

НЕПРОЗРАЧНОСТЬ звёздного вещества — рассчитанный на единицу массы и усреднённый по частотам коэффициент поглощения излучения. В звёздах энергия переносится либо конвекцией (в конвективных зонах), либо излучением (в зонах лучистого равновесия). Лишь в сверхплотном веществе нейтронных звёзд и белых карликов перенос энергии обязан теплопроводности вырожденного электронного газа. Внутри звёзд интенсивность излучения почти изотропна, т. е. почти не зависит от направления его распространения. В результате плотности потока энергии излучения H_ν на частоте ν подчиняется закону диффузии:

$$H_\nu = -\frac{1}{3} l_\nu c \text{ grad } u_\nu, \quad (1)$$

где u_ν — спектральная плотность лучистой энергии, l_ν — эфф. длина свободного пробега фотонов с частотой ν . Значение l_ν для звёздного вещества ничтожно мало по сравнению с радиусом звезды R , и поэтому характерное время диффузии излучения в звёздах t_D очень велико по сравнению с временем $t_C = R/c$ прохождения светом расстояния, равного R : время t_C измеряется секундами и минутами, а t_D — миллионами и десятками миллионов лет.

В недрах звёзд, от центра и практически до фотосферы, справедливо приближение лучистой теплопроводности, в соответствии с к-рым для u_ν в (1) используется термодинамически равновесное, определяемое законом Планка, значение $u_\nu = (4\pi/c) B_\nu(T)$, где $B_\nu(T)$ — равновесная интенсивность излучения (см. Планка закон излучения). В результате

$$H_\nu = -\frac{4\pi}{3} l_\nu \frac{dB_\nu(T)}{dT} \text{ grad } T. \quad (2)$$

Рассчитанный на единицу массы коэф. поглощения κ_ν , наз. также H на частоте ν , связан с l_ν и плотностью вещества ρ простым соотношением

$$l_\nu = (\kappa_\nu \rho)^{-1}. \quad (3)$$

Интегрируя (2) по частоте, получаем выражение для полного потока лучистой энергии H :

$$H = \int_0^\infty H_\nu d\nu = -\frac{c}{3\kappa\rho} \text{ grad } (aT^4). \quad (4)$$

Здесь $aT^4 = \int_0^\infty u_\nu d\nu$ — полная равновесная плотность энергии излучения, $a = 4\sigma/c$ — постоянная плотности излучения (σ — Стефана — Больцмана постоянная). В (4) введён средний коэф. поглощения κ , называемый H , и определяемый в соответствии с (2)–(4) из соотношения:

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu}{\int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT} d\nu} = \frac{15}{4\pi^4} \int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx, \quad (5)$$

где $x = h\nu/kT$. Соответствующая ср. длина свободного пробега фотонов $l = 1/(\kappa\rho)$. Такой способ усреднения κ_ν был указан норвежским астрономом С. Росселандом (Росселанд, S. Rosseland, 1924), и поэтому определяемое ф-лой (5) значение κ наз. р о с с е л а н д о в ы м с р е д н и м.

Величина κ_ν определяется разл. элементарными процессами взаимодействия излучения с веществом и может быть представлена в виде:

$$\kappa_\nu = \frac{1}{\rho} \left\{ n_e \sigma_{ie} + \sum_i n_i \sigma_{ai} [1 - \exp(-h\nu/kT)] \right\}. \quad (6)$$

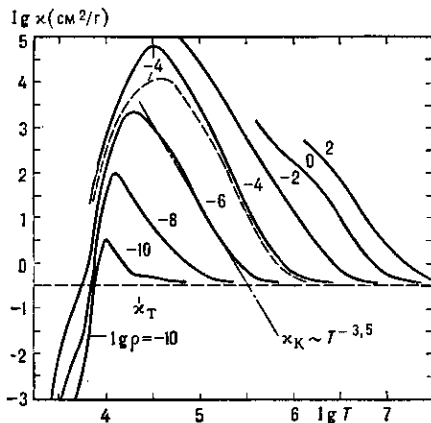
Здесь σ_{ai} — зависящие от частоты полные сечения истинного поглощения излучения атомами или ионами типа i , n_i — плотности чисел этих атомов или ионов, σ_{ie} — т. н. транспортное сечение рассеяния i и e (см. ниже), n_e — плотность числа свободных электронов. Множитель $[1 - \exp(-h\nu/kT)]$, одинаковый для всех процессов поглощения, учитывает в условиях локального термодинамического равновесия эффект индуцированного испускания.

К осн. типам элементарных процессов, определяющих H . звёздного вещества, относятся следующие.

а) Фотопоглощение (связанно-свободные переходы) — пороговый процесс, в к-ром участвуют только фотоны с энергией, достаточной для перехода связанного электрона в одно из свободных (несвязанных) состояний.

б) Тормозное поглощение (свободно-свободные переходы) — беспороговый процесс поглощения фотона с переходом свободного электрона в более высокое энергетич. состояние в кулоновском поле иона.

в) Поглощение в спектральных линиях (связанно-связанные переходы) — резонансный процесс поглощения фотона при переходе атома из основного или возбуждённого состояния в др. возбуждённое состояние с более высокой энергией. Сечение поглощения в центре спектральной линии обычно очень велико, но на H влияет не интенсивность линии, а её ширина. Если бы линии были очень узкими, то их вклад в H был бы незначителен, поскольку усредняется не κ_ν , а его обратная величина. Присутствие интенсивных, но узких линий поглощения привело бы к «вырезанию» в интеграле (5) узких участков спектра, что практически не повлияло бы на величину интеграла. Однако в далёких «крыльях» многочисл. спектральных линий (уширенных столкновениями и эффектом Штарка), принадлежащих ионам



Зависимость непрозрачности от температуры при различных значениях плотности — от 10^{-10} г/см³ ($\lg \rho = -10$) до 10^2 г/см³ ($\lg \rho = 2$) по расчётам А. Н. Кокса (А. N. Cox) и Дж. Н. Стюарта (J. N. Stewart) для вещества с химическим составом, близким к солнечному.

тяжёлых элементов в звёздном веществе, сечение поглощения оказывается не пренебрежимо малым по сравнению с сечением фотоэффекта и тормозного поглощения. Расчёты показывают, что в области темп-р $10^4 \text{ K} \lesssim T \lesssim 2 \cdot 10^6 \text{ K}$ суммарное поглощение во всех линиях может (в зависимости от величины плотности) вносить преобладающий вклад в H (рис.). При этом для каждой конкретной пары значений T и ρ приходится учитывать до неск. тысяч разл. линий поглощения.

Процессы а, б, в наз. процессами истинного поглощения. Каждое σ_{ai} в (6) включает все эти три вида процессов с участием атомов или ионов типа i .

г) Рассеяние излучения. Вклад процессов рассеяния в H учитывается первым слагаемым в (6), к-рое выписано для случая рассеяния излучения свободными электронами. Рассеяние молекулами и атомами может иг-