

электронная и ионная температуры плазмы могут сильно отличаться друг от друга в нестационарных процессах, поскольку обмен энергиями между этими частицами при их столкновениях происходит очень медленно.

2) Распределение числа атомов и ионов по населенностям уровней определяется балансом процессов ионизации и рекомбинации, однако в отличие от ЛТР, не выполняется принцип детального баланса. Например, в *корональном приближении* (предел низкой плотности частиц, название происходит от физического состояния плазмы в солнечной короне) ионизация атомов производится электронным ударом, а снятие возбуждения — спонтанными переходами с излучением. В областях ионизованного водорода и в квазарах газ ионизован жестким УФ-излучением центрального источника, и населенность уровней определяется процессами излучательной рекомбинации. В подобных случаях прямые и обратные элементарные процессы имеют разную природу, поэтому условия далеки от равновесных.

Однако, несмотря на отсутствие ЛТР, даже в очень разреженной космической плазме быстро устанавливается максвелловское распределение электронов по скоростям, соответствующее температуре среды². Поэтому при ударном возбуждении атомов для распределения частиц по энергиям можно пользоваться формулой Больцмана и законом Максвелла.

4.2. Пропускание света межзвездной средой

Межзвездная среда заполнена разреженным ионизованным и нейтральным газом и пылевой средой. Электромагнитное излучение при распространении в такой среде испытывает поглощение и рассеяние, что в значительной степени сказывается на возможностях наблюдений удаленных астрономических источников.

Рассмотрим, какими процессами обусловлено поглощение излучения различных длин волн — от радиоволн до гамма-квантов.

²В полностью ионизованной плазме время установления изотропного максвелловского распределения для электронной и ионной компонент равны, соответственно, $\tau_{e,i} \sim \sqrt{m_{e,i}}(kT)^{3/2}/(\ln(\Lambda_{e,i})Z_i^2 e^4 n_i)$, где e , m_e — заряд электрона и его масса, Z_i , m_i — атомный номер иона и его масса, $\ln(\Lambda_{e,i}) \sim 2 - 20$ — кулоновский логарифм, учитывающий дальнедействие кулоновских сил. Например, для чисто водородной плазмы ($Z_i = 1$) с параметрами $n = 1 \text{ см}^{-3}$, $kT = 1 \text{ эВ}$ ($T \sim 10^4 \text{ К}$) находим $\tau_e \sim 10^5 \text{ с}$.

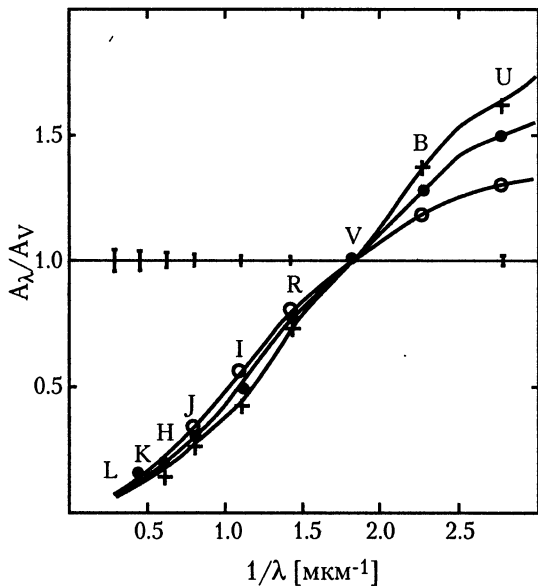


Рис. 4.1. Зависимость ослабления света (в зв. величинах) от обратной длины волны для направлений на три различные звезды. Кривые нормированы на величину ослабления $A_\lambda = 1$ в диапазоне V.

В области радиоволн при $\lambda < 1$ м поглощение практически отсутствует, однако ионизованная компонента межзвездной среды ответственна за дисперсию радиосигнала (см. ниже, раздел 4.10). Основное поглощение в ИК, оптическом и УФ диапазоне (0.1–20 мкм) обусловлено межзвездной пылью. Пылинки поглощают УФ и видимое излучение звезд, перерабатывая его в фотоны меньших энергий (далекая ИК-область спектра 10–1000 мкм). Характерной особенностью межзвездного поглощения является *селективность*, т. е. сильная зависимость от длины волны (см. рис. 4.1). Эта зависимость немонотонна, имеет локальный максимум в области 2200 Å. Поскольку поглощение в синей части спектра сильнее, чем в красной, межзвездное поглощение приводит к *покраснению* источников света. В видимом диапазоне ($\lambda = 4000\text{--}8000$ Å) коэффициент поглощения приблизительно следует закону $1/\lambda$. Величина межзвездного поглощения, рассчитанная на единицу пути, изменяется в широких пределах и зависит от направления на источник. Наибольшее поглощение — в галактической плоскости, где сосредоточена большая

часть газо-пылевых комплексов. В окрестностях Солнца в плоскости Галактики оптическая толщина $\tau \simeq 1.5 - 2$ на 1 кпк расстояния, причем наибольший вклад в поглощение дают небольшие облака газа (6–10 облаков на 1 кпк). В направлениях на более плотные молекулярные облака оптическая толща может достигать нескольких десятков (т. н. «угольные мешки»). Поглощение уменьшается с удалением от плоскости Галактики, выходя на примерно постоянный уровень (несколько десятых долей зв. величины в полосах В или V) для галактических широт $|b| > 50^\circ$. Из наблюдений установлена связь между оптической толщой для поглощения в оптическом диапазоне (полоса V) и числом атомов нейтрального водорода N_H на луче зрения в столбе сечением 1 см^2 :

$$\tau_V \approx 5.2 \cdot 10^{-22} N_H. \quad (4.1)$$

Эта связь отражает хорошую перемешанность пыли и газа в межзвездной среде. При средней концентрации атомов межзвездной среды $\sim 1 \text{ см}^{-3}$ поглощение в оптике становится заметным, когда на луче зрения набирается $\sim 2 \cdot 10^{21}$ атомов/см², т. е. при прохождении расстояния около 1 кпк в плоскости галактического диска. Из-за крайней неоднородности межзвездной среды, однако, имеются «окна прозрачности», позволяющие «заглядывать» на гораздо большие расстояния.

В более коротковолновой далекой УФ и рентгеновской области спектра основное поглощение связано с нейтральным газом (водородом и другими химическими элементами). Основная причина поглощения жестких фотонов — фотоэффект (выбивание фотонами электронов, заполняющих различные оболочки в атомах). Если энергия упавшего фотона равна $h\nu$, он может выбить из атома электрон с энергией связи $E_I < h\nu$, а оставшаяся энергия переходит в кинетическую энергию выбитого электрона. Значения энергии, при которых $E_I = h\nu$, называются *пределами поглощения*, т. к. выброс электронов с этих уровней фотонами меньших энергий невозможен. При $h\nu > E_I$ сечение фотопоглощения с данного уровня быстро уменьшается: $\sigma \sim 1/(h\nu)^3$. Например, порог ионизации водорода 13.6 эВ соответствует длине волны фотона 912 Å, поэтому излучение с длиной волны короче 912 Å очень сильно поглощается в межзвездной среде. Эффективное сечение поглощения атомами межзвездной среды, обусловленное фотоионизацией, показано на рис. 4.2. Для возбужденных атомов (ионов) данного элемента сечение поглощения

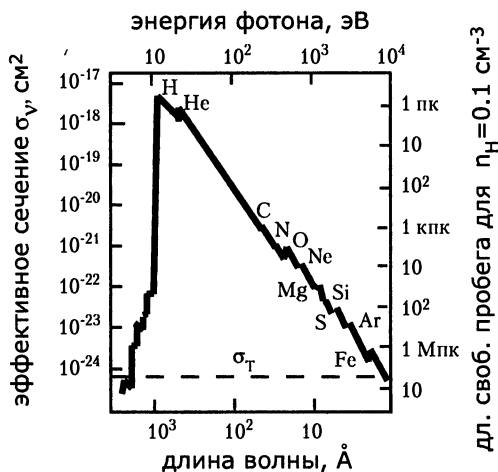


Рис. 4.2. Зависимость эффективного сечения непрерывного поглощения атомов межзвездного газа со стандартным химическим составом от длины волны ионизирующего излучения (левая шкала). Правая шкала — длина свободного пробега квантов с данной энергией для концентрации межзвездного газа $n_H = 0.1$ частиц в см^3 . Пунктиром показано томсоновское сечение рассеяния на свободных электронах, которое для фотонов с $h\nu \ll m_e c^2 \approx 511$ кэВ не зависит от энергии.

равно нулю, если энергия фотона ниже порога ионизации электрона с самого внутреннего K -уровня. На графике видны скачки поглощения на K -уровнях различных элементов вплоть до железа. При наблюдениях в рентгеновском диапазоне (0.1–100 кэВ) с низким спектральным разрешением K -скачки не поддаются разрешению, и связь оптической толщины в этом диапазоне с числом атомов водорода на луче зрения может быть описана приближенным соотношением

$$\tau_X \approx 2 \cdot 10^{-22} \left(\frac{h\nu}{13.6 \text{ эВ}} \right)^{-8/3} \int n_H dl. \quad (4.2)$$

Из-за сильного уменьшения сечения фотопоглощения с увеличением энергии кванта при $h\nu \geq 1$ МэВ оно не играет заметной роли.

Для жестких рентгеновских фотонов с энергией выше 10 кэВ и гамма-лучей при наличии свободных электронов в среде преобладающим становится комптоновское рассеяние (см. рис. 4.2). Сечение комптоновского рассеяния практически не зависит от энергии фо-

тона вплоть до энергий $h\nu \sim m_e c^2 \sim 511$ кэВ, где m_e — масса покоя электрона, и равно томсоновскому сечению рассеяния на свободном электроне $\sigma_T = 6.64 \cdot 10^{-25}$ см². Для более энергичных фотонов сечение комптоновского рассеяния уменьшается $\sigma_{KN} \sim \sigma_T / (h\nu)$ (формула Кляйна–Нишины). Фотоны высоких энергий взаимодействуют с электронами в атомах или ионах так же, как со свободными электронами, поэтому если в ионе имеется Z электронов, то полное сечение рассеяния для него равно $Z\sigma_{KN}$. Рассеяние на ядрах всегда в $(m_e/m_N)^2$ меньше и не играет заметной роли в разреженной межзвездной среде.

Для гамма-квантов с энергией $h\nu > 2m_e c^2 \approx 1$ МэВ определяющим процессом может оказаться рождение электрон–позитронных пар. Однако рождение пары из-за сохранения импульса невозможно в вакууме, оно происходит или в поле ядра, или в магнитном поле.

Прохождение жестких квантов и энергичных частиц через вещество часто характеризуют величиной проницаемости, обратной непрозрачности, $1/\kappa$ [г/см²] (фактически это длина свободного пробега кванта, умноженная на плотность среды). Для гамма-квантов высоких энергий (> 1 МэВ) проницаемость вещества примерно равна его проницаемости для заряженных частиц с той же самой энергией и численно составляет $\sim 2 - 10$ г/см². Из рисунка 4.2 видно, что вся Галактика прозрачна для квантов, начиная с мягкого рентгеновского диапазона ($\lambda < 10\text{Å}$, $h\nu > 1$ кэВ).

4.3. Физические особенности разреженной космической плазмы

4.3.1. Запрещенные линии

Отличительной характеристикой излучения, возникающего в оптически тонкой разреженной среде, является излучение атомов в *запрещенных линиях*. Запрещенные спектральные линии — это линии, образующиеся при переходах в атомах с метастабильных уровней, т. е. запрещенные правилами отбора для электрических дипольных переходов. Характерное время жизни атома в метастабильном состоянии — от 10^{-5} с до нескольких суток и более. При высоких концентрациях частиц ($n \sim 10^{19}$ см⁻³ в земной атмосфере, $n_e \sim 10^{16}$ см⁻³ в солнечной фотосфере) столкновения частиц (т. н. удары второго рода) снимают возбуждение атомов, и запрещенные линии не наблюдаются из-за крайней слабости.