

Об эффекте отражения в спектральных линиях
Л. Томасон, И. Пустыльник

Исследуется влияние излучения в лаймановском континууме главного компонента на физические условия в атмосфере холодного спутника в тесной двойной системе. Составляются и решаются уравнения статистического равновесия для подобной звезды в приближении, при котором атом водорода рассматривается имеющим три дискретных уровня и континуум. Поле излучения в непрерывном спектре с учетом анизотропии и дилуции излучения горячей звезды считается известным (Пустыльник, Томасон, 1973). Найдены значения безразмерных мензеловских множителей b_1, b_2, b_3 для различных значений эффективных температур компонентов T_{ef1}, T_{ef2} , фактора дилуции излучения W , электронной плотности n_e и температуры T_e (см. табл. 1–5). Показано, что электронная температура T_e заметно выше температуры, характеризующей плотность излучения в бальмеровском и пашеновском континуумах. Вследствие высокой электронной температуры рекомбинации становятся доминирующим процессом и нижние энергетические уровни оказываются заметно перенаселенными.

On the Reflection Effect in Spectral Lines
by L. Toomasson, I. Pustyl'nik

The influence of the Lyman continuum radiation of a primary star on physical conditions governing in an atmosphere of a cool companion in a close binary system is investigated. Equations of statistical equilibrium are formulated and solved for an idealized hydrogen atom consisting of three discrete energy levels and continuum. Radiation field in continuum is assumed to be known (Pustyl'nik and Toomasson, 1973) with anisotropy and dilution of irradiation being taken into account. The values of the Menzel's dimensionless factors b_1, b_2, b_3 are evaluated for some combinations of the effective temperatures T_{ef1}, T_{ef2} of the component stars, the dilution factor W of incoming radiation of a hot star, electron density n_e and electron temperature T_e .

It is shown that the electron temperature is appreciably higher than the temperature describing the density of radiation in Balmer and Paschen continua. Due to the high electron temperature recombinations dominate and lower energy levels become appreciably overpopulated.

Проблема эффекта отражения для тесных двойных звезд обычно понимается как задача нахождения изменений в характеристиках непрерывного спектра спутника, освещаемого извне мощным потоком излучения главного компонента. Однако, на наш взгляд не меньший интерес представляет и мало изученная проблема эффекта отражения в линиях, в особенности для тесных спектрально-двойных звезд. В тесных системах с большим эффектом отражения кривые лучевых скоростей зависят не только от величины скорости орбитального обращения, но также и от осевого вращения. Это связано с тем, что эффект отражения приводит к заметной асимметрии в распределении яркости по видимой части поверхности звезды и, как следствие этого, к несовпадению видимого центра по яркости с центром тяжести. Влияние этого эффекта на спектральные элементы орбиты для двойной системы 57 Суг и в первую очередь на точность определения масс компонентов исследовали Баттен (1957) и позднее Овенден (1963). Что же касается эффекта отражения в линиях, т. е. образования линейчатого спектра в атмосфере спутника под воздействием излучения главной звезды, то эта задача до сих пор не рассматривалась. Она представляет, по-видимому, наибольший интерес в случае достаточно тесных спектральных пар, в которые входят яркая звезда раннего спектрального класса В2—В5 и спутника позднего спектрального класса типа G—K. Ионизация вещества спутника и последующее переизлучение могут привести к образованию линий, которые не свойственны обычным звездам поздних спектральных классов.

В работе Пустыльника (1970) указывалось, что вследствие действия механизма Занстра в подобных двойных системах холодный спутник может излучать в линии L_{α} больше энергии, чем главный компонент. Количественный анализ вопроса требует решения уравнения переноса излучения в частотах линий совместно с условиями статистического равновесия для энергетических уровней. Помимо этого необходимо определить поле излучения в разных континуумах за пределами атомных серий. Падающий со стороны горячей звезды поток излучения характеризуется заметной анизотропией и дилуцией излучения. Это приводит к необходимости учета отклонений от условия локального термодинамического равновесия (ЛТР) не только в линиях, но и в непрерывном спектре.

Цель данной работы оценить отклонения населенностей уровней от равновесных значений для водорода в атмосферных слоях холодного спутника. Эта задача сведена к решению уравнений статистического равновесия при физически разумных предположениях о поле излучения в лини-

ях и континууме. Данная статья является продолжением нашей предыдущей работы (Пустыльник, Томасон, 1973), в которой были получены оценки отклонений от состояния ЛТР в непрерывном спектре вторичных компонентов звезд типа Алголя из-за анизотропии и дилуции излучения главного компонента.

Прежде чем перейти к рассмотрению уравнений статистического равновесия, выскажем несколько качественных соображений, оправдывающих упрощенные предположения, сделанные ниже.

Для удобства рассмотрения разделим поле излучения главной звезды на две составляющие: излучение в лаймановском континууме L_c и излучение в бальмеровском, а также в остальных континуумах. Основную часть суммарного потока излучения для звезд класса В2–В5 составляет поток излучения в бальмеровском континууме. Он проникает довольно глубоко в атмосферу спутника и ответственен за эффект отражения в непрерывном спектре. Поток L_c излучения для рассматриваемых звезд примерно на два порядка слабее, чем поток излучения в бальмеровском континууме и, как показывают оценки (Пустыльник, 1970), поглощается в поверхностных слоях. Ионизация вещества, в первую очередь водорода и металлов, приводит к "эффекту отражения" и в спектральных линиях.

Остановимся несколько подробнее на судьбе L_α -квантов. Вследствие механизма Занстра L_c -кванты в атмосфере спутника будут дробиться в основном на кванты L_α и кванты бальмеровского континуума. При этом L_α -кванты гибнут в основном из-за ионизаций и неупругих соударений со второго уровня. Оценки показывают (Пустыльник, 1970), что ионизации излучением со второго уровня вследствие большой плотности квантов бальмеровского континуума являются преобладающими. Оценим величину отношения числа переходов вверх со второго уровня к числу спонтанных переходов вниз. Количество ионизаций излучением n_{12} со второго уровня в единице объема и за единицу времени можно представить в виде (см. Пустыльник, 1970)

$$n_{12} = \frac{1}{16} a n_2 W T_{ef1} \exp\left(-\frac{\chi_2}{kT_{ef1}}\right). \quad (1)$$

Здесь n_2 — населенность второго уровня, W — фактор дилуции излучения главного компонента с эффективной температурой T_{ef1} , а χ_2 — потенциал ионизации со второго уровня. Константа $a = \frac{2^9 \pi^3 e^6 k}{3 \sqrt{3} c^3 h^4}$ в единицах CGSE почти в точности равна 10^5 . С другой стороны, число спонтанных переходов со второго уровня равно $n_2 A_{21}$, где A_{21} — энштей-

новский коэффициент вероятности перехода $2 \rightarrow 1$. Отсюда находим для типичного случая $T_{ef1} = 12000^\circ\text{K}$, $W = 0.04$, что $n_2 A_{21} = 1.5 \cdot 10^3 n_{12}$. Таким образом, происходит порядка 10^3 рассеяний L_α -кванта, прежде чем он будет уничтожен.

Время пребывания атома водорода в возбужденном состоянии $t_1 = A_{21}^{-1} \approx 10^7$ сек, а время пребывания в свободном состоянии $10^3/n$. При плотностях, характерных для обрабатываемых слоев звездных атмосфер, $n = 10^{13} - 10^{14}$, а следовательно $t_2 \ll t_1$.

Из этих численных оценок видно, что время жизни L_α -кванта порядка 10^4 сек. Второй уровень должен быть заметно перенаселен по сравнению с равновесным значением, а линия L_α должна наблюдаться в эмиссии. За время между двумя последовательными актами рассеяния L_α -квант успевает пройти расстояние всего около 1 см. Следовательно, для линий лаймановской серии в стационарном состоянии хорошо оправдывается предположение детального баланса, и соответствующие члены уравнения статистического равновесия могут не учитываться (см., например, Томас и Атей, 1965).

Чтобы оценить населенности уровней атома H, мы примем упрощенно, что спектральные линии образуются в однородном слое с известными плотностью электронов n_e и электронной температурой T_e . Рассмотрим вместо реального атома H, имеющий три дискретных уровня и континуум, что является приемлемым первым приближением для определения населенностей первого и второго уровней. Оптическая толщина однородного слоя, в котором поглощаются L_α -кванты, в бальмеровском континууме мала, порядка $10^{-3} - 10^{-2}$. Непрерывный спектр формируется значительно глубже этого слоя как под влиянием анизотропного потока горячей звезды, так и под воздействием собственных источников излучения спутника. При этом в нашей предыдущей работе (Пустыльник, Томасон, 1973) мы полагали, что источником непрерывного поглощения являются ионы H^- . В таком случае, задав значения эффективных температур компонентов T_{ef1} , T_{ef2} и фактора дилуции излучения главной звезды, мы можем по результатам указанной выше работы определить интенсивность излучения на разных оптических глубинах в непрерывном спектре. Можно найти также температуру, характеризующую плотность излучения в слое, где образуются линии. Эту температуру мы называем радиативной температурой T_r , причем в общем случае она отлична от электронной температуры.

Следуя Томасу и Атею (1965) и учитывая изложенные выше упрощения, запишем систему уравнений статистического равновесия для трехуровневого атома водорода в виде:

$$\left\{ \begin{aligned} b_1 F_{12} \left(1 - \frac{b_2}{b_1}\right) + b_1 F_{13} \left(1 - \frac{b_3}{b_1}\right) + b_1 F_1 \left(1 - \frac{1}{b_1}\right) &= A_1 J_1; \\ b_2 F_{23} \left(1 - \frac{b_3}{b_2}\right) + b_2 F_2 \left(1 - \frac{1}{b_2}\right) - b_1 F_{12} \left(1 - \frac{b_2}{b_1}\right) \frac{w_1}{w_2} - b_3 \frac{K_{32} e^{x_3 \{Ha\}}}{C_1 T_e^{1/2} n_e w_2} &= A_2 J_2; \\ b_3 F_3 \left(1 - \frac{1}{b_3}\right) + b_3 \frac{K_{32} e^{x_3 \{Ha\}}}{C_1 T_e^{1/2} n_e w_3} - b_1 F_{13} \frac{w_1}{w_3} \left(1 - \frac{b_3}{b_1}\right) - F_{23} \frac{w_2}{w_3} b_2 \left(1 - \frac{b_3}{b_2}\right) &= A_3 J_3; \end{aligned} \right. \quad (2)$$

где

$$F_{ij} = Q_{ij} e^{x_i} (1 + x_{ij}); \quad F_i = Q_{ik} (1 + x_i); \quad x_i = \frac{h\nu_i}{kT_e}, \quad x_{ij} = x_i - x_j;$$

$$A_i = \frac{C_2 g_{ik}}{T_e^{1/2} n_e j^3 w_i}; \quad J_i = e^{x_i} \int_0^1 \frac{\exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) (1 - w_i \frac{b_i \exp \frac{h\nu}{kT_e} - 1}{\exp \frac{h\nu}{kT_e} - 1}) d\nu};$$

$$K_{32} = w_2 f_{23} \nu_{23}^2; \quad \{Ha\} = \left\{1 - \frac{\frac{b_2}{b_3} e^{x_{23}} - 1}{e^{y_{23}} - 1} w_{23}\right\}; \quad y_{23} = \frac{h\nu_{23}}{kT_r};$$

$$C_1 = \left(\frac{2\pi k}{m_e}\right)^{1/2} a_0^2 \frac{m_e c^3}{4\pi^2 e^2} = 0.74 \cdot 10^{11} \text{ CGSE};$$

$$C_2 = \frac{2^5 R^2}{3\sqrt{3} \pi C_1} = 2.85 \cdot 10^{10} \text{ CGSE}; \quad j = 1, 2, 3.$$

Здесь величины b_1, b_2, b_3 — безразмерные мензеловские множители, характеризующие отклонения населенностей уровней от их равновесных значений. В системе уравнений (2) использованы следующие обозначения: Q_{ij} — безразмерное сечение электронного соударения для перехода с уровня i на уровень j (в единицах πa_0^2); Q_{ik} — безразмерное сечение ионизации столкновения с уровня j (в единицах πa_0^2); w_i — статистический вес уровня j ; f_{23} — сила осциллятора для перехода $2 \rightarrow 3$; a_0 — дебаевский радиус.

Величины w_i и w_{23} характеризуют отклонения поля излучения от равновесного. Для частот континуума величины w_i определены следующим образом

$$w_i = \frac{\bar{I}_\nu}{B_\nu(T_r)}. \quad (3)$$

Здесь $\bar{I}_\nu$ — средняя интенсивность излучения в частоте ν рассматриваемого континуума, в $B_\nu(T_r)$ — планковская функция, наилучшим образом аппроксимирующая распределение энергии в рассматриваемом континууме. В целях упрощения вычисления интегралов J_1 мы аппроксимировали среднюю интенсивность приближенным выражением

$$I_\nu = W B_\nu(T_{ef1}) \exp\left(-\frac{\tau_{\nu 1}}{\mu}\right) + W_2 B_\nu(T_{ef2}^*) \quad (4)$$

Здесь $\tau_{\nu 1}$ — оптическая глубина в частотах соответствующего континуума. Множитель W_2 можно также условно назвать фактором дилуции излучения спутника. Он учитывает отклонения в распределении энергии в спектре спутника от чернотельного. Температура T_{ef2}^* и множитель W_2 подбираются так, чтобы наилучшим образом аппроксимировать распределение энергии в рассматриваемом континууме спутника. При этом были использованы результаты нашей предыдущей работы (Пустыльник, Томасон, 1973).

Благодаря введенным упрощениям, а также тому, что для рассматриваемых нами температур $\frac{h\nu}{kT} \gg 1$, интегралы J_1 могут быть вычислены аналитически для малых τ

$$J_1 = B_1 - b_1 L_1,$$

где

$$\begin{aligned} B_1 &= \frac{1}{x_1} + \frac{e^{-x_{11}}}{x_1 + x_{11}} W - W \frac{\tau_{\nu 1}}{\mu} e^{x_1} E_4(x_1 + x_{11}) + W_2 \frac{e^{-x_{12}}}{x_1 + x_{12}}; \\ L_1 &= W \frac{e^{x_1 - x_{11}}}{x_{11}} - W \frac{\tau_{\nu 1}}{\mu} e^{x_1} E_4(x_{11}) + W_2 \frac{e^{x_1 - x_{12}}}{x_{12}}; \\ x_{11} &= \frac{h\nu_1}{kT_{ef1}}; \quad x_{12} = \frac{h\nu_1}{kT_{ef2}}. \end{aligned} \quad (5)$$

При расчетах по формуле (5) было использовано соотношение между интегрально-показательными функциями четвертого и первого порядков

$$E_4(x) = \frac{e^{-x}}{3} - x \frac{e^{-x}}{6} + x^2 \frac{e^{-x}}{6} - \frac{x^3}{6} E_1(x) \quad (6)$$

В свою очередь $E_1(x)$ вычислялась по разложению (Янке, Эмде, Леш, 1968)

$$E_1(x) = \frac{e^{-x}}{x} (0.9999965 - 0.9989710 \frac{1}{x} + 1.9487646 \frac{1}{x^2} - 4.9482092 \frac{1}{x^3} + \\ + 11.7850792 \frac{1}{x^4} - 20.452384 \frac{1}{x^5} + 21.1491469 \frac{1}{x^6} - 9.5240410 \frac{1}{x^7} , \quad (7)$$

которое для рассматриваемых нами температур является достаточно точным.

Оптические глубины в разных континуумах при равновесной населенности, соответствующей температуре T_r , связаны между собой следующим приближенным соотношением

$$\tau_{\nu_1} = K_1 \left(\frac{\nu_1}{\nu_l} \right)^3 \tau_{Lc} , \quad (8)$$

где

$$K_1 = \frac{g_{1\nu}}{g_{1\nu} j^3} \exp \frac{\chi_1 - \chi_l}{kT_r} .$$

Здесь τ_{Lc} — оптическая глубина у предела лаймановской серии. Гаунтовские множители $g_{1\nu}$ в формулах (2) и (6) считаются не зависящими от частоты.

Далее, величина W_{23} , характеризующая отклонение поля излучения от равновесного в частотах линии $H\alpha$, определяется выражением

$$W_{23} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \bar{I}_{\nu_{23}} \phi_{\nu} d\nu}{B_{\nu_{23}}(T_r)} . \quad (9)$$

Здесь $\bar{I}_{\nu_{23}}$ — средняя интенсивность излучения, а ϕ_{ν} — нормированный профиль коэффициента поглощения, ν_{23} — центральная частота линии.

Средняя интенсивность излучения $\bar{I}_{\nu_{23}}$ задавалась приближенно в виде:

$$\bar{I}_{\nu_{23}} = WB_{\nu}(T_{ef1}) \exp \left(-\frac{\tau_{\nu_{23}}}{\mu} \right) + D_{23} S_{\nu_{23}} , \quad (10)$$

где

$$S_{\nu} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(\frac{b_2}{b_3} \exp \frac{h\nu}{kT_0} - 1 \right)^{-1} .$$

Величина $S_{\nu_{23}}$ является функцией источника для сильных линий, т. е. в пренебрежении непрерывным поглощением и в предположении идентичности профилей коэффициентов поглощения и излучения. Коэффициент D_{23} принимался равным 1/2 и единице в наших расчетах, $\tau_{\nu_{23}}$ — опти-

ческая глубина в частоте линии Na . Будем считать, что профиль коэффициента поглощения является чисто доплеровским:

$$\phi_\nu = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_D} \exp\left\{-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}\right)^2\right\}, \quad (11)$$

где $\Delta\nu_D$ — полуширина линии, обусловленная тепловым или турбулентным движениями. Оптическая глубина $\tau_{\nu_{23}}$ может быть выражена через оптическую глубину τ_{Bac} у границы бальмеровской серии. Величина τ_{Bac} легко находится при заданном τ_{Lc} по формуле (8).

$$\tau_{\nu_{23}} = \frac{3\sqrt{3} c^3 h^4}{2^6 \pi^{7/2} \chi_1 e^6} \frac{w_3^2}{w_2 g_{2\nu}} A_{32} \frac{\nu_{\text{Bac}}^3}{\Delta\nu_D \nu_{23}^2} \tau_{\text{Bac}} \exp \frac{\chi_3 - \chi_2}{kT_r}. \quad (12)$$

Подставляя выражения (10) и (11) в формулу (9) и, в свою очередь, в формулу (2), получим:

$$\{Na\} = 1 - \frac{\frac{b_2}{b_3} e^{\chi_3} - 1}{\sqrt{\pi} \nu_{23}^3 \Delta\nu_D} I_n, \quad (13)$$

где

$$I_n = W e^{-\tau_{\nu_{23}}/\mu} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\nu^3 \exp\left\{-\left(\frac{\nu - \nu_{23}}{\Delta\nu_D}\right)^2\right\}}{\exp \frac{h\nu}{kT_{\text{ef}_1}} - 1} d\nu + D_{23} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\nu^3 \exp\left\{-\left(\frac{\nu - \nu_{23}}{\Delta\nu_D}\right)^2\right\}}{\frac{b_2}{b_3} \exp \frac{h\nu}{kT_*} - 1} d\nu.$$

Учитывая, что $\frac{h\nu}{kT} \gg 1$, можно получить в результате преобразований:

$$\{Na\} = 1 - \left(\frac{b_2}{b_3} e^{\chi_{23}} - 1\right) \left(W \exp\left(-\frac{\tau_{\nu_{23}}}{\mu}\right) \sum_{n=1}^3 \exp\left(-\frac{n h \nu_{23}}{k T_{\text{ef}_1}}\right) + D_{23} \sum_{n=1}^3 \exp\left(-\frac{n h \nu_{23}}{k T^*}\right) \right),$$

где

$$T^* = \left(\frac{k}{h \nu_{23}} \ln \frac{b_2}{b_3} + \frac{1}{T_*} \right)^{-1}.$$

Формулы (3)–(6), (8) и (13), (14) позволяют вычислить величины $A_1 J_1$ и $\{Na\}$, входящие в систему уравнений (2) и тем самым оценить вклад радиативных процессов, причем в первом приближении принималось, что $\{Na\} = 0$. При вычислении числа ионизации и возбуждений вследствие столкновений были использованы данные работ Сэмпсона и Гоулдена (1970) и Сэмпсона и Гоулдена (1971) о сечении ударных возбуждений и ионизаций. Для контроля система уравнений (2) ре-

шалась нами для случая, соответствующего физическим условиям солнечной хромосферы. Значения электронных плотностей и температур были взяты из монографии Томаса и Атея (1965), с ними вычислены мензеловские множители b_1 по формуле (2) и затем последние сравнивались с гораздо более точными результатами Томаса и Атея для десятиуровневой модели атома. Сравнение показало, что величина b_1 определяется без заметной ошибки, b_2 — с точностью до множителя 2–3, а b_3 — с точностью до порядка. В качестве другого предельного случая рассматривалось решение при очень высокой электронной плотности. При $n_e = 10^{17}$ множители b_1 с точностью до нескольких процентов оказались равными единице.

Для решения системы уравнений (2) в интересующем нас случае внешних слоев холодного спутника тесной двойной системы необходимо задать эффективные температуры T_{ef1} , T_{ef2} , значение фактора дилуции излучения главного компонента W , а также электронную плотность n_e и температуру T_e . Кроме того, решение зависит в меньшей степени от рассматриваемой оптической глубины τ_{Lc} у границы лаймановской серии, угла падения излучения главного компонента и принятой скорости v . В наших расчетах были приняты следующие значения $T_{ef1} = 12\,000, 15\,000, 18\,000^\circ \text{K}$, $T_{ef2} = 6300^\circ \text{K}$, $W = 0.02, 0.04$. Электронные плотности варьировались в очень широких пределах от $n_e \sim 10^{10}$, соответствующих условиям оболочек и верхней хромосферы Солнца, до $n_e \sim 10^{16}$, характерных для фотосферных слоев. По-видимому, реальные концентрации электронов в слое, где образуются линии, лежат в пределах $n_e \sim 10^{12} - 10^{14}$. Как и следовало ожидать, численные результаты в наиболее сильной степени зависят от принятого значения электронной температуры. В табл. 1–5 приведены результаты наших вычислений для нескольких параметров T_{ef1} , T_{ef2} , W , n_e , T_e .

Результаты вычислений позволяют сделать следующие выводы:

1. Если электронная температура T_e примерно равна температуре T_r , характеризующей плотность излучения, или ниже, то внешние атмосферные слои холодного спутника ионизируются. Это наглядно видно из данных табл. 1–3 для b_r , которые при низких электронных температурах на несколько порядков меньше единицы.

2. Если $T_e > T_r$, то уже при различии $T_e - T_r$, составляющем всего $2000 - 2500^\circ$, первый и особенно второй уровень оказываются заметно перенаселенными вследствие преобладающей роли рекомбинаций. Если T_e окажется заметно ниже T_r , то ионизация водорода с основного уровня излучением лаймановского континуума должна привести к сильному повышению концентрации электронов в среде. А это в свою очередь должно вызвать повышение электронной температуры при взаимодей-

ствии электронов с излучением. Электронную температуру T_e можно оценить по величине средней энергии кванта (Сапар, 1968), зная среднюю интенсивность излучения:

$$T_e = \frac{h}{3.6k} \frac{\int_0^\infty \bar{I}_\nu \nu d\nu}{\int_0^\infty \bar{I}_\nu d\nu}. \quad (15)$$

Можно также оценить T_e так, как это было сделано в нашей работе (Пустыльник, Томасон, 1973), т. е. предполагая, что "излишки" энергии при диссоциации ионов H^- идут на ускорение электронов. В обоих случаях электронная температура оказывается заметно выше равновесной температуры излучения. Проиллюстрируем это на примере двойной системы с $T_{ef1} = 15000^\circ K$, $T_{ef2} = 6000^\circ K$ и $W = 0.04$. Оценка по формуле (15) дает $T_e = 11900^\circ K$, а на основе формулы, учитывающей диссоциацию ионов H^- , получим $T_e = 9300^\circ K$ при соответствующей температуре излучения $T_r = 7700^\circ K$. Следует также иметь в виду, что двойственность системы, а точнее нагрев атмосферы спутника излучением горячей звезды, должны способствовать возникновению нетепловых источников ускорения электронов в верхних слоях. До сих пор единственной двойной системой, в которой исследовался эффект отражения в линиях, является 57 Суг. Нейпер и Овенден (1970) обнаружили, что интенсивности линий, возникающих в областях горячих пятен, аномально высоки и не могут быть объяснены обычным тепловым механизмом возбуждения. Они высказали предположение, что аномально высокое возбуждение может быть результатом действия механизма, подобного тому, который имеет место в хромосфере Солнца. Сущность его сводится к генерации ударных волн в фотосферных гранулах и последующей диссипации энергии этих волн в верхних слоях, которая обуславливает высокую электронную температуру хромосферы. Это в свою очередь приводит к заметной перенаселенности нижних уровней из-за преобладающей роли рекомбинаций. Этот случай иллюстрируется численными результатами, приведенными в табл. 5. Значения множителей b_1 , b_2 , b_3 вычислены для двойной системы с параметрами $T_{ef1} = 18000^\circ K$, $T_{ef2} = 6000^\circ K$, $W = 0.02$ и высокой электронной температурой $T_e = 20000^\circ K$.

3. Большая перенаселенность второго уровня приводит к тому, что линия L_α должна наблюдаться в эмиссии. Для сильных линий, пренебрегая непрерывным поглощением и считая идентичными профили коэффициентов излучения и поглощения, функция источника для перехода $2 \rightarrow 1$ может быть представлена в виде

$$S_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(\frac{b_1}{b_2} \exp \frac{h\nu}{kT_e} - 1 \right)^{-1}. \quad (16)$$

Зная T_e и величины b_2 и b_1 по результатам наших расчетов, можно найти величину S_ν для центра линии. Поскольку атмосфера практически непрозрачна в частотах линии L_α , можно приближенно считать сред-

ную интенсивность равной функции источника. Зная, таким образом, относительную интенсивность в центре линии по сравнению с непрерывным спектром, а также интенсивность излучения в непрерывном спектре, можно оценить эквивалентную ширину линии. Принимая для простоты, что линия имеет треугольный профиль, мы нашли, что эквивалентная ширина линии L_α имеет значения в пределах $0.15-0.26 \text{ \AA}$ для модели с параметрами $T_{ef1} = 15000^\circ \text{ K}$, $T_{ef2} = 6000^\circ \text{ K}$ и $w = 0.02$. Таким образом, для достаточно близко расположенных к Солнцу тесных двойных систем эффект может оказаться наблюдаемым.

Все необходимые вычисления были приведены на ЭЦВМ Минск-32. Программа вычислений была составлена на языке МАЛГОЛ-разновидности АЛГОЛа.

Авторы признательны А. Сапару за ценные критические замечания, а Х. Сильвет за помощь в оформлении работы.

Таблица 1

$$T_{ef1} = 18000^\circ \text{ K}, T_{ef2} = 6300^\circ \text{ K}, T_r = 9000^\circ \text{ K}, \tau_{Lc} = 0.024$$

w	$T_e (^\circ \text{K})$	$n \times 10^{10}$	b_1	b_2	b_3
0.02	14000	100	3.22	9.81	5.75
		1000	3.34	6.67	4.01
		10000	2.97	2.55	1.78
	13000	100	1.26	7.73	4.53
		1000	1.34	5.40	3.25
		10000	0.73	1.61	1.50
	12000	100	0.42	5.87	3.45
		1000	0.46	4.24	2.57
		10000	0.55	1.72	1.25
	11000	100	0.12	4.23	2.51
		1000	0.13	3.19	1.95
		10000	0.17	1.38	1.03
	10000	100	0.025	2.86	1.72
		1000	0.028	2.25	1.40
		10000	0.043	1.06	0.83
	9000	100	0.004	1.76	1.10
		1000	0.005	1.45	0.94
		10000	0.008	0.78	0.63

Таблица 1
(продолжение)

W	T _• (°K)	n _• × 10 ⁻¹⁰	b ₁	b ₂	b ₃
0.04	14000	100	1.61	7.13	4.40
		1000	1.68	5.29	3.34
		10000	1.70	2.20	1.60
	13000	100	0.63	5.57	3.48
		1000	0.66	4.26	2.72
		10000	0.75	1.85	1.37
	12000	100	0.21	4.19	2.65
		1000	0.23	3.31	2.15
		10000	0.28	1.54	1.17
	11000	100	0.058	2.99	1.94
		1000	0.064	2.46	1.63
		10000	0.086	1.25	0.99
	10000	100	0.012	2.00	1.34
		1000	0.014	1.71	1.18
		10000	0.021	0.98	0.80
	9000	100	0.002	1.22	0.87
		1000	0.002	1.08	0.79
		10000	0.004	0.71	0.62

Таблица 2

T_{ef1} = 15 000° K, T_{ef2} = 6300° K, T_r = 9000° K, τ_{Le} = 0.024

W	T _• (°K)	n _• × 10 ⁻¹⁰	b ₁	b ₂	b ₃
0.02	14000	100	21.85	11.94	6.88
		1000	18.86	8.93	5.25
		10000	7.83	3.49	2.34
	13000	100	8.66	9.36	5.38
		1000	8.35	6.82	4.02
		10000	4.98	2.92	1.99
	12000	100	2.93	7.11	4.09
		1000	3.06	5.12	3.03
		10000	2.61	2.29	1.60
	11000	100	0.82	5.15	2.97
		1000	0.90	3.75	2.23
		10000	1.02	1.69	1.22

Таблица 2
(продолжение)

W	$T_{\bullet} (^{\circ}\text{K})$	$n_{\bullet} \times 10^{-10}$	b_1	b_2	b_3
0.02	10000	100	0.18	3.50	2.04
		1000	0.20	2.62	1.58
		10000	0.28	1.21	0.91
	9000	100	0.027	2.18	1.30
		1000	0.033	1.70	1.05
		10000	0.053	0.84	0.66
	14000	100	11.06	9.38	5.62
		1000	10.49	7.04	4.30
		10000	6.08	3.07	2.12
0.04	13000	100	4.35	7.35	4.42
		1000	4.40	5.48	3.37
		10000	3.45	2.50	1.76
	12000	100	1.47	5.56	3.37
		1000	1.55	4.19	2.61
		10000	1.58	1.95	1.42
	11000	100	0.41	4.00	2.47
		1000	0.45	3.09	1.96
		10000	0.56	1.47	1.11
	10000	100	0.088	2.70	1.71
		1000	0.099	2.16	1.41
		10000	0.144	1.09	0.86
	9000	100	0.014	1.67	1.10
		1000	0.016	1.39	0.94
		10000	0.026	0.78	0.65

Таблица 3

$T_{\bullet f_1} = 12000^{\circ}\text{K}, T_{\bullet f_2} = 6300^{\circ}\text{K}, r_{Lc} = 0.024, T_r = 7000^{\circ}\text{K}$					
W	$T_{\bullet} (^{\circ}\text{K})$	$n_{\bullet} \times 10^{10}$	b_1	b_2	b_3
0.02	10000	100	3.13	8.58	4.82
		1000	3.38	5.21	3.03
		10000	2.48	2.25	1.57
	9000	100	0.50	5.41	3.07
		1000	0.61	3.10	1.83
		10000	0.78	1.31	0.96

Таблица 3
(продолжение)

w	$T_e(^{\circ}\text{K})$	$n_e \times 10^{-10}$	b_1	b_2	b_3
0.02	8000	100	0.050	3.05	1.77
		1000	0.066	1.75	1.06
		10000	0.11	0.67	0.54
0.04	10000	100	1.56	6.48	3.84
		1000	1.75	4.14	2.53
		10000	1.68	1.86	1.35
	9000	100	0.25	4.07	2.47
		1000	0.30	2.57	1.62
		10000	0.43	1.09	0.85
	8000	100	0.025	2.27	1.44
		1000	0.032	1.47	0.97
		10000	0.055	0.61	0.52

Таблица 4

$T_{ef1} = 15000^{\circ}\text{K}, T_{ef2} = 6300^{\circ}\text{K}, w = 0.04, T_r = 9000^{\circ}\text{K}$					
τ_{Le}	$T_e(^{\circ}\text{K})$	$n_e \times 10^{-10}$	b_1	b_2	b_3
1.18	14000	100	18.88	9.48	5.68
		1000	16.56	7.56	4.60
		10000	7.41	3.30	2.26
	11000	100	0.70	4.01	2.47
		1000	0.76	3.13	1.98
		10000	0.89	1.57	1.18
	9000	100	0.023	1.67	1.10
		1000	0.027	1.39	0.94
		10000	0.045	0.78	0.65
0.24	14000	100	11.97	9.39	5.62
		1000	11.25	7.10	4.34
		10000	6.29	3.10	2.14
	11000	100	0.44	4.00	2.47
		1000	0.48	3.09	1.96
		10000	0.60	1.48	1.12
	9000	100	0.015	1.67	1.10
		1000	0.017	1.39	0.94
		10000	0.028	0.78	0.65

Таблица 4
(продолжение)

τ_{Le}	$T_{\bullet} (^{\circ}K)$	$n_{\bullet} \times 10^{-10}$	b_1	b_2	b_3
0.024	14000	100	11.06	9.38	5.62
		1000	10.49	7.04	4.30
		10000	6.08	3.07	2.12
	11000	100	0.41	4.00	2.47
		1000	0.45	3.09	1.96
		10000	0.56	1.47	1.11
	9000	100	0.014	1.67	1.10
		1000	0.016	1.39	0.94
		10000	0.026	0.78	0.65

Таблица 5

$T_{ef1} = 18000^{\circ}K, T_{ef2} = 6300^{\circ}K, T_r = 9000^{\circ}K, T_{\bullet} = 20000^{\circ}K$					
W	τ_{Le}	$n_{\bullet} \times 10^{-10}$	b_1	b_2	b_3
0.02	1.18	10	222.76	20.46	20.03
		100	207.43	19.93	19.48
		1000	124.08	14.51	14.00
		10000	25.88	4.28	3.86
	0.24	10	144.62	20.40	19.96
		100	138.29	19.42	18.99
		1000	96.17	13.46	13.00
		10000	24.48	4.19	3.78
	0.024	10	134.05	20.39	19.96
		100	128.65	19.35	18.92
		1000	91.54	13.29	12.83
		10000	24.19	4.17	3.76
	1.18	10	111.86	15.57	15.41
		100	108.03	15.02	14.84
		1000	80.49	11.25	10.97
		10000	23.33	3.99	3.64
0.04	0.24	10	72.51	15.55	15.39
		100	71.00	14.80	14.63
		1000	58.40	10.52	10.28
		10000	21.14	3.85	3.51
	0.024	10	67.19	15.54	15.38
		100	65.92	14.77	14.60
		1000	55.00	10.41	10.18
		10000	20.71	3.82	3.49

Литература :

- Баттен, 1957 — Batten A.H., MN 117, 521.
 Гоулден, Сэмпсон, 1971 — Golden L.B., Sampson D.H.,
 ApJ 163, 405.
 Нейпер, Овенден, 1970 — Napier W. McD, Ovenden M.W., Astr. Astrophys.
 4, 129.
 Овенден, 1963 — Ovenden M.W., MN 126, 77.
 Пустыльник И.Б., 1970, Тарту публ. 38, 57.
 Пустыльник, Томасон, 1973 — Pustyl'nik I., Toomasson L.,
 Astroph. and Space Science, 21, 495.
 Сапар А., Тарту сообщ. 19, 1968, 68.
 Сэмпсон, Гоулден, 1970 — Sampson D.H., Golden L.B., ApJ 161, 321.
 Томас Р., Атей Р., 1965, Физика солнечной хромосферы, Мир,
 Москва, 109—143.
 Янке Г., Эмде Ф., Леш Ф., 1968, Специальные функции, Наука,
 Москва, 63.

Институт физики и астрономии
 АН ЭССР, Тарту

*Поступила в редакцию
 в августе 1973 г.*