

УДК 523.94

Анализ профилей линий нейтрального магния в солнечном спектре с учетом полного и частичного перераспределения по частотам

Б. Т. Бабий, М. И. Стодилка

Рассчитаны профили линий нейтрального магния в солнечном спектре с учетом частичного перераспределения по частотам в реальных условиях солнечной атмосферы в центре и на краю диска. Исследуется влияние полного и частичного перераспределения на функции источников некоторых линий. Определены параметры Мензела исследуемых линий.

ANALYSIS OF NEUTRAL MAGNESIUM LINE PROFILES IN THE SOLAR SPECTRUM WITH THE ASSUMPTION OF COMPLETE AND PARTIAL FREQUENCY REDISTRIBUTION, by Babij B. T., Stodilka M. I.—Profiles of neutral magnesium lines at the centre and at the limb of the solar disc are calculated with the assumption of partial frequency redistribution. The complete and partial redistribution is studied for its effect on source functions of some lines. Menzel parameters of examined lines are defined.

Введение. Профили линий магния в солнечном спектре изучались при исследовании физических условий в верхней фотосфере, в области температурного минимума и нижней хромосфере [6, 7, 11 и др.]. Тем не менее до настоящего времени существует неопределенность в самом значении минимальной температуры на Солнце и соответствующей ей оптической глубины. Непрерывное излучение из области температурного минимума попадает на далекую ИК- либо ракетную УФ-область и наблюдается с небольшой точностью. То же относится и к затменным наблюдениям. Очень мало сведений о гидродинамике в области температурного минимума. Даже не совсем ясно, уменьшается или увеличивается с высотой микротурбулентная скорость в этой области.

Анализ сильных фраунгоферовых линий, в частности магния, с очевидно необходимым учетом отклонений от локального термодинамического равновесия (ЛТР) остается актуальной задачей и в настоящее время. В [6, 7] анализ линий Mg I проводился с учетом отклонений от ЛТР в предположении полного перераспределения по частотам (ППЧ) с решением уравнения переноса интегральным методом. В реальных условиях ни ППЧ, ни строго когерентное рассеяние в точности не реализуются, и корректный анализ сильных хромосферных линий возможен в предположении частичного перераспределения по частотам (ЧПЧ) [5]. В предположении ЧПЧ проведен анализ линии Mg I λ 285.2 нм [8]. В [18] исследовано влияние ЧПЧ на более слабые фотосферные линии.

Сейчас составной частью исследований физических условий в невозмущенной фотосфере и хромосфере является подбор наилучшей стратегии расчета влияния ЧПЧ на профили линий, выяснение граничных обстоятельств, когда ЧПЧ переходит в ППЧ. Параллельно можно провести при рассмотрении перехода от не-ЛТР к ЛТР при определенных физических условиях. В некоторых случаях достаточно получить точное решение ППЧ вместо ЧПЧ. В настоящее время усиливается противоречие между все более точными теоретическими расчетами профилей, включая влияние ЧПЧ, и реальной ситуацией, когда неоднородности и поля скоростей влияют на профили больше, чем различие между ППЧ и ЧПЧ. В любом случае методология ЧПЧ и ее развитие важны.

Использованный нами наблюдательный материал: профили линий Mg I λ 457.1 нм из [21], λ 517.2 нм из [9] и λ 285.2 нм из [6]. Две первые линии исследовались в центре и на краю диска при $\mu=0.2$, линия λ 285.2 нм — усредненная по диску. Мы выполнили расчет для пятиуровневого атома Mg I дифференциальным методом в предположении ППЧ с последующим учетом влияния ЧПЧ и сравнили теоретические и наблюдаемые профили.

Метод вычисления. Решение совместной системы уравнений переноса и статистического равновесия проводилось дифференциальным методом эквивалентных двухуровневых атомов (ЭДА) с видоизмененной схемой линеаризации. Методика такого решения в предположении ППЧ подробно изложена в нашей работе по расчету линий D натрия [2], поэтому остановимся лишь на учете влияния на профили эффектов ЧПЧ. Расчет поля излучения и населенностей уровней выполнен в основном в рамках модифицированного метода ЭДА [13]. При этом распределение скоростей частиц на всех уровнях предполагалось максвелловским и не принимались во внимание столкновения, приводящие к изменению скоростей частиц. Предполагаем также, что вероятность спонтанного излучения гораздо больше вероятности вынужденного излучения. Различие профилей вынужденного и спонтанного излучений принимаем во внимание только в уравнениях переноса. Таким образом, профиль излучения ψ_ν , как следствие уравнений стационарности, можно представить формулой [14]:

$$\psi_\nu = \varphi_\nu \left[1 + \frac{n_i}{n_j} \frac{B_{ij}}{P_j} (\bar{R}_\nu - \bar{I}) \right], \quad (1)$$

где φ_ν — профиль коэффициента поглощения; n_i , n_j — населенности нижнего и верхнего уровней; B_{ij} — коэффициент Эйнштейна. Кроме того, $P_j = \sum_{k \neq j} (R_{jk} + C_{jk})$. В принятом изотропном приближении усредненная по частотам функция перераспределения R записывается в виде

$$\bar{R}_\nu = \frac{1}{\varphi_\nu} \int R(\nu', \nu) I_\nu d\nu', \quad \bar{I} = \int I_\nu \varphi_\nu d\nu, \quad (2)$$

где \bar{I} — усредненная по углам и частотам средняя интенсивность. Согласно общепринятой точке зрения [5, 14], усредненная по распределению Максвелла функция перераспределения может быть записана так:

$$R(\nu', \nu) = \Gamma R^e(\nu', \nu) + (1 - \Gamma) R_{III}(\nu', \nu), \quad (3)$$

где R^e равно R_{II} для резонансных или R_V для субординатных линий. Функции перераспределения R_{II} и R_{III} введены в [15], а R_V — в [12]. Параметр Γ , с помощью которого учитывается доля возбужденных атомов, излучающих в процессе рассеяния когерентно, принимался равным [13, 17]:

$$\Gamma = P_j / (P_j + P_i + Q_E). \quad (4)$$

В более ранних работах (например, [20]) вместо параметра P_j использовалась постоянная затухания вследствие излучения Γ_j (для данной линии одинаковая по всей атмосфере). Введенная в [17] постоянная Γ_i для учета размытости нижнего уровня заменена нами на P_i . Скорость упругих столкновений Q_E пропорциональна постоянным затуханиям Ван-дер-Ваальса и Штарка. В большинстве случаев для R_{III} можно использовать приближение $R_{III} = \varphi_\nu' \varphi_\nu$ [5]. Методика расчета R^e с учетом вспомогательной функции $a(\nu', \nu)$ подробно изложена в [13, 16]. При этом R^e имеет вид

$$R^e(\nu', \nu) = \xi a(\nu', \nu) \varphi_\nu \delta(\nu' - \nu) + [1 - \xi a(\nu', \nu)] \varphi_\nu' \varphi_\nu. \quad (5)$$

Здесь δ — функция Дирака и

$$\xi = (P_j + P_E)/(P_i + P_j + Q_E). \quad (6)$$

Используя формулы (3) — (6), для \bar{R}_v получаем выражение

$$\bar{R}_v = \Gamma \xi [a(v', v) I_v - I_v^a] + \bar{I}, \quad (7)$$

$$I_v^a = \int I_v a(v', v) \varphi_v dv'. \quad (8)$$

Коэффициенты поглощения и излучения в линии в предположении ЧПЧ можно записать [13]:

$$\kappa_v^L = \frac{\pi e^2}{mc} f_{ij} \varphi_v \left(n_i - \frac{q_i}{q_j} \rho_v n_j \right), \quad (9)$$

$$\eta_v^L = \frac{h\nu_0}{4\pi} A_{ji} \rho_v \varphi_v n_j = \frac{8\pi^2 e^2}{m\lambda_0^3} \frac{q_i}{q_j} f_{ij} \rho_v \varphi_v n_j, \quad (10)$$

где отношение профилей излучения и поглощения равно

$$\rho_v = \frac{\Psi_v}{\Phi_v} = 1 + \frac{n_i}{n_j} \frac{B_{ij}}{P_j} \Gamma \xi [a(v', v) I_v - I_v^a]. \quad (11)$$

Совершенно естественно, что при отсутствии ЧПЧ величина $\rho_v \equiv 1$ и формулы для коэффициентов поглощения и излучения принимают форму, соответствующую ППЧ [2, 5]. Запишем выражение для функции источников в линии. В случае ППЧ частотно-независимая функция источников имеет вид

$$S_v^L = n_j A_{ji} / [B_{ij} (n_i - q_i n_j / q_j)]. \quad (12)$$

Если определить n_i и n_j из уравнений стационарности и подставить в выражение для S^L (классический вариант ЭДА), получим

$$S^L = (\bar{I} + \eta)/(1 + \epsilon). \quad (13)$$

Значения ϵ и η в зависимости от населенностей уровней и вероятностей переходов приведены в [5, 13]. Применяя аналогичные случаю ППЧ алгебраические преобразования, получаем для функции источников в линии в случае ЧПЧ выражение

$$S_v^L = \frac{\eta_v^L}{\kappa_v^L} = \frac{\bar{I} + \lambda \xi (a_{vv} I_v - I_v^a) + \eta}{1 + \epsilon_v}, \quad (14)$$

где

$$\lambda = \frac{A_{ji}}{P_j + Q_E} \left(1 + \frac{c^2}{2h\nu_0^3} \bar{I} + \frac{\alpha}{A_{ji}} \right), \quad (15)$$

$$\epsilon_v = \frac{\alpha - \beta \rho_v \frac{q_i}{q_j}}{A_{ji}} + \bar{I} \frac{c^2}{2h\nu_0^3} (1 - \rho_v). \quad (16)$$

Значения входящих в (15) и (16) величин α и β также приведены в [13]. Естественно, что при отсутствии ЧПЧ $\epsilon_v \rightarrow \epsilon$, второй член в числителе (14) с учетом (8) исчезает, так как профиль поглощения предполагается нормированным к единице, и функция источников (14) просто преобразуется в (13).

Полную функцию источника с учетом поглощения и излучения в континууме можно записать в виде

$$S_v = (\eta_v^L + \eta^c) / (\kappa_v^L + \kappa^c) = (S_v^L + r_v B) / (1 + r_v), \quad (17)$$

где B — функция Планка (ЛТР-приближение функции источника в континууме); $r_v = \kappa^c / \kappa^L$ — отношение коэффициентов поглощения в непрерывном спектре и в линии.

Таким образом, уравнение переноса легко решается методом ЭДА с модифицированными функцией источника и коэффициентом поглощения. Выведем условие эффективности алгоритма решения уравнения переноса при ЧПЧ. Как уже отмечалось, для упрощения расчетов отклонение профиля излучения от естественного будем учитывать только в уравнениях переноса, а в уравнениях стационарности в качестве профиля излучения будем использовать естественный профиль. Для этого должно выполняться условие $A_{ji} \gg B_{ji} \bar{I}$.

Рассмотрим отношение $A_{ji}/B_{ji} \bar{I} = 2h\nu^3 c^{-2} / \bar{I} \equiv \tilde{\alpha} / \bar{I}$. При $\tilde{\alpha} / \bar{I} \rightarrow 1$ начинают сказываться нелинейные члены в функции источника, что приводит к вычислительным трудностям. При ЛТР имеем $\bar{I} = S = \tilde{\alpha} / \exp[h\nu/(kT)] - 1$. Обычно при $\tau = \tau_{\max}$ выполняется условие ЛТР. В этом случае $\tilde{\alpha} / \bar{I}_{\tau_{\max}} \gg 1$, если $h\nu/(kT)|_{\tau_{\max}} \gg 1$. Учитывая, что $\bar{I}(\tau)$ — неубывающая функция (это следует из решения уравнений переноса: $\bar{I}(\tau)$ уменьшается с уменьшением τ и переходит на насыщение), тем более $\tilde{\alpha} / \bar{I}_{\tau} \gg 1$ по всей толщине атмосферы, если только $h\nu/(kT) \gg 1$ при $\tau = \tau_{\max}$, точнее при таком τ , когда начинает выполняться ЛТР. При выполнении последнего условия гарантируется эффективная работа предлагаемого алгоритма решения при ЧПЧ.

Проводимая итерационная процедура состоит из следующих этапов: 1 — вычисление населенностей уровней и поля излучения в предположении ЛТР; 2 — нахождение поля излучения и населенностей уровней методом ЭДА с последующей линеаризацией уравнений переноса излучения в связанно-связанных переходах; 3 — решение уравнения переноса методом ЭДА для избранного перехода с модифицированной за счет ЧПЧ функцией источников и с уточнением населенностей уровней. Этот этап повторяется несколько раз до достижения сходимости; 4 — повторное решение для всех переходов уравнений переноса и стационарности с введением в уравнение переноса для перехода, в котором учитывается ЧПЧ, фиксированных ранее определенных значений r_v .

Если для некоторого перехода выполняется условие сходимости, то в последующих итерациях его уравнения не решаются. Этапы 3, 4 повторяются до достижения сходимости во всех рассматриваемых переходах. Во многих случаях достаточно этапа 3. По известным населенностям уровней и полю излучения с использованием формального решения уравнения переноса рассчитываем профили линий и различные параметры линий.

Атомные параметры. Мы использовали модель атома Mg I, содержащую четыре связанных уровня и последний пятый уровень — континуум (рис. 1). Эта модель представляет b -линии (переход $2 \rightarrow 4$), запрещенную линию λ 457.1 нм ($1 \rightarrow 2$), хромосферную линию λ 285.5 нм ($1 \rightarrow 3$), а также ионизационное равновесие, включающее переходы с каждого уровня в континуум. В [7] показано, что в модель достаточно включить одну из b -линий (в нашем случае b_2 , λ 517.2 нм) ввиду равенства функций источников на тех же высотах в атмосфере. По этой причине триплетный уровень 3^3P^0 мы заменили одним эквивалентным уровнем, полагая, что подуровни заселены пропорционально своим статистическим весам. Силы осцилляторов f_{ij} взяты из [1]. Для вычисления скоростей ударных связанно-связанных разрешенных переходов использовано полуэмпирическое соотношение Регемортера [3]:

$$C_{ij} = 32 \cdot 10^{-8} (Ry/\Delta E_{ij})^{3/2} \beta^{1/2} \exp(-\beta) P(\beta) n_e. \quad (18)$$

Скорости запрещенного перехода рассчитывались по формуле [4]:

$$C_{ij} = 8.63 \cdot 10^{-6} \exp(-\beta) n_e \Omega_{ij} / (q_i \sqrt{T_e}). \quad (19)$$

В (18) и (19) имеем $\beta = h\nu / (kT_e)$, $\Delta E_{ij} = E_i - E_j$, $Ry = 13.606$ эВ. Значения $P(\beta)$ приведены в [3]. При $\beta \ll 1$ величина $P(\beta) = \sqrt{3} / [2\pi E_1(\beta)]$, где E_1 — интегроэкспоненциальная функция первого порядка. Сила столкновительного перехода Ω_{ij} принималась равной 1. Для связанно-свобод-

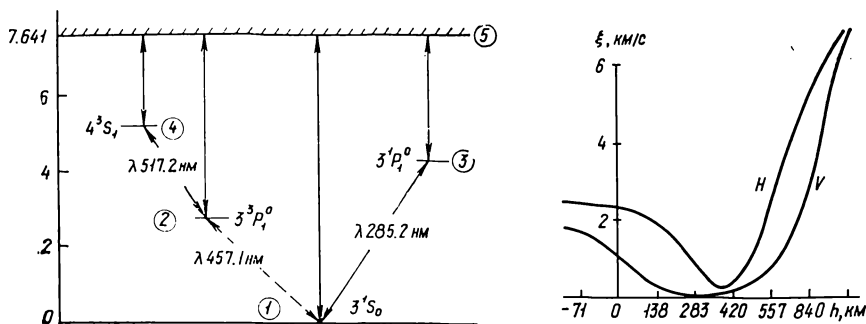


Рис. 1. Принятая модель атома магния Mg I (цифры в кружках — номера уровней)

Рис. 2. Принятое распределение вертикальной (V) и горизонтальной (H) составляющих микротурбулентной скорости в зависимости от геометрической глубины

ных переходов использовано соотношение Лотца [3], получившее широкое распространение и отличающееся от формулы Ситона фактором $1.4f(\beta)$ [3]:

$$C_{ih} = 10^{-8} \cdot 6m_i (Ry/\Delta E_{ih})^{3/2} \beta^{-1/2} \exp(-\beta) f(\beta) n_e, \quad (20)$$

где $f(\beta) = -\beta \exp(\beta) E_1(-\beta)$; m_i — число эквивалентных электронов.

Скорости радиативных переходов рассчитывались согласно общепринятой методике, как в [2]. Коэффициент поглощения в линии предполагался фойгтовским с параметром затухания $\Gamma_{ij} = \Gamma_i + \Gamma_j + k_{ij}\Gamma_6$. Расчеты показали, что в области образования линий штарковское затухание Γ_4 по сравнению с ван-дер-ваальсовским пренебрежимо мало. Величина $\Gamma_i = P_i$ учитывает все радиативные и неупругие ударные столкновения, Γ_6 — упругие столкновения.

Параметры солнечной атмосферы. Расчеты выполнены в рамках Гарвардско-Смитсоновской стандартной модели атмосферы [10] для содержания $\lg A_{Mg} \equiv \lg (N_{Mg}/N_H) = -4.52$ (как в [6]) в целях сравнения полученных результатов, а в дальнейшем — применения улучшенных модели и значения содержания. Величина Γ_6 рассчитывалась по формуле $\Gamma_6 = C_6^{2/5} \cdot 10^{19.55} P_g T^{-0.7}$, где P_g и T — соответственно газовое давление и температура согласно модели атмосферы.

Первоначальные модели полей микро- и макротурбулентных скоростей принимались такими же, как и в [6].

Так как коэффициент непрерывного поглощения в области длин волн менее 160 нм известен недостаточно точно, поле излучения в континууме вычислялось на основании принятого распределения радиативной температуры T^* . Как и в [6, 7], мы предполагали $\bar{I}_\nu = B(\tau)$ при $T > T^*$, т. е. в фотосфере, и $\bar{I}_\nu = B_\nu(T^*)$ в остальной области, включающей температурный минимум и хромосферу. Радиативные температуры связанно-свободных переходов приняты равными 4550, 4900, 5500 и 5300 К соответственно для уровней 1—4 [7].

Обсуждение результатов. Чтобы наилучшим способом согласовать теоретические и наблюдаемые крылья линий, как и в предыдущих исследованиях, необходимо Γ_6 умножить на фактор больше единицы. В частности, получено $k_{12} = 7$, $k_{13} = 4$, $k_{24} = 4.2$. Отметим, что для пере-

хода $1 \rightarrow 3$ величина Γ_j оказывает весьма существенное влияние, тогда как профили переходов $1 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 4$ определяются значением Γ_6 . Макротурбулентные скорости для линии λ 282.5 нм и b -линий остались теми же, что и в [6], т. е. равными 2 км/с; для линии λ 457.1 нм в целях улучшения согласия с наблюдениями взято в два раза большее по сравнению с [6] значение, т. е. $v_{12} = 1$ км/с. Для подгонки в области ядра теоретических профилей b -линий мы увеличили C_{24} в 25 раз. Профили запрещенного перехода слабо чувствительны к C_{12} : при увеличении C_{12} на

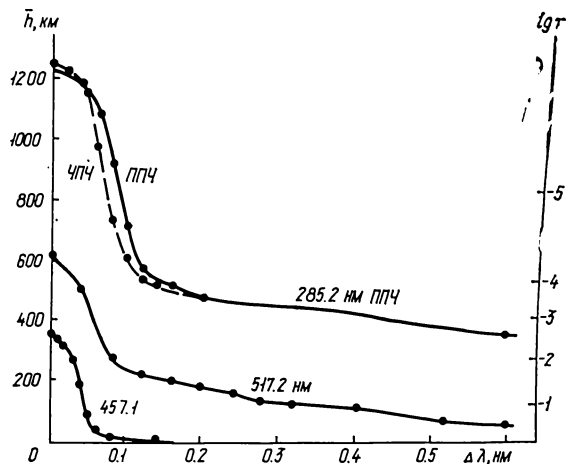


Рис. 3. Высота образования излучения в различных линиях Mg I в зависимости от расстояний от центров линий

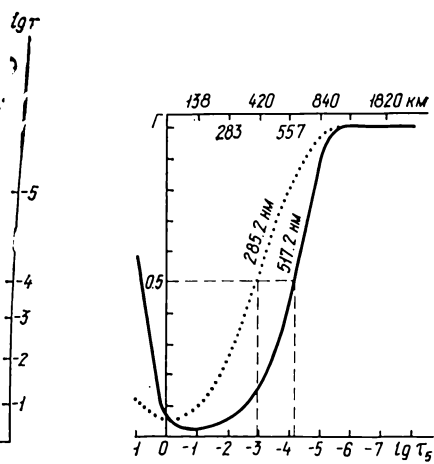


Рис. 4. Доля когерентно излучающих в процессе рассеяния атомов Г в зависимости от оптической глубины

порядок параметры Мензела $b_1 = b_2$, т. е. функция источников для этой линии совпадает с функцией Планка по всей глубине.

Путем соответствующей модификации горизонтальной и вертикальной составляющих микротурбулентной скорости выбран их оптимальный вариант (рис. 2), при котором совпадают ядра линий. Для этого мы рассматривали только переходы $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 4$. Для хромосферной линии хороших наблюдаемых профилей нет, так как она сильно блендирована. Для b_2 -линии достигнуто совпадение профилей с ошибкой, не превышающей 1 % (табл. 1). Несколько хуже совпадение профилей запрещенной линии λ 457.1 нм. Так, для $\mu = 1.0$ характерно некоторое занижение профиля вплоть до $\Delta\lambda = 0.005$ нм (табл. 2). Путем уменьшения вертикальной составляющей микротурбулентности в областях формирования линий невозможно получить хорошего совпадения ядер линий. Для этого необходимо корректировать электронную температуру [6]. Именно этим обусловлен широкий минимум для вертикальной составляющей микротурбулентной скорости, растянутый в сторону больших оптических глубин.

Эффективные высоты образования излучения на различных расстояниях $\Delta\lambda$ от центров линий измерялись величиной \bar{h} ;

$$\bar{h}(\Delta\lambda) = \frac{\int_{-h_{\min}}^{+h_{\max}} h f(h) dh}{\int_{-h_{\min}}^{+h_{\max}} f(h) dh}, \quad (21)$$

где $f(h) = S_\nu(h, \Delta\lambda) [\kappa^L(h, \Delta\lambda) + \kappa^c(h)] \exp\{-[\tau^L(h, \Delta\lambda) + \tau^c(h)]\}$. Здесь τ^L и τ^c — оптические глубины в линии и непрерывном спектре. На рис. 3 приведена зависимость $\bar{h}(\Delta\lambda)$ для трех линий при оптимальном согласовании теоретических и наблюдаемых профилей. В центрах линий получены значения $\bar{h}(0)$, равные 362, 613 и 1223 км для $\lambda\lambda$ 457.1, 517.2 и

Таблица 1. Наблюдаемые и теоретические профили триплета Mg I в центре и на краю ($\mu=0.2$) диска Солнца

$\Delta\lambda$, нм	λ 517.2 нм				λ 516.7 нм		λ 518.3 нм	
	$\mu=1.0$		$\mu=0.2$		$\mu=1.0$	$\mu=0.2$	$\mu=1.0$	$\mu=0.2$
	Набл.	Теорет.	Набл.	Теорет.	Теорет.		Теорет.	
0	0.07	0.071	0.105	0.11	0.095	0.139	0.062	0.105
0.004	0.09	0.10	0.12	0.13	0.136	0.178	0.092	0.116
0.008	0.175	0.19	0.23	0.225	0.233	0.320	0.177	0.181
0.012	0.25	0.248	0.38	0.37	0.308	0.456	0.228	0.318
0.016	0.28	0.28	0.46	0.45	0.366	0.534	0.256	0.416
0.020	0.32	0.31	0.50	0.495	0.421	0.583	0.279	0.462
0.024	0.34	0.34	0.53	0.52	0.477	0.624	0.302	0.489
0.028	0.365	0.37	0.55	0.53	0.532	0.66	0.326	0.511
0.032	0.40	0.40	0.57	0.57	0.584	0.692	0.348	0.532
0.040	0.475	0.47	0.61	0.62	0.675	0.749	0.397	0.57
0.052	0.56	0.56	0.67	0.68	0.773	0.815	0.471	0.622
0.060	0.62	0.62	0.70	0.71	0.818	0.847	0.520	0.653

Таблица 2. Теоретические ППЧ- и ЧПЧ-профили линии λ 285.2 нм, наблюдаемые и теоретические профили линии λ 457.1 нм

$\Delta\lambda$	λ 285.2 нм				λ 457.1 нм			
	$\mu=1.0$		$\mu=0.2$		$\mu=1.0$		$\mu=0.2$	
	ППЧ	ЧПЧ	ППЧ	ЧПЧ	Набл.	Теорет.	Набл.	Теорет.
0	0.0004	0.0003	0.0022	0.002	0.14	0.13	0.225	0.245
0.001	—	—	—	—	0.145	0.135	0.23	0.25
0.002	0.0004	0.0004	0.0022	0.002	0.16	0.15	0.24	0.27
0.003	—	—	—	—	0.215	0.19	0.28	0.30
0.004	0.0005	0.0005	0.0020	0.0018	0.32	0.28	0.32	0.34
0.005	—	—	—	—	0.45	0.42	0.40	0.41
0.006	0.0007	0.001	0.0021	0.0018	0.60	0.60	0.49	0.49
0.008	0.0014	0.0011	0.0034	0.0027	0.825	0.84	0.68	0.68
0.01	0.0014	0.0011	0.0074	0.004	0.925	0.92	0.825	0.84
0.012	0.0013	0.0011	0.0084	0.008	0.96	0.95	0.90	0.91
0.014	—	—	—	—	0.965	0.965	0.94	0.94
0.016	0.0014	—	0.0078	—	—	—	—	—
0.02	0.0015	—	0.0075	—	—	—	—	—
0.06	0.0033	—	0.011	—	—	—	—	—
0.1	0.005	—	0.016	—	—	—	—	—
0.14	0.0064	—	0.021	—	—	—	—	—
0.2	0.009	—	0.027	—	—	—	—	—
0.4	0.04	—	0.05	—	—	—	—	—
0.8	0.37	—	0.136	—	—	—	—	—
1.2	0.63	—	0.31	—	—	—	—	—
1.6	0.77	—	0.48	—	—	—	—	—

285.2 нм соответственно. Для двух линий значения $\bar{h}(0)$ несколько отличаются от полученных в [6]. По рис. 3 очевидно перекрытие областей образования ядра 457.1 нм и крыльев 517.2 нм, а также ядра 517.2 нм и крыльев 285.2 нм. Совершенно ясно также, что для исследования высот 700 — 1200 км необходимо использовать ядро линии λ 285.2 нм.

На рис. 4 изображено рассчитанное согласно (4) изменение параметра Γ с оптической и геометрической глубиной для линий $\lambda\lambda$ 285.2 и 517.2 нм. Рис. 5 представляет отношение профилей излучения и поглощения для двух расстояний от центра хромосферной линии в зависимости от оптической глубины. Наконец, как это делалось в более ранних работах по ЧПЧ, предпринята попытка учесть его влияние на профили линий. При этом Γ считается постоянным и равным 0.98, т. е.

рассеяние считается на 98 % когерентным и лишь на 2 % полностью некогерентным [5, 19]. Результаты исследований представлены на рис. 6. Проанализируем полученные результаты.

Учет ЧПЧ для линий $\lambda\lambda$ 457.1 и 517.2 нм дает практически те же результаты, что и учет ППЧ. Правда, в случае $\Gamma = \text{const} = 0.98$ для b_1 -линии при $\mu = 0.2$ характерно заметное (порядка 2 — 4 %) уменьшение интенсивности в области близких крыльев. Подсчеты показали, что

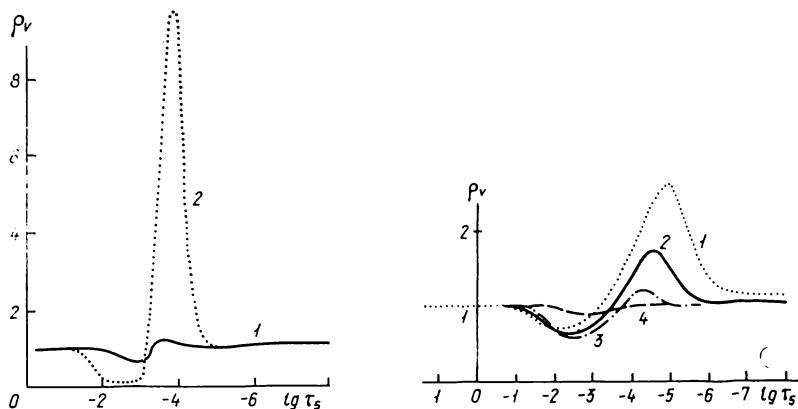


Рис. 5. Отношение профилей излучения и поглощения для двух расстояний от центра хромосферной линии λ 285.2 нм при реальном Γ . Значения $\Delta\lambda$, нм: 1—0.0042; 2—0.0065

Рис. 6. Отношение профилей излучения и поглощения для четырех расстояний от центра линии λ 517.2 нм при постоянном Γ . Значения $\Delta\lambda$, нм: 1—0.04; 2—0.025; 3—0.016; 4—0.01

для нашего случая $P_i \ll P_j$ (примем во внимание при дальнейшем обсуждении). Оказывается, что крылья b_2 -линии формируются на глубинах (менее 560 км), где $\Gamma = 0.5$, т. е. $Q_E > P_j$ ($\Gamma = 0.5$ для $h \approx 560$ км). Ядро формируется в области, где $P_j > Q_E$, но фотоны в ядрах претерпевают доплеровское перераспределение. Следовательно, эффекты ЧПЧ для линии λ 517.2 нм незначительны. Излучение в запрещенной линии λ 457.1 нм формируется значительно ниже. Другая картина отмечается у хромосферной линии λ 285.2 нм. Ее близкие крылья формируются в области, где $P_j \gg Q_E$ ($\Gamma = 0.5$ для 420 км согласно рис. 4). Поэтому здесь эффекты ЧПЧ существенны. В табл. 2 приведены теоретические ППЧ- и ЧПЧ-профили этой линии для $\mu = 1.0$ и $\mu = 0.2$. Близкие крылья профилей для ЧПЧ значительно ниже, чем для ППЧ.

Легко представить функцию источника в линии в следующем виде:

$$S_v^L = \tilde{\alpha} \rho_v / [(n_i q_j) / (n_j q_i) - 1]. \quad (22)$$

Очевидно, что увеличение ρ_v ведет к еще большему увеличению S_v^L и наоборот. Правда, учет континуумов затеняет этот эффект для полной функции источников. Как видно из рис. 5, для малых оптических глубин ($-4.8 < \lg \tau < -3.2$) характерно увеличение по сравнению с ППЧ функции источников за счет того, что фотоны не могут столь эффективно перераспределяться в крыльях, т. е. они как будто аккумулируются в ядре. В то же время для больших оптических глубин ($-3.2 < \lg \tau < -1.2$) характерно уменьшение S_v^L в крыльях, поскольку здесь рассеяние в большей степени когерентно и нет эффективной накачки фотонов из ядер. В центральной части линии ρ_v практически равно единице. Таким образом, функции источников с учетом ЧПЧ существенно (даже на несколько порядков) могут отличаться от S^L для ППЧ, что, в свою очередь, может привести к изменению глубин образования излучения. В случае запрещенного перехода λ 457.1 нм перераспределение фотонов практически отсутствует ($\rho_v = 1$), в случае перехода λ 517.2 нм

Таблица 3. Рассчитанные параметры Мензела для пятиуровневой модели атома Mg I с континуумом

h, км	3^1S_0	$3^3P_1^0$	$3^3P_1^0$		4^3S_1	Континуум
			чпч	ппч		
1850	507	323	0.050	0.054	6.20	1.00
1843	408	265	0.046	0.050	5.5	1.00
1831	324	218	0.042	0.046	4.94	1.00
1800	238	169	0.037	0.041	4.29	1.00
1740	158	119	0.032	0.035	3.4	1.00
1620	90.5	72.4	0.026	0.028	2.47	1.00
1340	27.0	21.7	0.022	0.024	1.02	1.00
947	5.76	4.96	0.06	0.064	0.39	1.00
758	1.69	1.47	0.077	0.079	0.20	1.00
627	0.42	0.37	0.035	0.038	0.11	1.06
557	0.127	0.122	0.016	0.019	0.076	1.07
501	0.154	0.15	0.02	0.026	0.12	1.07
447	0.21	0.21	0.032	0.038	0.19	1.06
393	0.29	0.29	0.05	0.06	0.28	1.05
339	0.41	0.41	0.09	0.098	0.40	1.04
283	0.56	0.56	0.14	0.15	0.54	1.02
227	0.77	0.77	0.22	0.23	0.76	1.00
168	1.01	1.01	0.34	0.35	1.00	1.00
108	1.02	1.02	0.41	0.41	1.01	1.00
49	1.02	1.02	1.02	0.54	0.54	1.00
0	1.01	1.01	1.01	0.76	0.76	1.00
-32	1.00	1.00	0.95	0.95	1.00	1.00
-51	1.00	1.00	0.99	0.99	1.00	1.00

имеем аналогичную ситуацию. Правда, ρ_ν изменяется в значительно меньших пределах по сравнению с λ 285.2 нм. В табл. 3 приведены рассчитанные параметры Мензела для четырех уровней атома Mg I и континуума. Обращает на себя внимание, что населенность третьего уровня при ЧПЧ не более чем на 20 % ниже населенности при ППЧ. Это связано с тем, что населенности определяют интенсивностью поля излучения в ядре линии, где ППЧ оказывается хорошим приближением. В табл. 1 приведены и теоретические профили линий b_4 и b_1 с длинами волн 516.7, 518.3 нм в точках диска $\mu=1.0$ и $\mu=0.2$. Согласие с наблюдениями для $\mu=1.0$ [9] такое же, как и для b_2 -линии. В точке $\mu=0.2$ сопоставление с наблюдениями b_1 - и b_4 -линий не проводилось из-за отсутствия у нас наблюдательных данных.

Отметим, что для выполнения расчетов при ППЧ с погрешностью поля излучения, не превышающей 1 %, достаточно двух — трех итераций, для расчетов при ЧПЧ — одной. При расчетах использовано 47 точек по глубине и семь точек по частоте. Для вычисления интегралов типа $\int_0^\infty f_\nu I_\nu d\nu$ использованы квадратуры Лагерра. Процессорное время счета на ЭВМ ЕС-1045 — порядка 6 мин.

Выводы. 1. Для анализируемых линий Mg I достигнуто удовлетворительное согласие теоретических и наблюдаемых профилей в центре и на краю ($\mu=0.2$) диска Солнца; 2. Подтвержден вывод предыдущих исследований о возможности использования гипотезы ЛТР при анализе информации, получаемой по запрещенной линии λ 457.1 нм; 3. Получены оптимальные значения микро- (рис. 2) и макротурбулентных скоростей, а также постоянной затухания, необходимых для согласования теоретических и наблюдаемых профилей; 4. Влияние ЧПЧ на профили b -линий магния $\lambda\lambda$ 516.7, 517.2 и 518.3 нм незначительно. Для их исследования достаточно, по-видимому, предположения ППЧ; 5. При получении информации по линии λ 285.2 нм об областях Солнца в пределах высот 700—1200 км учет влияния эффектов ЧПЧ необходим.

1. Аллен К. Астрофизические величины.— М.: Мир, 1977.—446 с.
2. Бабий Б. Т., Стодилка М. И. Расчет профилей линий D натрия с учетом отклонений от ЛТР // Кинематика и физика небес. тел.—1987.—3, № 1.—С. 34—41.
3. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Возбужденные атомы и уширение спектральных линий.— М.: Наука, 1979.—319 с.
4. Ленг К. Астрофизические формулы: В 3 ч.— М.: Мир, 1978.— Ч. 1.—448 с.
5. Михалас Д. Звездные атмосферы: В 2 т.— М.: Мир, 1982.— Т. 1.—352 с.; Т. 2.—442 с.
6. Allrock R. C., Canfield R. C. Analysis of the solar magnesium I spectrum // *Astrophys. J.*—1974.—194, N 3.—P. 733—741.
7. Athay R., Canfield R. Computed profiles for solar Mg-b and Na-D lines // *Ibid.*—1969.—156, N 2.—P. 695—706.
8. Canfield R. C., Cram L. E. Analysis of the solar magnesium I spectrum. II. Sensitivity of λ 2852 to partial redistribution effects // *Ibid.*—1977.—216, N 2.—P. 654—658.
9. Delbouille L., Neven L., Roland G. Photometric atlas of the solar spectrum from λ 3000 to λ 10 000 Å.—Liege, 1973.
10. Gingerich O., Noyes R., Kalkofen W., Cuny Y. The Harvard-Smithsonian reference atmosphere // *Solar Phys.*—1971.—18, N 3.—P. 347—365.
11. Heasley J. N., Allen M. S. Analysis of the solar magnesium lines // *Astrophys. J.*—1980.—237, N 1.—P. 255—264.
12. Heinzl P. Non-coherent scattering in subordinate lines: an unified approach to redistribution functions // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*—1981.—25, N 6.—P. 483—499.
13. Hubeny I. Non-LTE line transfer with partial redistribution. II. An equivalent-two-level-atom approach // *Bull. Astron. Inst. Czech.*—1985.—36, N 1.—P. 1—9.
14. Hubeny I., Oxenius J., Simonneau E. Absorption and emission line profile coefficients of multilevel atom — II. Velocity-averaged profile coefficients // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*—1983.—29, N 6.—P. 495—506.
15. Hummer Q. Non-coherent scattering. I. The redistribution function with Doppler broadening // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1962.—125, N 11.—P. 21—37.
16. Kneer F. Comments of the redistribution function of Jefferies and White // *Astrophys. J.*—1975.—200, N 2.—P. 367—368.
17. Lombardi G. G., Kelleher D. E., Cooper J. Redistribution of radiation in the absence of collisions // *Ibid.*—1985.—288, N 2.—P. 820—823.
18. Rutten R. J., Milkey R. W. Partial redistribution in the solar photospheric Ba II spectrum // *Ibid.*—1979.—231, N 1.—P. 277—283.
19. Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R. Structure of the solar chromosphere. I. Basic computations and summary of the results // *Ibid.*—1973.—184, N 2.—P. 605—631.
20. Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R. Structure of the solar chromosphere. III. Models of EUV brightness components of the quiet sun // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1981.—45, N 4.—P. 635—725.
21. White O. R., Allrock R. C., Brault J. W., Slaughter C. D. Measurements of the limb darkening in the forbidden Mg I line at 4571.1 Å // *Solar Phys.*—1972.—23, N 1.—P. 18—25.

Астрон. обсерватория Львов. ун-та
им. Ивана Франко

Поступила в редакцию 31.03.87,
после доработки 20.08.87