

УДК 523.987

УФ-эмиссия в спокойных протуберанцах.**I. Нейтральный кислород****В. П. Мороженко**

Рассматриваются ионизация и возбуждение нейтрального кислорода в структурно-неоднородных моделях спокойных протуберанцев. Хорошее согласие расчетных интенсивностей линий $\lambda\lambda$ 130.22, 130.49, 130.60 и 135.56 нм с наблюдениями, выполненными на Skylab, свидетельствует о радиационном механизме свечения O I в этих объектах.

UV EMISSION IN QUIESCENT PROMINENCES. I. NEUTRAL OXYGEN, by Morozhenko V. P.— Ionization and excitation of neutral oxygen in structurally and physically inhomogeneous models of quiescent prominences are considered. The intensities of O I $\lambda\lambda$ 130.22, 130.49, 130.60 and 135.56 nm lines are calculated. A comparison with the observations obtained on Skylab permits concluding that the O I lines are excited by radiation in cold components of quiescent prominences.

Введение. Спектры спокойных протуберанцев содержат большое число УФ-линий, хорошо видимых при внеатмосферных наблюдениях [7—9, 11, 12, 14 и др.]. Так, при наблюдениях на Skylab четырех протуберанцев в диапазоне 117.57 — 164.04 нм зарегистрировано и измерено 55 спектральных линий, принадлежащих нейтральным и многократно ионизованным элементам: O I — O V, C I — C IV, Si II — Si IV, N IV — N V, Fe II, He II, Fe XII [8, 9]. Условия возбуждения этих линий различны, и интерпретировать наблюдения можно лишь в рамках неоднородных моделей спокойных протуберанцев.

Одни модели допускают существование горячего переходного слоя в короне вокруг холодной составляющей протуберанца [7—9, 11], другие — исходят из волокнистого строения спокойных протуберанцев, когда разные элементы и их ионы возбуждаются в волокнах с разными физическими условиями [12, 14]. Возможно также использование структурно-неоднородной модели, состоящей из слоев холодной материи, между которыми вещество может находиться в совершенно ином физическом состоянии [1].

Цель данного цикла работ — изучение условий возбуждения УФ-спектра спокойных протуберанцев на основе наблюдательных данных, полученных на Skylab [8, 9]. Первая работа посвящена интерпретации свечения нейтрального кислорода, а именно — его резонансного триплета $\lambda\lambda$ 130.22, 130.49, 130.60 нм и запрещенной линии λ 135.56 нм.

Модель структурно-неоднородного протуберанца, описанная в работах [1, 2, 10], представляет собой набор плоскопараллельных слоев, разделенных большими промежутками. Солнечное излучение проникает в протуберанец с торцов (от граничных плоскостей) и в пространство между слоями (волокнами). Электронная температура $T_e(\tau)$ и электронная плотность $n_e(\tau)$ изменяются при переходе от волокна к волокну, оставаясь постоянными в каждом волокне в отдельности.

Распределения по глубине $T_e(\tau)$ и $n_e(\tau)$ даны в [1]. Турбулентная скорость ξ принята постоянной по всей глубине и равной 8 км/с. Известные значения T_e и ξ позволяют вычислить доплеровские полуширины каждой используемой линии и параметры функции Фойгта. Структурная неоднородность модели задается параметром $\beta_{i,i\pm 1}$, определяющим дополнительное поступление и ускользание квантов в пространство между волокнами i и $i\pm 1$. При $\beta_{i,i\pm 1} = 0$ имеем структурно-однородную модель.

Модель атома кислорода. Представим атом кислорода моделью, состоящей из континуума и девяти уровней (термов): четыре триплетных — $2p^4 \ ^3P(1)$, $2p^3 3s \ ^3S^0(2)$, $2p^3 3p \ ^3P(3)$, $2p^3 3d \ ^3D(4)$; три квинтетных — $2p^3 3s \ ^5S(5)$, $2p^3 3p \ ^5P(6)$, $2p^3 3d \ ^5D(7)$; два синглетных — $2p^4 \ ^1S(8)$, $2p^4 \ ^1D(9)$ (рис. 1). Тонкая структура уровней, кроме основного, не рассматривается. Составляющими основного уровня являются подуровни $^3P_2(1^{(1)})$, $^3P_1(1^{(2)})$ и $^3P_0(1^{(3)})$, населенности которых распределены по закону Больцмана (пропорционально статистическим весам): $n_1^{(1)} = (5/9)n_1$; $n_1^{(2)} = (3/9)n_1$; $n_1^{(3)} = (1/9)n_1$.

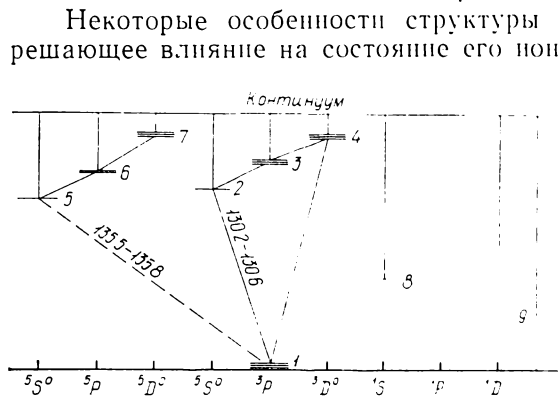


Рис. 1. Модель атома кислорода

Уравнения стационарности.

Как и в работе [2], уравнения стационарности уровней $^3S^0(2)$, $^3D^0(4)$ и континуума, требующие рассмотрения переноса излучения в линиях резонансного триплета $\lambda\lambda$ 130.22, 130.49, 130.60 нм, линии λ 102.56 нм (L_β) и континууме $\lambda \leq 91.05$ нм, записывались в приближенной форме [2, 3, 6]:

$$\frac{n_m}{n_1}(\tau) = g_{1m}^*(\tau) \left\{ 1 - \lambda_{1m} + \frac{\lambda_{1m}}{2} [L_{1m}^*(\tau) + L_{1m}^*(\tau_0 - \tau)] + \Delta L_{1m}^* \left(\frac{\Delta\tau_i}{2} \right) \right\}^{-1}, \quad (1)$$

где λ_{1m} — вероятность выживания кванта, образующегося при переходе $1 - m$; $L_{1m}^*(\tau)$ и $\Delta L_{1m}^*(\Delta\tau/2)$ — вероятность ускользания тех же квантов с глубины τ через торцы протуберанца и промежутки между волокнами соответственно; τ — оптическая глубина в частоте $1m$; $\Delta\tau$ — оптическая толщина волокна i в той же частоте; $g_{1m}^*(\tau)$ — мощность первичных источников на глубине τ .

Функции λ_{1m} , $L_{1m}^*(\tau)$, $\Delta L_{1m}^*(\Delta\tau/2)$, $g_{1m}^*(\tau)$ имеют вид [1, 2]:

$$\lambda_{1m} = A_{m1} / \sum_{p=1}^{m-1} (A_{mp} + n_e C_{mp}) + F_m, \quad (2)$$

$$L_{1m}^*(\tau) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\alpha_{1m}(x)}{\alpha_{1m}^*(x)} E_2 |\alpha_{1m}(x) \alpha_{1m}^*(x) \tau| dx, \quad (3)$$

$$\Delta L_{1m}^*(\Delta\tau/2) = \beta_{i,i\pm 1} \lambda_{1m} L_{1m}^*(\Delta\tau/2), \quad (4)$$

$$g_{1m}^*(\tau) = \lambda_{1m} A_{m1}^{-1} |B_{1m0} \rho_{1m}^{0*}(\tau) + \Delta B_{1m0} \rho_{1m}^{0*}(\Delta\tau/2) + B_{1m0} \rho_{1m}^{H}(\tau) + n_e C_{1m} + f(n^+, n_p, \tau)|. \quad (5)$$

В уравнениях (2) — (5) величины $n_e C_{1m}$ и $n_e C_{mp}$ — вероятности тепловых возбуждений и деактиваций [16]; $\alpha_{1m}(x)$ — профили коэффициентов дискретного поглощения (функция Фойгта); $\alpha_{1m}^*(x)$ — функция, учитывающая поглощающее действие водорода в соответствующих частотах; $\beta_{i,i\pm 1}$ — фак-

тор структурной неоднородности; $B_{1m}\rho_{1m}^{\odot*}(\tau)$ и $\Delta B_{1m}\rho_{1m}^{\odot*}(\Delta\tau/2)$ — вероятности возбуждения уровня m внешним излучением, проникающим на глубину τ через торцы протуберанца и в пространство между волокнами i и $i \pm 1$ соответственно; $B_{1m}\rho_{1m}^{\text{II}}(\tau)$ — вероятность возбуждения диффузным полем водорода; $f(n^+, n_p, \tau)$ и F_m — функции, определяющие радиационный и тепловой вклад соответственно в возбуждение и опустошение уровня m более высокими и более низкими уровнями и континуумом.

Функции $\alpha_{1m}^*(x)$, $B_{1m}\rho_{1m}^{\odot*}(\tau)$, $\Delta B_{1m}\rho_{1m}^{\odot*}(\Delta\tau/2)$ и $B_{1m}\rho_{1m}^{\text{II}}(\tau)$ имеют вид [1, 2, 10]:

$$\alpha_{1m}^*(x) = 1 + \frac{n_1^{\text{II}}}{n_1} \frac{\alpha_{1n}^{\text{II}}(X)}{\alpha_{1m}(x)} \frac{k_{1n}^{\text{OH}}}{k_{1m}^0}, \quad (6)$$

$$B_{1m}\rho_{1m}^{\odot*}(\tau) = \frac{2\pi k_{1m}^0}{h} W_{1m} \int_{-\infty}^{+\infty} I_{1m}^{\odot}(x) \alpha_{1m}(x) |E_2| \alpha_{1m}(x) \alpha_{1m}^*(x) \tau | + \\ + E_2 | \alpha_{1m}(x) \alpha_{1m}^*(x) (\tau_0 - \tau) | \frac{\Delta v_D}{v_{1m}^0} dx, \quad (7)$$

$$\Delta B_{1m}\rho_{1m}^{\odot*}(\Delta\tau/2) = \beta_{i,i \pm 1} B_{1m} \beta_{1m}^{\odot*}(\Delta\tau/2), \quad (8)$$

$$B_{1m}\rho_{1m}^{\text{II}}(\tau) = \frac{n_n^{\text{II}}}{n_1^{\text{II}}}(\tau) \frac{A_{n1}^{\text{II}}}{2} [2 - L_{1n}^{\text{II}}(\tau) - L_{1n}^{\text{II}}(\tau_0 - \tau)]. \quad (9)$$

В (9) величины $L_{1n}^{\text{II}}(\tau)$ малы, и ими можно пренебречь. В формулах (6) — (9) величины с индексами «H» относятся к атому водорода; k_{1m}^0 — коэффициенты поглощения в центре линии или на пределе континуума (при $m \equiv \equiv c$), $\alpha_{1m}(x)$ — их частотные профили [13, 15, 16]; $I_{1m}^{\odot}(x)$ (или $I_{1c}^{\odot}(v)$ при $m \equiv c$) — распределение энергии в солнечных линиях (и континууме) [16, 17].

Для того чтобы получить уравнения стационарности для выбранных уровней в (1) — (9) нужно сделать некоторые замены и конкретизировать обозначения. Так, для континуума необходимо записывать: $n_m \equiv n + n_c$; $n_n^{\text{II}} \equiv (n + n_c)^{\text{II}}$; $m \equiv n \equiv c$; $x \equiv X \equiv v$; $dx \Delta v_D / v_{1m}^0 \equiv dv / v$; нижний предел интеграла (7) — v_{1c}^0 ;

$$L_{1c}^*(\tau) = \frac{\int_{v_{1c}^0}^{\infty} \frac{\alpha_{1c}(v)}{\alpha_{1c}^*(v)} v^2 \exp\left[-\frac{h(v - v_{1c}^0)}{kT_e}\right] E_2 | \alpha_{1c}(v) \alpha_{1c}^*(v) \tau | dv}{\int_{v_{1c}^0}^{\infty} \alpha_{1c}(v) v^2 \exp\left[-\frac{h(v - v_{1c}^0)}{kT_e}\right] dv}; \quad (10)$$

$$\lambda_{1c} = A_{c1} / \sum_{m=1}^9 A_{cm}. \quad (11)$$

Для уровня ${}^3D^0$ (4): $m \equiv 4$, $n \equiv 3$, $X = 0.5x \pm 1$ (из-за сдвига центра линии L_β относительно центра линии O I λ 102.579 нм);

$$F_4 = B_{4c}\rho_{4c}^{\odot} + n_e C_{4c}; \quad (12)$$

$$f(n^+, n_p, \tau) = \frac{n^+ n_e}{n_1}(\tau) A_{c4} + \frac{n_3}{n_1}(\tau) (B_{34}\rho_{34}^{\odot} + n_e C_{34}). \quad (13)$$

Для уровня ${}^3S^0$ (2): $m \equiv 2$, $\alpha_{1m}^*(x) = 1$, $B_{1m}\rho_{1m}^{\text{II}} = 0$;

$$F_2 = B_{23}\rho_{23}^{\odot} + B_{2c}\rho_{2c}^{\odot} + n_e (C_{23} + C_{2c}); \quad (14)$$

$$f(n^+, n_p, \tau) = \frac{n^+ n_e}{n_1}(\tau) A_{c2} + \frac{n_3}{n_1}(\tau) (A_{32} + n_e C_{32}). \quad (15)$$

Уровень ${}^3S^0(2)$ населяется в числе прочих процессов переходами с подуровней ${}^3P_2(1^{(1)})$, ${}^3P_1(1^{(2)})$ и ${}^3P_0(1^{(3)})$ под действием внешнего и диффузного излучения в линиях резонансного триплета $\lambda\lambda$ 130.22, 130.49, 130.60 нм. Поэтому для данного уровня составлялась система из трех уравнений, каждое из которых описывало перенос излучения лишь в одной из трех линий триплета и решалось относительно уменьшенной функции источников $n_2^{(m)}/n_1^{(m)}$.

Для получения полной функции источников линий $\lambda\lambda$ 130.22, 130.49 и 130.60 нм — $n_2/n_1^{(1)}$, $n_2/n_1^{(2)}$ и $n_2/n_1^{(3)}$ — необходимо просуммировать функции $n_2^{(m)}/n_1^{(m)}$ с учетом распределения $n_1^{(m)}$ по подуровням пропорционально их статистическим весам.

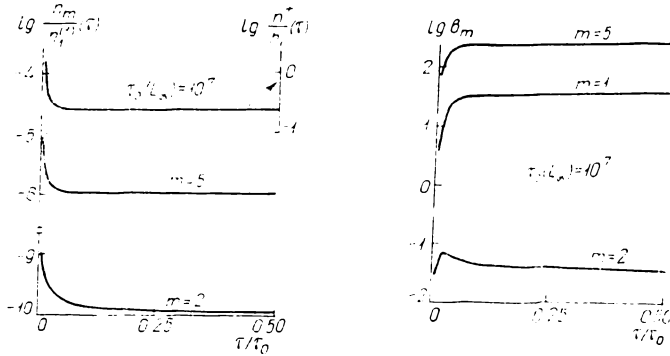


Рис. 2. Распределения по глубине степени ионизации n^+/n_1 (правая шкала) и относительных населенностей ${}^3S_1^0$ и ${}^5S_2^0$ уровней $n_2/n_1^{(m)}$ и $n_3/n_1^{(1)}$ (левая шкала) в модели с $\tau(L_\alpha) = 10^7$

Рис. 3. Изменения с глубиной мензеловских коэффициентов для уровней ${}^3S_1^0$ ($b_2(\tau)$) и ${}^5S_2^0$ ($b_3(\tau)$) в модели с $\tau_0(L_\alpha) = 10^7$

В формулах (10) — (15) коэффициенты взаимодействия между субординатными уровнями, а также между этими уровнями и непрерывным найдены по данным работ [4, 13, 16, 17]. Фактор дилуции в УФ-диапазоне $W_{1m} = 0.5$, в оптическом — $W_{pm} = 0.3$. Оптические глубины в частотах центра любой линии или предела континуума τ в первом приближении связаны с оптической глубиной в центре линии L_α соотношением

$$\tau_{1m} = \tau(L_\alpha) y(O) k_{1m}^0 / k_{12}^{011}, \tag{16}$$

где $y(O)$ — содержание кислорода в солнечной хромосфере [5]. В последующих приближениях необходимо учитывать степень ионизации кислорода и водорода. Для уровней $3p$ ${}^3P(3)$, $3s$ ${}^5S^0(5)$, $3p$ ${}^5P(6)$, $3d$ ${}^5D^0(7)$, $2p^4$ ${}^1S(8)$ и $2p^4$ ${}^1D(9)$ рассматривать перенос излучения не следует, и уравнения стационарности записываются стандартно. Необходимо для их решения параметры взяты из работ [4, 13, 16, 17].

Решение. Уравнения стационарности решались методом последовательных приближений для моделей с $\tau_0(L_\alpha) = 10^4 - 10^8$, $\beta_{i, i\pm 1} = 0.05$, $\xi = 8$ км/с, $n_e(\tau)$ и $T_e(\tau)$, полученными в работе [1] ($T_e \approx 7000$ К, $n_e = 10^{10} - 5 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$). Расчеты показали, что в ионизационный баланс атома кислорода основной вклад (до 80 %) вносят ионизации с основного уровня. Наибольшую роль, особенно для ярких протуберанцев ($\tau_0(L_\alpha) = 10^7 - 10^8$), играют ионизации диффузным полем лаймановского континуума водорода. Изменения с глубиной степени ионизации кислорода n^+/n_1 для модели с $\tau_0(L_\alpha) = 10^7$ изображены на рис. 2 (правая шкала), из которого следует, что степень ионизации кислорода, быстро уменьшаясь в поверхностных слоях, в большей части объема протуберанца сохраняет почти постоянную величину. В слабых проту-

беранцах n^+/n_1 значительно выше, чем в ярких. Так, при $\tau_0(L_\alpha) = 10^4$ имеем $n^+/n_1 \approx 10$, при $\tau_0(L_\alpha) = 10^8$ получаем $n^+/n_1 \approx 5 \cdot 10^{-2}$. Эти особенности ионизации нейтрального кислорода определяются уменьшением с глубиной в оптически толстых протуберанцах интенсивности ионизирующего внешнего и диффузного поля лаймановского континуума водорода.

В синглетной системе рассматривалась лишь взаимосвязь уровней $^1D_2(9)$ и $^1S_0(8)$ с континуумом. Решение уравнений стационарности показало, что их относительные населенности в слабых протуберанцах достигают значений 0.15—0.20, в ярких — падают до 10^{-2} . Синглетные уровни вносят в ионизационный баланс атома кислорода вклад до 20 %.

В результате решения уравнений стационарности триплетной системы получены функции источников линий резонансного триплета $\lambda\lambda$ 130.22, 130.49, 130.60 нм — $n_2/n_1^{(1)}$, $n_2/n_1^{(2)}$, $n_2/n_1^{(3)}$ и линии λ 102.577 нм — n_4/n_1 . Изменение с глубиной первой из них — $n_2/n_1^{(m)}$ показано на рис. 2 (левая шкала) для модели с $\tau_0(L_\alpha) = 10^7$. Анализ решений свидетельствует о том, что основным механизмом возбуждения резонансного триплета является внешнее солнечное излучение, проникающее в пространство между волокнами. Число рекомбинаций на два — три порядка меньше числа радиационных переходов. Электронные удары играют пренебрежимо малую роль. Влияние L_β -накачки невелико: каскадные переходы $1-4-3-2$ лишь на 5—7 % увеличивают функцию $n_2/n_1^{(m)}$. В то же время населенность уровня $3d \ ^3D^0(4)$ целиком определяется диффузным полем L_β -линии водорода. Число переходов под действием этого поля на несколько порядков превышает число переходов под действием внешнего излучения и на один — два порядка выше числа рекомбинаций. Населенности триплетной системы сильно отклоняются от ЛТР. Изменения с глубиной коэффициента $b_2(\tau)$ уровня $^3S_1^0$, вычисленные по формуле Саха — Больцмана, даны на рис. 3. Видно, что относительно континуума уровень $^3S_1^0$ недонаселен тем более, чем больше оптическая глубина τ . Такое поведение $b_2(\tau)$ определяется разностью температур ионизирующего ($T_{\text{ион}} \leq 6800$ К) и возбуждающего ($T_b \leq 5400$ К) излучения, а также различием в частотном распределении энергии в лаймановском континууме и линиях O I $\lambda\lambda$ 130.2 — 130.6 нм.

Решение уравнений стационарности квинтетной системы дает распределение по глубине относительных населенностей квинтетных уровней. Относительная населенность уровня $3d \ ^5S_2^0(5)$ (или функция источников интеркомбинационной линии λ 135.56 нм) $n_5/n_1^{(1)}$, вычисленная для модели с $\tau_0(L_\alpha) = 10^7$, изображена на рис. 2. Коэффициенты отклонения $b_5(\tau)$ от ЛТР населенности уровня $^5S_2^0(5)$ приведены на рис. 3. Из анализа решения следует, что первичным возбуждающим механизмом квинтетной системы служат рекомбинации, хотя окончательным фактором, определяющим населенности уровней, являются их последующие взаимодействия. Из рис. 3 следует, что мензеловский коэффициент $b_5 > 1$, т. е. квинтетный уровень $^5S_2^0$ перенаселен относительно континуума вследствие его метастабильности.

Интерпретация наблюдений. Найденные функции источников $n_2/n_1^{(1)}$, $n_2/n_1^{(2)}$, $n_2/n_1^{(3)}$ и $n_5/n_1^{(1)}$ позволяют вычислить интенсивность резонансных $\lambda\lambda$ 130.22, 130.49, 130.60 нм и интеркомбинационной λ 135.56 нм линий для всех моделей протуберанцев по формуле

$$I_{nm}(\tau_d) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{g_n}{g_m} \Delta\lambda_D \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) dx \int_0^{\tau_0} \frac{n_m}{n_n}(\tau) \exp[-\alpha(x)\tau] d\tau. \quad (17)$$

При сравнении с наблюдением использовалась сумма интенсивностей линий триплета $\sum_{m=1}^3 I_{12}^{(m)}$. Зависимости интенсивностей линий от оптической

толщины модели даны на рис. 4: верхняя кривая — логарифм суммы $\lg \sum_{m=1}^3 I_{12}^{(m)}$, нижняя — логарифм интенсивности интеркомбинационной линии $\lambda 135.56$ нм $\lg I_{15}$. Различные значки на кривых — наблюдения, опубликованные в [8]. Каждый из значков относится к конкретному протуберанцу и определяет его оптическую толщину $\tau_0^{\text{набл}}(L_\alpha)$ ($\tau_0^{\text{набл}}(L_\alpha) = 10^6 - 10^8$).

Зависимость $\lg \sum_{m=1}^3 I_{12}^{(m)}$ и $\lg I_{15}$ вычисленных (сплошная линия) и наблюдаемых (точки) интенсивностей дана на рис. 5. Хорошее согласие результатов вычислений и наблюдений свидетельствует о радиационном

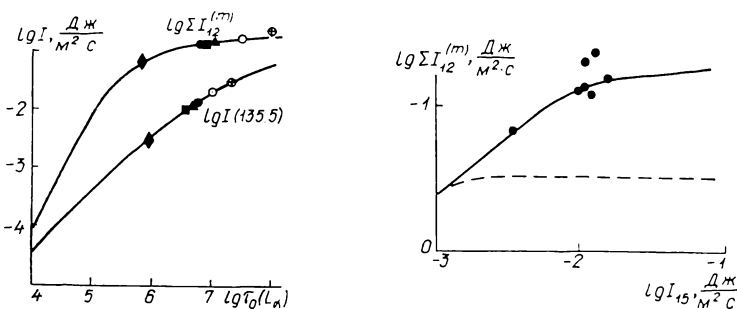


Рис. 4. Зависимости $\lg \sum_{m=1}^3 I_{12}^{(m)}$ и $\lg I_{15}$ от $\lg \tau_0(L_\alpha)$ (от яркости протуберанцев)

Рис. 5. Соотношение между $\lg \sum_{m=1}^3 I_{12}^{(m)}$ и $\lg I_{15}$ в протуберанцах разной яркости: сплошная линия — вычисления в рамках структурно-неоднородной модели; штрихи — вычисления в рамках однородной модели; точки — наблюдения [8]

(холодном) свечении всех, в том числе и интеркомбинационной, линий нейтрального кислорода: резонансный триплет светится под действием солнечного излучения, попадающего в пространство между волокнами, интеркомбинационная линия $\lambda 135.56$ нм возбуждается рекомбинациями при ионизации O I внешним и диффузным полем лаймановского континуума водорода. На рис. 5 нанесена также штриховая кривая, представляющая вычисления, сделанные в рамках однородных моделей ($\beta_i, i \pm 1 = 0$). Из сравнения ее с наблюдениями следует, что интерпретация свечения нейтрального кислорода в спокойных протуберанцах возможна лишь при использовании структурно-неоднородных моделей, в которых внешнее излучение может проникать в пространство между волокнами и вызывать там дополнительные ионизацию и возбуждение вещества.

1. Морозенко Н. И. Спектрофотометрические исследования спокойных солнечных протуберанцев. — Киев: Наук. думка, 1984. — 161 с.
2. Морозенко Н. И. Ионизованный гелий в спокойных протуберанцах. I. Холодное свечение He II // Кинематика и физика небес. тел. — 1986. — 2, № 5. — С. 74—79.
3. Соболева В. В. Диффузия L_α -излучения в туманностях и звездных оболочках // Астрон. журн. — 1957. — 34, вып. 4. — С. 694—705.
4. Delbouille L., Roland G., Neven L. Photometric atlas of the solar spectrum from $\lambda 2.3000$ to $\lambda 10.000$ Å. — Liege, 1973.
5. Hauge O., Engvold O. Compilation of solar abundance data // Rept. Inst. Theor. Astrophys. Blindern — Oslo. — 1979. — N 49. — P. 1—23.
6. Hummer D. G., Rybicki G. B. Second order escape probability approximations in radiative transfer // Astrophys. J. — 1982. — 263, N 2. — P. 925—935.
7. Kanno M., Withbroe G. L., Noyes R. W. Analysis of extreme ultraviolet spectroheliograms of solar prominences // Solar Phys. — 1981. — 69, N 2. — P. 313—326.
8. Kjeldseth Moe O., Cook J. W., Mango S. A. EUV observations of quiescent prominences from Skylab // Ibid. — 1979. — 61, N 2. — P. 319—334.

9. *Mariska J. T., Doschek G. A., Feldman U.* Extreme-ultraviolet limb spectra of prominence observed from Skylab // *Astrophys. J.*—1979.—232, N 3.—P. 929—939.
10. *Morozhenko N. N.* Radiation transfer in prominences with filamentary structure // *Solar Phys.*—1978.—58, N 1.—P. 47—56.
11. *Orrall F., Schmahl E. J.* The prominence-corona interface compared with the chromosphere-corona transition region // *Ibid.*—1976.—50, N 2.—P. 365—383.
12. *Orrall F., Schmahl E. J.* The H I Lyman continuum in solar prominences and its interpretation in the presence of inhomogeneities // *Astrophys. J.*—1980.—240, N 3.—P. 908—923.
13. *Peach G.* Continuous absorption coefficients for non-hydrogenic atoms // *Mem. Roy. Astron. Soc.*—1970.—73, N 1.—P. 1—123.
14. *Poland A., Tandberg-Hanssen E.* Physical conditions in a quiescent prominence derived from UV spectra obtained with the UVSP instrument on the SMM // *Solar Phys.*—1983.—84, N 1.—P. 63—70.
15. *Reilman R. F., Manson S. T.* Photoabsorption cross-sections for positive atomic ions with $Z \leq 30$ // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1970.—40, N 4.—P. 815—880.
16. *Skelton D. L., Shine R. A.* Formation of the O I resonance triplet and intercombination doublet in the solar chromosphere // *Astrophys. J.*—1982.—259, N 2.—P. 869—879.
17. *Smith E. V. P., Gottlieb D. M.* Solar flux and its variation // *Space Sci. Revs.*—1974.—16.—P. 771—802.

Глав. астроном. обсерватория АН УССР,
Киев

Поступила в редакцию 20.08.86,
после доработки 10.10.86

РЕФЕРАТ ДЕПОНИРОВАННОЙ РУКОПИСИ

УДК 524.31

ОБРАБОТКА ВЫСОКОДИСПЕРСИОННЫХ СПЕКТРОГРАММ ЗВЕЗД ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ С ПОМОЩЬЮ ЭВМ / Яковина Л. А.

(Рукопись деп. в ВИИТИ; № 3634 — В87)

Описаны алгоритмы, реализованные автором в комплексе программ цифровой обработки высокодисперсионных спектрограмм звезд поздних спектральных классов. Комплекс предусматривает: 1) ввод в ЭВМ цифровых записей спектрограмм и их корректировку; 2) обработку цифровых записей ступенчатого ослабителя и построение характеристической кривой; 3) сглаживание цифровых записей спектрограмм; 4) преобразование записей спектрограмм в относительные интенсивности; 5) «сшивание» записей частично перекрывающихся участков звездного спектра; 6) определение длин волн в спектре; 7) определение уровня континуума; 8) расчет остаточных интенсивностей; 9) усреднение записей нескольких спектрограмм. Программа ввода рассчитана на ввод в ЕС ЭВМ цифровых записей спектрограмм на перфолентах, полученных на цифровом микрофотометре АМФ-2 ГАО АН УССР. Возможна как частичная, так и полная автоматизация построения характеристической кривой. Сглаживание проводится по методу Уиттекера. Длины волн рассчитываются по опорным линиям звездного спектра в предположении постоянства дисперсии спектрограмм. Уровень континуума определяется по пикам интенсивности и может быть уточнен с помощью модели атмосферы.