

УДК 523.94—645

Влияние радиативных процессов на населенности уровней кислорода в атмосфере Солнца.**III. Поле излучения свободно-связанных континуумов O I**

Н. Г. Щукина

Исследуется влияние солнечного поля излучения в основном и субординатных континуумах на населенности высоковозбужденных уровней нейтрального кислорода O I и первых уровней иона O II. Показано, что в верхней хромосфере поле излучения Лайман-континуума при учете эффектов радиативной взаимосвязи линий вызывает дополнительную накачку высоковозбужденных уровней O I. Особенности отклонения от ЛТР ионизационного равновесия кислорода связаны с отклонением средней интенсивности излучения в его свободно-связанных континуумах от функции Планка. Пренебрежение хромосферой ведет к сверхионизации кислорода во внешних областях.

THE EFFECT OF RADIATION ON POPULATION OF OXYGEN LEVELS IN THE SOLAR ATMOSPHERE. III. THE RADIATION FIELD OF O I BOUND-FREE CONTINUUM, by Shchukina N. G. — The effect of solar radiation in bound-free continuum of neutral oxygen on population of high excited O I levels and lower O II levels is studied. The Lyman continuum radiation field in the upper chromosphere is shown to rise the pumping of high-excited levels of neutral oxygen. Peculiarities of departure of the oxygen ionization equilibrium from LTE are caused by deviation of the mean bound-free intensity from the Planck function. In the absence of the chromosphere the oxygen overionization occurs in the upper layers of the solar atmosphere.

Статья посвящена влиянию солнечного поля излучения в основном и субординатных континуумах нейтрального кислорода на населенности высоковозбужденных уровней O I и первых уровней O II, когда учитывается радиативная взаимосвязь линий. Нас интересуют следующие вопросы:

1. Могут ли эффекты взаимосвязи и субординатных фото процессов повысить роль Лайман-континуума в заселении высоковозбужденных уровней O I (эта роль, как мы показали в статье [1], пренебрежимо мала при их отсутствии).

2. Как радиативные процессы в субординатных континуумах O I отдельно, без радиативных процессов в линиях, влияют на населенности уровней O I.

3. Вклад по отдельности радиативных процессов в Лайман-континууме и субординатных свободно-связанных континуумах O I в отклонение от ЛТР числа ионов O II.

4. Причины обнаруженных особенностей отклонения от ЛТР ионизационного равновесия кислорода.

Для ответа на поставленные вопросы мы использовали ту же модель атома кислорода и тот же метод анализа, что и в предыдущей статье [2]. Напомним, что метод заключается в сравнении коэффициентов отклонения от ЛТР исследуемого уровня атома, вычисленных для различных механизмов заселения и опустошения уровней. Модельные задачи, в которых описаны эти механизмы, приведены в [2]. В данной статье нам понадобятся результаты решения задач 1, 3, 5. Кроме того, мы рассмотрим еще одну задачу, которой в дальнейшем присвоим номер 6. В ней процессами, управляющими заселением уровней, являются: электронный удар, радиативные процессы в «основных» триплетных и квинтетных линиях, «вспомогательных» синглетных ли-

ниях и субординатных свободно-связанных континуумах. Поле излучения основного и синглетных континуумов (Лайман-континуум) отсутствует.

Отметим, что в модельной задаче 5, наоборот, учитывается Лайман-континуум и не учитываются субординатные фотопроцессы. Задача 3 включает оба типа радиативных процессов в свободно-связанных континуумах. В задаче 1 отсутствует поле излучения квинтетных линий.

Вопросы, касающиеся заселения высоковозбужденных уровней $O\ I$, мы рассмотрим на примере квинтетной системы. Полученные выводы верны и для уровней триплетной системы.

Ответ на первый вопрос дает сравнение результатов решения задач 3 и 6, представленных на рис. 1 в виде коэффициентов отклонения от

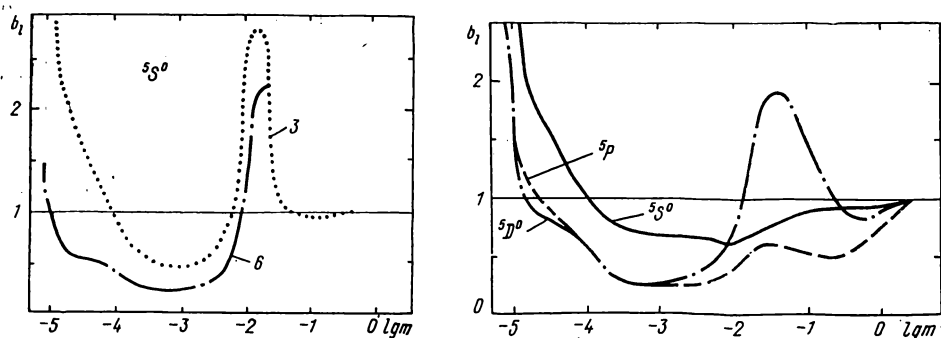


Рис. 1. Распределение по высоте коэффициентов отклонения от ЛТР уровня ${}^5S^0\ O\ I$ при учете поля излучения в Лайман-континууме (3) и его отсутствии (6). Учтены эффекты радиативной взаимосвязи квинтетных линий. Модель атмосферы — VAL 80

Рис. 2. Распределение по высоте коэффициентов отклонения от ЛТР квинтетных уровней $O\ I$ при отсутствии радиативных процессов в квинтетных линиях (модельная задача 1)

ЛТР b_l уровня ${}^5S^0$. Для уровней 5P и ${}^5D^0$ поведение b_l аналогично. Как видно из рисунка, учет радиативной взаимосвязи линий и субординатных фотопроцессов приводит к появлению зависимости населенности высоковозбужденных уровней $O\ I$ от радиативных процессов под действием Лайман-континуума в обширной области от переходного слоя хромосферы — корона вплоть до фотосферы ($\lg m < -1$). В указанной области поле излучения Лайман-континуума вызывает дополнительную накачку уровней ${}^5S^0$, ${}^3S^0$, 5P , 3P , ${}^5D^0$, ${}^3D^0$. В хромосфере при $\lg m = -5$ населенности данных уровней увеличиваются более чем в 5 раз. При переходе в фотосферу в областях с $\lg m > -1$ эта накачка исчезает.

Ответ на второй вопрос вытекает из анализа кривых на рис. 2 и величин радиативного NRB_{lu} и ударного NCB_{lu} разбаланса на рис. 3. Под величиной радиативного разбаланса NRB_{lu} в переходе с нижнего уровня l на верхний u мы подразумеваем следующую величину:

$$NRB_{lu} = (n_l R_{lu} - n_u R_{ul}) / n_l. \quad (1)$$

Аналогичным образом вводится величина ударного разбаланса NCB_{lu} :

$$NCB_{lu} = (n_l C_{lu} - n_u C_{ul}) / n_l. \quad (2)$$

Здесь n_l , n_u — населенности нижнего и верхнего уровней перехода; R_{lu} , C_{lu} — скорости радиативного и ударного возбуждения уровня l .

Радиативные процессы в субординатных континуумах $O\ I$, в отличие от Лайман-континуума, в состоянии вызвать отклонение от ЛТР населенностей высоковозбужденных уровней сами по себе, а не только в комплексе с радиативными процессами в линиях. Кривые для модель-

ной задачи 1 на рис. 2 подтверждают сказанное. Распределение, представленное данными кривыми, можно интерпретировать как распределение, сформированное фактически под действием одного механизма — ионизаций и рекомбинаций излучением. Совместным действием ударных ионизаций и рекомбинаций, учитываемых в задаче 1, можно пренебречь, поскольку ударный разбаланс, вызванный ими (рис. 3), в большинстве областей атмосферы Солнца (за исключением верхней хромосферы выше слоя с $\lg m < -4$ и фотосферы с $\lg m > 0$) намного меньше радиативного. Влияние же поля излучения три-

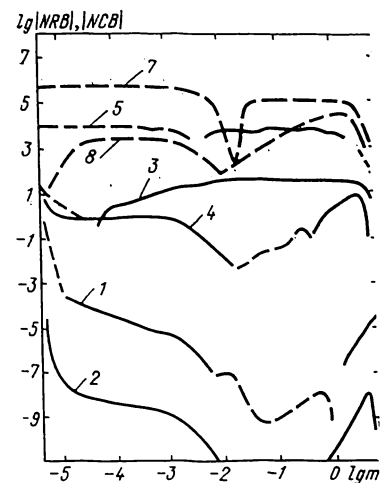


Рис. 3. Изменение с высотой величин радиативного NRB_{lu} и ударного NCB_{lu} разбаланса при свя-
зано-свободных переходах с основного $2p^4 \ ^3P$ ($l=1$) и квинтетных уровней $O\ I \ ^5S^0$ ($l=4$), 5P ($l=6$), $^5D^0$ ($l=8$) на основной уровень $O\ II \ 2p^3 \ ^4S_{3/2}$ ($u=10$). Цифрами обозначены: 1 — $NRB_{1,10}$; 2 — $NCB_{1,10}$; 3 — $NRB_{4,10}$; 4 — $NCB_{4,10}$; 5 — $NRB_{6,10}$; 6 — $NRB_{8,10}$; 7 — $NRB_{8,10}$; 8 — $NCB_{8,10}$. Модель атмосферы — VAL 80. Учитывается радиативная взаимосвязь квинтетных и триплетных линий. — — — $NRB_{lu} < 0$; — — — — $NRB_{lu} > 0$

плетных линий, учитываемого тоже в задаче 1, на населенности квинтетных уровней при отсутствии ударной взаимосвязи обеих систем, как говорилось в [2], пренебрежимо мало.

Найденное распределение имеет отличительную особенность: по мере перехода к уровням с более высоким потенциалом возбуждения (от $^5S^0$ к $^5D^0$) усиливается подобие между распределением коэффициентов b_l данных уровней и распределением b_l уровней $O\ II$. Указанные особенности можно объяснить ростом роли рекомбинаций и уменьшением роли ионизаций для уровней с более высокими потенциалами возбуждения (рис. 3). Как следует из рисунка, размеры области атмосферы с отрицательным значением разбаланса увеличиваются с ростом потенциала возбуждения субординатных уровней $O\ I$. При отсутствии радиативных процессов в линиях и малой роли ударного разбаланса населенности какого-либо высоковозбужденного уровня $O\ I$ в слоях, где фотоионизации с данного уровня преобладают над фоторекомбинациями ($NRB_{l,10} > 0$), будут меньше равновесных (уровень $^5S^0$, $\lg m = -4 \div 0$). Там, где фоторекомбинации происходят чаще фотоионизаций ($NRB_{l,10} < 0$), распределение b_l уровней $O\ I$ подобно распределению b_l первых уровней ионизованного кислорода ($^5D^0$).

Перейдем теперь к ответу на последние два вопроса, поставленные в начале статьи. С этой целью обратимся к уравнению ионизационного равновесия для кислорода. Запишем его через величины ударного и радиативного разбаланса:

$$\begin{aligned} n_1 \sum_{u=10}^{12} (NRB_{1,u} + NCB_{1,u}) + n_2 \sum_{u=11}^{12} (NRB_{2,u} + NCB_{2,u}) + n_3 (NRB_{3,12} + NCB_{3,12}) = \\ = - \sum_{l=4}^9 n_l (NRB_{l,10} + NCB_{l,10}), \end{aligned} \quad (3)$$

$l < 10$, $l = 1 \div 9$ — номера уровней $O\ I$; $u \geq 10$, $u = 10 \div 12$ — номера уровней $O\ II$, причем 10-й уровень — основное состояние иона.

Найдем вначале отдельный вклад в ионизационное равновесие кислорода Лайман-континуума. Для этого пренебрежем в уравнении

(3) членами, описывающими разбаланс в переходах с синглетных и высоковозбужденных уровней. Кроме того, результаты расчета $NRB_{l,u}$ и $NCB_{l,u}$, часть которых представлена на рис. 3, показывают, что $NRB_{1,10} \gg NCB_{1,u}$, $NRB_{1,10} \gg NRB_{1,11} > NRB_{1,12}$. В результате получаем:

$$R_{1,10} = R_{10,1} n_{10} / n_1, \quad (4)$$

где $R_{1,10}$, $R_{10,1}$ — соответственно скорости фотоионизации и фоторекомбинации для основного континуума кислорода. В общем случае скорость фотоионизации с l -го уровня на глубине m в атмосфере рассчитывается по формуле:

$$R_{l,10}(m) = \int_{\nu_{l,10}}^{\infty} \sigma_{l,10}(\nu) \frac{4\pi}{h\nu} I(\nu, m) d\nu, \quad (5)$$

скорость фоторекомбинации:

$$R_{10,l}(m) = \left(\frac{n_l}{n_{10}} \right)_{\text{ЛТР}} (m) \int_{\nu_{l,10}}^{\infty} \sigma_{l,10}(\nu) \frac{4\pi}{h\nu} \left(I(\nu, m) + \frac{2h\nu^3}{c^2} \right) e^{-h\nu/kT} d\nu. \quad (6)$$

Здесь $\nu_{l,10}$ — пороговая частота ионизации с l -го уровня; $I(\nu, m)$ — средняя интенсивность излучения в частоте ν ; $\sigma_{l,10}$ — сечение фотоионизации.

Среднюю интенсивность излучения в основном континууме кислорода ввиду высокой непрозрачности солнечного Лайман-континуума (см., например, [5]) можно приравнять функции источника:

$$I(\nu, m) = S(\nu, m) = B_\nu(m) / b_1^H, \quad (7)$$

где b_1^H — коэффициент отклонения от ЛТР основного уровня водорода; $B_\nu(m)$ — функция Планка на глубине m .

Подставив (5) — (7) в (4) и используя соотношение $n_l = b_l n_1$ (ЛТР), получаем:

$$b_{10}/b_1 = 1/b_1^H \cong I(\nu, m) / B_\nu(m). \quad (8)$$

Итак, отклонение от ЛТР ионизационного равновесия кислорода, описываемое отношением b_{10}/b_1 , при условии, что ионизация O I производится только полем излучения Лайман-континуума, задается формулой (8).

Мы рассчитали также отклонение от ЛТР ионизационного равновесия O I для более сложного случая задачи 5, когда во внимание принимался не только радиативный, но и ударный разбаланс в Лайман-континууме, а также разбаланс в синглетных континуумах. В уравнении (3) это соответствует случаю, когда используются все члены его левой части. Радиативные процессы в субординатных континуумах не учитывались. Оказалось, что и тогда кривые b_{10}/b_1 и I/B близки между собой.

Таким образом, основная причина отклонения от ЛТР ионизационного равновесия кислорода связана с отклонением средней интенсивности излучения за основной границей ионизации O I от функции Планка. $I(\nu, m)$ можно представить в виде функции Планка, описываемой температурой излучения T_r . Тогда, с физической точки зрения, сделанный выше вывод означает следующее. В слоях солнечной атмосферы, где T_r меньше локальной электронной температуры T_e ($b_1^H > 1$), излучение будет охлаждать более горячую газовую среду ($I < B$): усиливаются рекомбинации ионов на основной уровень O I. В указанных слоях следует ожидать недонаселенности уровней ионов и перенаселенности основного уровня нейтрального кислорода.

В областях с $b_1^H < 1$ поле излучения в Лайман-континууме горячее окружающей среды ($I > B$): происходит дополнительная накачка континуума. Уровни ионизованного кислорода могут оказаться перенаселенными по сравнению с ЛТР.

В моделях атмосферы Солнца, в которых учитывается хромосфера (VAL 73, HSRA, VAL 80), b_1^H в верхних слоях ($\lg m < -2$) больше единицы. В нижней хромосфере и области температурного минимума ($\lg m = -2 \div -0.4$) $b_1^H < 1$. В фотосфере $b_1^H \rightarrow 1$. В итоге, как видно из рис. 4, в хромосфере континуум кислорода оказывается недонаселенным ($b_{10} \sim 0.1$ при $\tau_{5000} = 4.5 \cdot 10^{-8}$), в области температурного минимума наблюдается пик перенаселенности ($b_{10} \sim 2-3$), в фотосфере — слабая пере- или недонаселенность ($b_{10} = 0.8 \div 1.1$). В чисто фотосферных моделях атмосферы, типичным примером которых является

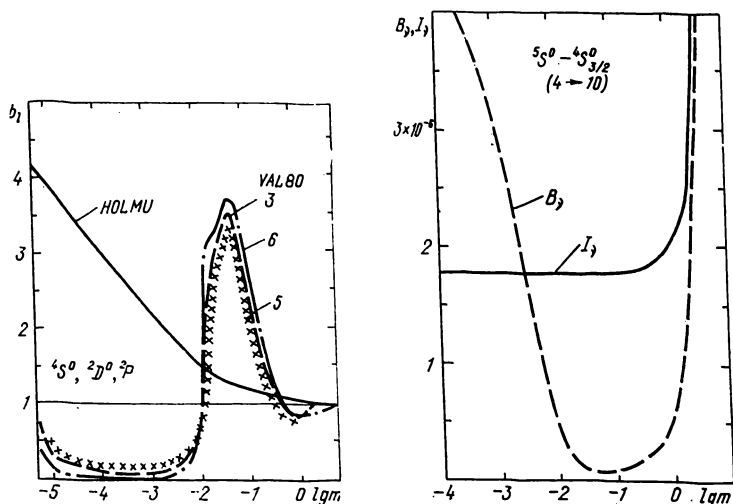


Рис. 4. Распределение по высоте коэффициентов отклонения от ЛТР b_{10} , b_{11} , b_{12} основного $2p^3 \ ^4S^0_{3/2}$ и первых двух возбужденных уровней $2p^3 \ ^2D^0$, $2p^3 \ ^2P^0$ O II при учете радиативной взаимосвязи линий. Цифрами 3, 5, 6 обозначены результаты решения задачи для модели VAL 80. Здесь же приведены результаты для модели HOLMU (задача 3)

Рис. 5. Изменение с высотой средней интенсивности излучения I и функции Планка B в частоте на пороге ионизации с уровня $^5S^0$ O I. Модель атмосферы — VAL 80

HOLMU [3], из-за падения температуры ко внешней границе атмосферы поле излучения в Лайман-континууме становится горячее окружающей среды. В результате основной континуум будет перенаселен (рис. 4).

Таким образом, выбор температурной модели Солнца оказывает решающее влияние на характер отклонения от ЛТР ионизационного равновесия кислорода.

Выясним теперь, как на ионизацию O I влияет поле излучения в субординатных континуумах. Рассмотрим этот вопрос на примере какого-либо одного субординатного перехода с уровня $l > 3$ и модели атмосферы с хромосферой (VAL 80).

Заменив в (5) и (6) $I(\nu, m)$ на функцию Планка, характеризующую температурой излучения T_r , имеем:

$$\left(\frac{R_{l,10}}{R_{10,l}} \right)_{\text{не-ЛТР}} = \left(\frac{n_{10}}{n_l} \right)_{\text{ЛТР}} \exp \left[\frac{h\nu}{k} \left(\frac{1}{T_e} - \frac{1}{T_r} \right) \right]. \quad (9)$$

При ЛТР $T_e = T_r$. Тогда

$$\left(\frac{R_{l,10}}{R_{10,l}} \right)_{\text{не-ЛТР}} / \left(\frac{R_{l,10}}{R_{10,l}} \right)_{\text{ЛТР}} = \exp \left[\frac{h\nu}{k} \left(\frac{1}{T_e} - \frac{1}{T_r} \right) \right]. \quad (10)$$

Наши расчеты показывают, что субординатный континуум кислорода отличается высокой степенью прозрачности в обширной области от внешней границы атмосферы до температурного минимума. В ука-

занной области скорости $R_{I,10}$ не меняются (рис. 5). Для переходов ${}^5S^0, {}^3S^0 \rightarrow 2p^3 {}^4S^0_{3/2}$ они аппроксимируются температурой излучения $T_r \approx 5600$ К. Для переходов ${}^5D^0, {}^3D^0 \rightarrow 2p^3 {}^4S^0_{3/2} - T_r \approx 4600$ К. Из соотношения (10) и из рис. 5 следует, что в хромосфере, начиная с области, где $T_e > 5600$ К ($\lg m < -2.5$), темпы фотоионизации с первых высоковозбужденных уровней ${}^5S^0, {}^3S^0$ по сравнению с ЛТР замедляются. Для близлежащих к континууму уровней ${}^5D^0, {}^3D^0$ темпы фотоионизации замедляются в более глубоких слоях, начиная с области, где $T_e > 4600$ К ($\lg m < -1.7$). Вследствие этого уровни O II по сравнению с ЛТР будут недонаселены.

В области температурного минимума и верхней фотосферы ($\lg m = -2.5 \div -0.6$) поле излучения в субординатном континууме ${}^5S^0, {}^3S^0 - {}^4S^0_{3/2}$ горячее окружающей среды $T_r > T_e$. Поле излучения в субординатных континуумах ${}^5D^0, {}^3D^0 - {}^4S^0_{3/2}$ горячее ее в более узкой области: $\lg m = -2.5 \div -0.17$. В указанных слоях дополнительный нагрев излучением ведет к сверхионизации кислорода. Поле излучения в промежуточном субординатном континууме ${}^5P, {}^3P - {}^4S^0_{3/2}$ действует аналогичным образом. Характер влияния радиативных процессов в субординатных континуумах кислорода на его ионизацию не изменится, если мы решим точную задачу, в которой учитывается суммарный эффект от субординатных процессов (рис. 4, кривая б).

Подводя итог исследованию влияния поля излучения свободно-связанных континуумов кислорода на населенности его уровней, выполненному в статьях I, II, III, мы приходим к следующим выводам:

1. Радиативные процессы в континуумах O I играют определенную роль:

Для высоковозбужденных уровней триплетной и квинтетной систем и первых уровней иона O II — в верхних слоях атмосферы от переходной зоны корона — хромосфера до фотосферы ($\lg m < -1$).

Для основного и синглетных уровней O I — на протяжении всей рассматриваемой области атмосферы ($\lg m = -5.3 \div +1$).

2. В области атмосферы $\lg m < -1$ учет радиативной взаимосвязи линий O I и субординатных фотопроцессов ведет к возникновению механизма накачки высоковозбужденных уровней водородным полем излучения Лайман-континуума. Этот механизм, как впервые показал Намба [4], может проявиться при наблюдениях хромосферных линий 777.2—5 и 844.6 нм.

3. Пренебрежение хромосферой увеличивает во внешних слоях ($\lg m < -2$) число ионов кислорода по сравнению с ЛТР (сверхионизация). При ее учете в континууме наблюдается сильная недонаселенность.

1. Шукина Н. Г. Влияние радиативных процессов на населенности уровней кислорода в атмосфере Солнца. I. Поле излучения Лайман-континуума и линий O I без учета радиативной взаимосвязи // Кинематика и физика небес. тел.—1985.—1, № 5.—С. 29—33.
2. Шукина Н. Г. Влияние радиативных процессов на населенности уровней кислорода в атмосфере Солнца. II. Поле излучения линий O I с учетом радиативной взаимосвязи и субординатных фотопроцессов // Там же.—1985.—1, № 6.—С. 56—61.
3. Holweger H., Müller E. A. The photospheric barium spectrum: solar abundance and collision broadening of Ba II lines by hydrogen // Solar Phys.—1974.—39, N 1.—P. 19—30.
4. Namba O. On the excitation of neutral oxygen in the solar chromosphere // Publ. Astron. Soc. Jap.—1954.—6, N 2.—p. 87—102.
5. Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R. Structure of the solar chromosphere. III Models of the EUV brightness components of the quiet Sun.—Cambridge, 1980.—105 p.—(Prepr. ser./Harvard-Smithsonian Center Astrophys., N 1308).