

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ О НАХОЖДЕНИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ В СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ

Рассмотрим атмосферу, состоящую из плоскопараллельных слоёв, расположенных по нормали к направлению силы тяжести (оси z). Пусть атмосфера находится в состоянии макроскопического механического равновесия, тогда одно из уравнений имеет вид:

$$\frac{dp}{dz} = -g\rho = -g(p_G + p_R), \quad (1)$$

ρ - плотность, p - полное давление, p_G - газовое давление, p_R - световое давление, g - локальное ускорение свободного падения, z - геометрическая глубина. Пусть атмосфера также находится в состоянии локального термодинамического равновесия (ЛТР), тогда второе уравнение, связывающее температуру с глубиной, будет: $T = T_e f(\tau)$, где эффективная температура T_e связана с потоком πF соотношением $\pi F = \sigma_R T_e^4$, σ_R - постоянная Стефана-Больцмана, τ - оптическая глубина.

Связь между геометрической и оптической глубинами определяется соотношением

$$\frac{d\tau}{dz} = -\bar{\kappa}\rho, \text{ где } \bar{\kappa} = \bar{\kappa}(T, p_G, A_i) = \langle \kappa_v \rangle. \quad (2); \quad (2) \& (1): \frac{d}{d\tau}(p_G + p_R) = \frac{g}{\bar{\kappa}}. \quad (3),$$

где κ_v - монохроматический коэффициент поглощения на единицу массы, ν - частота. Было показано [6,7], что $p_R = p_R(\bar{\kappa}, T)$, следовательно, интегрируя (3) с граничным условием $p = 0$, $\tau = 0$ находим $p = p(\tau)$. Добавив к написанным уравнениям уравнение состояния среды, находим $\rho = \rho(\tau)$. В качестве последнего всегда можно взять уравнение состояния идеального газа $p_G = \frac{k}{\mu_A H} \rho T$, где H - масса атома водорода, k - постоянная Больцмана, $\mu_A = \mu_A(\tau)$ - средний атомный вес частиц. Из (2) находим $z = z(\tau)$.

Лучистое равновесие

Рассмотрим стационарную атмосферу с постоянным химическим составом и пренебрежимо малой кривизной слоёв. Осесимметричное поле излучения будем описывать спектральной интенсивностью излучения $I_v = I_v(z, \mu)$, где $\mu = \cos(\gamma)$, γ - угол между рассматриваемым направлением и внешней нормалью.

Баланс лучевой энергии в элементарном цилиндре высотой $ds = dz/\mu$, направленном вдоль луча с интенсивностью $I_v(z, \mu)$ описывается уравнением переноса

$$\mu \frac{dI_v}{dz} = -\kappa_v \rho I_v(z, \mu) + \rho \varepsilon_v.$$

Пусть $\tau = \int_z^\infty \bar{\kappa} \rho dz$ и $\mathfrak{I}_v(z) = \frac{\varepsilon_v(z)}{\kappa_v(z)}$ - функция источника, ε_v - монохроматический

коэффициент спонтанного излучения на ед. массы. В безразмерных переменных (τ, μ) уравнение переноса примет вид:

$$\mu \frac{dI_v}{d\tau} = \eta'_v [I_v - \mathfrak{I}_v], \text{ где } \eta'_v := \frac{d}{d\tau} \eta_v(\tau) = \frac{\kappa_v}{\bar{\kappa}}.$$

В рамках предположения о ЛТР в качестве функции источника можно использовать интенсивность излучения чёрного тела

$$\mathfrak{I}_v = B_v(T) = \frac{2\pi\nu^3}{c^2} \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right]^{-1}.$$

Непрерывное поглощение нейтральным водородом.

Для атомарной среды макроскопический спектральный коэффициент поглощения может быть записан в виде суммы атомных коэффициентов поглощения с соответствующими статистическими весами: $\kappa_v = \frac{n_0}{\rho} \sum_n \alpha_v^n \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_n}{kT}\right) \right]$,

n_0 - полная концентрация частиц, h - постоянная Планка.

Квантовомеханические расчёты в рамках нестационарной теории возмущений для водородоподобного атома с номером Z дают [7, 9] следующее выражение

$$\alpha_v^n(H) = \frac{64\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{me^{10}}{ch^6} \frac{Z^4}{n^5 \nu^3} g_v(n), \nu > \nu_n,$$

где $g_v(n)$ - множитель Гаунта. С учётом вклада от возникающей в результате наложения возмущения (внешнего электромагнитного поля) непрерывной части спектра можно написать данное выражение в следующем виде

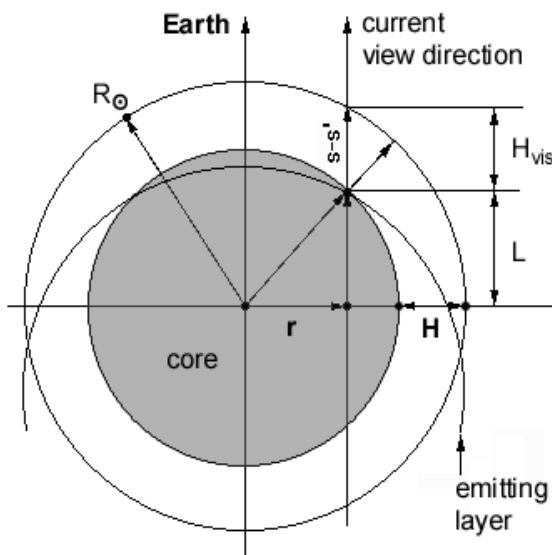
$$\alpha_v^n(H) = F \frac{D}{\alpha^3}, \text{ где } \alpha = \frac{h\nu}{kT}, F = \frac{64\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{me^{10}}{ch^6} \frac{Z^4}{n^5 \nu^3} e^{-\alpha_1}, D = \sum_{\alpha_n < \alpha} \frac{e^{\alpha_n}}{n^3} + \frac{1}{2\alpha_1} e^{\alpha_5}. \quad (5)$$

В данной работе мы будем учитывать поглощение лишь водородной компонентой.

НЕКОТОРЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ В СТАЦИОНАРНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Геометрическая модель тонкого излучающего слоя

Все видимое излучение Солнца испускается на определённой глубине H_{VIS} ; по известным зависимостям $T(l)$ и $B(T)$ (радиальное распределение температуры и функция источника) можно построить функцию интенсивности выходящего излучения:



Радиальный срез Солнца – иллюстрация к описанию геометрических моделей атмосферы.

$$I(r, H) = \frac{B\left(T\left(1 - \sqrt{1 + H_{VIS}^2 - 2H_{VIS}\sqrt{1 + r^2}}\right)\right)}{B(T(H_{VIS}))}. \quad (6)$$

Модель излучающего слоя конечной толщины

В данном случае величина болометрической интенсивности, нормированная на единицу, определяется интегрированием по отрезку луча зрения $s - s'$ и дается выражением:

$$I(r, H) = \frac{\int_0^H B(T(h(l, r))) \alpha(T(h(l, r))) dl}{\int_0^H B(T(l)) \alpha(l) dl}, \quad (7)$$

где H - предельная оптическая глубина, α - интегральный коэффициент поглощения среды, $h(l, r) = 1 - \sqrt{1 + l^2 - 2l\sqrt{1 + r^2}}$.

В предположении о равновесном характере происходящих процессов $B(T) \sim T^4$. Возможность такого рассмотрения можно обосновать, вычислив отношение потока излучения к среднему количеству ионизаций в некотором объёме среды. Для Солнца отличие величины C от единицы пренебрежимо мало [7].