

УДК: 524.31.01—473

ЭФФЕКТЫ ОТКЛОНЕНИЙ ОТ ЛТР В АТМОСФЕРАХ  
F-СВЕРХГИГАНТОВ. I. ПОВЫШЕНИЕ ИОНИЗАЦИИ  
АТОМОВ Fe I

А. А. БОЯРЧУК, Л. С. ЛЮБИМКОВ, Н. А. САХИБУЛЛИН

Поступила 15 сентября 1984

Для ряда сверхгигантов и карликов класса F выполнены расчеты ионизационного баланса Fe I—Fe II при отказе от условия ЛТР. Показано, что отклонения от ЛТР приводят к сильному повышению степени ионизации атомов Fe I в верхних слоях атмосферы. Тем самым подтвержден вывод, полученный в [5] на основе исследования микротурбулентности у F-сверхгигантов. Причиной такой сверхионизации (относительно ЛТР) является несовпадение температур рекомбинации и фотоионизации: процессам рекомбинации соответствует локальная температура  $T(-)$ , в то время как фотоионизация происходит под действием ультрафиолетового излучения, приходящего из более глубоких и более горячих слоев атмосферы. Вычислены эквивалентные ширины некоторых линий Fe I. Показано, что пренебрежение эффектом сверхионизации при анализе достаточно сильных линий может привести к занижению определяемого содержания железа на порядок величины.

1. *Введение.* Первые попытки отказаться от предположения о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР) при рассмотрении атомов Fe I были сделаны в работах Атея и Лайтса [1] и Лайтса [2] применительно к атмосфере Солнца. Затем Лайтс и Каули [3] провели не-ЛТР расчеты линий Fe I для карликов и гигантов классов G и K. Результаты [1—3] показали, что отклонения от ЛТР в ионизационном балансе Fe I—Fe II могут привести к заметному повышению ионизации атомов Fe I (будем называть этот эффект сверхионизацией). Позже Ниссен и Густафссон [4] установили, что сверхионизация усиливается при переходе от Солнца к более горячим карликам класса F.

Относительно F-сверхгигантов идея сверхионизации была предложена в [5] в связи с анализом микротурбулентности: обнаружилось, что по линиям Fe I скорость микротурбулентности для этих звезд получается ниже, чем по линиям ионов Fe II и Ti II. В [5] было показано, что такое расхождение объясняется, по-видимому, занижением степени ионизации  $N(\text{Fe II})/N(\text{Fe I})$  в ЛТР-расчетах. Если учесть уменьшение концентрации нейтральных атомов железа  $N(\text{Fe I})$ , обусловленное отклонениями от

ЛТР, тогда удастся устранить найденное несоответствие. В [5] было отмечено, что для подтверждения этого результата следует и в случае F-сверхгигантов выполнить прямые не-ЛТР расчеты ионизационного баланса Fe I—Fe II, как это было сделано в [1—4] для звезд других типов. Ниже обсуждаются методика и результаты таких расчетов.

2. *Модель атома.* Как известно, решение не-ЛТР задачи сводится к определению населенностей  $N_i$  атомных уровней из уравнения статистического равновесия

$$N_i \sum_{j=1} (R_{ij} + C_{ij}) - \sum_{j=1} N_j (R_{ji} + C_{ji}) = 0.$$

Здесь  $R_{ij}$  и  $R_{ji}$  — радиативные скорости опустошения и заселения уровня  $i$ , которые выражаются через среднюю интенсивность  $J_\nu$  и сечения  $\sigma_\nu$  в соответствующих частотах  $\nu$ . Ударные скорости  $C_{ij}$  и  $C_{ji}$  зависят от электронной концентрации и температуры, а также от сечений  $Q$ , усредненных по максвелловскому распределению скоростей. Так как в уравнение статистического равновесия входят радиативные члены, его необходимо решать совместно с уравнением переноса.

Атомы Fe I являются весьма неблагоприятными для детальных исследований при отказе от ЛТР. Прежде всего это связано с очень сложной структурой атомных уровней. Действительно, у Fe I известно более 100 уровней с потенциалами возбуждения  $\chi < 5$  эВ. Это дает около 2500 ударных и разрешенных радиативных переходов. Чтобы не выходить за пределы возможностей современных ЭВМ (имеются в виду объем памяти и быстродействие), необходимо отобрать среди множества указанных уровней лишь наиболее важные для рассмотрения ионизационного баланса. Подробное изучение этого вопроса было проведено в [1—2]. Следуя [1—4], мы приняли модель, включающую 12 уровней атома Fe I и основное состояние Fe II. Учет других многочисленных уровней с  $\chi < 5$  эВ, как показали наши пробные расчеты, не отражается существенным образом на степени ионизации Fe, поэтому они были включены лишь в уравнение сохранения числа частиц.

Диаграмма энергетических уровней (диаграмма Гроттриана) для принятой модели атома Fe I представлена в [3], а атомные параметры модели мы привели в табл. 1. Указанные здесь сечения фотоионизации взяты из [2]. К сожалению, эти данные относятся только к пороговому сечению  $\sigma_0$  в частоте предела ионизации  $\nu_0$ . Поэтому при вычислении скоростей радиативных переходов мы приняли водородоподобное приближение  $\sigma = \sigma_0 \cdot (\nu_0/\nu)^3$ . Расчеты показали, что это предположение не вносит существенных ошибок при определении  $N(\text{Fe II})/N(\text{Fe I})$ . Что касается сечений ударной ионизации  $Q$ , то для них полностью отсутствуют экспери-

Таблица 1

## ПРИНЯТАЯ МОДЕЛЬ АТОМА

Номер уровня	Уровень	Статистический вес	Частота ионизации, $10^{15} \text{ с}^{-1}$	Сечение фотоионизации, $10^{-18} \text{ см}^2$
1	$a^3D$	9	1.9029	3.90
2	$a^3F$	11	1.7018	2.40
3	$a^3F$	9	1.5505	3.02
4	$a^3P$	5	1.3586	0.44
5	$z^7D^0$	9	1.3231	1.70
6	$a^3H$	13	1.3175	1.61
7	$b^3F$	9	1.2908	1.02
8	$b^3G$	11	1.1965	1.31
9	$z^3F_0$	11	1.1039	3.67
10	$z^3G^0$	11	0.8668	8.72
11	$e^7D$	11	0.8260	1.97
12	$l^3D$	9	0.5702	2.60
13	Fe II	30	3.9129	—

ментальные и теоретические данные, поэтому мы полагали их равными единице. Такое допущение, как выяснилось в процессе вычислений, не имеет большого значения, так как радиативная ионизация оказалась на несколько порядков эффективней ударной ионизации.

Принятая модель атома Fe I дает 5 разрешенных переходов (см. [3]). Их основные характеристики — длина волны  $\lambda$ , сила осциллятора  $f$  и сечение столкновений  $Q$  представлены в табл. 2. Значения  $\lg gf$  взяты из работы [6], а значения  $Q$  — из [3]. Следует отметить, что для большинства связанно-связанных переходов сечения  $Q$  неизвестны. В [3] для определения  $Q$  использовался эмпирический подход: подбирались такие сечения, чтобы получить наилучшее согласие между теоретическими и наблюдаемыми центральными глубинами линий. Именно так найдены значения  $Q$  для разрешенных переходов, приведенные в табл. 2. Для остальных 61 перехода, которые все являются запрещенными, из-за полного отсутствия данных мы приняли  $Q = 1.0$ . Это предположение не имеет существенного значения, так как запрещенные переходы, обладая малой вероятностью, не играют заметной роли в наших вычислениях.

3. *Не-ЛТР расчеты с использованием теоретического поля излучения.* Для вычисления населенностей уровней при отказе от ЛТР был использован метод полной линеаризации. Его описание можно найти в книге Михаласа [7], некоторые детали приведены в работе [8]. Метод был реализован в программе NONLTE 3 [9], которая первоначально была ориентирована на исследование горячих звезд с применением не-ЛТР моделей

атмосфер Михаласа [10]. Для приложения этой программы к более холодным звездам класса F в нее были включены дополнительные источники непрозрачности. Кроме того, добавлена подпрограмма решения уравнения ионизации.

Таблица 2  
ПЕРЕХОДЫ МЕЖДУ УРОВНЯМИ

Переход	Длина волны, А	$\lg gf$	$Q^*$
1—5	5110.410	-3.76	0.1
1—9	3719.947	-0.43	2.18
3—10	4383.557	+0.20	78.42
5—11	4299.240	-0.47	5.18
9—12	5615.650	-0.24	26 0

\* В единицах  $\pi a_0^2$ , где  $a_0$  — радиус первой борновской орбиты.

Корректные расчеты моделей атмосфер F-звезд при отказе от ЛТР пока не выполнены, и поэтому наш анализ основывался на ЛТР-моделях Куруца [11]. На первом этапе наших вычислений поле излучения определялось непосредственно из этих моделей. В дальнейшем были применены наблюдательные данные об ультрафиолетовых потоках F-звезд (см. ниже).

Процессу линеаризации подвергались все 5 связанно-связанных переходов из табл. 2, а также наиболее важные из связанно-свободных переходов. Путем совместного решения уравнения переноса и уравнения статистического равновесия находились населенности всех 13 уровней из табл. 1. Затем определялось изменение степени ионизации при переходе от ЛТР к не-ЛТР, точнее величина

$$d_{Fe I/Fe II} = \frac{[N(Fe I)/N(Fe II)]_{не-ЛТР}}{[N(Fe I)/N(Fe II)]_{ЛТР}}. \quad (1)$$

Здесь  $N(Fe I)$  вычисляется как сумма населенностей всех уровней Fe I, а  $N(Fe II)$  — как населенность основного уровня Fe II (13-й уровень в табл. 1). Поскольку подавляющее большинство атомов железа в атмосферах F-звезд находится в ионизованном состоянии, то есть  $N(Fe II) \approx N(Fe)$ , постольку  $N(Fe II)_{не-ЛТР} \approx N(Fe II)_{ЛТР}$ . Отсюда

$$d_{Fe I/Fe II} \approx \frac{N(Fe I)_{не-ЛТР}}{N(Fe I)_{ЛТР}}. \quad (2)$$

Таким образом, в случае F-звезд величина  $d_{Fe I/Fe II}$  фактически задает

изменения в концентрации нейтральных атомов железа при переходе от ЛТР к не-ЛТР.

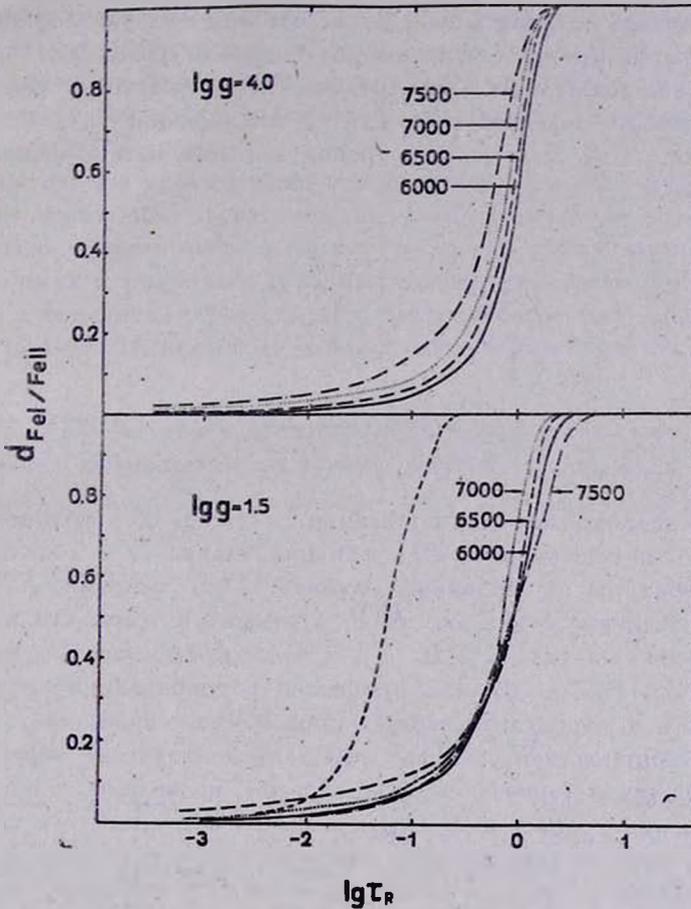


Рис. 1. Отклонения от ЛТР в степени ионизации Fe I для F-карликов (вверху) и F-сверхгигантов (внизу), рассчитанные на основе теоретического поля излучения. Указаны значения  $T_{\text{эфф}}$ . Штриховая кривая получена в [5] для сверхгигантов F0 эмпирическим путем.

На рис. 1 приведены значения  $d_{\text{Fe I}/\text{Fe II}}$  в зависимости от средней росселандовой оптической глубины  $\tau_R$ , вычисленные с использованием теоретического поля излучения. Применены модели атмосфер [11] с эффективными температурами  $T_{\text{эфф}} = 6000, 6500, 7000$  и  $7500$  К и с ускорениями силы тяжести  $g$ , соответствующими как сверхгигантам ( $\lg g = 1.5$ ), так и карликам ( $\lg g = 4.0$ ). Основной вывод, следующий из рис. 1: в атмосферах F-звезд существует сильная сверхионизация. Откло-

нения от ЛТР быстро нарастают с уменьшением  $\tau_R$  и уже на глубине  $\tau_R = 0.1$  они приводят к падению концентрации атомов Fe I в 10 раз и более.

Фотоионизация атомов железа происходит за счет ультрафиолетового излучения. Например, частоте ионизации с первого уровня в табл. 1 соответствует длина волны  $\lambda_1 = 1575 \text{ \AA}$ . В не-ЛТР расчетах, как уже отмечалось, приходится определять скорости фотоионизации  $R_{i,13}$  и скорости рекомбинации  $R_{13,i}$ . Для первого уровня эти величины записываются в следующем виде:

$$R_{i,13} = 4\pi \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\alpha_\nu J_\nu}{h\nu} d\nu, \quad (3)$$

$$R_{13,i} = 4\pi \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{\alpha_\nu B_\nu(T)}{h\nu} d\nu, \quad (4)$$

где  $\nu_0$  — предельная частота ионизации,  $\alpha_\nu$  — сечение фотоионизации,  $J_\nu$  — средняя интенсивность,  $B_\nu$  — функция Планка,  $T$  — локальное значение температуры на заданной глубине. При условии ЛТР имеем  $R_{i,13} = R_{13,i}$ . Однако отказ от ЛТР приводит к тому, что в поверхностных слоях F-звезд  $J_\nu \gg B_\nu(T)$ , а отсюда согласно (3) и (4) следует, что  $R_{i,13} \gg R_{13,i}$ , то есть процессы фотоионизации существенно преобладают над процессами рекомбинации. Высокие значения  $J_\nu$  обусловлены тем обстоятельством, что ультрафиолетовое излучение, образующееся в более глубоких и горячих слоях атмосферы, проникает на поверхность из-за сравнительно небольшой непрозрачности в соответствующих частотах. И хотя энергия, излучаемая F-звездами в ультрафиолетовой области, мала по сравнению с видимой областью, ее оказывается достаточно, чтобы существенно повысить степень ионизации по сравнению со случаем ЛТР.

Итак, причиной сверхионизации является то, что процессы фотоионизации и рекомбинации в отличие от случая ЛТР соответствуют разным температурам: рекомбинация по-прежнему определяется локальной температурой  $T$  в данном месте атмосферы, в то время как фотоионизация происходит за счет УФ-излучения, соответствующего более высокой температуре нижележащих слоев.

На рис. 1 штриховой линией показана зависимость, найденная в [5] эмпирическим путем для трех сверхгигантов подкласса F0, перечисленных в табл. 3. Видим, что при  $\tau_R > 0.01$  она дает существенно более высокие значения  $d_{Fe I/Fe II}$ , то есть меньшую сверхионизацию, чем прямые расчеты на основе теоретического поля излучения. В связи с этим возникает во-

прос о точности таких расчетов. Здесь необходимо указать на три источника ошибок: 1) использованы ЛТР-модели атмосфер, однако учет отклонений от ЛТР может привести к понижению  $T(\tau)$  и, как следствие, к уменьшению потока УФ-излучения; 2) возможно, при расчете поля излучения в УФ-области приняты во внимание не все источники непрозрачности (например, не учтено блендирующее влияние многочисленных линий); 3) у сверхгигантов может существовать хромосфера, дающая дополнительный вклад в УФ-потоки.

Известно, что наблюдаемое распределение энергии в УФ-части спектра часто лежит ниже теоретического. Таким образом, основываясь в вычислениях на теоретическом поле излучения, мы можем завысить уровень УФ-излучения и тем самым получить слишком высокую сверхионизацию. Поэтому в качестве следующего шага мы провели расчеты ионизационного баланса Fe I—Fe II, исходя из наблюдаемых УФ-потоков для конкретных звезд.

4. *He-ЛТР расчеты с использованием наблюдаемых потоков.* Приводя поток  $F_\lambda$ , наблюдаемый на границе земной атмосферы, к поверхности звезды и аппроксимируя его потоком  $\pi B_\lambda(T_{\text{rad}})$  абсолютно черного тела с температурой излучения  $T_{\text{rad}}$ , получаем

$$\left(\frac{D}{R}\right)^2 \cdot F_\lambda = \pi B_\lambda(T_{\text{rad}}), \quad (5)$$

или

$$\left(\frac{412530}{\theta}\right)^2 \cdot F_\lambda = \pi B_\lambda(T_{\text{rad}}). \quad (6)$$

Здесь  $D$  — расстояние до звезды,  $R$  — ее радиус,  $\theta$  — угловой диаметр в секундах дуги. Следуя [1—4], мы вычисляли скорости фотоионизации  $K_{i,13}$ , заменяя среднюю интенсивность  $J_\lambda$  функцией Планка  $B_\lambda(T)$  с температурой

$$T = \begin{cases} T(\tau), & \text{если } T(\tau) > T_{\text{rad}}, \\ T_{\text{rad}}, & \text{если } T(\tau) \leq T_{\text{rad}}, \end{cases} \quad (7)$$

где  $T(\tau)$  — локальное значение температуры на оптической глубине  $\tau$ , задаваемое моделью атмосферы. Физический смысл формул (7) можно интерпретировать следующим образом. Как уже отмечалось, поверхностные слои атмосфер F-звезд достаточно прозрачны для идущего снизу УФ-излучения (хотя поглощение здесь несколько выше, чем в видимой области). Следовательно, наблюдаемый УФ-поток, входящий в соотношения (5) и (6), в первом приближении и есть тот поток, который ионизирует атомы Fe I. Ему соответствует температура  $T_{\text{rad}}$  и именно она кон-

тролирует фотоионизацию в тех слоях, где  $T_{\text{rad}} > T(\tau)$ . В более глубоких слоях, где  $T_{\text{rad}} < T(\tau)$ , для ионизирующего излучения принимается температура  $T(\tau)$ . Таким образом, при таком подходе мы снова получаем в достаточно высоких слоях атмосферы разную температуру для процессов фотоионизации и рекомбинации ( $T_{\text{rad}}$  и  $T(\tau)$  соответственно). Превышение  $T_{\text{rad}}$  над  $T(\tau)$  вновь должно привести к появлению сверхионизации.

Величина  $T_{\text{rad}}$  вычислялась для длин волн  $\lambda$ , соответствующих пределам ионизации первых 9 уровней из табл. 1 (более высокие уровни, пределы ионизации которых лежат уже в видимой области, вносят малый вклад в фотоионизацию атомов Fe I). Наблюдаемые УФ-потоки  $F_{\lambda}$  брались из каталога [12], составленного на основе данных спутника TD-1. Все значения  $F_{\lambda}$  были исправлены за межзвездное поглощение согласно закону, приведенному в [12].

Первоначально температуры  $T_{\text{rad}}$  были найдены для ряда карликов и сверхгигантов класса F непосредственно из формул (5) и (6). В процессе вычислений выяснилось, что значения  $d_{\text{Fe I/Fe II}}$  чрезвычайно чувствительны к ошибкам в  $T_{\text{rad}}$ , точнее к разности  $T_{\text{rad}}(\lambda_1) - T(\tau)$ , где  $\lambda_1 = 1575 \text{ \AA}$  — длина волны, соответствующая ионизации с первого (основного) уровня Fe I. Это видно на примере даже такой хорошо изученной звезды как Солнце. На рис. 2 мы привели зависимости  $d_{\text{Fe I/Fe II}}$  от оптической глубины  $\tau_R$ , полученные нами для разных определений  $T_{\text{rad}}$  и разных моделей солнечной атмосферы. Мы видим, что в верхних слоях наблюдаются различия в значениях  $d_{\text{Fe I/Fe II}}$  в 2 раза.

Угловые диаметры  $\theta$  в формуле (6) измерены лишь для ближайших звезд, поэтому в большинстве случаев приходится пользоваться соотношением (5). Однако расстояние  $D$ , входящее в это соотношение, в случае сверхгигантов известно весьма неуверенно. Это может приводить к большим ошибкам в  $T_{\text{rad}}$  и, следовательно, к большим ошибкам в  $d_{\text{Fe I/Fe II}}$ . Дополнительную погрешность вносит неуверенность в определении радиуса  $R$ . Поэтому мы исключим отношение  $D/R$  из уравнения, задающего  $T_{\text{rad}}$ . Для этого вместо абсолютных значений УФ-потоков  $F_{\lambda}$  будем использовать отношение потоков в УФ и видимой областях.

Обозначим

$$A = \left(\frac{D}{R}\right)^2 = \left(\frac{412530}{\theta}\right)^2 \quad (8)$$

и запишем соотношение (5) или (6) дважды — для длины волны  $5500 \text{ \AA}$  и для рассматриваемого значения  $\lambda$ :

$$A \cdot F_{5500} = \pi B_{5500} (T_{\text{эфф}}), \quad (9)$$

$$A \cdot F_{\lambda} = \pi B_{\lambda} (T_{\text{рад}}). \quad (10)$$

По поводу (9) необходимо сделать два пояснения. Во-первых, максимум излучения в спектрах F-звезд приходится на видимую область, поэтому соответствующая ему температура излучения близка к эффективной температуре  $T_{\text{эфф}}$ . Во-вторых, поток  $F_{\lambda}$  в видимой области у таких звезд меняется слабо, поэтому в качестве характерной  $\lambda$  можно принять длину волны 5500 Å, совпадающую с центром полосы V. Ниже покажем, что мы не допускаем большой ошибки, приписывая длине волны  $\lambda = 5500 \text{ Å}$  температуру излучения  $T_{\text{рад}} = T_{\text{эфф}}$ .

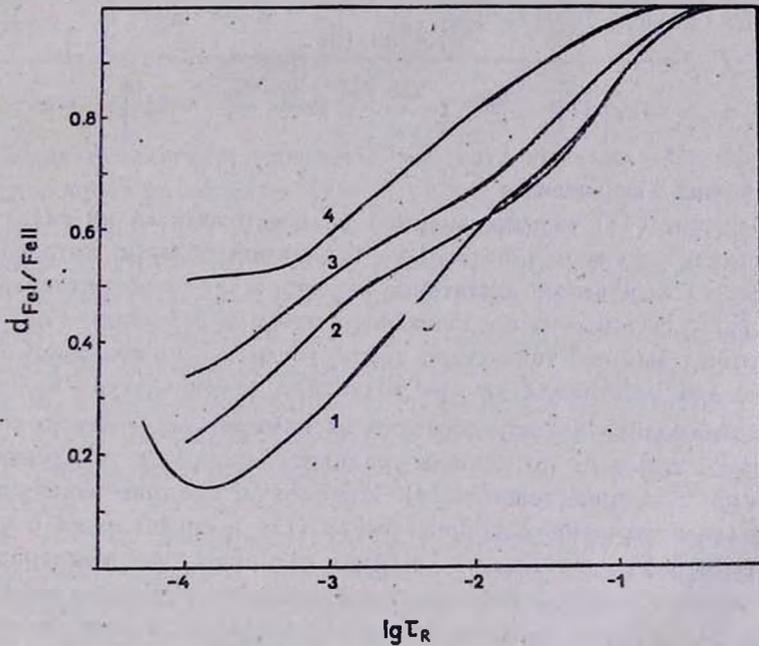


Рис. 2. Зависимость  $d_{\text{FeI/FeII}}$  от росселяндовой оптической глубины  $\tau_R$ , вычисленная в случае Солнца для четырех разных комбинаций  $T(\tau)$  и  $T_{\text{рад}}$ : 1) модель HSRA [13],  $T_{\text{рад}}$  — из [14]; 2) модель Куруда [11],  $T_{\text{рад}}$  — из [14]; 3) модель атмосферы и  $T_{\text{рад}}$  — из [2]; 4) взято из [4].

Поделив (9) на (10), получаем

$$\frac{F_{5500}}{F_{\lambda}} = \frac{B_{5500} (T_{\text{эфф}})}{B_{\lambda} (T_{\text{рад}})}$$

Если поток рассчитан на единицу длины волны, тогда

$$\pi B_{\lambda}(T) = \frac{c_1}{\lambda^5 \cdot (e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1)},$$

где постоянные  $c_1$  и  $c_2$  можно найти, например, в [15]. Отсюда

$$\frac{F_{5500}}{F_{\lambda}} = \left(\frac{\lambda}{5500}\right)^5 \cdot \frac{e^{\frac{c_2}{\lambda T_{\text{рад}}}} - 1}{e^{\frac{c_2}{5500 \cdot T_{\text{эфф}}}} - 1}.$$

Преобразуя относительно неизвестной  $T_{\text{рад}}$ , окончательно получаем

$$T_{\text{рад}} = \frac{1.4388 \cdot 10^8}{\ln \left[ 1 + \frac{F_{5500}}{F_{\lambda}} \cdot \left(\frac{5500}{\lambda}\right)^5 \cdot (e^{\frac{1.4388 \cdot 10^8}{5500 \cdot T_{\text{эфф}}}} - 1) \right]} \cdot \frac{1}{\lambda}, \quad (11)$$

где длина волны  $\lambda$  выражена в А.

Соотношение (11) уже не содержит ни расстояния  $D$ , ни радиуса  $R$ . Вместо этого в него вошли поток  $F_{5500}$  в видимой области, который для исследуемых звезд известен достаточно хорошо, а также эффективная температура  $T_{\text{эфф}}$ . В том, что предложенный метод определения  $T_{\text{рад}}$  обладает достаточно высокой точностью, можно убедиться на примере Солнца. Здесь проблема расстояния уже не возникает, и температуру излучения  $T_{\text{рад}}$  можно находить непосредственно из измеренных УФ-потоков  $F_{\lambda}$ . Абсолютные потоки  $F_{\lambda}$  по данным разных авторов и найденные из них значения  $T_{\text{рад}}$  приведены в [14]. Используя средние величины  $F_{\lambda}$ , мы определили значения  $T_{\text{рад}}$  по формуле (11) и сравнили их с усредненными температурами  $T_{\text{рад}}$  из [14] (там это яркостная температура). Согласно оказалось очень хорошим: максимальное различие составляет всего лишь 20 К. Таким образом, соотношение (11) позволяет достаточно уверенно оценивать  $T_{\text{рад}}$ .

Список рассмотренных звезд приведен в табл. 3. В него включены пять F-сверхгигантов, исследованных нами ранее [16—18], а также три карлика —  $\delta$  Aql,  $\alpha$  CMi и Солнце. Для каждой звезды указаны спектральный тип, класс светимости, эффективная температура  $T_{\text{эфф}}$ , ускорение силы тяжести  $g$  и источник, откуда взяты эти данные. Кроме того, представлены значения потока  $F_{5500}$  в эрг/см<sup>2</sup>с А, взятые из [21] и [22] для северных и южных звезд соответственно и исправленные за межзвездное поглощение. Для сверхгиганта  $\iota$  Cas из-за отсутствия измерений в видимой области поток  $F_{5500}$  определен из значения  $V = 2.25$  по формуле

$\lg F_{5500} = -0.4 V - 8.43$  (см., например, [23]). Для Солнца использованы данные [14].

Таблица 3

## СПИСОК ИССЛЕДОВАННЫХ ЗВЕЗД

Параметр	Ранние F-сверхгиганты			Поздние F-сверхгиганты		Карлики		
	$\alpha$ Car	$\alpha$ Lep	$\iota$ Car	$\alpha$ U Mi	$\gamma$ Cyg	$\delta$ Aql	$\alpha$ CMi	Солнце
Sp	F0 Ib-II	F0 Ib	F0 Iab	F8 Ib-II	F8 Ib	F0 IV	F5 IV-V	G2V
$T_{\text{эфф}}$	7400	7300	7300	6050	6050	7400	6650	5770
$\lg g$	1.9	1.75	1.4	1.95	1.2	4.0	4.0	4.44
источник	[16]	[17]	[17]	[18]	[18, 16]	[19]	[20]	[15]
$F_{5500} \cdot 10^{10}$	71.8	3.48	4.70*	6.83	5.77	1.65	26.8	$1.83 \cdot 10^{11}$
источник	[22]	[22]	—	[21]	[21]	[21]	[21]	[14]

\* Поток  $F_{5500}$  для  $\iota$  Car определен из значения  $V = 2.25$ .

Модели атмосфер исследованных звезд, исключая Солнце, получены интерполяцией по моделям Куруца [11] в соответствии с принятыми значениями  $T_{\text{эфф}}$  и  $\lg g$ . Для сверхгигантов, кроме того, учтено турбулентное давление (см. [16—18]). Модель солнечной атмосферы взята из [11].

Как уже указывалось, УФ-потoki звезд приведены в каталоге [12]. Однако в [12] измерения  $F_{\lambda}$  не всегда простираются до длины волны  $\lambda_1 = 1575 \text{ \AA}$ . В частности, для сверхгиганта  $\gamma$  Cyg недостающее значение  $F_{\lambda_1}$  было найдено с помощью работы Парсонса [24]. Для звезд  $\alpha$  Lep,  $\alpha$  U Mi и  $\delta$  Aql величину  $F_{\lambda_1}$  мы определили путем экстраполяции с учетом хода наблюдаемого УФ-потока у других звезд того же подкласса.

В табл. 4 указаны значения  $T_{\text{рад}}$ , вычисленные по формуле (11). На основе этих значений и были выполнены расчеты ионизационного баланса Fe I—Fe II при отказе от ЛТР. Результаты представлены на рис. 3—5. Здесь наряду с величиной  $d_{\text{Fe I/Fe II}}(\tau)$  приведена также разность  $T_{\text{рад}}(\lambda_1) - T(\tau)$ . Видим, что отклонения от ЛТР в степени ионизации определяются не столько самими значениями  $T_{\text{рад}}$ , сколько отличием их от локальной температуры  $T(\tau)$ . Чем выше разность  $T_{\text{рад}}(\lambda_1) - T(\tau)$ , то есть чем больше различие в температурах фотоионизации и рекомбинации, тем сильнее сверхионизация.

На рис. 3 представлены результаты для трех сверхгигантов подкласса F0. Отличия от равновесной ионизации как будто нарастают с уменьшением  $\lg g$ , то есть с увеличением светимости. Штриховой линией показана зависимость, найденная в [5] эмпирическим путем. Из сравнения с

рис. 1 видно, что здесь согласие с результатами прямых расчетов намного лучше, чем при использовании теоретического поля излучения. Тем не менее, все еще имеются расхождения, наиболее существенные в верхних слоях атмосфер при  $\tau_{5000} < 0.01$ . Среди возможных причин таких расхож-

Таблица 4

ЗНАЧЕНИЯ  $T_{\text{rad}}$  ДЛЯ ИССЛЕДОВАННЫХ ЗВЕЗД

$\lambda, \text{ \AA}$	Ранние F-сверхгиганты			Поздние F-сверхгиганты		Карлики		
	$\alpha \text{ Car}$	$\alpha \text{ Lep}$	$\iota \text{ Car}$	$\alpha \text{ UMi}$	$\gamma \text{ Cyg}$	$\delta \text{ Aql}$	$\alpha \text{ CMi}$	Солнце
1575	6264	6365	6535	5227	5282	6310	5469	4465
1762	7060	6978	7047	5608	5679	7445	6070	4527
1934	7037	6922	6992	5462	6002	7326	6277	4509
2207	6731	6758	6503	5333	5435	7266	6477	5109
2266	6576	6565	6381	5279	5262	7140	6355	4991
2275	6571	6563	6389	5261	5309	7117	6316	4991
2323	6541	6441	6318	5131	5386	6946	6221	5081
2506	6365	6253	6170	4944	5215	6623	5886	4869
2716	6208	6256	6153	5211	5143	6694	6077	5225

дений следует назвать прежде всего неточности в наблюдаемых УФ-потоках, особенно на самых коротких длинах волн. Погрешность в величине  $F_{\lambda}$  вполне может составлять 30% и это, по нашей оценке, дает ошибку в  $T_{\text{rad}}$  около 140 К. Далее, неточность в определении эффективной температуры  $\Delta T_{\text{эфф}} = \pm 200 \text{ К}$  приводит к ошибке в разности  $T_{\text{rad}}(\lambda_1) - T(\tau)$  порядка  $\pm 150 \text{ К}$ . А от этой разности, как только что указывалось, сильно зависит эффект сверхионизации. Таким образом, совместное действие двух названных причин (неточности в  $F_{\lambda}$  и в  $T_{\text{эфф}}$ ) может заметно изменить положение кривых на рис. 3.

На рис. 4 приведена величина  $d_{\text{Fe I/Fe II}}(\tau)$  для двух сверхгигантов подкласса F8. Обе кривые оказались весьма близкими. Можно сказать, что в пределах ошибок определения  $F_{\lambda}$  и  $T_{\text{эфф}}$  отклонения степени ионизации от равновесной у  $\gamma \text{ Cyg}$  и  $\alpha \text{ UMi}$  оказались одинаковыми (несмотря на заметное отличие в  $\lg g$ ).

Мы не обнаружили у сверхгигантов класса F заметного хода в сверхионизации с увеличением  $T_{\text{эфф}}$ . Это следует из сравнения кривых  $d_{\text{Fe I/Fe II}}(\tau)$  для сверхгигантов подклассов F0 и F8. У F-карликов, напротив, наблюдается явная зависимость этого эффекта от  $T_{\text{эфф}}$  (рис. 5).

Итак, существование повышенной ионизации атомов Fe I в атмосферах F-звезд, вызванное отклонениями от ЛТР, доказано прямыми расче-

тами. Качественно этот результат не зависит от того, что положено в основу вычислений — теоретическое поле излучения, определяемое моделью атмосферы, или наблюдаемые потоки излучения звезд. В количественном

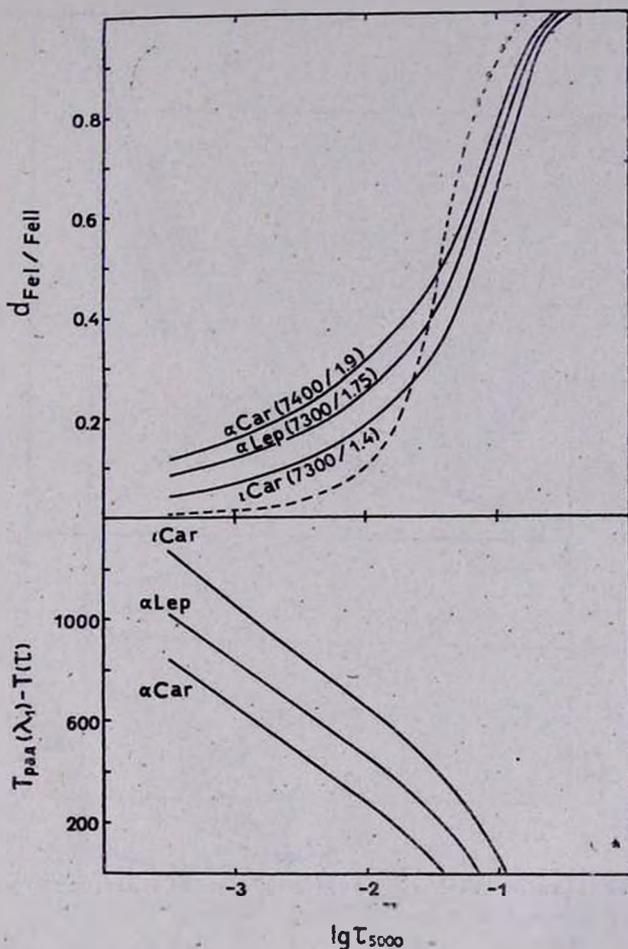


Рис. 3. Отклонения от ЛТР в степени ионизации Fe I для трех сверхгигантов F0, рассчитанные на основе наблюдаемых потоков излучения. Здесь  $T_{5000}$  — оптическая глубина в длине волны 5000 А. Штриховая линия получена в [5] эмпирическим путем.

же отношении эти два подхода дают существенное различие в результатах. Каждый из них имеет свои недостатки, влияющие на точность определения  $d_{FeI} / FeII$ . Для дальнейшего уточнения найденных зависимостей следует: 1) весь анализ построить на основе не-ЛТР моделей атмосфер (для F-звезд они пока еще не вычислены); 2) при расчете поля излуече-

ния учесть все вероятные источники непрозрачности в УФ-области, включая многочисленные линии; 3) уточнить сечения  $\alpha$ , и  $Q$  для Fe I, чтобы более уверенно определять скорости переходов между уровнями.

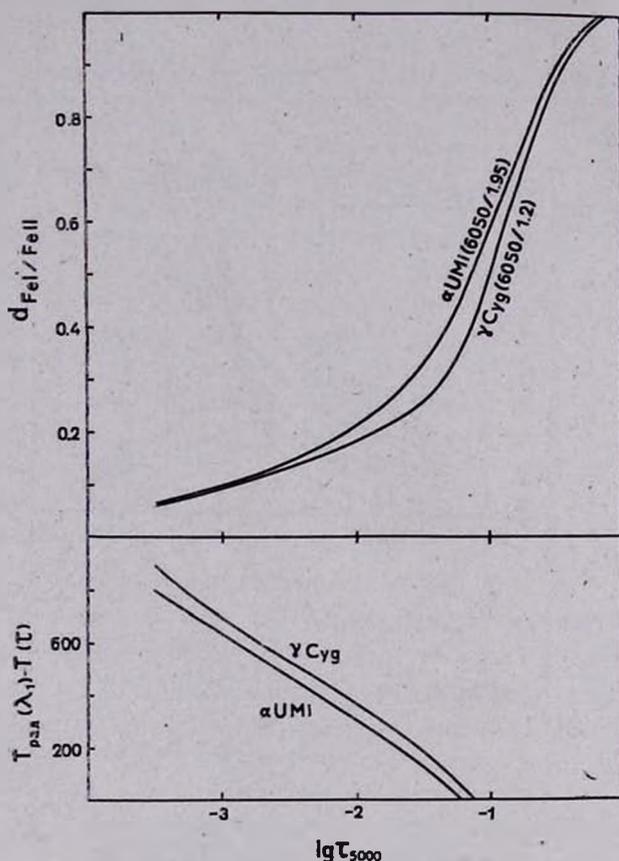


Рис. 4. Отклонения от ЛТР в степени ионизации Fe I для двух сверхгигантов F8, вычисленные на основе наблюдаемых потоков излучения.

5. *Анализ эквивалентных ширин.* Эффект сверхионизации, уменьшая полную концентрацию атомов Fe I, может понижать населенности атомных уровней Fe I и тем самым менять эквивалентные ширины линий. Чтобы исследовать этот вопрос, мы вычислили эквивалентные ширины  $W_{теор}$  всех пяти линий, соответствующих указанным в табл. 2 переходам, как при ЛТР, так и при не-ЛТР. Следует подчеркнуть, что результаты таких расчетов непригодны для прямого сравнения с наблюдаемыми эквивалентными ширинами  $W_{набл}$ , так как принятая модель атома Fe I не учитывает, что некоторые из 12 рассмотренных уровней являются мультиплетами;

поэтому теоретические значения  $W_{\text{теор}}$  могут получаться завышенными. Следовательно, имеет смысл анализировать не абсолютные значения  $W_{\text{теор}}$ , а лишь относительные изменения в  $W_{\text{теор}}$  при переходе от случая ЛТР к случаю не-ЛТР. Перечислим кратко основные результаты такого анализа.

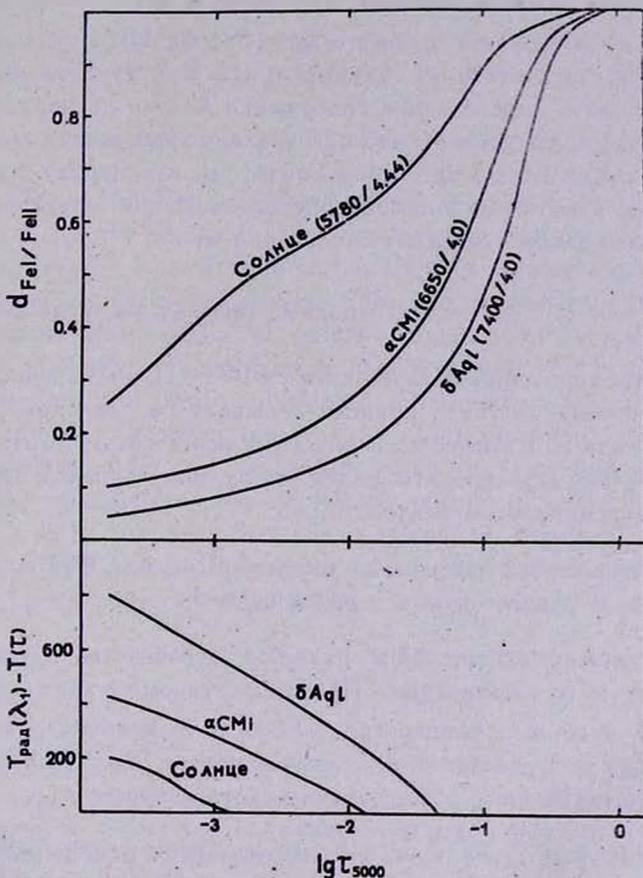


Рис. 5. Отклонения от ЛТР в степени ионизации Fe I для Солнца и двух F-карликов, вычисленные на основе наблюдаемых потоков излучения.

Разные линии Fe I по-разному чувствуют отклонения от ЛТР. Наименьшие изменения в  $W_{\text{теор}}$  получены для линии  $\lambda 4299$ : как для F-карликов, так и для F-сверхгигантов они не превышают нескольких процентов. Наиболее чувствительной к эффекту сверхионизации оказалась линия  $\lambda 5110$ , возникающая с основного уровня. Здесь прослеживается четкая зависимость от указанного эффекта: уменьшение в значениях  $W_{\text{теор}}$  на-

растает с усилением сверхионизации и может достигать 30%. А это, в свою очередь, может привести к увеличению определяемого содержания железа  $\lg \epsilon(\text{Fe})$ . Для слабых линий, попадающих на линейную часть кривой роста, понижение  $W_{\text{теор}}$  на 30% дает увеличение  $\lg \epsilon(\text{Fe})$  на 0.1, однако для сильных линий изменения в  $\lg \epsilon(\text{Fe})$  могут быть больше. Например, как показали наши вычисления, для линии с  $W_{\text{лабл}} = 400 \text{ мА}$  уменьшение  $W_{\text{теор}}$  на 30% может повысить  $\lg \epsilon(\text{Fe})$  на 1.0. Иначе говоря, используя в расчетах достаточно сильных линий Fe I предположение ЛТР, мы можем занижить определяемое содержание железа на порядок величины. Это еще раз подтверждает, что при анализе химического состава нужно опираться прежде всего на слабые линии, так как наряду с малой чувствительностью к ошибкам в микротурбулентности и в затухании они также сравнительно слабо чувствуют отклонения от ЛТР.

6. *Заключение.* Перечислим основные результаты, полученные в работе.

1) Расчеты ионизационного баланса Fe I—Fe II, выполненные при отказе от предположения ЛТР, привели к выводу о сильном повышении ионизации атомов Fe I в верхних слоях атмосфер F-сверхгигантов по сравнению с ЛТР. Тем самым подтвержден вывод, полученный в [5] на основе исследования микротурбулентности.

2) Этот эффект быстро растет с высотой. При  $\tau < 0.01$  степень ионизации превышает равновесную в 5 раз и более.

3) Причиной сверхионизации является неравенство в температурах рекомбинации и фотоионизации. Процессам рекомбинации по-прежнему соответствует локальная температура  $T(\tau)$ , в то время как фотоионизация происходит под действием ультрафиолетового излучения, приходящего из более глубоких и более горячих слоев атмосферы.

4) В отличие от F-карликов у F-сверхгигантов не обнаружено заметной зависимости сверхионизации от  $T_{\text{эфф}}$ . Возможно, что у ранних F-сверхгигантов этот эффект нарастает с уменьшением  $\lg g$ , то есть с увеличением светимости.

5) Занижение степени ионизации в ЛТР-расчетах приводит к завышению концентрации нейтральных атомов железа и, следовательно, к завышению теоретических эквивалентных ширин линий Fe I (линии Fe II практически не меняются). Отсюда по достаточно сильным линиям Fe I может быть получено заниженное содержание железа, причем ошибка мо-

жет достигать порядка величины. Следовательно, при определении содержания Fe необходимо опираться на достаточно слабые линии Fe I.

Крымская астрофизическая  
обсерватория  
Казанский государственный  
университет

## NON-LTE EFFECTS IN THE ATMOSPHERES OF F-TYPE SUPERGIANTS I. OVER-IONIZATION OF Fe I ATOMS

A. A. BOYARCHUK, L. S. LYUBIMKOV, N. A. SAKHIBULLIN

Non-LTE computations of the Fe I—Fe II ionization balance are performed for a sample of the F-type supergiants and dwarfs. It is shown that the departures from LTE lead to the over-ionization of Fe I atoms in upper layers of the atmospheres. This result confirms the conclusion of [5] based on the analysis of microturbulence in F-type supergiants. The reason of such over-ionization (relative to LTE) is the inequality of recombination and photoionization temperatures: recombination processes depend on the local temperature  $T(\tau)$ , meanwhile the photoionization is controlled by UV radiation reaching from deeper and hotter layers of the atmosphere. The equivalent widths of some Fe I lines were also computed. It is shown that the neglect of over-ionization in the analysis of strong enough lines may cause the underestimation of iron abundance by an order of magnitude.

### ЛИТЕРАТУРА

1. R. G. Athay, B. W. Lites, *Ap. J.*, 176, 809, 1972.
2. B. W. Lites, *Solar Phys.*, 32, 283, 1973.
3. B. W. Lites, C. R. Cowley, *Astron. Astrophys.*, 31, 361, 1974.
4. P. E. Nissen, B. Gustafsson, in "Astronomical papers dedicated to Bengt Ström-gren" (ed. A. Reiz, T. Anderson), Copenhagen, 1978, p. 43.
5. Л. С. Любимков, А. А. Боярчук, *Астрофизика*, 19, 683, 1983.
6. А. А. Боярчук, И. С. Саванов, *Изв. Крымской обс.*, 70 (в печати).
7. Д. Михалас, *Звездные атмосферы*, Мир, М., 1982.
8. Н. А. Сахибуллин, Л. Х. Ауэр, К. ван дер Хухт, *Астрон. ж.*, 59, 933, 1982.
9. Н. А. Сахибуллин, *Труды Казанской городской астрон. обс.*, 48, 9, 1983.
10. D. Michalas, *NCAR Technical Notes*, NCAR TN/STR—76, 1972.
11. R. L. Kurucz, *Ap. J. Suppl. ser.*, 40, 1, 1979.
12. C. Jamar, D. Macca-Hercot, A. Monfils, G. I. Thompson, L. Houztaux, R. Wilson, "Ultraviolet bright-star spectrophotometric catalogue", ESA, Paris, 1976.
13. O. Gingerich, R. W. Noyes, W. Kalkofen, Y. Cuny, *Solar Phys.*, 18, 347, 1971.

14. *J. E. Vernazza, E. H. Avrett, R. Loeser*, *Ap. J. Suppl. ser.*, 30, 1, 1976.
15. *К. У. Аллен*, *Астрофизические величины*, Мир, М., 1977.
16. *А. А. Боярчук, Л. С. Любимков*, *Астрофизика*, 18, 375, 1982.
17. *А. А. Боярчук, Л. С. Любимков*, *Астрофизика*, 20, 85, 1984.
18. *А. А. Боярчук, Л. С. Любимков*, *Изв. Крымской обл.*, 64, 3, 1981.
19. *R. A. Bell*, *M. N. RAS*, 155, 65, 1971.
20. *K. Kato, K. Sadakane*, *Astron. Astrophys.*, 113, 135, 1982.
21. *А. В. Харитонов, В. М. Терещенко, Л. Н. Князев*, *Сводный спектрофотометрический каталог звезд*, Наука, Алма-Ата, 1978.
22. *Н. Л. Алексеев, Г. А. Алексеева, А. А. Архаров, Ю. А. Беляев, А. А. Боярчук, М. Е. Боярчук, В. И. Бурнашев и др.* *Труды ГАО в Пулкове*, 83, 4, 1978.
23. *В. Страйжис*, *Многоцветная фотометрия звезд*, Мокслас, Вильнюс, 1977, стр. 139.
24. *S. V. Razova*, *Ap. J.*, 239, 555, 1980.