

ИОНИЗАЦИЯ ИЗ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ КАК ПРИЧИНА НЕСТАЦИОНАРНОЙ НАСЕЛЕННОСТИ УРОВНЕЙ ВОДОРОДА ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

О.М. БЕЛОВА¹, К.В. БЫЧКОВ²

Поступила 5 декабря 2016

Принята к печати 7 марта 2017

Показано, что при высвечивании за фронтом ударной волны в условиях атмосфер звезд поздних спектральных классов населенности дискретных уровней атома водорода определяются не только текущими значениями температуры и электронной плотности, но и зависят от всей предыстории процесса, начиная с нагрева на фронте ударной волны. Важную роль играет ионизация из возбужденных состояний с главным квантовым числом $2 \leq k \leq 6$. Выяснена роль высоковозбужденных уровней атома водорода при его ионизации за фронтом ударной волны в условиях звездных атмосфер. Вклад в скорость ионизации уровней с $k > 10$ может значительно превышать коэффициент ионизации из основного состояния.

Ключевые слова: ударная ионизация; звездные атмосферы; ударная волна

1. *Введение.* Представление о высвечивании газа, нагретого на фронте ударной волны, впервые было введено Пикельнером [1] для объяснения сильных эмиссионных линий в спектре волокон Петли Лебеда, рядом с которыми нет сильной возбуждающей звезды. Горбацкий [2] предложил модель ударной волны для объяснения эмиссионных спектров долгопериодических переменных типа Миры Кита. Более высокая плотность газа, чем в межзвездной среде, в его работе учитывалась в рамках двухуровневой модели атома водорода. Впоследствии физические процессы, сопровождающие высвечивание газа позади фронта ударной волны в условиях атмосфер холодных звезд, изучались многими авторами. Фокс и Вуд [3], применив для атома водорода 10-уровневую модель, использовали однотемпературное приближение. Наиболее полный учет элементарных процессов в случае газа, состоящего из чистого водорода, принимая во внимание различия электронной и атомно-ионной температур, произведен Фадеевым и Жилле [4,5]. Используемая ими модель атома водорода представляет систему, состоящую из четырех [4] либо пяти [5] дискретных уровней и континуума.

Нами в [6] были выполнены расчеты нестационарного высвечивания газа за фронтом ударной волны в двухтемпературном режиме с учетом элементарных

процессов в плазме, состоящей из водорода, гелия и других химических элементов - C, N, O, Na, Mg, Al, Si, S, K, Ca, Fe. Принята модель атома водорода с учетом всех дискретных состояний, реализуемых по критерию Инглиса-Теллера [7], вплоть до главного квантового числа $k = K_m$:

$$\log(K_m) = 3.10 - 0.13 \cdot \log(2 N_e),$$

где N_e - электронная плотность. Для условий высвечивающегося за фронтом ударной волны газа в миридах можно принять $N_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$, откуда следует оценка

$$K_m = 25.$$

Во время всплывающих процессов в атмосферах звезд спектральных классов позднее A водород дает существенный вклад в скорость охлаждения газа позади фронта и в спектр излучения возмущенного газа. Оба эти фактора определяются населенностями дискретных уровней, для расчета которых иногда используется приближение (назовем его "квазистационарным"), где заселение уровней однозначно определяется текущим значением температуры (например, [8,9]). Однако в рассматриваемой задаче оно неприменимо, так как в [6] мы выяснили, что населенности дискретных уровней определяются не только температурой, а полной совокупностью процессов, протекающих за фронтом ударной волны. Для демонстрации различия результатов, получаемых в двух подходах, во втором разделе мы выполнили расчеты в квазистационарном приближении. В нем населенности вычислялись следующим образом. В уже известном из [6] решении задачи высвечивания газа за фронтом ударной волны было выделено несколько моментов времени t , протекшего с момента пересечения фронта. Для каждого решалась система эволюционных уравнений для населенностей и состояния ионизации, при этом значения электронной T_e и атомно-ионной $T_{ат}$ температур и электронной плотности принимались постоянными параметрами, равными их мгновенным значениям в момент времени t . В результате мы находили промежуток времени τ , за который устанавливаются квазистационарные населенности. Сопоставление времен t и τ дает информацию о степени применимости квазистационарного приближения. Показано, что одной из причин отклонения населенностей от их квазистационарных значений является ионизация электронным ударом из возбужденных состояний с главным квантовым числом $2 \leq k \leq 6$. В третьем разделе вычислена зависимость полной скорости ионизации электронным ударом от числа учитываемых уровней.

2. Ионизация из возбужденных состояний как причина нестационарной населенности уровней атома водорода. Описанный выше результат о нестационарной населенности дискретных уровней водорода требует

пояснения. Поскольку скорости дискретных переходов в условиях звездных атмосфер достаточно велики, разумно проверить гипотезу, согласно которой населенности определяются текущими значениями T_e и N_e . Для этого рассмотрим две модельные задачи, в которых процессы ионизации и возбуждения происходят в некотором газе с фиксированной температурой и электронной плотностью. Предположение о постоянстве электронной плотности делает задачу линейной и, тем самым, позволяет использовать аппарат собственных значений.

В простейшей модели двухуровневой системы, учитывая электронный удар и спонтанные переходы, приходим к следующей формуле для эволюции населенности y_2 возбужденного уровня:

$$y_2 = y^{(qs)} - (y^{(qs)} - y_{20}) \cdot e^{-\lambda t}. \quad (1)$$

Здесь y_{20} - начальная населенность, $y^{(qs)}$ - ее установившееся значение. Населенность y_k равна отношению концентраций атомов на k -м уровне к их сумме - концентрации атомов N_a :

$$y_k = \frac{N_k}{N_a}, \quad N_a = \sum_k N_k.$$

Параметр λ имеет смысл обратного масштаба времени установления стационарной населенности, он выражается через скорости процессов:

$$\lambda = A_{21} + Q_{21} + Q_{12},$$

где A_{21} - вероятность радиационного перехода с учетом рассеяния, $Q_{ij} = N_e q_{ij}$, q_{ij} - коэффициенты возбуждения $i < j$ и деактивации $i > j$ электронным ударом, соответственно.

Величина λ значительно превышает обратное время изменения температуры за фронтом ударной волны, поэтому при учете переходов только между дискретными уровнями их населенности успевали бы "подстроиться" под текущее значение электронной температуры. Но мы уже знаем [6], что в реальной ситуации этого не происходит. Покажем, что это может быть связано с ударной ионизацией из возбужденных состояний.

2.1. Учет ионизации и рекомбинации в аналитической модели.

Рассмотрим атом с двумя уровнями, 1 - нижний, 2 - верхний, и континуумом. Учитываем переходы между дискретными уровнями, ионизацию электронным ударом, фоторекомбинацию и тройную рекомбинацию. Введем следующие обозначения: Q_{12} - для возбуждения электронным ударом; $D_{21} = Q_{21} + A_{21}$ - для скорости деактивации (радиационная плюс ударная); $Q_k = N_e q_k$ - для ионизации с уровней $k = 1, 2$, q_k - коэффициент ионизации электронным ударом из k -го уровня; для рекомбинации $R_k = N_e r_k + N_e^2 \gamma_k$, где r_k и γ_k - коэффициенты фото- и тройной рекомбинации на уровне $k = 1, 2$. Все коэффициенты реакций считаем постоянными. Введем также населенности v_k и степень

ионизации водорода x_2 , соответственно равные отношению концентраций атомов в k -м состоянии и ионов к полному числу ионов и атомов водорода $N = N_a + N_i$:

$$v_k = \frac{N_k}{N}, \quad x_2 = \frac{N_i}{N}, \quad \sum_k v_k + x_2 = 1. \quad (2)$$

В поставленной задаче происходит обмен между дискретными уровнями и континуумом.

Напишем дифференциальные уравнения, описывающие эволюцию населенностей:

$$\begin{aligned} \frac{dv_1}{dt} &= -(Q_{12} + Q_1)v_1 + D_{21}v_2 + R_1(1 - v_1 - v_2), \\ \frac{dv_2}{dt} &= -(D_{21} + Q_2)v_2 + Q_{12}v_1 + R_2(1 - v_1 - v_2). \end{aligned}$$

Характеристическое уравнение этой системы имеет два корня:

$$\lambda_1 = \frac{s+d}{2}, \quad \lambda_2 = \frac{s-d}{2},$$

где

$$s = Q_{12} + D_{21} + Q_1 + Q_2 + R_1 + R_2, \quad (3)$$

$$p = Q_1(Q_2 + D_{21} + R_2) + Q_2(Q_{12} + R_1) + (R_1 + R_2)(D_{21} + Q_{12}), \quad (4)$$

$$d = \sqrt{s^2 - 4p}. \quad (5)$$

Начальное значение концентрации первого уровня положим равным единице, а второго - нулю. С такими начальными условиями решение имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} v_1 &= \left(\frac{Q_{12} + Q_1 + R_1 - \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} - \frac{\lambda_1 R_1 - b_1}{\lambda_1(\lambda_1 - \lambda_2)} \right) \cdot e^{-\lambda_1 t} + \\ &+ \left(\frac{\lambda_1 - Q_{12} - Q_1 - R_1}{\lambda_1 - \lambda_2} + \frac{\lambda_2 R_1 - b_1}{\lambda_2(\lambda_1 - \lambda_2)} \right) \cdot e^{-\lambda_2 t} + v_1^{(qs)}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} v_2 &= \left(\frac{Q_{12} - R_2}{\lambda_1 - \lambda_2} + \frac{\lambda_2 R_2 - b_2}{\lambda_2(\lambda_1 - \lambda_2)} \right) \cdot e^{-\lambda_2 t} - \\ &- \left(\frac{Q_{12} - R_2}{\lambda_1 - \lambda_2} + \frac{\lambda_1 R_2 - b_2}{\lambda_1(\lambda_1 - \lambda_2)} \right) \cdot e^{-\lambda_1 t} + v_2^{(qs)}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $v_1^{(qs)}$ и $v_2^{(qs)}$ - квазистационарные значения населенностей, соответственно равные

$$v_1^{(qs)} = \frac{b_1}{\lambda_1 \lambda_2}, \quad b_1 = R_1(D_{21} + Q_2) + R_2 D_{21},$$

$$v_2^{(qs)} = \frac{b_2}{\lambda_1 \lambda_2}, \quad b_2 = R_2(Q_{12} + Q_1) + R_1 Q_{12}.$$

Рассмотрим часто встречаемый вариант, когда коэффициенты возбуждения и коэффициент ионизации из основного состояния Q_1 являются малыми параметрами по сравнению со скоростью деактивации:

$$Q_{12} + Q_1 \ll D_{21}. \quad (8)$$

В этом случае выражения для корней упрощаются:

$$\lambda_1 \approx s, \quad \lambda_2 \approx \frac{p}{s}.$$

Отметим, что полученное значение λ_1 за вычетом Q_1 , Q_2 , R_1 и R_2 с точностью до обозначений совпадает с параметром λ , входящим в формулу (1). Из (8) вытекает $p \ll s$, следовательно,

$$\lambda_2 \ll \lambda_1.$$

Таким образом, учет ионизации приводит к принципиальному отличию эволюции населенности возбужденного уровня по сравнению с (1): появляется второй корень λ_2 , по величине значительно уступающий λ_1 . В результате развитие процесса происходит как бы в два этапа: населенность возбужденного уровня сначала быстро меняется с "короткой" шкалой времени $1/\lambda_1$, определяемой деактивацией при дискретных переходах, а затем ее окончательное значение устанавливается по "длинной" шкале $1/\lambda_2$, в которой важную роль играет ионизация. Населенность первого уровня все время только уменьшается. Величина v_2 сначала быстро растет со шкалой времени $1/\lambda_1$ за счет уменьшения отрицательного слагаемого $e^{-\lambda_1 t}$ в (7), достигает максимума в

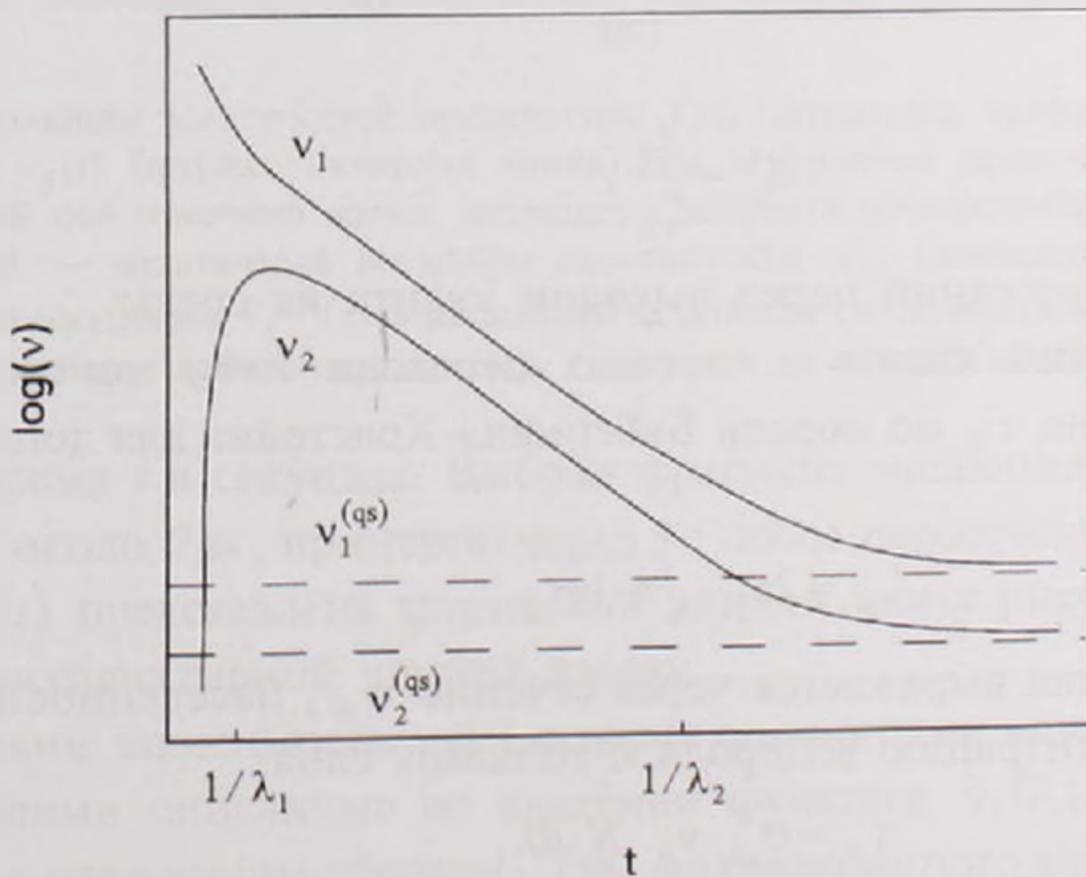


Рис.1. Эволюция населенностей в двухуровневой системе с континуумом.

момент времени t_m , равный

$$t_m = \frac{\ln(\lambda_1/\lambda_2)}{\lambda_1 - \lambda_2},$$

после чего по "длинной" шкале $1/\lambda_2$ выходит на квазистационарное значение. Последнее заключение следует из того, что после момента максимума в скобках правой части (7) доминирует экспонента $e^{-\lambda_2 t}$, а вторая экспонента $e^{-\lambda_1 t}$ становится пренебрежимо малой. Эти зависимости представлены графически на рис. 1.

Перейдем к расчетам многоуровневых систем, где аналитические методы неприменимы.

2.2. Сопоставление модельных расчетов с результатами решения полной задачи о высвечивании за фронтом ударной волны. Для расчетов этого пункта мы воспользовались решением задачи об ударной волне в атмосфере звезды типа Миры Кита [6]. В ней невозмущенный газ, находящийся в термодинамическом равновесии, натекает на фронт со скоростью 50 км/с; его температура T_0 и концентрация N_0 приняты равными, соответственно, 3000 К и 10^{12} см⁻³. Выпишем уравнения для населенностей дискретных уровней атома водорода:

$$\begin{aligned} \frac{dv_k}{dt} = & - \left[q_k N_e + \sum_{k>i} (A_{ki}^* + q_{ki} N_e) + \sum_{k<i} q_{ki} N_e \right] v_k + \\ & + \sum_{i<k} (A_{ik}^* + q_{ik} N_e) + \sum_{i<k} q_{ik} N_e + (r_k + \gamma_k N_e) N_e x_2. \end{aligned} \quad (9)$$

Для населенностей v_k и степени ионизации x_2 выполняется условие нормировки (2). Величина A_{ki}^* обозначает вероятность спонтанного перехода с учетом рассеяний:

$$A_{ij}^* = \frac{A_{ij}}{\zeta_{ji}},$$

где ζ_{ji} - число рассеяний перед выходом кванта из среды.

Число рассеяний кванта в частотах перехода $i \rightarrow j$ вычисляется по оптической глубине τ_{ji} по модели Бибермана-Холстейна для доплеровского контура [10]:

$$\zeta_{ji} = 2\tau_{ji} \cdot \sqrt{\pi \cdot \ln \tau_{ji}}.$$

Оптическая глубина выражается через сечение σ_{ji} , населенность нижнего уровня v_j , концентрацию водорода и толщину слоя:

$$\tau_{ji} = \sigma_{ji} \cdot v_j \cdot N \cdot dL.$$

Выпишем формулу для сечения поглощения в центре линии в приближении

доплеровского контура:

$$\sigma_{ji} = 4\pi^{3/2} \sqrt{\frac{M_H}{m_e}} \cdot a_0^2 \cdot f_{ji} \cdot \frac{Ry}{\Delta E_{ji}} \sqrt{\frac{Ry}{T_{ei}}}$$

В ней M_H , m_e - массы атома водорода и электрона, f_{ji} - сила осциллятора в поглощении, ΔE_{ji} - энергия перехода между уровнями.

Результаты расчетов нестационарного высвечивания газа, нагретого на фронте [6], представлены на рис.2: зависимость от времени температуры T_e и населенности v_5 пятого уровня. Как мы увидим ниже, он относится к группе состояний, распад которых происходит с большей вероятностью путем ионизации, а не деактивации электронным ударом. По горизонтальной оси

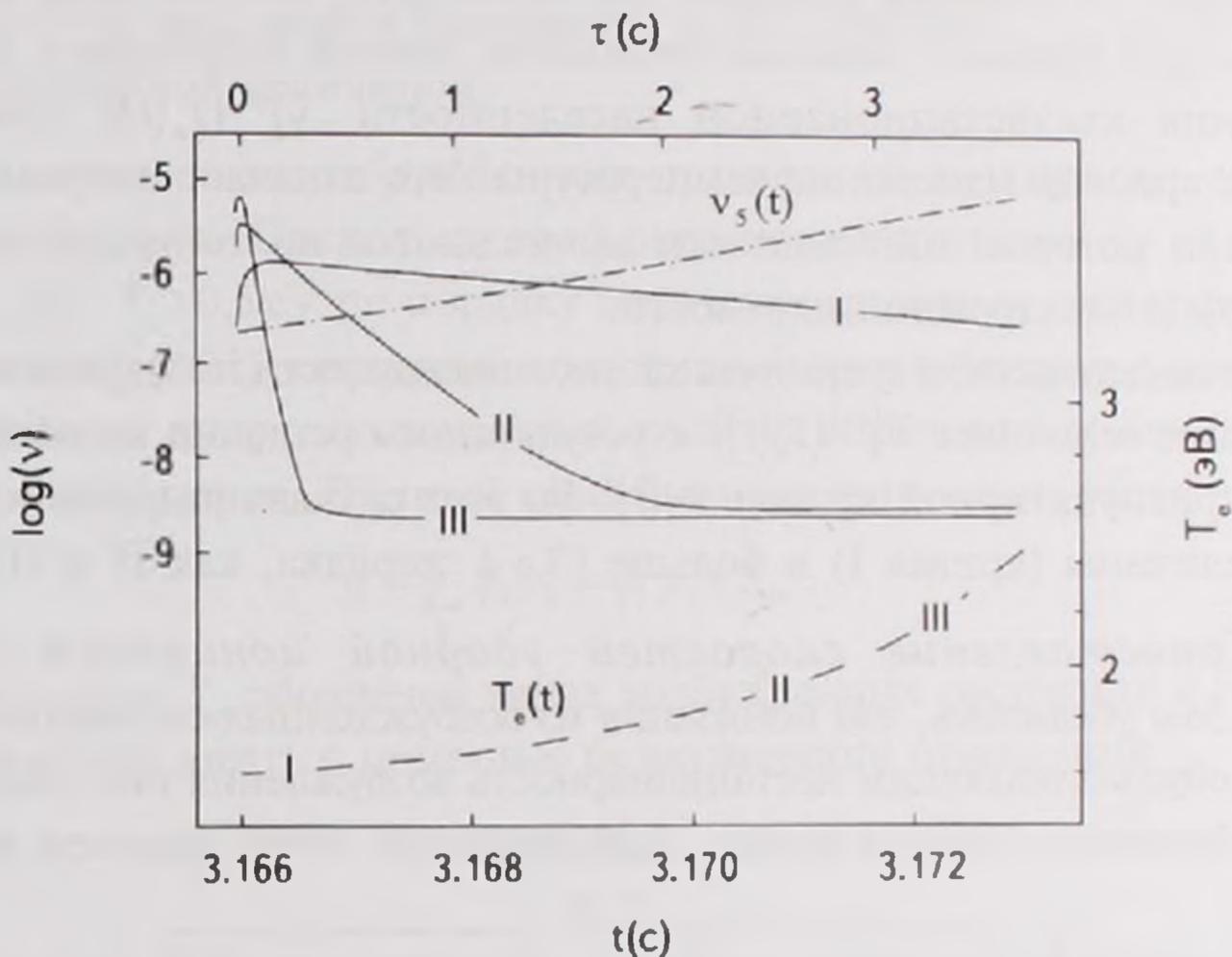


Рис.2. Эволюция электронной температуры $T_e(t)$ (штриховая линия) и нестационарной населенности $v_5(t)$ (штрихпунктирная линия) газа за фронтом ударной волны: на нижней горизонтальной оси отмечено время, истекшее с момента прохождения фронта, на правой - T_e , на левой --- десятичный логарифм населенности v_5 ; сплошными линиями I, II и III обозначена эволюция $\tilde{v}_5^{(qs)}(\tau)$ в модельной задаче для соответствующих (I--III) значений температуры: верхняя горизонтальная ось - время τ в данной модельной задаче.

отложено время t в секундах. Выбран фрагмент эволюции газа продолжительностью около $7\mu s$, примерно через $3s$ после пересечения фронта. Зависимость $T_e(t)$ представлена штриховой линией внизу рисунка, а функция $v_5(t)$ - штрихпунктирной линией сверху.

Сопоставим зависимость $v_5(t)$ с тремя сплошными кривыми, I, II и III, отображающими описанные во введении функции $\tilde{v}_5(T_e(t); \tau)$. Их расчет выполняется следующим образом. Для фиксированного момента времени t мы решаем систему уравнений (9) с параметрами $T_e(t)$ и $N_e(t)$ и с начальными

условиями $\tilde{v}_k(T_e(t); \tau = 0) = v_k(t)$. В результате получаются функции $\tilde{v}_k(T_e(t); \tau)$ от времени τ , которое отсчитывается от момента t . Оцифровка величины τ , измеренной в секундах, приведена на верхней горизонтальной оси. Функции $\tilde{v}_k(T_e(t); \tau)$ асимптотически стремятся к своим квазистационарным значениям $\tilde{v}_k^{(qs)}(T_e(t))$.

Выбраны три значения температуры, отмеченные в моменты времени I, II, III на кривой T_e : $T_e^{(I)} = 1.6$ эВ, $T_e^{(II)} = 1.9$ эВ, $T_e^{(III)} = 2.2$ эВ. Хорошо видно, что во всех случаях кривые $\tilde{v}_5(T_e(t); \tau)$ имеют один и тот же характерный вид, напоминающий аналитическое решение, полученное в предыдущем разделе: быстрый подъем от начального значения, сопровождающийся последующим медленным выходом на некоторую постоянную величину. Сравнение трех кривых с нижней штриховой линией показывает, что время установления квазистационарной населенности $\tilde{v}_k^{(qs)}(T_e(t))$ сравнимо с масштабом времени изменения температуры. Это означает неприменимость подхода, при котором населенности вычисляются по текущим значениям температуры и электронной плотности.

Вторым свидетельством существенной нестационарности населенностей служит сопоставление величины $\tilde{v}_5^{(qs)}(T_e(t))$ с результатами решения полной задачи - верхней штрихпунктирной кривой $v_5(t)$. Во всех случаях различие составляет порядок величины (кривая I) и больше (3 ÷ 4 порядка, как II и III).

2.3. *Сопоставление скоростей ударной ионизации и деактивации.* Мы убедились, что ионизация из возбужденных состояний является фактором, обуславливающим нестационарность возбуждения газа, высвечивающегося за фронтом ударной волны. Действительность этого фактора зависит от

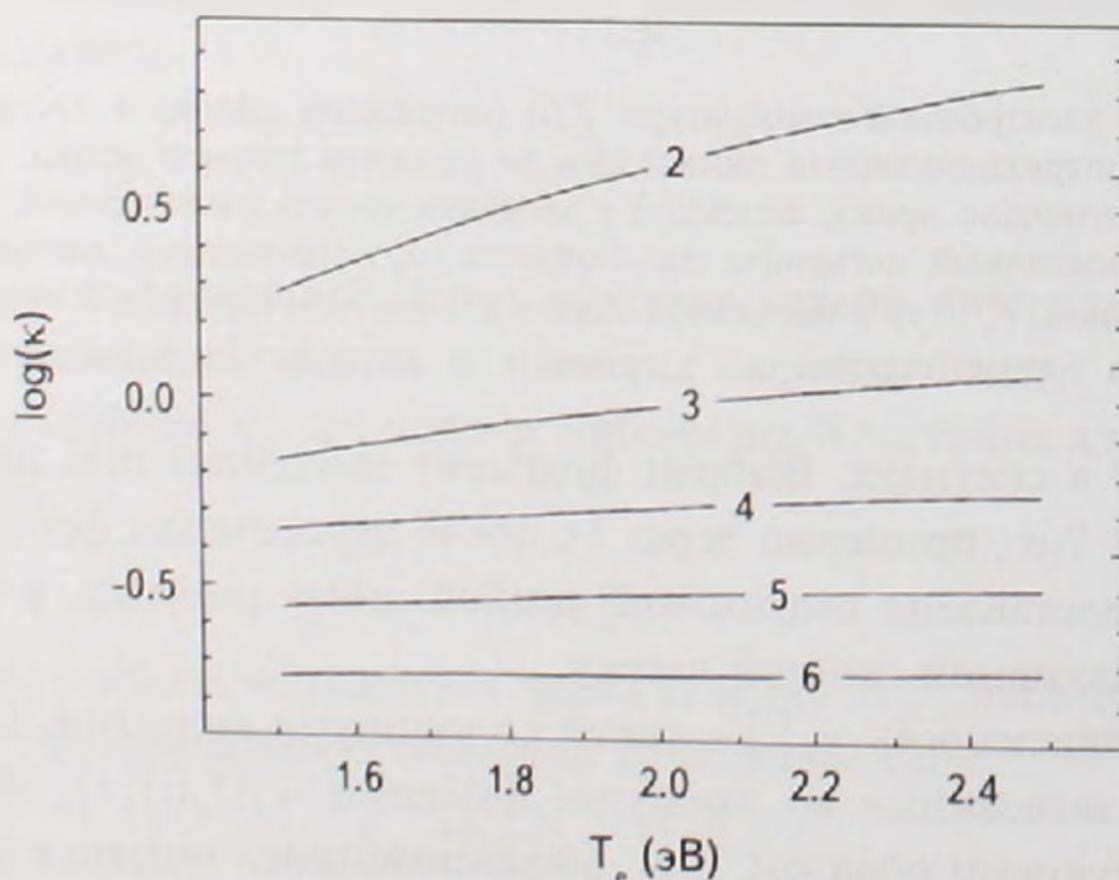


Рис.3. Отношение коэффициентов ударной ионизации и деактивации.

соотношения между скоростями ионизации и деактивации. Выясним величину этого отношения для атома водорода. На рис.3 для первых пяти возбужденных уровней приведена зависимость от температуры величины κ , равной отношению коэффициентов ионизации и деактивации:

$$\kappa = \frac{q_k}{q_{k,k-1}}.$$

Для температуры выбран диапазон, типичный для ударных волн в атмосферах холодных звезд: $1.5 < T_e (\text{эВ}) < 2.5$. Расчетные формулы взяты из статьи Джонсона [11]. Из графиков рисунка видно, что ионизация превалирует над деактивацией в случае второго уровня, а у более высоких уровней, вплоть до $k=6$, она, хотя и становится слабее деактивации, но остается при этом существенной величиной.

3. Вклад высоковозбужденных состояний в скорость ионизации атома водорода. Поскольку коэффициенты ионизации q_k из состояний $2 \leq k \leq 6$ при $T_e > 0.5 \text{ eV}$ по порядку величины сравнимы с коэффициентами деактивации q_{ki} ($i < k$), связанные состояния взаимодействуют с континуумом, и населенности дискретных уровней должны определяться одновременно с концентрацией ионов. Полный коэффициент ионизации равен

$$q = \sum_k q_k y_k = q_1 y_1 + S_{\alpha},$$

где посредством S_{α} обозначен вклад возбужденных состояний $k > 1$. Их роль будем характеризовать с помощью безразмерного отношения

$$\eta = \frac{Q}{q_1 y_1}. \quad (10)$$

В тех областях звездных атмосфер, где электронная плотность превышает 10^{11} см^{-3} , многократное рассеяние излучения в линиях дискретных переходов постепенно приводит к значительному увеличению населенности возбужденных уровней по мере удаления фронта от высвечивающегося газа. В результате величина S_{α} может сравниться и даже превзойти вклад первого уровня. Этот эффект действительно проявляется в расчетах эволюции газа позади фронта, но при учете всех факторов нестационарного высвечивания его сложно выделить на фоне других процессов.

3.1. *Параметры задачи.* Для определения собственно роли возбужденных уровней в скорости ионизации водорода, выполним расчеты в рамках модели плоского однородного слоя газа. Задаем толщину слоя L , концентрацию газа N и две температуры: электронов и атомно-ионной компоненты.

Приняты значения параметров, которые имитируют типичную ситуацию для газа, высвечивающегося позади фронта:

$$N = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}, \quad dL = 40 \text{ км}, \quad x_{20} = 5 \cdot 10^{-3},$$

$$T_e = 1.5 \text{ эВ}, \quad T_{ai} = 6 \text{ эВ}, \quad v_{10} = 1 - x_{20}.$$

$$v_{i0} = 0 \quad (k > 1),$$

Все они, кроме начальных значений населенностей дискретных уровней, взяты из выполненных нами расчетов высвечивания за фронтом ударной волны [6]. Величины v_{i0} ($i > 1$) для простоты приняты равными нулю. Их конкретные значения в данном случае несущественны, так как газ быстро "забывает" начальные значения населенностей. Расчеты выполнены для значений K_{∞} равных 2, 5 и 25.

3.2. *Результаты расчетов.* Результаты вычислений величины η по формуле (10) приведены на рис.4 сплошными линиями: I - двухуровневая система, II - пятиуровневая, III - 25-уровневая. По горизонтальной оси отложено время в миллисекундах. Штриховыми линиями изображены графики отношения $v = y_k / y_k^b(T_e)$ населенности к ее больцмановскому значению $y_k^b(T_e)$: I - для второго уровня, II - для пятого и III - для 25-го (соответственно, двух-, пяти- и 25-уровневой систем).

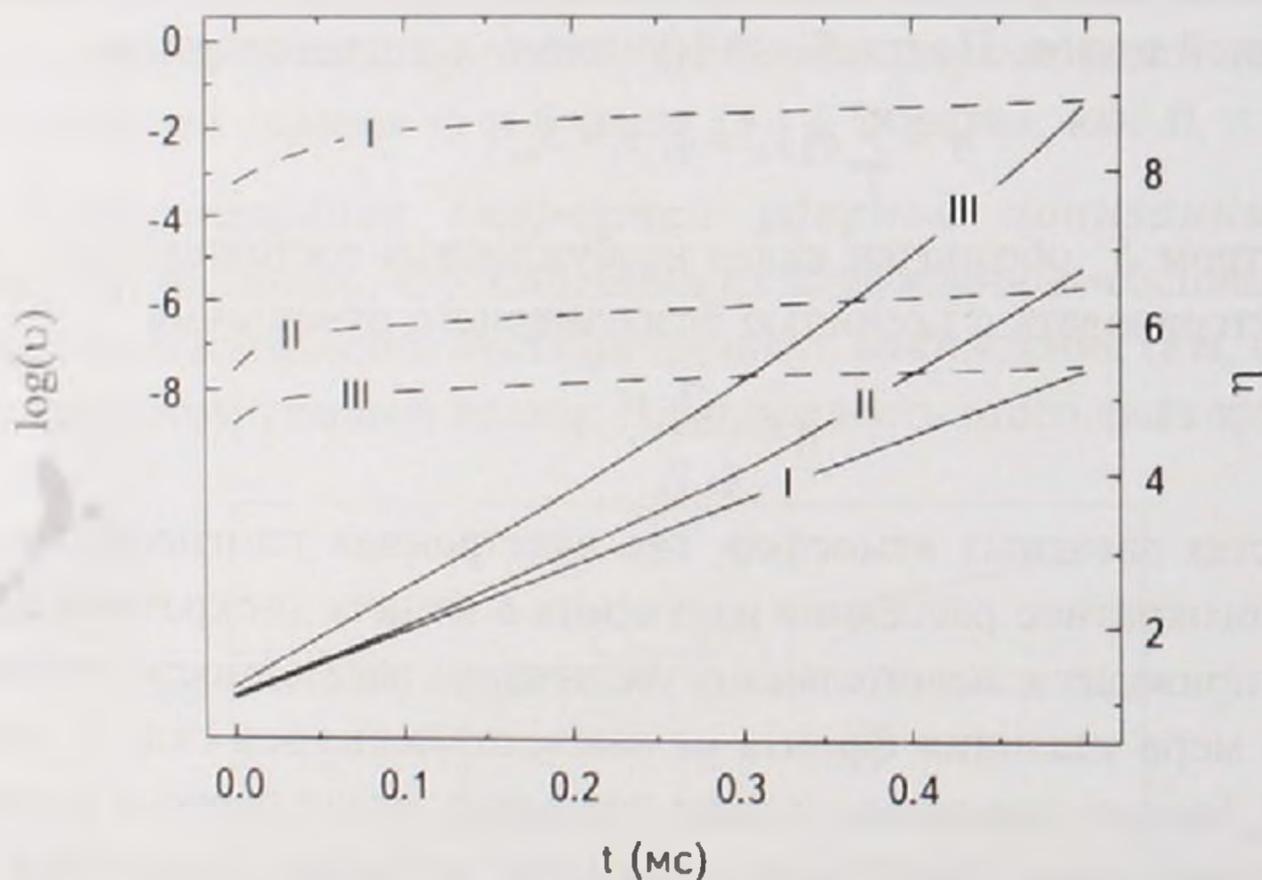


Рис.4. Эволюция населенности дискретных уровней v (штриховые линии) и вклада возбужденных состояний в коэффициент ионизации η (сплошные линии) в зависимости от числа учитываемых уровней.

Вклад возбужденных состояний в скорость ионизации быстро становится существенным, при этом населенность уровней y_k остается существенно ниже больцмановской. Это не удивительно, так как в случае больцмановской населенности вклад самых верхних уровней является доминирующим, что иллюстрирует рис.5. Роль самых верхних уровней оказывается настолько

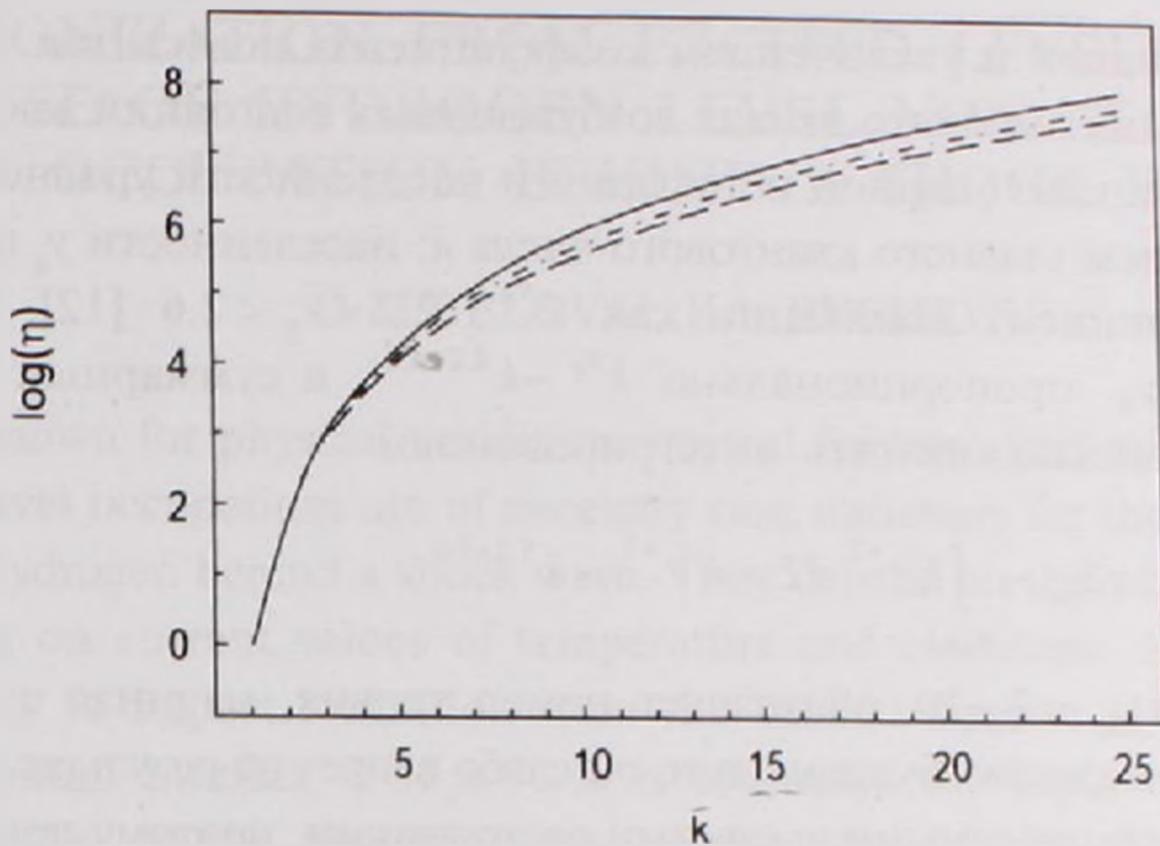


Рис.5. Вклад возбужденных состояний при бoльцмановской населенности уровней для трех значений температуры. Снизу вверх: штриховая линия - $T_e = 3$ эВ, штрихпунктирная - 2 эВ, сплошная - 1 эВ.

большой, что на графике приходится изображать логарифм величины η .

Графики рис.4 отражают эволюцию величины η на временах в течение первой миллисекунды. Со временем она увеличивается за счет возрастающего вклада возбужденных уровней. На рис.6 приведена эволюция населенностей и η на промежутках времени порядка десятой доли секунды. Смысл обозначений тот же, что и на рис.4. Хорошо видна связь между заселением

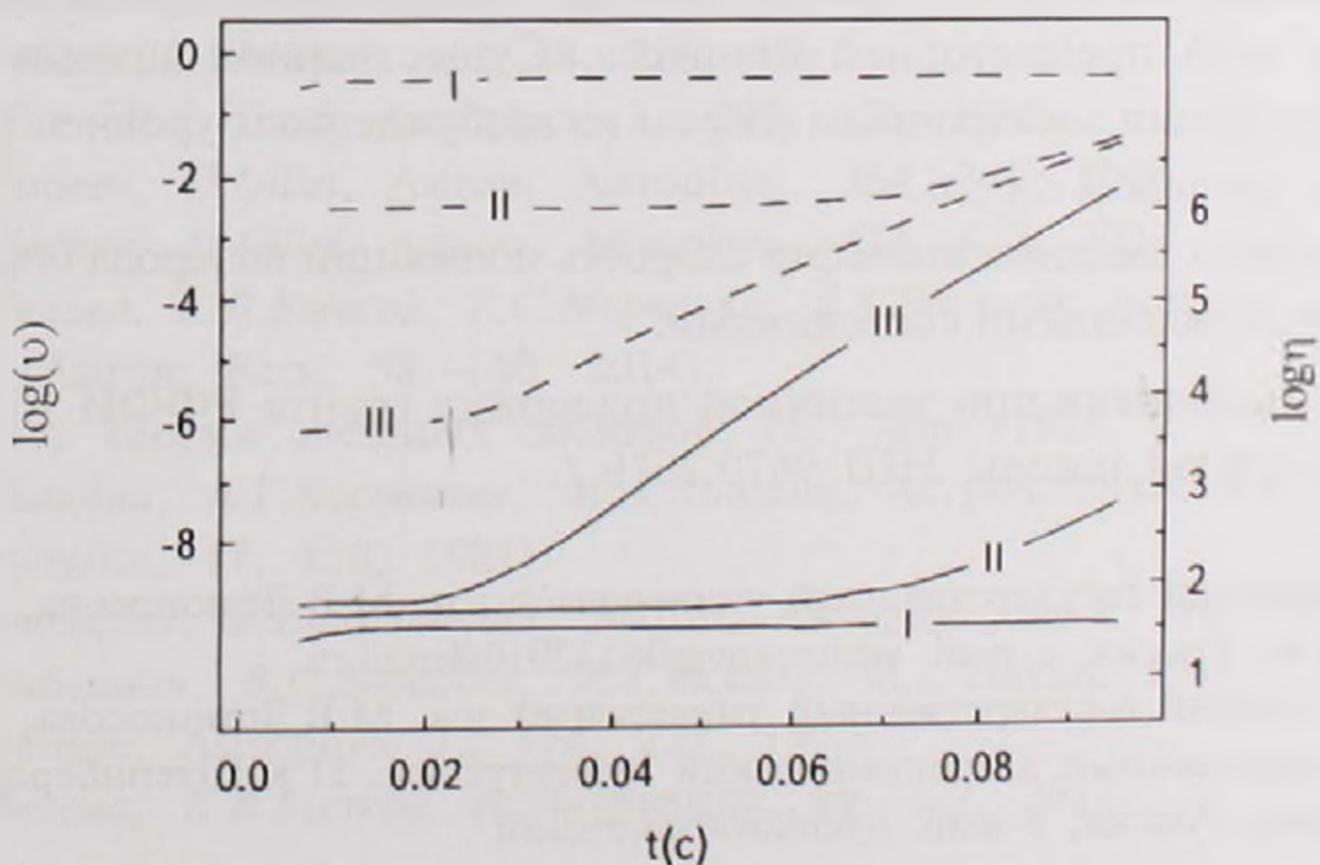


Рис.6. Эволюция населенности дискретных уровней v (штриховые линии) и вклада возбужденных состояний в коэффициент ионизации η (сплошные линии) в зависимости от числа учитываемых уровней на длительном временном интервале; обозначения соответствуют рис.4.

возбужденных уровней и увеличением коэффициента ионизации.

Главная причина высокого вклада возбужденных состояний заключается в том, что коэффициент ударной ионизации и населенности уровней быстро растет с увеличением главного квантового числа k : населенности y_k примерно как k^2 , а коэффициент ионизации как k^{s_q} , $2.2 < s_q < 2.6$ [12]. Поэтому произведение $q_k y_k$ пропорционально $k^{s_q} \sim k^{4.2+4.6}$, а суммарный вклад S_k уровней с $k \gg 1$ можно оценить интегрированием

$$S_{\alpha} \sim \int_{k_{\min}}^k \xi^{s_q+2} d\xi \sim k^{s_q+3} \sim k^{5.2+5.6}.$$

Нижний предел $k_{\min} = 7 \div 10$ обозначает номер уровня, начиная с которого состояния считаем высоковозбужденными; он слабо влияет на результат. Скорость ионизации определяется самыми высокими состояниями, поэтому при расчетах нестационарного высвечивания газа необходимо учитывать все состояния, реализуемые в данных условиях. Отметим, что рассмотренное в этой работе влияние возбужденных уровней на скорость ионизации имеет свой аналог и в стационарных условиях, например, в известной расходимости суммы по состояниям в формуле Саха при описании равновесной ионизации газа.

4. *Заключение.* В нашей работе получены следующие результаты, касающиеся состояния ионизации и населенности дискретных уровней атома водорода при высвечивании за фронтом ударной волны в условиях атмосфер холодных звезд.

1. Населенности атома водорода определяются не мгновенными значениями T_e и N_e , а всей предысторией процесса. Существенной причиной этого является ионизация электронным ударом из возбужденных уровней с главным квантовым числом $2 \leq k \leq 6$.

2. В условиях звездных атмосфер скорость ионизации водорода определяется наиболее возбужденными состояниями.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 15-03-03302 и гранта научной школы НШ 9670.2016.2.

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия, e-mail: whitecanvas05122010@mail.ru

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия, e-mail: bychkov@sai.msu.ru

IONIZATION FROM EXCITED LEVELS AS A CAUSE OF HYDROGEN LEVEL NON STATIONARY OCCUPATION BEHIND A SHOCK WAVE

O.M.BELOVA¹, K.V.BYCHKOV²

It is shown for physical conditions typical for late giant star atmospheres that discrete level occupations are of necessity non stationary for the case of radiatively cooling Hydrogen behind a shock wave. They depend on the whole cooling process as well as on current values of temperature and electronic density. This fact is due mainly to impact ionization from the excited discrete Hydrogen levels with large quantum number $2 \leq k \leq 6$. It is estimated the input of Hydrogen high-excited levels to the ionization rate of the gas behind a shock wave in stellar atmospheres. For levels with $k > 10$ this input can exceed ionization coefficients from the ground state.

Key words: *electron impact ionization: stellar atmospheres: shock wave*

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Б.Пикельнер, Изв. КраО, 12, 93, 1954.
2. В.Г.Горбацкий, Астрон. ж., 38, 256, 1961.
3. M.W.Fox, P.R.Wood, Astrophys. J., 297, 455, 1985.
4. Yu.A.Fadeev, D.Gillet, Astron. Astrophys., 354, 349, 2000.
5. Yu.A.Fadeev, D.Gillet, Astron. Astrophys., 420, 423, 2004.
6. О.М.Белова, К.В.Бычков, Е.С.Морченко, Б.А.Низамов, Астрон. ж., 91, 745, 2014, (Astron. Rep., 58, 650, 2014).
7. Ч.Каули, Теория звездных спектров, М., Мир, 1974.
8. М.М.Кацова, А.Г.Косовичев, М.А.Лившиц, Астрофизика, 17, 285, 1981, (Astrophysics, 17, 156, 1981).
9. W.Rammacher, P.Ulmschneider, Astron. Astrophys., 253, 586, 1992.
10. Л.М.Биберман, В.С.Воробьев, И.Т.Якубов, М., Наука, 1982.
11. L.C.Johnson, Astrophys. J., 174, 227, 1972.
12. О.М.Белова, К.В.Бычков, Астрофизика, 60, 127, 2017.

