Если мы подставим в (3.65) выражение (3.55), то придем к формуле, позволяющей вычислить функцию $q(\tau)$ по известным значениям функции $\varphi(\mu)$.

§ 4. Локальное термодинамическое равновесие

1. Поле излучения при термодинамическом равновесии. Как увидим дальше, в теории фотосфер широко используются формулы, описывающие состояние термодинамического равновесия. Поэтому мы должны привести некоторые из этих формул. Особый интерес представляет для нас вопрос о поле излучения при термодинамическом равновесии.

Как известно, термодинамическое равновесие осуществляется в полости, стенки которой нагреты до некоторой постоянной температуры T. Состояние термодинамического равновесия характеризуется тем, что каждый процесс уравновешивается противоположным ему процессом (в этом состоит «принцип детального равновесия»).

Отсюда, в частности, следует, что интенсивность излучения при термодинамическом равновесии не зависит ни от места, ни от направления. Если бы это было не так, то совершался бы переход энергии из одного места в другое в некоторых направлениях.

Очевидно также, что интенсивность излучения при термодинамическом равновесии не зависит от индивидуальных свойств полости. Для уяснения этого достаточно допустить, что имеются две полости с одинаковыми температурами, но с разными значениями интенсивности излучения частоты ν. Тогда при соединении этих полостей начался бы переход энергии из одной полости в другую, в противоречии со вторым началом термодинамики.

Таким образом, интенсивность излучения при термодинамическом равновесии зависит только от частоты и температуры. Мы обозначим эту интенсивность через $B_\nu(T)$.

Применим к рассматриваемому случаю уравнение переноса излучения (1.11). Так как в данном случае $dI_\nu/ds=0$, то из (1.11) следует

$$\frac{\varepsilon_\nu}{\alpha_\nu}=B_\nu(T). \tag{4.1}$$

Формулой (4.1) выражается закон Кирхгофа: при термодинамическом равновесии отношение коэффициента излучения к коэффициенту поглощения равно интенсивности излучения, являющейся универсальной функцией от частоты и температуры.

Выражение для интенсивности излучения при термодинамическом равновесии впервые было найдено Планком. Формула

Планка имеет вид

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \tag{4.2}$$

где h — постоянная Планка и k — постоянная Больцмана.

Как уже сказано, интенсивность излучения при термодинамическом равновесии не зависит от направления, т. е. излучение является изотропным. В этом случае, как следует из формулы (1.3), плотность излучения равна

$$\rho_\nu(T) = \frac{4\pi}{c} B_\nu(T). \tag{4.3}$$

Поэтому при термодинамическом равновесии для плотности излучения $\rho_\nu(T)$ получаем

$$\rho_\nu(T) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \tag{4.4}$$

Поток излучения при термодинамическом излучении, очевидно, равен нулю. Однако поток излучения, выходящего из упомянутой полости через малое отверстие, отличен от нуля. Для нахождения этого потока надо воспользоваться формулой (1.4) и принять во внимание, что интенсивность выходящего из полости излучения не зависит от направления, а излучение, входящее в полость, отсутствует. В результате для потока излучения $H_\nu(T)$ в этом случае получаем

$$H_\nu(T) = \pi B_\nu(T). \tag{4.5}$$

Заметим, что если излучение попадает в полость через малое отверстие, то оно в ней практически полностью поглощается. Можно сказать, что в этом случае мы имеем дело с абсолютно черным телом. Поэтому величина $B_\nu(T)$ называется часто интенсивностью излучения абсолютно черного тела.

Проинтегрировав выражение (4.4) по всем частотам, мы получаем полную плотность излучения при термодинамическом равновесии:

$$\rho(T) = \int_0^\infty \rho_\nu(T)\, d\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \int_0^\infty \frac{\nu^3\, d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \tag{4.6}$$

или

$$\rho(T) = aT^4, \tag{4.7}$$

где

$$a = \frac{8\pi^5 k^4}{15 c^3 h^3}. \tag{4.8}$$

Формула (4.7) выражает закон Стефана — Больцмана. Величина a называется постоянной Стефана.

Интегрируя по всем частотам выражение (4.2), находим полную интенсивность излучения абсолютно черного тела

$$B(T)=\frac{ac}{4\pi}T^4. \tag{4.9}$$

Из (4.5) и (4.9) следует, что полный поток излучения, выходящего из абсолютно черного тела, равен

$$H(T)=\sigma T^4, \tag{4.10}$$

где

$$\sigma=\frac{ac}{4}. \tag{4.11}$$

2. Предположение о локальном термодинамическом равновесии звездной фотосферы. Поле излучения в фотосфере сильно отличается от поля излучения при термодинамическом равновесии. Это видно уже из того, что интенсивность излучения в фотосфере зависит от глубины и от направления. Поэтому не может быть и речи о наличии термодинамического равновесия в фотосфере в целом.

Даже условия в элементарном объеме фотосферы очень далеки от условий термодинамического равновесия (хотя бы вследствие неизотропности падающего на объем излучения). Однако излучение, поглощаемое элементарным объемом, в сильной степени им перерабатывается. Как известно, такая переработка идет в направлении установления термодинамического равновесия. Поэтому можно предположить, что в каждом месте фотосферы коэффициент излучения ε_ν связан с коэффициентом поглощения α_ν таким же соотношением, как и при термодинамическом равновесии с некоторой температурой T, характерной для данного места. При этом температура определяется из того условия, что полное количество энергии, излучаемое элементарным объемом, равно полному количеству энергии, поглощаемому этим объемом, т. е. из условия лучистого равновесия.

Указанное предположение называется предположением о локальном термодинамическом равновесии звездной фотосферы. Несомненно, что оно выполняется с большой точностью в глубоких слоях фотосферы. Вопрос же о том, в какой мере это предположение выполняется в поверхностных слоях звезды, довольно труден для теоретического рассмотрения. Некоторые заключения по этому вопросу могут быть сделаны на основе сравнения теории с наблюдениями (см. § 6).

Предположение о локальном термодинамическом равновесии означает, что в звездной фотосфере отношение коэффициента излу-

чения к коэффициенту поглощения дается формулами (4.1) и (4.2), т. е.

$$\frac{\varepsilon_\nu}{\alpha_\nu}=\frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1}. \tag{4.12}$$

Формула (4.12) принадлежит к числу основных соотношений теории фотосфер (вместе с уравнением переноса излучения и уравнением лучистого равновесия).

Принятие предположения о локальном термодинамическом равновесии сильно упрощает теорию фотосфер. Без такого предположения расчет поля излучения в фотосфере для разных частот был бы чрезвычайно трудным.

Как и раньше, мы сейчас допустим, что коэффициент поглощения не зависит от частоты. В этом случае зависимость температуры от оптической глубины получается в явном виде и расчет поля излучения в фотосфере для разных частот выполняется совсем легко.

Если коэффициент поглощения не зависит от частоты, то формула (4.12) принимает вид

$$\varepsilon_\nu=\alpha\frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1}. \tag{4.13}$$

Интегрируя (4.13) по всем частотам, получаем

$$\varepsilon=\alpha\frac{ac}{4\pi}T^4, \tag{4.14}$$

где принято во внимание (4.9). Как и в § 2, обозначим $\varepsilon=\alpha S$. Величина S была найдена в теории лучистого равновесия как функция от оптической глубины τ. Поэтому имеем

$$S(\tau)=\frac{ac}{4\pi}T^4. \tag{4.15}$$

Этой формулой и дается связь температуры с оптической глубиной.

Если величина $S(\tau)$ найдена в приближении Эддингтона, то она определяется формулой (2.33). В этом случае получаем

$$\frac{ac}{4}T^4=\pi F\left(\frac{1}{2}+\frac{3}{4}\tau\right). \tag{4.16}$$

Взяв для $S(\tau)$ точное выражение, даваемое формулой (2.50), находим

$$\frac{ac}{4}T^4=\pi F\frac{3}{4}[\tau+q(\tau)]. \tag{4.17}$$

Входящая в формулы (4.16) и (4.17) величина πF есть полный поток излучения в фотосфере. Его удобно представить как полный

поток излучения абсолютно черного тела некоторой температуры T_e, т. е., основываясь на формуле (4.10), положить

$$\pi F = \sigma T_e^4, \tag{4.18}$$

где $\sigma = ac/4$. Температура T_e называется эффективной температурой звезды. Со светимостью звезды L и ее радиусом R она связана соотношением

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4. \tag{4.19}$$

Подстановка (4.18) в формулы (4.16) и (4.17) дает

$$T^4 = T_e^4 \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4}\tau\right), \tag{4.20}$$

$$T^4 = T_e^4 \frac{3}{4} [\tau + q(\tau)]. \tag{4.21}$$

Полагая в полученных формулах $\tau = 0$, мы можем определить поверхностную температуру T_0. В приближении Эддингтона находим

$$T_0 = \frac{1}{\sqrt[4]{2}} T_e = 0{,}841 T_e. \tag{4.22}$$

Точная связь между T_0 и T_e такова:

$$T_0 = \left(\frac{\sqrt{3}}{4}\right)^{1/4} T_e = 0{,}811 T_e. \tag{4.23}$$

Положив в тех же формулах $T = T_e$, мы находим оптическую глубину, соответствующую эффективной температуре звезды. Она получается равной $\tau = {}^2/_3$ по формуле (4.20) и $\tau = 0{,}64$ по формуле (4.21).

3. Излучение, выходящее из фотосферы. Чтобы определить поле излучения в фотосфере для разных частот, мы должны воспользоваться уравнением переноса излучения

$$\cos\vartheta \frac{dI_\nu}{dr} = -\alpha_\nu I_\nu + \varepsilon_\nu. \tag{4.24}$$

Полагая здесь

$$\frac{\varepsilon_\nu}{\alpha_\nu} = S_\nu \tag{4.25}$$

и вводя оптическую глубину в фотосфере в частоте ν

$$\tau_\nu = \int_r^\infty \alpha_\nu \, dr, \tag{4.26}$$

вместо (4.24) получаем

$$\cos\vartheta \frac{dI_\nu(\tau_\nu, \vartheta)}{d\tau_\nu} = I_\nu(\tau_\nu, \vartheta) - S_\nu(\tau_\nu). \tag{4.27}$$

Интегрируя уравнение (4.27), можно найти интенсивность излучения на разных оптических глубинах. Для нас наибольший интерес представляет интенсивность излучения, выходящего из звезды, т. е. величина $I_\nu(0, \vartheta)$. Эта величина равна

$$I_\nu(0, \vartheta) = \int_0^\infty S_\nu(\tau_\nu)\, e^{-\tau_\nu \sec\vartheta} \sec\vartheta\, d\tau_\nu. \tag{4.28}$$

Формула (4.28) есть простое следствие уравнения переноса излучения. Воспользуемся теперь предположением о локальном термодинамическом равновесии. Сравнивая между собой формулы (4.25) и (4.1), мы видим, что при этом предположении

$$S_\nu(\tau_\nu) = B_\nu(T), \tag{4.29}$$

где $B_\nu(T)$ — интенсивность излучения абсолютно черного тела, даваемая формулой (4.2). Поэтому в случае локального термодинамического равновесия вместо (4.28) получаем

$$I_\nu(0, \vartheta) = \int_0^\infty B_\nu(T)\, e^{-\tau_\nu \sec\vartheta} \sec\vartheta\, d\tau_\nu, \tag{4.30}$$

или

$$I_\nu(0, \vartheta) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \int_0^\infty \frac{e^{-\tau_\nu \sec\vartheta} \sec\vartheta\, d\tau_\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \tag{4.31}$$

Формула (4.31) дает интенсивность излучения частоты ν, выходящего из звезды под углом ϑ к радиусу-вектору. Вместе с тем она дает яркость диска звезды в частоте ν на угловом расстоянии ϑ от центра диска (см. § 2).

Величина $I_\nu(0, \vartheta)$ может быть найдена из наблюдений Солнца и затменных переменных. Из наблюдений других звезд получается лишь величина, пропорциональная потоку излучения H_ν с поверхности звезды. Точнее говоря, эти наблюдения дают освещенность от звезды, равную

$$\mathscr{E}_\nu = \frac{L_\nu}{4\pi r^2}, \tag{4.32}$$

где L_ν — светимость звезды в частоте ν и r — расстояние от звезды до наблюдателя. Но

$$L_\nu = 4\pi R^2 H_\nu, \tag{4.33}$$

где R — радиус звезды. Поэтому имеем

$$\mathscr{E}_\nu = \left(\frac{R}{r}\right)^2 H_\nu. \tag{4.34}$$

Таким образом, поток излучения H_ν характеризует относительное распределение энергии в спектре звезды.

Поток излучения H_ν определяется формулой

$$H_\nu = 2\pi \int_0^{\pi/2} I_\nu(0, \vartheta) \cos\vartheta \sin\vartheta \, d\vartheta, \tag{4.35}$$

вытекающей из (1.5). Подставляя в (4.35) выражение (4.28) и меняя порядок интегрирования, находим

$$H_\nu = 2\pi \int_0^\infty S_\nu(\tau_\nu) E_2\tau_\nu \, d\tau_\nu, \tag{4.36}$$

где $E_2\tau_\nu$ — вторая интегральная показательная функция [сравните с формулой (2.50)].

При предположении о локальном термодинамическом равновесии в фотосфере, из (4.36) следует

$$H_\nu = 2\pi \int_0^\infty B_\nu(T) E_2\tau_\nu \, d\tau_\nu, \tag{4.37}$$

или

$$H_\nu = \frac{4\pi h\nu^3}{c^2} \int_0^\infty \frac{E_2\tau_\nu \, d\tau_\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \tag{4.38}$$

Формулы (4.31) и (4.38) справедливы при любой зависимости коэффициента поглощения от частоты. Однако чтобы воспользоваться этими формулами, необходимо знать связь между величинами T и τ_ν. В дальнейшем мы займемся установлением такой связи при произвольном коэффициенте поглощения α_ν. Сейчас же, как и раньше, допустим, что коэффициент поглощения не зависит от частоты. В этом случае $\tau_\nu = \tau$, а связь между T и τ дается формулой (4.21) [или приближенной формулой (4.20)].

В указанном случае вместо формул (4.31) и (4.38) получаем

$$I_\nu(0, \vartheta) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \int_0^\infty \frac{e^{-\tau \sec\vartheta} \sec\vartheta \, d\tau}{e^{\frac{h\nu}{kT_e}\left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4}\tau\right)^{-\frac{1}{4}}} - 1} \tag{4.39}$$

и

$$H_\nu = \frac{4\pi h\nu^3}{c^2} \int_0^\infty \frac{E_2\tau \, d\tau}{e^{\frac{h\nu}{kT_e}\left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4}\tau\right)^{-\frac{1}{4}}} - 1}, \tag{4.40}$$

где использована формула (4.20).

Вычисления показывают, что распределение энергии в непрерывном спектре звезды, даваемое формулой (4.40), не сильно отли-

чается от планковского распределения при температуре, равной эффективной температуре звезды, т. е.

$$H_\nu \simeq \pi \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT_e}} - 1}. \tag{4.41}$$

Только в далекой ультрафиолетовой области спектра имеется значительный избыток излучения по сравнению с планковским, причем он растет с увеличением частоты ν.

Однако наблюдаемое распределение энергии в спектрах звезд не согласуется с теоретическим распределением, даваемым формулой (4.40). При этом для звезд разных спектральных классов расхождения между наблюдениями и теорией различны. Например, расхождения не очень велики для видимой части спектра Солнца, но очень велики для видимой части спектров звезд классов A и B. Объясняется это тем, что формула (4.40) написана при предположении о независимости коэффициента поглощения от частоты. Очевидно, что влияние зависимости коэффициента поглощения от частоты на распределение энергии в спектре звезды должно быть очень существенным.

Вопрос о зависимости коэффициента поглощения от частоты и о влиянии этой зависимости на вид спектра звезды будет подробно рассмотрен в двух следующих параграфах. Сейчас же мы попытаемся определить некоторые характеристики звездной фотосферы, сохраняя допущение о независимости коэффициента поглощения от частоты. Полученные ниже результаты можно применять в качестве приближения к реальным фотосферам, если пользоваться некоторым средним коэффициентом поглощения (т. е. коэффициентом поглощения, усредненным по частоте).

4. Зависимость температуры и плотности от глубины. Ранее была найдена зависимость температуры от оптической глубины в фотосфере. При этом были сделаны предположения о лучистом равновесии и локальном термодинамическом равновесии. Теперь мы найдем зависимость температуры и плотности от геометрической глубины в фотосфере. Для этого нам придется сделать еще одно предположение — о механическом равновесии фотосферы. Очевидно, что справедливость этого предположения для подавляющего большинства звезд не вызывает сомнений (кроме звезд типа Вольфа — Райе, новых и подобных им звезд, которых мы сейчас рассматривать не будем).

Будем считать, что каждый элемент объема в фотосфере находится в равновесии под действием двух сил: силы тяготения и силы газового давления (световым давлением пока пренебрегаем). Приравнивая эти силы друг другу, получаем уравнение гидростатического равновесия

$$dp = -g\rho\, dr, \tag{4.42}$$

где p — давление, ρ — плотность и g — ускорение силы тяжести в фотосфере.

Очевидно, что газ в фотосфере можно считать идеальным. Поэтому к уравнению (4.42) добавим еще уравнение состояния идеального газа:

$$p = \frac{R^*}{\mu} \rho T, \tag{4.43}$$

где μ — средний молекулярный вес и R^* — газовая постоянная.

Считая, что μ не меняется в фотосфере, из (4.42) и (4.43) находим

$$\frac{R^*}{\mu} d(\rho T) = -g\rho\, dr. \tag{4.44}$$

Воспользуемся также полученной выше связью между температурой T и оптической глубиной τ. Приближенная связь между этими величинами дается формулой (4.20), из которой следует

$$dT^4 = -\frac{3}{4} T_e^4 \alpha\, dr. \tag{4.45}$$

Здесь под α, как уже сказано, может пониматься средний коэффициент поглощения.

Из двух последних уравнений можно найти ρ и T в виде функций от r. Но для этого надо задать зависимость α от ρ и T. Мы положим $\alpha = \varkappa\rho$ и будем сначала считать, что $\varkappa = \text{const}$. Тогда из уравнений (4.44) и (4.45) получаем

$$d(\rho T) = \frac{4}{3} \frac{g\mu}{\varkappa R^*} \frac{dT^4}{T_e^4}, \tag{4.46}$$

или, после интегрирования,

$$\rho = \frac{4}{3} \frac{g\mu}{\varkappa R^*} \frac{T^4 - T_0^4}{T_e^4 T}, \tag{4.47}$$

где T_0 — поверхностная температура звезды.

В глубоких слоях фотосферы, где $T^4 \gg T_0^4$, плотность оказывается связанной с температурой соотношением

$$\rho = \frac{4}{3} \frac{g\mu}{\varkappa R^*} \frac{T^3}{T_e^4}. \tag{4.48}$$

Подставляя (4.48) в (4.44), находим следующую формулу для градиента температуры:

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{g\mu}{4R^*}. \tag{4.49}$$

Уравнения (4.44) и (4.45) могут быть легко решены и при более общих предположениях относительно α. Допустим, например, что

$$\alpha \sim \frac{\rho^2}{T^s}, \tag{4.50}$$

где s — некоторый параметр (такая формула для α, как увидим в § 5, действительно встречается). Тогда вместо (4.48) и (4.49) получаем

$$\rho \sim T^{\frac{s+3}{2}} \tag{4.51}$$

и

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{2}{s+5}\frac{g\mu}{R^*}. \tag{4.52}$$

Применим полученные выше формулы к фотосфере Солнца. Полагая в формуле (4.49) $g=2{,}7\cdot10^4$, $\mu=1$, $R^*=8{,}3\cdot10^7$, находим: $dT/dr=-10^{-4}$ кельвинов/см. Следовательно, при углублении в фотосферу Солнца на 1 км температура возрастает на 10 кельвинов.

Из полученных формул можно также найти величину $|dr/d\tau|$, т. е. геометрическую толщину слоя единичной оптической толщины. Подставляя в формулу $d\tau=-\varkappa\rho\, dr$ выражение (4.48), находим

$$\frac{dr}{d\tau} = -\frac{3}{4}\frac{R^*T_e}{g\mu T^3}. \tag{4.53}$$

Если мы положим здесь $T=T_e$, то величина $|dr/d\tau|$ будет характеризовать собой толщину фотосферы. В случае Солнца толщина фотосферы оказывается порядка 100 км. Так как радиус Солнца равен 700 000 км, то мы убеждаемся в том, что толщина фотосферы гораздо меньше радиуса. Этим результатом мы уже пользовались раньше, считая фотосферные слои плоскопараллельными.

5. Световое давление в фотосфере. При рассмотрении механического равновесия фотосферы мы не приняли во внимание световое давление. Оценим теперь роль светового давления в фотосфере, найдя отношение светового давления к газовому. Для этого получим сначала общие формулы, определяющие силу светового давления. В дальнейшем эти формулы нам понадобятся для применения не только к фотосфере, но и к другим объектам.

Как известно, каждый фотон обладает количеством движения, равным $h\nu/c$. Если фотон поглощается атомом, то атом получает количество движения $h\nu/c$ в направлении движения фотона. Этим и вызывается давление излучения на атомы.

Возьмем элементарный объем с площадью основания $d\sigma$ и толщиной dr. Допустим, что на объем падает излучение со всех сторон, и найдем силу светового давления, действующую на объем в направлении нормали к основанию. Рассмотрим сперва излучение, падающее на объем под углом ϑ к нормали внутри телесного угла

$d\omega$ в интервале частот от ν до $\nu+d\nu$ в течение промежутка времени dt. Если интенсивность излучения есть I_ν, то количество энергии, падающее на объем, будет равно $I_\nu\, d\sigma \cos\vartheta\, d\omega\, d\nu\, dt$. Однако не вся эта энергия производит давление на объем, а только часть ее, поглощаемая объемом. Так как путь фотонов в объеме равен $dr \sec\vartheta$, то количество поглощаемой объемом энергии равно $\alpha_\nu I_\nu d\sigma\, dr\, d\omega\, d\nu\, dt$. Чтобы найти количество движения, получаемое объемом в направлении нормали к основанию, надо эту энергию умножить на $\cos\vartheta/c$. Следовательно, указанное количество движения будет равно

$$\frac{\cos\vartheta}{c}\alpha_\nu I_\nu\, d\sigma\, dr\, d\omega\, d\nu\, dt.$$

Интегрируя это выражение по всем частотам и по всем направлениям, получаем полное количество движения, приобретаемое объемом за время dt. Оно равно

$$\frac{1}{c}d\sigma\, dr\, dt \int \alpha_\nu\, d\nu \int I_\nu \cos\vartheta\, d\omega,$$

или

$$\frac{1}{c}d\sigma\, dr\, dt \int \alpha_\nu H_\nu\, d\nu. \tag{4.54}$$

Обозначим через

$$f_r\, d\sigma\, dr\, dt \tag{4.55}$$

импульс силы светового давления, действующей на объем $d\sigma\, dr$ за время dt. Из основного закона механики следует, что два последние выражения должны быть равны друг другу. Поэтому получаем

$$f_r = \frac{1}{c}\int \alpha_\nu H_\nu\, d\nu. \tag{4.56}$$

Этой формулой дается сила светового давления, действующая на единицу объема.

Силу, действующую на элементарный объем, можно также представить как разность давлений на основания объема. Обозначая через p_r световое давление, мы можем записать эту силу в виде

$$-dp_r\, d\sigma\, dt. \tag{4.57}$$

Приравнивая друг другу выражения (4.54) и (4.57), находим

$$\frac{dp_r}{dr} = -\frac{1}{c}\int \alpha_\nu H_\nu\, d\nu. \tag{4.58}$$

Применим последнюю формулу к звездной фотосфере. Считая, как и раньше, что коэффициент поглощения не зависит от частоты, вместо (4.58) получаем

$$dp_r = -\frac{1}{c} H\alpha\, dr, \tag{4.59}$$

или, пользуясь (4.18),

$$dp_r = -\frac{a}{4} T_e^4 \alpha \, dr. \tag{4.60}$$

Сравнение (4.60) с (4.45) дает

$$p_r = \frac{1}{3} a T^4. \tag{4.61}$$

Итак, в рассматриваемом случае для светового давления получается такое же выражение, как и при термодинамическом равновесии.

Выше мы считали, что фотосфера находится в равновесии под действием тяготения и газового давления, и поэтому в уравнении (4.42) под p понималось только газовое давление. Будем теперь понимать под p сумму газового давления p_g и светового давления p_r. Тогда уравнение (4.42) запишется в виде

$$d(p_g + p_r) = -g\rho \, dr. \tag{4.62}$$

Пользуясь уравнениями (4.62) и (4.45), а также выражением (4.43) для газового давления и выражением (4.61) для светового давления, можно получить, как и выше, распределение температуры и плотности в фотосфере. Однако мы не будем делать этого, а найдем лишь отношение светового давления p_r к полному давлению $p = p_g + p_r$. Разделив (4.59) на (4.42) и положив $\alpha = \varkappa\rho$, получаем

$$\frac{dp_r}{d(p_g + p_r)} = \frac{\varkappa H}{gc}. \tag{4.63}$$

Полный поток излучения H постоянен в фотосфере. Мы примем, что и $\varkappa = \text{const}$. В этом случае интегрирование дает

$$p_r - p_r^0 = \frac{\varkappa H}{cg}(p_g + p_r - p_r^0), \tag{4.64}$$

где p_r^0 — световое давление на поверхности звезды. Отсюда для глубоких слоев фотосферы следует

$$\frac{p_r}{p} = \frac{\varkappa H}{gc}. \tag{4.65}$$

Для вычислений по формуле (4.65) надо знать величину $\varkappa$ (т. е. средний коэффициент поглощения, рассчитанный на единицу массы). Для этого могут быть использованы формулы, приведенные в следующем параграфе. Вычисления показывают, что для звезд типа Солнца величина p_r/p — порядка нескольких тысячных, а для звезд более поздних спектральных классов главной последовательности она еще меньше. Следовательно, для этих звезд световым давлением можно пренебречь по сравнению с газовым. Однако роль светового давления растет с увеличением эффективной температуры звезды, и для горячих сверхгигантов отношение светового давления к газовому — порядка единицы.