

Расчеты показывают [520], что распределение температуры в атмосфере звезды слабо чувствительно к выбору R_0 и T_0 , соответствующих $\tau = 0$.

Вместо переменного эддингтоновского фактора (6.28) три момента S , F и P в сферическом случае можно связать между собой, используя два свободных параметра [18]:

$$P = \mu_0^2 S, \quad 3P - S = 2 \frac{F}{c} (\Lambda - \mu_0). \quad (6.35)$$

Тогда вместо (6.27) получаем уравнение

$$\mu_0^2 \frac{dS}{dr} + 2(\Lambda - \mu_0) \frac{F}{cr} + \kappa \rho \frac{F}{c} = 0. \quad (6.36)$$

В [18] принималось, как и в эддингтоновском приближении $\mu_0 = \frac{1}{\sqrt{3}}$, а для Λ рассматривалось два варианта:

$$\Lambda = 2\mu_0 \quad \text{и} \quad \Lambda = \mu_0 + \mu_0^2. \quad (6.37)$$

Оба варианта (6.37) при малых τ дают более точное решение, чем эддингтоновское приближение $\Lambda = \mu_0$. При больших τ условие (6.37) дает существенно большую погрешность, чем $\Lambda = \mu_0$, поэтому можно рассмотреть интерполяционную зависимость вида

$$\Lambda = \mu_0 + \frac{\mu_0^2}{1 + (\kappa r \rho)^2}.$$

Еще один вариант приближения Эддингтона для сферически-симметричного случая приведен в [614, 615].

§ 7. Непрозрачность: поглощение, рассеяние и электронная теплопроводность.

Росселандово среднее

При движении сквозь вещество фотон с энергией $h\nu \ll m_e c^2$ может либо рассеяться, либо поглотиться и передать энергию электрону тремя следующими способами:

- 1) увеличить скорость свободного электрона,
- 2) перевести электрон из связанного состояния в свободное,
- 3) перевести электрон из одного связанного состояния в другое с большей энергией возбуждения.

Для переноса тепла может оказаться важным рассеяние и электронная теплопроводность. Приближенное исследование процессов поглощения, выявляющее их качественные особенности, провести сравнительно просто, однако количественные результаты получаются при этом слишком грубыми. Исследование этих процессов, в особенности связанно-связанных переходов, с достаточной точностью, когда учитываются необходимые состояния ионизации и возбуждения различных элементов и переходы между ними в рамках квантовой механики, требуют весьма трудоемких расчетов на вычислительной машине. Рассмотрим приближенную теорию этих процессов.

а) Свободно-свободные переходы. Расчет коэффициента поглощения проще сделать, воспользовавшись принципом детального равновесия, связывающего сечения прямых и обратных процессов. При единичной концентрации электронов и водородоподобных ионов с зарядом Z , связь сечения тормозного излучения σ_{eff} и свободно-свободного поглощения σ_{aff} фотона с энергией $h\nu$ задается формулой [215]

$$\sigma_{eff}/\sigma_{aff} = 8\pi v^2/hc^2 v, \quad (7.1)$$

где v – скорость электрона до поглощения фотона или после его испускания. В классическом приближении сечение тормозного излучения фотона с частотой $\nu \gg m v^3/2\pi Z e^2$ для нерелятивистских электронов есть [215, 143]

$$\sigma_{eff} = \frac{32\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{Z^2 e^6}{m_e^2 c^3 h^2 \nu v^2}. \quad (7.2)$$

Вводя близкий к единице фактор Гаунта для свободно-свободных переходов g_{ff} , учитывающий квантовые поправки к классической формуле, получаем для σ_{aff}

$$\sigma_{aff} = \frac{4\pi}{3\sqrt{3}} \frac{Z^2 e^6}{m_e^2 c h \nu v^3} g_{ff}. \quad (7.3)$$

Помимо спонтанного излучения, определяемого (5.13), имеет место вынужденное излучение, которое в силу своей когерентности в условиях ЛТЕ эквивалентно уменьшению сечения поглощения (7.3) на множитель $(1 - e^{-h\nu/kT})$, так что [229]

$$\sigma_{aff}^* = \sigma_{aff}(1 - e^{-h\nu/kT}). \quad (7.4)$$

Интегрируя по скоростям электронов с помощью функции Ферми (2.2) и (2.8) и суммируя по различным ионам, получаем коэффициент поглощения α_{ν}^{ff} для свободно-свободных переходов

$$\alpha_{\nu}^{ff} = \sum_{A,Z} \frac{X_{A,Z}}{A m_u} \left[\frac{8\pi m_e^3}{h^3} \int_0^{\infty} \frac{\sigma_{aff}^* v^2 dv}{1 + \exp\left(\frac{mv^2}{2kT} + \alpha - \beta\right)} \right], \quad (7.5)$$

α_{ν}^{ff} имеет тот же смысл, что и α_{ν}^* в (5.13а). Здесь $X_{A,Z}$ – концентрация ионов с числом барионов в ядре A и зарядом Z е. Для невырожденных электронов с концентрацией n_e имеем, используя (2.48)–(2.50),

$$\beta - \alpha = \ln \left[\frac{n_e}{2} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_e kT} \right)^{3/2} \right]. \quad (7.6)$$

Тогда усреднение в квадратных скобках (7.5) сведется к умножению α_{aff}^* на

$$\nu n_e \left(\frac{1}{v} \right) = \nu n_e \sqrt{\frac{2m_e}{\pi kT}}, \quad (7.7)$$

а фактор Гаунта нужно взять усредненным по Максвеллу [128]. В общем случае связь β с n_e дана в (2.48), а интеграл (7.5) сводится к (2.49), если g_{ff} заменить средним значением.

б) Связанно-свободные переходы. Несмотря на существенно квантовый характер этих переходов, Краммерсу (1923) удалось получить квазиклассическую формулу, используя принцип соответствия, согласно которому при возрастании квантового числа n должен происходить непрерывный переход от дискретного спектра к непрерывному. Разность энергий между двумя соседними уровнями дискретного спектра в водородоподобном ионе есть [215, 144]

$$\Delta E = \frac{2\pi^2 m_e Z^2 e^4}{h^2} \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+1)^2} \right] \approx \frac{4\pi^2 m_e Z^2 e^4}{n^3 h^2}. \quad (7.8)$$

Учитывая, что состояние с главным квантовым числом n и определенной ориентацией спина имеет статистический вес n^2 , можно записать принцип соответствия для сечений излучения фотона с энергией $h\nu$ в свободном-связанном и свободно-свободном переходах σ_{efb} и σ_{eff} в виде [215]

$$\frac{n^2}{\Delta E} \sigma_{efb} = \sigma_{eff}. \quad (7.9)$$

С учетом (7.2) получаем сечение рекомбинации на уровень, соответствующий n , в виде

$$\sigma_{efb} = \frac{128\pi^4}{3\sqrt{3}} \frac{Z^4 e^{10}}{n^5 m_e c^3 h^4 \nu v^2}. \quad (7.10)$$

Из принципа детального равновесия для сечений рекомбинации σ_{efb} и фотоэффекта при заданной поляризации σ_{abf} , получаем [215]

$$\frac{\sigma_{efb}}{\sigma_{abf}} = \frac{2h^2 \nu^2}{m_e^2 v^2 c^2}. \quad (7.11)$$

Окончательно имеем сечение на один электрон для связанно-свободного поглощения с данного уровня n в виде

$$\sigma_{abf} = \frac{64\pi^4}{3\sqrt{3}} \frac{Z^4 e^{10} m_e}{n^5 c h^6 \nu^3} g_{bf},$$

$$\sigma_{abf}^* = \sigma_{abf} (1 - e^{-h\nu/kT}), \quad (7.12)$$

$$h\nu > E_b = \frac{2\pi^2 m_e Z^2 e^4}{h^2 n^2}.$$

Здесь g_{bf} – фактор Гаунта для связанно-свободных переходов, E_b – энергия ионизации, а в σ_{abf}^* учтено влияние вынужденного излучения. Для учета вырождения электронов сечение в (7.12) нужно умножить на [128]

$$q_{bf} = 1 - f_e(E_f) = [1 + \exp(\beta - \alpha - E_f/kT)]^{-1}, \quad (7.13)$$

где $E_f = h\nu - E_b$ – энергия вылетевшего электрона, f_e определена в (2.2). Множитель q_{bf} определяет долю незаполненных состояний континуума для вылетающих электронов.

Коэффициент поглощения α_{ν}^{bf} получается после суммирования (7.12) по электронам на разных уровнях энергии и различным ионам:

$$\alpha_{\nu}^{fb} = \sum_{A, Z, n} \sigma_{abf}^* q_{bf} \frac{X_{A, Z}}{A m_u} N_{A, Z, n}. \quad (7.14)$$

Здесь $N_{A, Z, n}$ — число электронов на уровне n у иона с массовым числом A и зарядом $Z e$.

в) **Формулы Краммерса.** Рассмотрим отдельно росселандовы средние (6.8) для свободно-свободных и связанно-свободных переходов. Вкладом тяжелых элементов в свободно-свободные переходы пренебрежем, так как он мал по сравнению с их вкладом в связанно-свободные переходы, а водород и гелий считаем полностью ионизованными. Подставляя в (6.8) α_{ν}^{ff} из (7.5) вместо κ_{ν} , получаем для невырожденных электронов

$$\begin{aligned} \kappa_{ff} &= \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \frac{e^6 h^2 (x_H + x_{He})}{m_e^{3/2} c m_u (kT)^{7/2}} \bar{g}_{ff} \frac{n_e}{196,5} = \\ &= 3,68 \cdot 10^{22} \frac{\rho}{T^{7/2}} (x_H + x_{He})(1 + x_H) \bar{g}_{ff}. \end{aligned} \quad (7.15)$$

Здесь учтено, что $Z_H^2/A_H = Z_{He}^2/A_{He} = 1$, $n_e \approx \frac{\rho}{2m_u} (1 + x_H)$, а из (6.8) получено $\bar{\nu}^3 = 196,5 (kT/h)^3$.

Если степень ионизации высока, то, применяя формулу Саха (1.8) к каждому уровню, получим для $y_{t, j} \approx 1$, $g_{t, j-1}/g_{t, j} = n^2$, [229]

$$N_{A, Z, n} = n_e n^2 \frac{h^3}{2(2\pi m_e kT)^{3/2}} e^{E_b/kT}. \quad (7.16)$$

Подставляя (7.12), (7.16) в (7.14), приближенно получим

$$\begin{aligned} \alpha_{\nu}^{bf} &= \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \frac{e^6 h^2}{m_e^{3/2} c m_u (kT)^{7/2}} \frac{Z^2}{A} n_e g_{bf} \times \\ &\times \left[\frac{1}{n} \frac{E_b}{kT} e^{E_b/kT} \left(\frac{kT}{h\nu} \right)^3 \right] x_Z. \end{aligned} \quad (7.17)$$

Здесь вклад дают только тяжелые элементы, E_b определено в (7.12), а x_Z — весовая концентрация тяжелых элементов, для которых Z^2/A принято одинаковым. Полагая $Z^2/A = 6$, $n_e = \frac{\rho}{2m_u} (1 + x_H)$ и подставляя (7.17) в (6.8) вместо κ_{ν} , получаем после усреднения

$$\kappa_{bf} = 4,34 \cdot 10^{25} \frac{\rho}{T^{7/2}} x_Z (1 + x_H) \frac{\bar{g}_{bf}}{t}. \quad (7.18)$$

Здесь $\frac{1}{t}$ — среднее значение сомножителей в квадратных скобках (7.17).

Величина t/\bar{g}_{bf} меняется примерно от единицы до десяти. При низких температурах и уменьшении степени ионизации формула (7.16) становится неверной и (7.18) дает завышенный результат. Этот факт можно учесть за счет увеличения t . Формулы (7.15) и (7.18) называются формулами Краммерса.

г) Связанно-связанные переходы. Поглощение в линиях может быть существенным, если в нем участвует достаточно широкая область спектра. Поэтому помимо количества линий важно знать их ширины.

Естественная ширина линии γ_n с частотой ν_0 определяется взаимодействием с нулевыми колебаниями вакуума, а сечение поглощения определяется формулой классического осциллятора вблизи ν_0 для резонансного поглощения [128], следующей из (7.23) при $\nu \approx \nu_{ij} = \nu_0$:

$$\sigma_R = \frac{e^2}{m_e c} f_{ij} \frac{\gamma_n / 4\pi}{(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma_n / 4\pi)^2} \quad (7.19)$$

Здесь f_{ij} — сила осциллятора, дающая поправку на квантово-механические эффекты. Доплеровское уширение связано с движением атомов и сечение поглощения имеет вид [128]

$$\sigma_D = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{ij} \left(\frac{A m_u c^2}{2\pi k T} \right)^{1/2} \frac{1}{\nu_0} \exp \left[- \frac{A m_u c^2}{2kT} \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} \right)^2 \right]. \quad (7.20)$$

Ударная ширина линии связана с конечным временем жизни возбужденного атома, определяемым столкновением с окружающими частицами. Сечение описывается формулой (7.19), где вместо γ_n следует использовать γ_c [128]:

$$\gamma_c = \frac{4\pi k}{h} 5,3 \cdot 10^8 \frac{\rho y}{T^{1/2}} \frac{n^4 + n'^4}{Z^{*2} \sum_j x_j \mu_j} \quad (7.21)$$

Здесь n и n' — начальное и конечное главные квантовые числа, Z^* — эффективный заряд ядра, y — среднее число свободных электронов на атом, μ_j — молекулярные массы компонент, x_j — молярные доли их в смеси, а T измеряется в кельвинах.

Штарковское, или статическое уширение связано со сдвигом уровней переменным в пространстве электрическим полем и движением атома в этом переменном поле. Учет вынужденного излучения в линиях производится аналогично (7.4). Подробный учет поглощения в линиях сделан при численном расчете таблиц непрозрачности в работах [128, 129, 334].

д) Рассеяние на электронах. Томсоновский коэффициент рассеяния на нерелятивистских свободных электронах не зависит от частоты и имеет вид [219, 143]

$$\sigma_{TI} = \frac{2\pi}{\mu_i m_u} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 (1 + \cos^2 \tilde{\theta}), \quad (7.22)$$

$$\sigma_T = \int_{\tilde{\Omega}} \sigma_{TI} \frac{d\tilde{\Omega}}{4\pi} = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \frac{1}{\mu_i m_u} (\text{см}^2 \cdot \text{г}^{-1}), \int_{\tilde{\Omega}} (1 + \cos^2 \tilde{\theta}) \frac{d\tilde{\Omega}}{4\pi} = 4/3,$$

где $\tilde{\theta}$ – угол рассеяния, $\mu_i (= \mu_Z$ из (2.17) для полностью ионизованной плазмы) – количество нуклонов на один свободный электрон. Релеевский коэффициент рассеяния на связанных электронах дает то же угловое распределение (7.22). Для произвольного колеблющегося электрона коэффициент рассеяния есть*)

$$\sigma_{sev} = \frac{2}{\mu_a m_u} \frac{e^2}{m_e c^2} \frac{f_{ij} \nu^2 \left(\frac{\nu}{\nu_{ij}}\right)^2 \frac{\gamma}{2\pi}}{(\nu^2 - \nu_{ij}^2)^2 + \left(\frac{\gamma}{2\pi}\right)^2 \nu^2},$$

$$\sigma_{sevl} = \frac{3}{4} \sigma_{sev} (1 + \cos^2 \tilde{\theta}),$$
(7.23)

где ν_{ij} – частота перехода между уровнями (для связанного электрона) с силой осциллятора f_{ij} и временем жизни $1/\gamma$, μ_a – количество нуклонов на одну рассеивающую частицу. При $\nu, \gamma \ll \nu_{ij}$ имеем релеевское рассеяние с $\sigma_R \sim \nu^4$. Для свободного электрона, колеблющегося с частотой ν_0 , затухание определяется реакцией излучения [143] и $\gamma = 8\pi^2 e^2 \nu_0^2 / 3m_e c^2$. Коэффициент рассеяния фотона с частотой ν таким осциллятором получается из (7.23) при $\nu_{ij} = \nu_0, f_{ij} = 1, \mu_a = \mu_i$. При $\nu \gg \nu_0$ этот коэффициент становится томсоновским. Величина

$$\sigma_e = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2,$$
(7.24)

входящая в (7.22), (7.23), называется томсоновским сечением рассеяния.

Полное сечение релятивистского рассеяния фотона на электроны есть [21]

$$\sigma_{er} = 2\pi \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 \frac{1}{x} \left[\left(1 - \frac{4}{x} - \frac{8}{x^2}\right) \ln(1+x) + \frac{1}{2} + \frac{8}{x} - \frac{1}{2(1+x^2)} \right] =$$

$$= 2\pi \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 \times \begin{cases} \frac{4}{3}(1-x) & \text{при } x \ll 1, \\ \frac{1}{x} [\ln(x+1) + 1/2] & \text{при } x \gg 1. \end{cases}$$
(7.25)

В произвольной системе отсчета

$$x = \frac{(\bar{p} + \bar{k})^2}{m_e^2 c^2} - 1, \quad \bar{p} \text{ и } \bar{k} - 4\text{-импульсы электрона и фотона перед столкновением.}$$
(7.26)

В системе центра масс имеем

$$x = 2t_\nu(t_\nu + \sqrt{t_\nu^2 + 1}), \quad t_\nu = \frac{h\nu}{m_e c^2}.$$
(7.27)

*) Коэффициент рассеяния равен сечению, умноженному на $(\mu_a m_u)^{-1}$.

Угол рассеяния однозначно связан с энергией рассеянного фотона, так что

$$\bar{p} \bar{k} - \bar{p} \bar{k}' - \bar{k} \bar{k}' = 0, \quad (7.28)$$

где \bar{k}' — 4-импульс рассеянного фотона. В лабораторной системе

$$m(\nu - \nu') - \nu\nu'(1 - \cos \theta) = 0,$$

а в системе центра инерции рассеяние является когерентным с $\nu = \nu'$. Другие угловые характеристики рассеяния на релятивистских электронах приведены в [21]. Коэффициенты σ_e и $\sigma_{\nu\nu'}$, входящие в (5.9) и (5.16), зависят от электронных импульсов и должны браться усредненными по электронному распределению.

При слабом вырождении непрозрачность, связанную с релятивистским рассеянием, приближенно можно получить, приняв $t_\nu = t_0 = \beta_0 \frac{kT}{m_e c^2}$ в (7.25) и (7.27), как при выводе (7.18). Получаем

$$\begin{aligned} \kappa_{se}^r &\approx \sigma_{ser}(x_0) = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \frac{f(x_0)}{m_u \mu_i} = \frac{0,40}{\mu_i} f(x_0), \\ f(x_0) &= \frac{3}{4} \left[\left(1 - \frac{4}{x_0} - \frac{8}{x_0^2} \right) \ln(1+x_0) + \frac{1}{2} + \frac{8}{x_0} - \frac{1}{2(1+x_0)^2} \right] \frac{1}{x_0} = \\ &= \begin{cases} 1-x_0 & \text{при } x_0 \ll 1 \\ \frac{3}{4x_0} \left[\ln(1+x_0) + \frac{1}{2} \right] & \text{при } x_0 \gg 1, \end{cases} \end{aligned} \quad (7.29)$$

$$x_0 = 2\beta_0 \frac{kT}{m_e c^2} \left(\beta_0 \frac{kT}{m_e c^2} + \sqrt{\left(\beta_0 \frac{kT}{m_e c^2} \right)^2 + 1} \right).$$

При отсутствии позитронов и полной ионизации имеем $\mu_i = \mu_Z = \frac{2}{1+x_H}$

Когда рождаются пары, то позитроны рассеивают фотоны так же, как электроны, поэтому

$$\mu_i = \frac{2}{1+x_H + \frac{4n_+ m_u}{\rho}}, \quad (7.30)$$

где n_+ определяется с учетом (2.9), (2.17). Поправка на вынужденное рассеяние типа (7.4) в нерелятивистском случае когерентного рассеяния отсутствует (см. (5.16)) [215, 129]. Отметим, что слабое вырождение возможно лишь при $kT < m_e c^2$ (см. § 2, п. в).

Расчеты непрозрачности, связанной с электронным рассеянием, при учете вырождения и вынужденных процессов для $kT < \frac{m_e c^2}{2}$ сделаны

в [315]. Они аппроксимируются формулой [532] с точностью лучше 10%

$$\kappa_{\text{э}}^r \approx \sigma_T (1 + 2,7 \cdot 10^{11} \rho T^{-2})^{-1} \left[1 + \left(\frac{T}{4,5 \cdot 10^8} \right)^{0,86} \right]^{-1}, \quad (7.31)$$

$$kT < \frac{1}{2} m_e c^2, \quad -10 \leq \beta - \alpha \leq 4,$$

где σ_T дано в (7.22), а $\beta - \alpha$ в (2.8), (2.17). При $\beta_0 = 4$ формула (7.29) дает точность не менее 20% по сравнению с точными расчетами [559], сделанными для $kT < 0,24 m_e c^2$.

е) Электронная теплопроводность. Перенос тепла электронами становится важным при достаточно низких температурах, когда наступает вырождение электронов и их свободный пробег быстро растет. Расчет коэффициента теплопроводности λ_e вырожденных электронов сделан в § 8, п. в и г на основе решения уравнения Больцмана. Непрозрачность, связанная с λ_e , есть

$$\kappa_e = \frac{4 a c T^3}{3 \lambda_e \rho}. \quad (7.32)$$

Общая непрозрачность κ_T есть

$$\frac{1}{\kappa_{\text{tot}}} = \frac{1}{\kappa} + \frac{1}{\kappa_e} \quad (\text{см. (7.36)}). \quad (7.33)$$

Вклад λ_e в непрозрачность учитывался в [128, 129] при расчете таблиц непрозрачности.

ж) Другие источники непрозрачности. При низких температурах во внешних слоях холодных звезд может быть существенным поглощение отрицательными ионами и молекулами. Из ионов основным является ион водорода H^- с энергией связи 0,75 эВ, что соответствует длине волны 16500 Å. Большинство отрицательных ионов имеют потенциалы ионизации ~ 1 эВ. Из молекул при расчетах таблиц непрозрачности [250] учитывались молекулы, включающие H, C, N, O и другие обильные элементы.

Важную роль в непрозрачности при низких температурах может играть образование пыли, подробнее см. § 26.

При очень высоких температурах, возникающих при коллапсе при $T \geq 10^9$ К, происходит образование электронно-позитронных пар, а также фотовозбуждение и фоторасщепление ядер. Сечение рождения пары при столкновении фотона с энергией $h\nu$ с покоящимся ионом по порядку величины есть [21]

$$\sigma_{\gamma Z \pm} \sim \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \frac{Z^2}{137} \left(\ln \frac{h\nu}{2m_e c^2} \right)^{1+4 \frac{m_e c^2}{h\nu}}. \quad (7.34)$$

Это сечение мало по сравнению с сечением рассеяния (7.25) вплоть до больших энергий $\sim 10 m_e c^2$. Сечение двухквантового рождения пар для летящих навстречу фотонов

$$\sigma_{\gamma\gamma \pm} \sim \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \frac{(m_e c^2)^2}{h\nu_1 h\nu_2} \ln \frac{h\nu_1 h\nu_2}{(m_e c^2)^2} \quad (7.35)$$

Таблица 11

Непрозрачность κ ($\text{см}^2 \cdot \text{г}^{-1}$) для химического состава $x_{\text{H}} = 0,70$, $x_{\text{He}} = 0,28$, $x_{\text{Z}} = 0,02$

T, К	Плотность, $\text{г} \cdot \text{см}^{-3}$					
	1,00 (+05)	1,00 (+06)	1,00 (+07)	1,00 (+08)	1,00 (+09)	1,00 (+10)
1,00 (+9)	1,08 (-1)	5,55 (-2)	8,86 (-3)	1,92 (-5)	1,92 (-7)	1,92 (-9)
5,00 (+8)	1,48 (-1)	3,12 (-2)	2,45 (-3)	4,81 (-6)	4,81 (-8)	
2,00 (+8)	1,67 (-1)	1,35 (-1)	7,68 (-5)	7,70 (-7)		
1,00 (+8)	1,23 (-1)	3,63 (-3)	1,92 (-5)			
5,00 (+7)	5,31 (-2)	4,80 (-4)				

Таблица 11 (продолжение)

T, K	Плотность, г · см ⁻³						
	1,00 (-2)	1,00 (-1)	1,00	1,00 (+1)	1,00 (+2)	1,00 (+3)	1,00 (+4)
1,0 (+9)	1,13 (-1)	1,13 (-1)	1,13 (-1)	1,13 (-1)	1,13 (-1)	1,13 (-1)	1,13 (-1)
5,0 (+8)					1,65 (-1)	1,64 (-1)	1,64 (-1)
2,0 (+8)				2,34 (-1)	2,34 (-1)	2,34 (-1)	2,35 (-1)
1,0 (+8)			2,76 (-1)	2,76 (-1)	2,79 (-1)	2,96 (-1)	3,50 (-1)
6,0 (+7)	2,98 (-1)	2,98 (-1)	2,99 (-1)	3,01 (-1)	3,18 (-1)	3,87 (-1)	
5,0 (+7)		3,04 (-1)	3,05 (-1)	3,09 (-1)	3,33 (-1)	4,31 (-1)	6,27 (-1)
2,0 (+7)	3,25 (-1)	3,28 (-1)	3,57 (-1)	4,81 (-1)	7,83 (-1)	1,48	5,68 (-1)
1,0 (+7)	3,40 (-1)	3,70 (-1)	5,41 (-1)	1,08	2,54	4,82	1,90 (-1)
5,0 (+6)	4,03 (-1)	8,40 (-1)	2,54	5,55	1,39 (+1)	3,52	
2,0 (+6)	2,54	1,94 (+1)	5,37 (+1)	7,88 (+1)	3,71 (+1)		
1,0 (+6)	1,85 (+1)	8,26 (+1)	1,92 (+2)	2,67 (+2)			
5,0 (+5)	1,38 (+2)	2,61 (+2)	6,34 (+2)	2,36 (+2)			
3,0 (+5)	6,43 (+2)	8,50 (+2)					
2,0 (+5)	3,02 (+3)	2,51 (+3)					
1,6 (+5)	7,86 (+3)	4,93 (+3)					
1,3 (+5)	1,75 (+4)	8,09 (+3)					
1,0 (+5)	3,27 (+4)	9,61 (+3)					
7,0 (+4)	5,24 (+4)						
5,0 (+4)	6,29 (+4)						
3,0 (+4)	5,13 (+4)						
2,0 (+4)	7,53 (+3)						
1,5 (+4)	2,80 (+4)						

Т, К	Плотность, г · см ⁻³							
	3,00 (-7)	1,00 (-6)	3,00 (-6)	1,00 (-5)	5,00 (-5)	1,00 (-4)	5,00 (-4)	1,00 (-3)
5,00 (+6)								3,43 (-1)
2,00 (+6)						3,83 (-1)	4,92 (-1)	6,21 (-1)
1,00 (+6)				3,74 (-1)	4,78 (-1)	5,50 (-1)	1,34	2,39
5,00 (+5)		3,78 (-1)	4,48 (-1)	6,39 (-1)	1,73	3,17	1,90 (+1)	3,46 (+1)
3,00 (+5)	4,36 (-1)	6,24 (-1)	1,12	2,82	1,63 (+1)	3,20 (+1)	1,47 (+2)	2,41 (+2)
2,00 (+5)	8,69 (-1)	2,07	5,46	2,04 (+1)	1,10 (+2)	2,29 (+2)	8,65 (+2)	1,25 (+3)
1,60 (+5)	1,54	4,35	1,43 (+1)	5,40 (+1)	2,92 (+2)	5,68 (+2)	2,07 (+3)	3,19 (+3)
1,30 (+5)	2,93	9,10	2,93 (+1)	1,09 (+2)	5,88 (+2)	1,19 (+3)	4,97 (+3)	8,47 (+3)
1,00 (+5)	5,96	2,14 (+1)	6,65 (+1)	2,62 (+2)	1,51 (+3)	3,02 (+3)	1,29 (+4)	1,94 (+4)
9,00 (+4)	9,20	3,21 (+1)	1,02 (+2)	4,12 (+2)	2,27 (+3)	4,33 (+3)	1,72 (+4)	2,51 (+4)
8,00 (+4)	1,38 (+1)	4,82 (+1)	1,73 (+2)	6,63 (+2)	3,41 (+3)	6,47 (+3)	2,37 (+4)	3,32 (+4)
7,00 (+4)	2,56 (+1)	9,33 (+1)	3,23 (+2)	1,15 (+3)	5,42 (+3)	9,54 (+3)	3,10 (+4)	4,40 (+4)
6,00 (+4)	5,28 (+1)	1,84 (+2)	5,91 (+2)	2,01 (+3)	8,93 (+3)	1,60 (+4)	4,93 (+4)	7,13 (+4)
5,60 (+4)	7,04 (+1)	2,46 (+2)	7,51 (+2)	2,56 (+3)	1,13 (+4)	2,03 (+4)	6,39 (+4)	9,08 (+4)
5,20 (+4)	9,46 (+1)	3,22 (+2)	9,89 (+2)	3,26 (+3)	1,45 (+4)	2,60 (+4)	8,44 (+4)	1,17 (+5)
4,95 (+4)	1,09 (+2)	3,61 (+2)	1,13 (+3)	3,82 (+3)	1,72 (+4)	3,05 (+4)	1,01 (+5)	1,40 (+5)
4,70 (+4)	1,24 (+2)	4,24 (+2)	1,31 (+3)	4,47 (+3)	2,01 (+4)	3,61 (+4)	1,20 (+5)	1,67 (+5)
4,45 (+4)	1,31 (+2)	4,99 (+2)	1,54 (+3)	5,24 (+3)	2,35 (+4)		1,42 (+5)	1,98 (+5)
4,20 (+4)	1,51 (+2)	5,56 (+2)	1,75 (+3)	6,14 (+3)	2,74 (+4)	5,24 (+4)	1,65 (+5)	2,33 (+5)
3,95 (+4)	1,71 (+2)	6,22 (+2)	2,04 (+3)	7,09 (+3)	3,29 (+4)	5,91 (+4)	1,84 (+5)	2,65 (+5)
3,70 (+4)	1,84 (+2)	7,06 (+2)	2,40 (+3)	8,05 (+3)	3,65 (+4)	6,44 (+4)	1,96 (+5)	2,89 (+5)
3,45 (+4)	2,22 (+2)	8,14 (+2)	2,78 (+3)	9,03 (+3)	3,90 (+4)	6,75 (+4)	1,98 (+5)	2,95 (+5)
3,20 (+4)	2,68 (+2)	9,70 (+2)	3,02 (+3)	1,00 (+4)	4,05 (+4)	6,78 (+4)	1,86 (+5)	2,76 (+5)
2,80 (+4)	3,55 (+2)	1,26 (+3)	3,78 (+3)	1,12 (+4)	3,97 (+4)	6,17 (+4)	1,35 (+5)	2,00 (+5)
2,50 (+4)	4,32 (+2)	1,53 (+3)	4,31 (+3)	1,20 (+4)	3,57 (+4)	5,14 (+4)	9,92 (+4)	1,33 (+5)
2,25 (+4)	5,69 (+2)	1,84 (+3)	4,95 (+3)	1,21 (+4)	2,97 (+4)	3,97 (+4)	6,90 (+4)	8,53 (+4)
2,00 (+4)	7,57 (+2)	2,36 (+3)	5,49 (+3)	1,11 (+4)	2,14 (+4)	2,68 (+4)	4,32 (+4)	5,32 (+4)
1,80 (+4)	1,01 (+3)	2,61 (+3)	5,07 (+3)	8,60 (+3)	1,45 (+4)	1,75 (+4)	2,78 (+4)	3,44 (+4)

Т а б л и ц а 11 (продолжение)

Т, К	Плотность, г · см ⁻³							
	3,00 (-7)	1,00 (-6)	3,00 (-6)	1,00 (-5)	5,00 (-5)	1,00 (-4)	5,00 (-4)	1,00 (-3)
1,60 (+4)	1,18 (+3)	2,34 (+3)	3,84 (+3)	5,53 (+3)	8,55 (+3)	1,03 (+4)	1,65 (+4)	2,08 (+4)
1,45 (+4)	1,07 (+3)	1,71 (+3)	2,44 (+3)	3,58 (+3)	5,17 (+3)	6,21 (+3)	1,03 (+4)	1,31 (+4)
1,30 (+4)	6,85 (+2)	9,81 (+2)	1,31 (+3)	1,76 (+3)	2,77 (+3)	3,42 (+3)	5,85 (+3)	7,56 (+3)
1,20 (+4)	4,09 (+2)	5,59 (+2)	7,52 (+2)	1,04 (+3)	1,69 (+3)	2,15 (+3)	3,73 (+3)	
1,10 (+4)	2,02 (+2)	2,76 (+2)	3,77 (+2)	5,55 (+2)	9,52 (+2)	1,24 (+3)	2,21 (+3)	
1,00 (+4)	8,22 (+1)	1,15 (+2)	1,67 (+2)	2,58 (+2)	4,91 (+2)	6,53 (+2)	1,19 (+3)	
9,30 (+3)	3,95 (+1)	5,79 (+1)	8,59 (+1)	1,42 (+2)	2,84 (+2)	3,90 (+2)	7,08 (+2)	
8,70 (+3)	1,98 (+1)	3,00 (+1)	4,58 (+1)	7,82 (+1)	1,67 (+2)	2,34 (+2)	4,30 (+2)	
8,00 (+3)	8,22	1,33 (+1)	2,15 (+1)	3,73 (+1)	8,40 (+1)	1,19 (+2)	2,17 (+2)	
7,50 (+3)	4,14	7,07	1,16 (+1)	2,15 (+1)	4,86 (+1)			
7,00 (+3)	2,03	3,59	6,31	1,16 (+1)	2,78 (+1)			
6,50 (+3)	9,30 (-1)	1,77	3,25	6,63	1,64 (+1)			
6,00 (+3)	4,21 (-1)	8,90 (-1)	1,81	4,02	1,02 (+1)			
5,50 (+3)	2,29 (-1)	5,58 (-1)	1,20	2,61	5,85			
5,00 (+3)	1,69 (-1)	3,92 (-1)	7,62 (-1)	1,46	2,91			
4,00 (+3)	4,01 (-2)	7,59 (-2)	1,30 (-1)	2,20 (-1)	4,20 (-1)			
3,00 (+3)	3,33 (-3)	6,16 (-3)	9,81 (-3)	1,50 (-2)	2,39 (-2)			

Т а б л и ц а 11 (продолжение)

T, K	Плотность, г · см ⁻³								
	1,0 (-12)	1,0 (-11)	1,0 (-10)	3,0 (-10)	1,0 (-9)	3,0 (-9)	1,0 (-8)	3,0 (-8)	1,0 (-7)
1,00 (+6)									3,41 (-1)
5,00 (+5)							3,40 (-1)	3,43 (-1)	3,45 (-1)
3,00 (+5)						3,40 (-1)	3,43 (-1)	3,53 (-1)	3,77 (-1)
2,00 (+5)					3,43 (-1)	3,51 (-1)	3,63 (-1)	4,05 (-1)	5,26 (-1)
1,60 (+5)				3,42 (-1)	3,50 (-1)	3,64 (-1)	4,02 (-1)	5,01 (-1)	7,75 (-1)
1,30 (+5)				3,45 (-1)	3,55 (-1)	3,89 (-1)	4,67 (-1)	6,55 (-1)	1,23
1,00 (+5)			3,44 (-1)	3,55 (-1)	3,86 (-1)	4,57 (-1)	6,16 (-1)	9,75 (-1)	2,26
9,00 (+4)			3,50 (-1)	3,65 (-1)	4,10 (-1)	4,90 (-1)	6,88 (-1)	1,18	2,91
8,00 (+4)			3,57 (-1)	3,81 (-1)	4,26 (-1)	5,44 (-1)	7,98 (-1)	1,54	4,27
7,00 (+4)			3,63 (-1)	3,89 (-1)	4,51 (-1)	6,19 (-1)	1,06	2,35	7,47
6,00 (+4)			3,70 (-1)	4,07 (-1)	5,24 (-1)	8,11 (-1)	1,69	4,49	1,54 (+1)
5,60 (+4)			3,74 (-1)	4,30 (-1)	5,85 (-1)	9,61 (-1)	2,17	6,08	2,26 (+1)
5,20 (+4)			3,81 (-1)	4,52 (-1)	6,57 (-1)	1,16	2,84	8,43	2,96 (+1)
4,95 (+4)			3,95 (-1)	4,71 (-1)	7,25 (-1)	1,30	3,44	1,02 (+1)	3,52 (+1)
4,70 (+4)			3,99 (-1)	4,99 (-1)	7,87 (-1)	1,52	4,03	1,15 (+1)	4,14 (+1)
4,45 (+4)			4,17 (-1)	5,34 (-1)	8,90 (-1)	1,76	4,64	1,31 (+1)	4,79 (+1)
4,20 (+4)			4,36 (-1)	5,79 (-1)	1,01	1,98	5,07	1,44 (+1)	4,56 (+1)
3,95 (+4)			4,65 (-1)	6,33 (-1)	1,14	2,13	5,43	1,58 (+1)	5,11 (+1)
3,70 (+4)			4,98 (-1)	6,97 (-1)	1,17	2,18	5,61	1,54 (+1)	5,88 (+1)
3,45 (+4)			5,25 (-1)	7,39 (-1)	1,14	2,16	5,90	1,74 (+1)	7,08 (+1)
3,20 (+4)			5,38 (-1)	6,98 (-1)	1,13	2,22	6,50	1,96 (+1)	8,03 (+1)
2,80 (+4)			5,16 (-1)	6,90 (-1)	1,23	2,79	8,64	2,96 (+1)	1,02 (+2)
2,50 (+4)		3,71 (-1)	5,23 (-1)	7,50 (-1)	1,55	3,57	1,21 (+1)	3,86 (+1)	1,28 (+2)
2,25 (+4)		3,73 (-1)	5,49 (-1)	8,55 (-1)	1,94	4,70	1,57 (+1)	5,23 (+1)	1,79 (+2)
2,00 (+4)		3,74 (-1)	6,20 (-1)	1,06	2,57	7,17	2,32 (+1)	6,89 (+1)	2,49 (+2)

Таблица 11 (окончание)

Т, К	Плотность, г · см ⁻³								
	1,0 (-12)	1,0 (-11)	1,0 (-10)	3,0 (-10)	1,0 (-9)	3,0 (-9)	1,0 (-8)	3,0 (-8)	1,0 (-7)
1,80 (+4)		3,83 (-1)	7,22 (-1)	1,34	3,52	9,93	3,19 (+1)	9,77 (+1)	3,62 (+2)
1,60 (+4)		4,08 (-1)	9,38 (-1)	1,93	5,23	1,53 (+1)	5,15 (+1)	1,55 (+2)	4,96 (+2)
1,45 (+4)		4,41 (-1)	1,16	2,60	7,55	2,27 (+1)	7,66 (+1)	2,14 (+2)	5,57 (+2)
1,30 (+4)		4,84 (-1)	1,59	4,06	1,26 (+1)	3,65 (+1)	1,08 (+2)	2,36 (+2)	4,39 (+2)
1,20 (+4)		5,29 (-1)	2,22	5,86	1,79 (+1)	4,55 (+1)	1,06 (+2)	1,91 (+2)	2,96 (+2)
1,1 (+4)		6,29 (-1)	3,13	8,08	2,11 (+1)	4,43 (+1)	7,71 (+1)	1,12 (+2)	1,56 (+2)
1,00 (+4)	3,51 (-1)	7,69 (-1)	3,95	8,44	1,63 (+1)	2,60 (+1)	3,62 (+1)	4,73 (+1)	6,22 (+1)
9,30 (+3)	3,74 (-1)	8,83 (-1)	3,62	6,04	9,14	1,24 (+1)	1,64 (+1)	2,13 (+1)	2,93 (+1)
8,70 (+3)	3,96 (-1)	8,85 (-1)	2,30	3,14	4,25	5,41	7,37	9,69	1,37 (+1)
8,00 (+3)	3,99 (-1)	6,51 (-1)	9,67 (-1)	1,16	1,48	1,77	2,57	3,55	5,36
7,50 (+3)	3,41 (-1)	3,53 (-1)	3,87 (-1)	4,42 (-1)	5,63 (-1)	7,56 (-1)	1,09	1,66	2,64
7,00 (+3)	2,19 (-1)	1,52 (-1)	1,37 (-1)	1,59 (-1)	2,12 (-1)	2,99 (-1)	4,68 (-1)	7,46 (-1)	1,25
6,5 (+3)	9,86 (-2)	5,22 (-2)	4,44 (-2)	5,37 (-2)	7,67 (-2)	1,15 (-1)	1,90 (-1)	3,12 (-1)	5,43 (-1)
6,00 (+3)	3,34 (-2)	1,53 (-2)	1,33 (-2)	1,71 (-2)	2,65 (-2)	4,23 (-2)	7,29 (-2)	1,24 (-1)	2,29 (-1)
5,50 (+3)	9,22 (-3)	3,99 (-3)	3,74 (-3)	5,13 (-3)	8,48 (-3)	1,42 (-2)	2,67 (-2)	4,97 (-2)	1,07 (-1)
5,00 (+3)	2,25 (-3)	1,08 (-3)	1,15 (-3)	1,65 (-3)	2,83 (-3)	5,18 (-3)	1,16 (-2)	2,71 (-2)	7,26 (-2)
4,00 (+3)	1,10 (-4)	9,68 (-5)	2,18 (-4)	4,53 (-4)	1,10 (-3)	2,43 (-3)	5,51 (-3)	1,08 (-2)	2,17 (-2)
3,00 (+3)	4,02 (-5)	4,06 (-5)	5,59 (-5)	7,34 (-5)	1,12 (-4)	1,92 (-4)	4,02 (-4)	8,14 (-4)	1,74 (-3)

Непрозрачность κ ($\text{см}^2 \cdot \text{г}^{-1}$) при низких температурах для химического состава $x_{\text{H}} = 0,700$, $x_{\text{He}} = 0,28$, $x_{\text{Z}} = 0,020$

$\lg P$	$\lg \rho$	$\lg \kappa$	$\lg P$	$\lg \rho$	$\lg \kappa$	$\lg P$	$\lg \rho$	$\lg \kappa$	$\lg P$	$\lg \rho$	$\lg \kappa$
$\lg T = 4,00$			$\lg T = 3,95$			$\lg T = 3,90$			$\lg T = 3,85$		
2,00	-9,81	0,80	0,90	-10,86	0,39	0,70	-11,01	-0,04	0,50	-11,16	-0,65
2,50	-9,31	1,02	1,40	-10,36	0,41	1,20	-10,51	-0,07	1,00	-10,66	-0,74
3,00	-8,81	1,22	1,90	-9,86	0,52	1,70	-10,01	-0,05	1,50	-10,16	-0,78
3,50	-8,31	1,36	2,40	-9,36	0,64	2,20	-9,51	-0,00	2,00	-9,66	-0,75
4,00	-7,81	1,46	2,90	-8,86	0,74	2,70	-9,01	0,07	2,50	-9,16	-0,67
4,50	-7,31	1,55	3,40	-8,36	0,83	3,20	-8,51	0,16	3,00	-8,66	-0,55
5,00	-6,81	1,64	3,90	-7,86	0,92	3,70	-8,01	0,27	3,50	-8,16	-0,39
5,50	-6,31	1,74	4,40	-7,36	1,02	4,20	-7,51	0,41	4,00	-7,66	-0,22
6,00	-5,81	1,86	4,90	-6,86	1,13	4,70	-7,01	0,56	4,50	-7,16	-0,03
6,50	-5,31	1,99	5,40	-6,36	1,26	5,20	-6,51	0,73	5,00	-6,66	0,17
7,00	-4,81	2,15	5,90	-5,86	1,41	5,70	-6,01	0,91	5,50	-6,16	0,38
7,50	-4,31	2,33	6,40	-5,36	1,58	6,20	-5,51	1,11	6,00	-5,66	0,61
8,00	-3,81	2,52	6,90	-4,86	1,77	6,70	-5,01	1,32	6,50	-5,16	0,86
8,50	-3,30	2,72	7,40	-4,36	1,97	7,20	-4,51	1,55	7,00	-4,66	1,12
9,00	-2,79	2,89	7,90	-3,86	2,19	7,70	-4,01	1,78	7,50	-4,15	1,38
9,50	-2,25	2,99	8,40	-3,35	2,39	8,20	-3,49	2,00	8,00	-3,64	1,63
$\lg T = 3,80$			$\lg T = 3,75$			$\lg T = 3,70$			$\lg T = 3,65$		
0,30	-11,31	-1,35	0,10	-11,46	-2,06	-0,10	-11,61	-2,73	-0,30	-11,76	-3,38
0,80	-10,81	-1,48	0,60	-10,96	-2,20	0,40	-11,11	-2,87	0,20	-11,26	-3,50
1,30	-10,31	-1,54	1,10	-10,46	-2,27	0,90	-10,61	-2,93	0,70	-10,76	-3,54
1,80	-9,81	-1,51	1,60	-9,96	-2,23	1,40	-10,11	-2,90	1,20	-10,26	-3,48
2,30	-9,31	-1,40	2,10	-9,46	-2,10	1,90	-9,61	-2,76	1,70	-9,76	-3,29
2,80	-8,81	-1,24	2,60	-8,96	-1,92	2,40	9,11	2,55	2,20	-9,26	-2,99
3,30	-8,31	-1,05	3,10	8,46	1,70	2,90	8,61	-2,29	2,70	-8,76	-2,60

3,80	-7,81	-0,85	3,60	-7,96
4,30	-7,31	-0,62	4,10	-7,46
4,80	-6,81	-0,39	4,60	-6,96
5,30	-6,31	-0,14	5,10	-6,46
5,80	-5,81	0,14	5,60	-5,96
6,30	-5,31	0,44	6,10	-5,46
6,80	-4,81	0,75	6,60	-4,95
7,30	-4,30	1,06	7,10	-4,44
7,80	-3,77	1,32	7,60	-3,90

lg $T = 3.60$

-0,50	-11,91	-3,91
0,0	-11,41	-3,93
0,5	-10,91	-3,86
1,00	-10,41	-3,67
1,50	-9,91	-3,37
2,00	-9,41	-3,00
2,50	-8,91	-2,64
3,00	-8,41	-2,30
3,50	-7,91	-2,00
4,00	-7,41	-1,71
4,50	-6,91	-1,43
5,00	-6,40	-1,15
5,50	-5,87	-0,85
6,00	-5,33	-0,55
6,50	-4,78	-0,30
7,00	-4,23	-0,12

lg $T = 3.55$

-0,70	-12,06
-0,20	-11,56
0,30	-11,06
0,80	-10,56
1,30	-10,06
1,80	-9,56
2,30	-9,06
2,80	-8,56
3,30	-8,06
3,80	-7,56
4,30	-7,05
4,80	-6,52
5,30	-5,98
5,80	-5,42
6,30	-4,88
6,80	-4,34

-1,46	3,40	-8,11	-1,98	3,20	-8,26	-2,17
-1,20	3,90	-7,61	-1,61	3,70	-7,76	-1,76
-0,90	4,40	-7,11	-1,20	4,20	-7,26	-1,38
-0,57	4,90	-6,61	-0,80	4,70	-6,76	-1,04
-0,21	5,40	-6,11	-0,43	5,20	-6,26	-0,73
0,15	5,90	-5,61	-0,09	5,70	-5,75	-0,44
0,49	6,40	-5,09	0,20	6,20	-5,22	-0,18
0,79	6,90	-4,56	0,46	6,70	-4,68	0,06
1,02	7,40	-4,02	0,66	7,20	-4,12	0,26

	lg $T = 3,50$			lg $T = 3,45$		
-4,04	-0,90	-12,21	-3,97	-1,50	-12,76	-4,20
-3,93	-0,40	-11,71	-3,93	-1,00	-12,26	-4,26
-3,77	0,10	-11,21	-3,89	-0,50	-11,76	-4,30
-3,57	0,60	-10,71	-3,85	0,0	-11,26	-4,33
-3,36	1,10	-10,21	-3,78	0,50	-10,76	-4,33
-3,15	1,60	-9,71	-3,68	1,00	-10,26	-4,23
-2,94	2,10	-9,21	-3,49	1,50	-9,76	-3,90
-2,72	2,60	-8,71	-3,18	2,00	-9,26	-3,34
-2,47	3,10	-8,21	-2,74	2,50	-8,75	-2,74
-2,18	3,60	-7,69	-2,22	3,00	-8,23	-2,18
-1,82	4,10	-7,16	-1,69	3,50	-7,68	-1,75
-1,39	4,60	-6,61	-1,31	4,00	-7,13	-1,50
-1,01	5,10	-6,06	-1,09	4,50	-6,58	-1,37
-0,74	5,60	-5,52	-0,97	5,00	-6,05	-1,30
-0,58	6,10	-4,99	-0,89	5,50	-5,53	-1,26
-0,47	6,60	-4,47	-0,83	6,00	-5,01	-1,22

$\lg P$	$\lg \rho$	$\lg \kappa$	$\lg P$	$\lg \rho$	$\lg \kappa$	$\lg P$	$\lg \rho$	$\lg \kappa$	$\lg P$	$\lg \rho$	$\lg \kappa$
$\lg T = 3,40$			$\lg T = 3,35$			$\lg T = 3,30$			$\lg T = 3,25$		
-2,10	-13,31	-4,53	-2,70	-13,86	-4,77	-3,30	-14,41	-4,80	-3,90	-14,96	-4,64
-1,60	-12,81	-4,58	-2,20	-13,36	-4,75	-2,80	-13,91	-4,69	-3,40	-14,46	-4,27
-1,10	-12,31	-4,61	-1,70	-12,86	-4,69	-2,30	-13,41	-4,46	-2,90	-13,96	-3,63
-0,60	-11,81	-4,60	-1,20	-12,36	-4,52	-1,80	-12,91	-3,99	-2,40	-13,45	-2,99
-0,10	-11,31	-4,50	-0,70	-11,86	-4,14	-1,30	-12,40	-3,37	-1,90	-12,92	-2,43
0,40	-10,81	-4,16	-0,20	-11,36	-3,55	-0,80	-11,89	-2,79	-1,40	-12,38	-2,07
0,90	-10,31	-3,57	0,30	-10,85	-2,98	-0,30	-11,36	-2,29	-0,90	-11,82	-1,94
1,40	-9,80	-2,97	0,80	-10,33	-2,44	0,20	-10,81	-1,98	-0,40	-11,28	-1,90
1,90	-9,28	-2,43	1,30	-9,78	-2,03	0,70	-10,26	-1,86	0,10	-10,74	-1,89
2,40	-8,74	-1,99	1,80	-9,23	-1,83	1,20	-9,72	-1,83	0,60	-10,22	-1,89
2,90	-8,19	-1,74	2,30	-8,68	-1,75	1,70	-9,19	-1,81	1,10	-9,71	-1,64
3,40	-7,64	-1,63	2,80	-8,15	-1,73	2,20	-8,67	-1,81	1,60	-9,21	-1,26
3,90	-7,10	-1,58	3,30	-7,63	-1,71	2,70	-8,16	-1,80	2,10	-8,70	-0,93
4,40	-6,58	-1,55	3,80	-7,11	-1,70	3,20	-7,65	-1,80	2,60	-8,20	-0,60
4,90	-6,06	-1,54	4,30	-6,61	-1,70	3,70	-7,15	-1,39	3,10	-7,70	-0,24
5,40	-5,56	-1,52	4,80	-6,10	-1,69	4,20	-6,65	-1,06	3,60	-7,20	0,12
$\lg T = 3,20$			$\lg T = 3,15$			$\lg T = 3,10$			$\lg T = 3,05$		
-4,50	-15,51	-3,85	-5,10	-16,01	-2,89	-5,70	-16,47	-0,22	-6,30	-16,91	-0,03
-4,00	-15,00	-3,14	-4,60	-15,45	-1,90	-5,20	-15,89	0	-5,80	-16,40	-0,03
-3,50	-14,47	-2,46	-4,10	-14,90	-1,40	-4,70	-15,37	0	-5,30	-15,90	-0,03
-3,00	-13,93	-2,11	-3,60	-14,36	-1,05	-4,20	-14,86	0	-4,80	-15,40	-0,03
-2,50	-13,37	-2,01	-3,10	-13,83	-0,72	-3,70	-14,35	0	-4,30	-14,90	-0,03
-2,00	-12,83	-1,98	-2,60	-13,32	-0,37	-3,20	-13,85	0	-3,80	-14,40	-0,03
-1,50	-12,29	-1,64	-2,10	-12,81	0,01	-2,70	-13,35	0	-3,30	-13,90	-0,03
-1,00	-11,77	-1,27	-1,60	-12,30	0,03	-2,20	-12,85	0	-2,80	-13,40	-0,03

-0,50	-11,26	-0,94	-1,10	-11,80	0,03	-1,70	-12,35	0	-2,30	-12,90	-0,03
0,0	-10,75	-0,60	-0,60	-11,30	0,03	-1,20	-11,85	0	-1,80	-12,40	-0,03
0,50	-10,25	-0,25	-0,10	-10,80	0,03	-0,70	-11,35	0	-1,30	-11,90	-0,03
1,00	-9,75	0,07	0,40	-10,30	0,03	-0,20	-10,85	0	-0,80	-11,40	-0,03
1,50	-9,25	0,07	0,90	-9,80	0,03	0,30	-10,35	0	-0,30	-10,90	-0,03
2,00	-8,75	0,07	1,40	-9,30	0,03	0,80	-9,85	0	0,20	-10,40	-0,03
2,50	-8,25	0,07	1,90	-8,80	0,03	1,30	-9,35	0	0,70	-9,90	-0,03
3,00	-7,75	0,07	2,40	-8,30	0,03	1,80	-8,85	0	1,20	-9,40	-0,03
				lg T = 2,95			lg T = 2,90			lg T = 2,85	
-6,90	-17,45	-0,05	-7,50	-18,00	-0,05	-8,10	-18,55	-0,04	-8,70	-19,10	-0,02
-6,40	-16,95	-0,05	-7,00	-17,50	-0,05	-7,60	-18,05	-0,04	-8,20	-18,60	-0,02
-5,90	-16,45	-0,05	-6,50	-17,00	-0,05	-7,10	-17,55	-0,04	-7,70	-18,10	-0,02
-5,40	-15,95	-0,05	-6,00	-16,50	-0,05	-6,60	-17,05	-0,04	-7,20	-17,60	-0,02
-4,90	-15,45	-0,05	-5,50	-16,00	-0,05	-6,10	-16,55	-0,04	-6,70	-17,10	-0,02
-4,40	-14,95	-0,05	-5,00	-15,50	-0,05	-5,60	-16,05	-0,04	-6,20	-16,60	-0,02
-3,90	-14,45	-0,05	-4,50	-15,00	-0,05	-5,10	-15,55	-0,04	-5,70	-16,10	-0,02
-3,40	-13,95	-0,05	-4,00	-14,50	-0,05	-4,60	-15,05	-0,04	-5,20	-15,60	-0,02
-2,90	-13,45	-0,05	-3,50	-14,00	-0,05	-4,10	-14,55	-0,04	-4,70	-15,10	-0,02
-2,40	-12,95	-0,05	-3,00	-13,50	-0,05	-3,60	-14,05	-0,04	-4,20	-14,60	-0,02
-1,90	-12,45	-0,05	-2,50	-13,00	-0,05	-3,10	-13,55	-0,04	-3,70	-14,10	-0,02
-1,40	-11,95	-0,05	-2,00	-12,50	-0,05	-2,60	-13,05	-0,04	-3,20	-13,60	-0,02
-0,90	-11,45	-0,05	-1,50	-12,00	-0,05	-2,10	-12,55	-0,04	-2,70	-13,10	-0,02
-0,40	-10,95	-0,05	-1,00	-11,50	-0,05	-1,60	-12,05	-0,04	-2,20	-12,60	-0,02
0,10	-10,45	-0,05	-0,50	-11,00	-0,05	-1,10	-11,55	-0,04	-1,70	-12,10	-0,02
0,60	-9,95	-0,05	0,0	-10,50	-0,05	-0,60	-11,05	-0,04	-1,20	-11,60	-0,02

может быть больше $\sigma_{\gamma Z \pm}$, однако, как показано в [559], благодаря рождению пар рассеяние на них всегда преобладает над (7.35), а также над фотонным рассеянием. Сечение взаимодействия с ядрами всегда меньше, чем $\sigma_{e \pm}$, поэтому все эти процессы при высоких температурах не дают заметного вклада в непрозрачность в астрофизических условиях.

з) Таблицы непрозрачности. Формулы Краммерса (7.15), (7.18) являются слишком грубыми, поэтому в последние годы в расчетах эволюции используются таблицы непрозрачности, в которых вычисление κ по формуле (6.8) проводится численно. При этом для различных смесей элементов учитываются [128, 129, 334]:

свободно-свободные переходы (7.5),

связанно-свободные переходы (7.14),

связанно-связанные переходы (п. г.),

рассеяние на электронах (п. д) с учетом релятивистских поправок [559], а также релеевское рассеяние на молекулах водорода H_2 , учет отрицательных ионов H^- и He^- , а также молекул H_2 , H_2^+ .

Для численного расчета электронной концентрации и концентраций ионов с учетом вырождения и ионизации давлением использовались методы, изложенные в § 1 и § 4 с дополнительными уточнениями [128]. Полная непрозрачность κ есть сумма непрозрачностей по различным механизмам взаимодействия с излучением, включая рассеяние:

$$\kappa = \sum_i \kappa_i. \quad (7.36)$$

Вклад электронной теплопроводности учитывался по формуле (7.33).

В табл. 11 приведены значения непрозрачности из [334] для состава, близкого к солнечному $x_H = 0,7$, $x_{He} = 0,28$. В этих последних расчетах не учтена электронная теплопроводность. При тех параметрах ρ и T , где λ_e существенна, приведены величины полной непрозрачности из более ранних расчетов [129]. Отметим, что существовавшее долгое время расхождение между таблицами Кокса и расчетами Карсона устранено [319] после обнаружения ошибки в расчетах Карсона. В табл. 12 для того же состава даны таблицы непрозрачности при низких температурах [250], в которых дополнительно учитывается большое число молекул и поглощение на кремниевой пыли. Основной вклад в непрозрачность при низких температурах дают водяной пар, окись титана и пыль.

§ 8. Теплопроводность вещества при больших плотностях и температурах

В белых карликах и оболочках нейтронных звезд перенос тепла определяется вырожденными электронами, которые могут быть релятивистскими, а внутри нейтронных звезд важен тепловой поток, обусловленный вырожденными нейтронами. Расчет коэффициента теплопроводности в газе проводится в кинетической теории на основе решения уравнения Больцмана [222].

а) Решение уравнения Больцмана для нерелятивистского газа. Для вырожденного газа впервые такое решение получено в работе [611]. Пусть в веществе присутствует смесь легких ферми-частиц и тяжелого невырож-