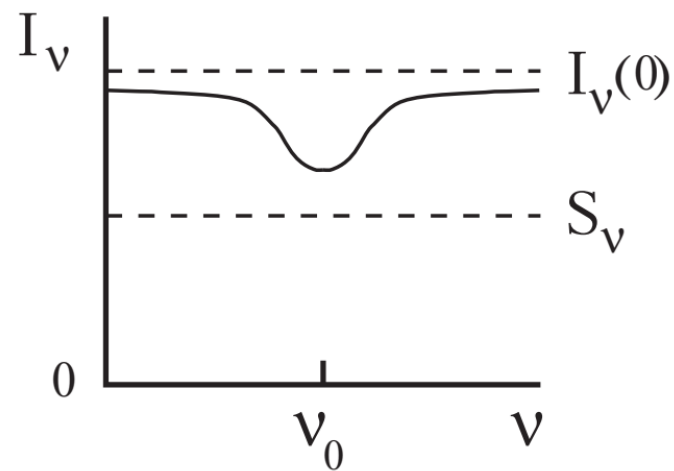
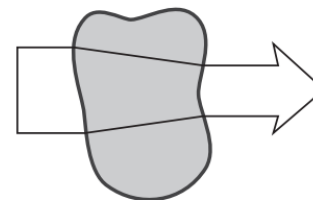
$$\tau_v(D) < 1$$

$$I_v(0) < S_v$$



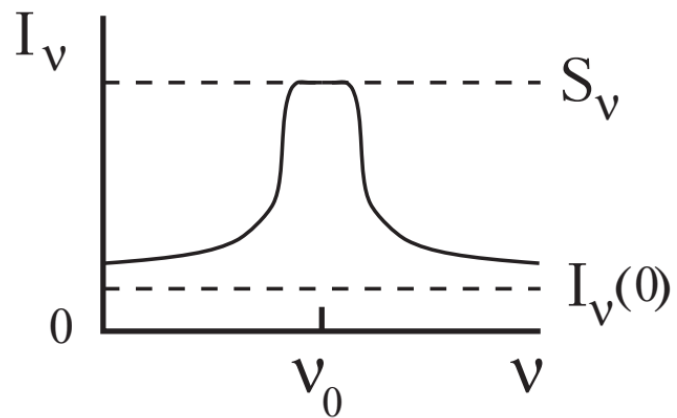
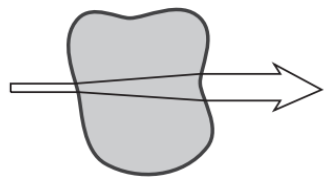
$$\tau_v(D) < 1$$

$$I_v(0) > S_v$$

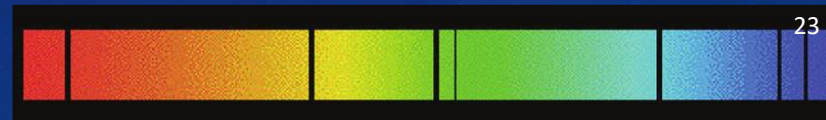
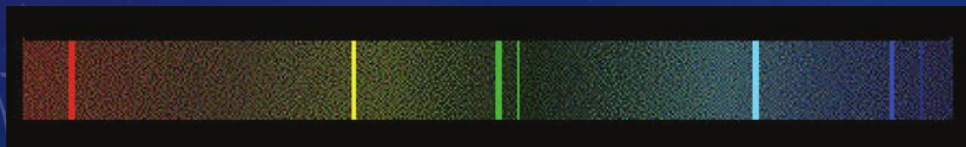
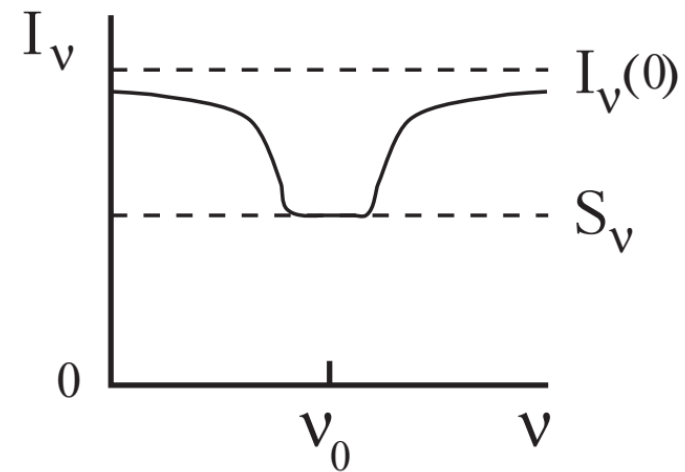
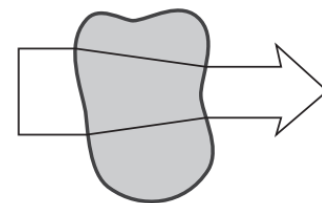


ФОРМИРОВАНИЕ ЛИНИЙ: С ПОДСВЕТКОЙ

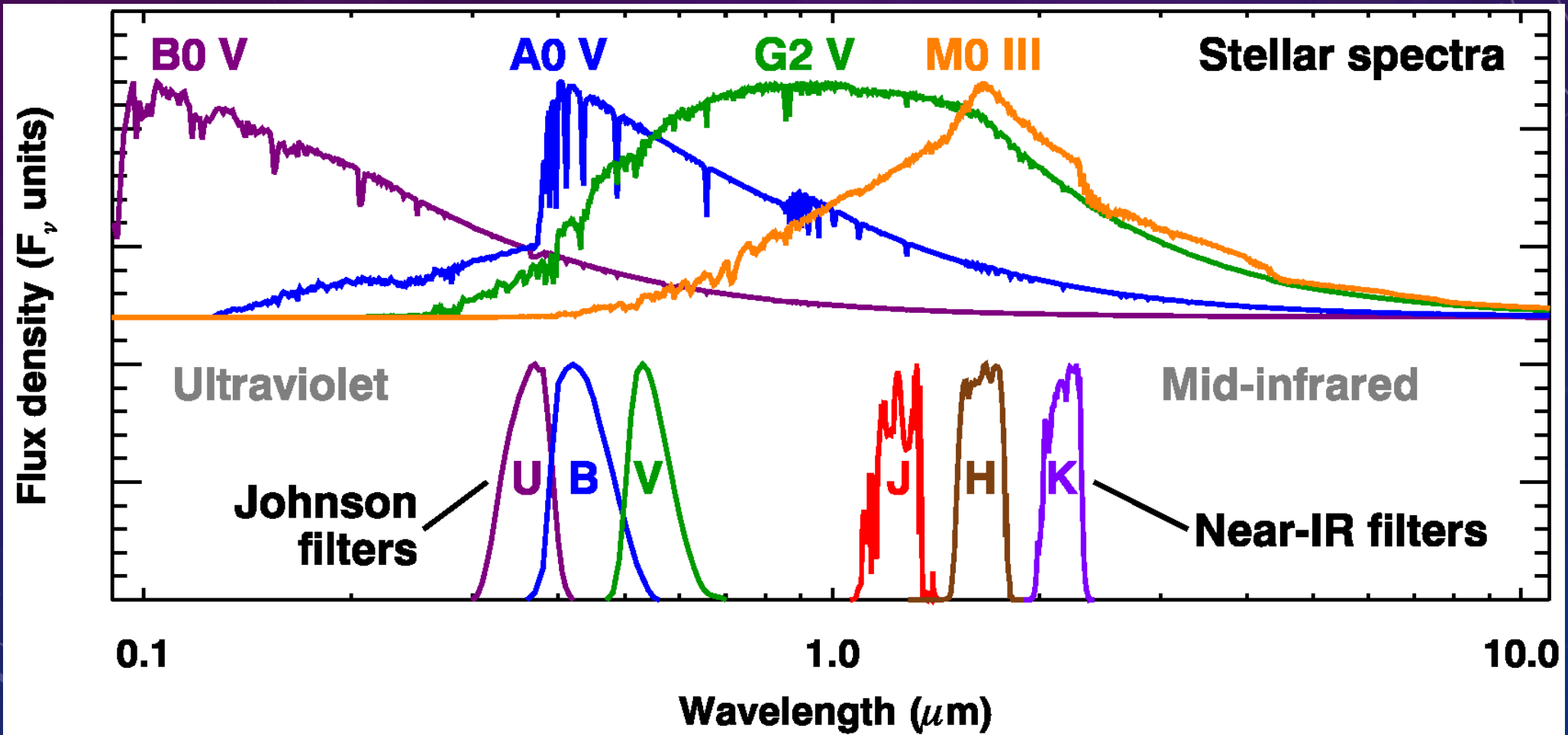
$$\begin{aligned} \tau_v(D) < 1 \\ \tau_{v_0}(D) > 1 \\ I_v(0) < S_v \end{aligned}$$



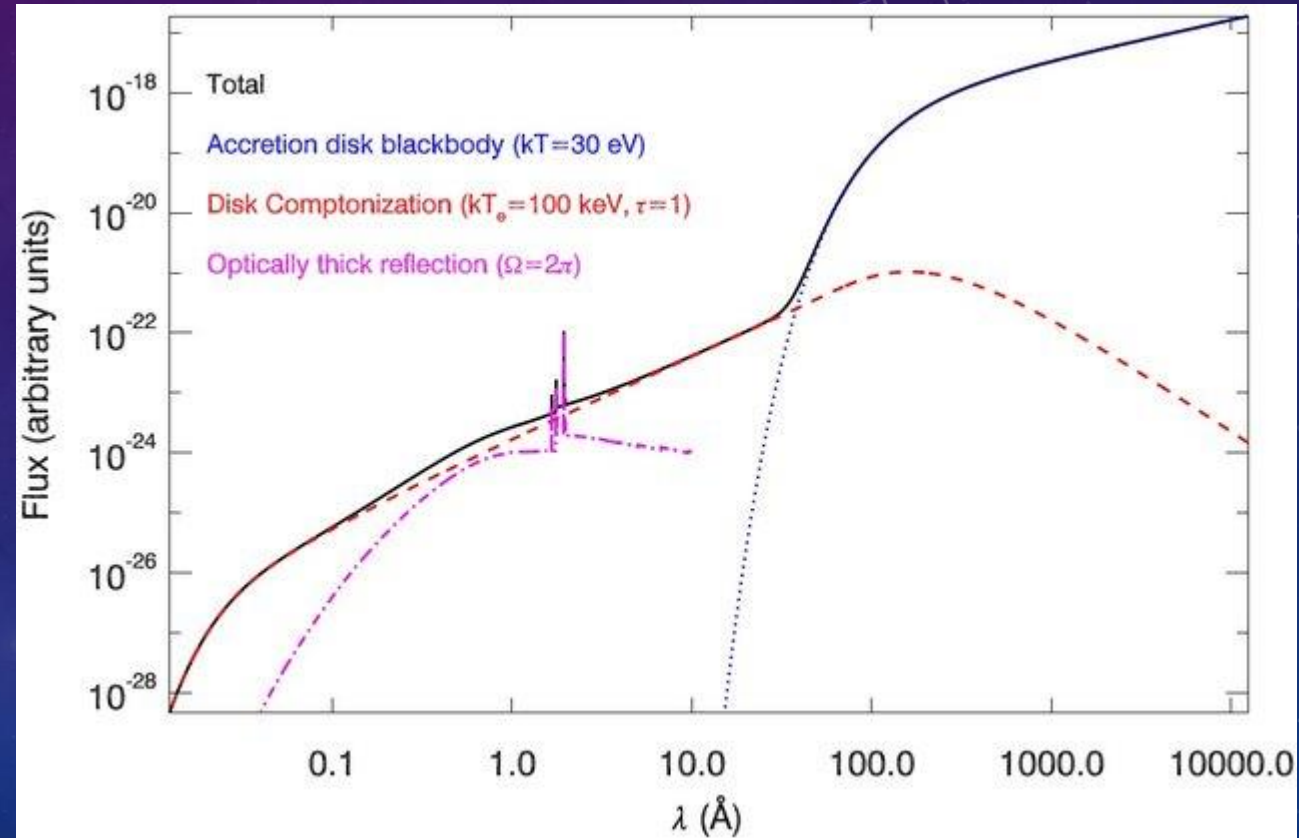
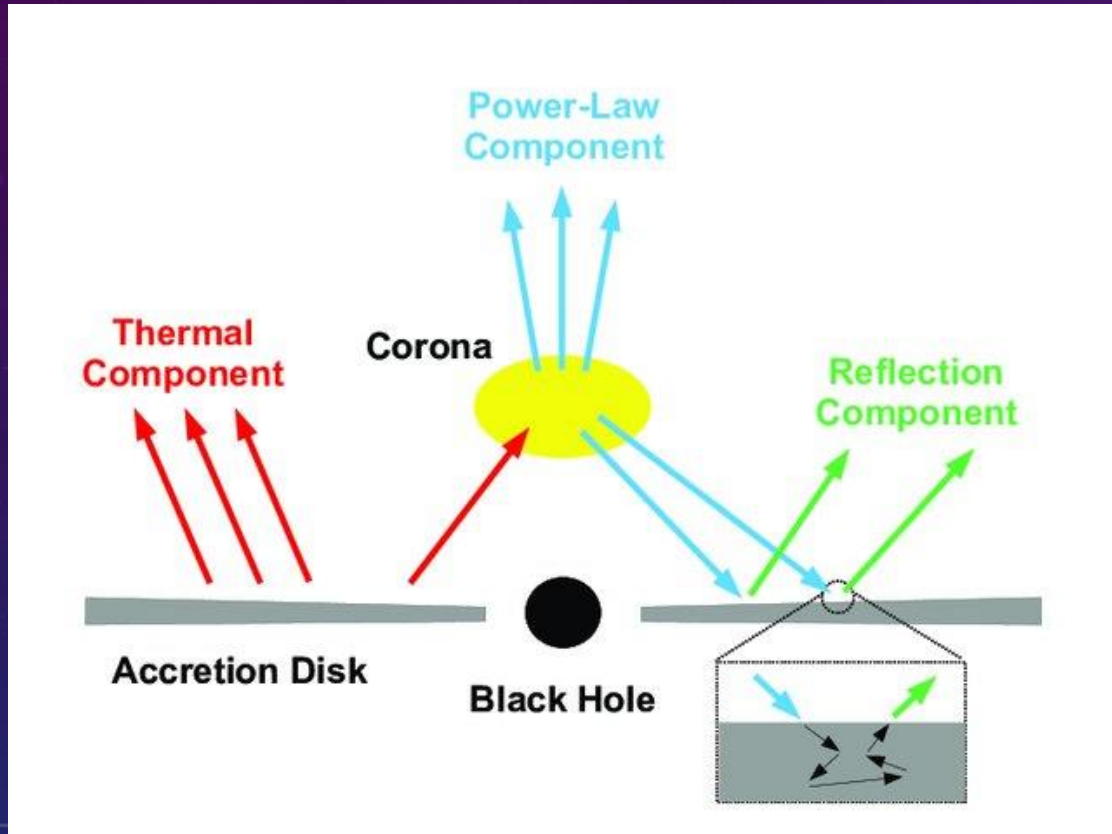
$$\begin{aligned} \tau_v(D) < 1 \\ \tau_{v_0}(D) > 1 \\ I_v(0) > S_v \end{aligned}$$



ИТОГОВЫЕ СПЕКТРЫ ЗВЁЗД



НЕ ТОЛЬКО ТЕПЛОВЫЕ СПЕКТРЫ



ЯРКОСТНАЯ ТЕМПЕРАТУРА

Пусть $S_\nu = B_\nu$, и будем вычислять яркостную температуру в пределе Рэлея-Джинса ($h\nu \ll kT$):

$$T_b = \frac{c^2}{2\nu^2 k} I_\nu$$

Уравнение переноса излучения через нагретую среду с температурой T тогда запишется как:

$$\frac{dT_b}{d\tau_\nu} = -T_b + T$$

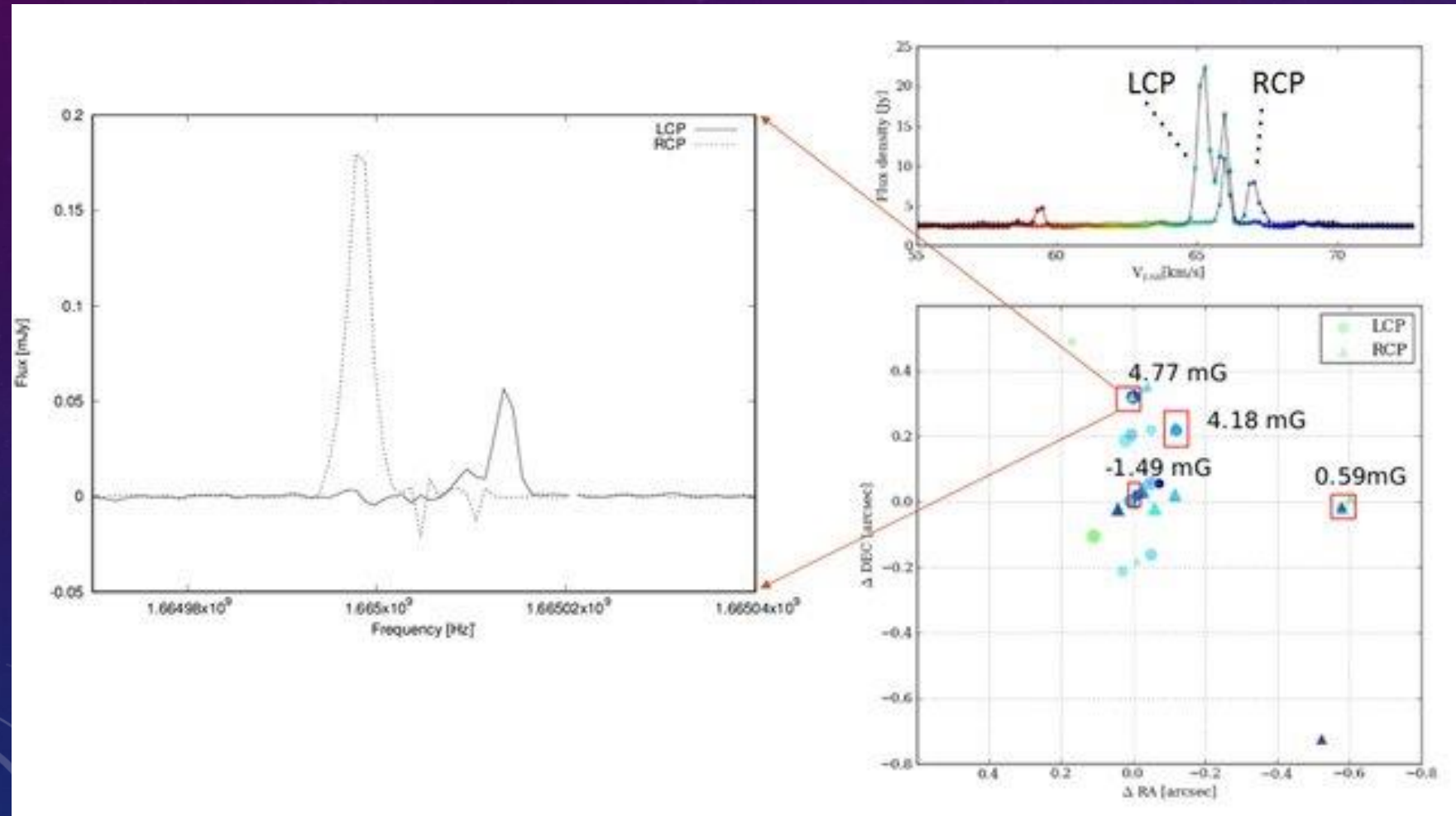
$$T_b = T + e^{-\tau_\nu} [T_b(0) - T]$$

Для оптически толстой среды $e^{-\tau_\nu} \rightarrow 0$ и $T_b \rightarrow T$

Для оптически тонкой среды без засветки $T_b \approx T\tau_\nu \ll T$

Вывод: Интенсивность АЧТ с температурой T является максимально возможной интенсивностью теплового излучения для любого тела с этой температурой.

СЕМИНАР: МАЗЕРНЫЙ ИСТОЧНИК



СЕМИНАР: ДИСПЕРСИЯ

