

частоты пределов ионизации  $\nu_n$  здесь вчетверо больше, и предел ионизации из основного состояния находится на  $\lambda 227 \text{ \AA}$ . Этот предел — доминирующая деталь далекого ультрафиолетового спектра О-звезд, имеющих самые высокие температуры. У них гелий становится уже двукратно ионизованным. Предел ионизации с  $n = 2$  у He II совпадает с границей лаймановского континуума водорода. Пределы ионизации с более высоких уровней с *четными* квантовыми числами совпадают с пределами ионизации водорода из состояний с  $n = n(\text{He II})/2$ , а с уровнями с *нечетными* квантовыми числами расположены между пределами ионизации у водорода.

Для He II можно использовать водородные сечения, причем сечения связанно-свободного поглощения больше в  $Z^4$  раз, а свободно-свободного — в  $Z^2$  раз. При этом применимы водородные гаунтовские множители, если рассматривать их как функции  $\nu/\nu_n$ . He II влияет на спектр в видимой области только у звезд типа В0 и более горячих.

Наконец, гелий может служить источником свободно-свободного поглощения у холодных звезд. Сечения этого процесса даются в [593], [340].

---

*Упражнение 4.7.* Рассчитать сечения фотоионизации He I из четырех состояний с  $n = 2$ , пользуясь методом квантового дефекта, и сравнить эти результаты с указанными выше более точными значениями.

---

## 4.5. Сечения рассеяния в континууме

Как упоминалось в гл. 2, излучение континуума может не только поглощаться, но и рассеиваться. В первом случае фотоны исчезают, а их энергия — по крайней мере частично — пополняет собой тепловую энергию, содержащуюся в газе. В процессе же рассеяния фотон не исчезает, а только изменяет направление полета и, возможно, слегка смещается по частоте. В этом разделе будут приведены сечения двух наиболее важных процессов рассеяния.

### ТОМСОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ

Рассеяние света свободными электронами называют *томсоновским рассеянием*. Классическое выражение для сечения этого процесса можно получить непосредственно из формулы (4.32), если заметить, что для несвязанного электрона резонансная частота  $\omega_0$  и

параметр затухания равны нулю. Таким путем находим

$$\sigma_e = 8\pi e^4 / 3m^2c^4 = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2. \quad (4.127)$$

Отметим, что это сечение *не зависит от частоты*. Томсоновское сечение подтверждается квантовомеханическими расчетами в предельном случае фотонов низких энергий, т.е.  $h\nu \ll mc^2$ . Для фотонов высоких энергий ( $\lambda < 1 \text{ \AA}$ , рентгеновская область) следует пользоваться *формулой Клейна — Нишины* [293], § 22; [392], стр. 433, которая дает меньшее сечение. На практике при изучении звездных атмосфер отличием  $\sigma$  от  $\sigma_e$  можно пренебрегать (за исключением случая рентгеновских двойных).

При получении формулы (4.32) было выполнено усреднение по углам, и поэтому угловая зависимость коэффициента рассеяния выпала. На самом деле эта угловая зависимость дается дипольной индикатрисой, определяемой формулой (2.19). В применениях, связанных со звездными атмосферами, эту угловую зависимость почти всегда можно не принимать во внимание и считать, что рассеяние происходит изотропно. Мы пренебрегли также перераспределением по частотам в лабораторной системе отсчета, обусловленным доплеровскими смещениями из-за движения электронов. Они будут рассмотрены в гл. 13 (см. упражнения 13.5 и 13.6). В континууме упомянутое только что перераспределение по частотам можно не учитывать, но близ спектральной линии его учет может оказаться необходимым. Электронное рассеяние является одним из самых важных источников непрозрачности у горячих звезд (например, у O-звезд).

## РЭЛЕЕВСКОЕ РАССЕЯНИЕ

Термин *рэлеевское рассеяние* означает рассеяние излучения связанными системами, такими, как атомы или молекулы, на частотах, много меньших частот переходов, характерных для данной системы. Если и здесь воспользоваться формулой (4.32), то этот процесс можно описать, поставив в соответствие истинным переходам у рассеивателя эквивалентные классические осцилляторы с соответствующими силами осцилляторов  $f_{ij}$  и резонансными частотами  $\omega_{ij}$ , равными истинным частотам переходов. Тогда при  $\omega \ll \omega_{ij}$  формула (4.32) упрощается и дает

$$\begin{aligned} \sigma(\omega) &= (8\pi e^4 / 3m^2c^4) f_{ij} \omega^4 / (\omega_{ij}^2 - \omega^2)^2 = \\ &= \sigma_e f_{ij} \omega^4 / (\omega_{ij}^2 - \omega^2)^2. \end{aligned} \quad (4.128)$$

Вдали от резонансной частоты  $\sigma(\omega)$  изменяется как  $\omega^4$ , или как  $\lambda^{-4}$ , что приводит к сильной зависимости интенсивности рассеянного излучения от цвета. Общеизвестным примером этой зависимости служит голубой цвет неба, возникающий при рассеянии солнечного света молекулами воздуха.

Рэлеевское рассеяние может быть существенно в атмосферах звезд умеренных температур (спектральных типов G и K). В них большая часть водорода нейтральна и находится в основном состоянии. Резонансные частоты, соответствующие лаймановским линиям ( $1 - n$ ), лежат в далеком ультрафиолете, и фотоны видимой области взаимодействуют с этими переходами за счет механизма рэлеевского рассеяния. Макроскопический коэффициент рассеяния получается суммированием по всем линиям и умножением на концентрацию водорода в основном состоянии. Рэлеевское рассеяние на нейтральном водороде может быть основным источником непрозрачности при сравнительно низких температурах в области высоких частот (см. графики в [97] и [651]). Кроме того, у звезд с низким содержанием металлов (звезды населения II) число свободных электронов (поставляемых главным образом металлами) значительно уменьшено. Соответственно этому, уменьшается непрозрачность, обусловленная  $H^-$ , и поэтому роль рэлеевского рассеяния сильно возрастает. Аналогичным образом может рассеивать излучение и молекулярный водород  $H_2$ . Соответствующее сечение в расчете на 1 молекулу [189] сравнимо с сечением рассеяния на нейтральном водороде в расчете на 1 атом. При низких температурах (например, у M-звезд)  $H_2$  встречается гораздо чаще, чем атомарный H, и поэтому у них преобладает молекулярное рэлеевское рассеяние.

Следует отметить, что для рассеяния в континууме никакого аналога вынужденного излучения, имеющего место при процессах, сопровождающихся поглощением, учитывать не нужно. Поэтому в макроскопическом коэффициенте рассеяния нет поправочного множителя того типа, что фигурирует в выражениях (4.98) и (4.99) и учитывает вынужденное излучение.