

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ КРИВЫЕ БЛЕСКА ВЫСВЕЧИВАЮЩЕГОСЯ ГАЗА И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ К ИНТЕРПРЕТАЦИИ ВСПЫШЕК ЗВЕЗД ТИПА UV Cet

А. А. Коровяковская, Ю. П. Коровяковский

Рассчитаны теоретические кривые блеска высвечивающегося газа в фотометрических областях U , B , V и проведено сравнение их с наблюдаемыми кривыми блеска вспышек звезд типа UV Cet. Найдено значение параметра n_0 — концентрации светящегося вещества. В 35 случаях из 50 получено удовлетворительное согласие теоретических кривых блеска с наблюдаемыми.

Theoretical light-curves of luminous gas in the U , B , V photometric regions are calculated and compared with observed light-curves of flares of UV Cet-type stars. The value of the parameter n_0 , the density of a luminous matter, is found. In 35 cases from 50 a reasonable agreement is obtained between the theoretical and the observed light-curves.

ВВЕДЕНИЕ

Предварительный анализ фотометрических свойств вспышек звезд типа UV Cet показал [1], что наблюдаемые кривые блеска вспышек могут быть неплохо объяснены в рамках простейшей небулярной модели — изотермически высвечивающегося и расширяющегося газа, оптически тонкого во всех частотах видимой части спектра. Учет эффектов охлаждения увеличил разнообразие получаемых теоретических кривых блеска высвечивающегося газа [2].

Дальнейшие наблюдения вспышек звезд типа UV Cet показали, что высвечивающийся при вспышке газ нельзя считать оптически тонким в частотах линий бальмеровской серии, по крайней мере вблизи максимума блеска сильных вспышек. Согласно [3], [4] и [5], наблюдаемые эквивалентные ширины эмиссионных линий бальмеровской серии в десятки раз меньше, чем те, которых следует ожидать при излучении оптически тонкой среды. Согласно Кункелю [6], наблюдаемый бальмеровский декремент удастся объяснить лишь в предположении, что оптическая толщина высвечивающегося газа в линии H_α $\tau_{H_\alpha} = 10^2 - 10^3$.

В связи с этим возникает необходимость вычисления теоретических кривых блеска высвечивающегося газа, имеющего значительную оптическую толщину в линиях бальмеровской серии. При большой оптической толщине в линии имеет место эффект самопоглощения, строгий учет которого требует решения задачи о диффузии излучения в линии [7]. Однако можно существенно упростить проблему, если учесть, что в случае газа, оптически тонкого во всем диапазоне частот видимой части спектра, на долю эмиссионных линий в общей интенсивности излучения приходится от 20 до 70% излучаемой энергии (при электронной температуре $T_e = 2 \cdot 10^4$ °К, см. [2]). Поскольку наблюдаемые эквивалентные ширины эмиссионных линий в 10—20 раз меньше эквивалентных ширин линий,

вычисленных в предположении оптически тонкого газа [3], то вклад линий в полную энергию излучения можно в первом приближении не учитывать вообще, избавившись вместе с тем от трудностей, связанных с вычислением изменяющейся оптической толщины высвечивающегося газа в частотах линий.

В настоящей работе приводятся результаты такого расчета теоретических кривых блеска высвечивающегося газа и их сопоставление с наблюдаемыми кривыми блеска вспышек звезд типа UV Cet.

УРАВНЕНИЯ, ОПИСЫВАЮЩИЕ ВЫСВЕЧИВАНИЕ ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА

При достаточно большой оптической толщине среды в линии H_α (τ_{H_α}) ее оптическая толщина в бальмеровском континууме также может оказаться значительной и тогда соотношения небулярной модели станут неприменимыми к задаче о высвечивании газа. Оценим, при каких значениях τ_{H_α} среда остается прозрачной в бальмеровском континууме.

При наличии доплеровского уширения линий оптическая толщина в центре линии H_α составляет

$$\tau_{H_\alpha} = \frac{6.3 \cdot 10^{-7}}{v} n_2 l, \quad (1)$$

где v — характерная скорость в среде, $n_2 l$ — число атомов во втором состоянии в единичном столбе высвечивающегося газа (согласно [3], в рассматриваемом случае штарковское уширение бальмеровских линий маловероятно). С другой стороны, оптическая толщина у предела бальмеровского континуума определяется так:

$$\tau_{Bac} = 1.4 \cdot 10^{-17} n_2 l. \quad (2)$$

Для реализации небулярной модели необходимо, чтобы удовлетворялось неравенство

$$\tau_{H_\alpha} < \frac{4.5 \cdot 10^{10}}{v}, \quad (3)$$

которое следует из (1) и (2) при $\tau_{Bac} < 1$. Если характерная скорость в высвечивающемся газе тепловая, то при $T_e \leq 25000$ °K [6] $v = 2 \cdot 10^6$ см/сек. и, в соответствии с (3), $\tau_{H_\alpha} < 2 \cdot 10^4$. При уширении линий вследствие макроскопических движений, скорости которых могут достигать, согласно оценкам [3], нескольких сотен км/сек., $\tau_{H_\alpha} < 10^3$.

Эти оценки согласуются с оценками Кункеля, найденными из наблюдений вспышек эруптивных звезд [6]. Поэтому в дальнейшем будем считать, что излучение вспышки полностью обусловлено свечением газа в бальмеровском континууме. При этих предположениях интенсивность излучения (I) изменяется в соответствии с формулой

$$\frac{I(t)}{I_0} = \frac{n_e^2 S(T_e) V}{n_{e0}^2 S_0 V_0}, \quad (4)$$

где n_e — концентрация электронов в момент времени t , S — функция источника, T_e — электронная температура, V — объем газа; индекс «0» относится к значениям величин в момент времени $t=0$. В принимаемой модели свечение газа в небулярном континууме определяется свободно-

свободными переходами и рекомбинациями; следовательно, функция источника будет иметь следующий вид:

$$S^{\text{UVV}}(T_e) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} (\varepsilon_{\text{рек}}(T_e) + \varepsilon^{\text{ff}}(T_e)) \psi^{\text{UVV}}(\lambda) d\lambda, \quad (5)$$

где λ_1, λ_2 — границы области спектральной чувствительности аппаратуры, $\varepsilon^{\text{ff}}, \varepsilon_{\text{рек}}$ — коэффициенты излучения при свободно-свободных переходах и рекомбинациях соответственно, $\psi^{\text{UVV}}(\lambda)$ — функция спектральной чувствительности аппаратуры.

Чтобы решить задачу о высвечивании газа, вначале полностью ионизованного, необходимо найти значения n_e, V, T_e для каждого момента времени. При этом следует учитывать большую роль L_α -квантов в высвечивании газа. Горбацким [8, 9] было показано, что L_α -кванты являются промежуточным резервуаром энергии, их присутствие в среде оказывает существенное влияние на процессы ионизации и нагрева вещества, а время диффузии L_α -квантов определяет время высвечивания плазмы.

Независимо от источника энергии и состояния вещества в первые моменты выделения этой энергии, за время, пренебрежимо малое по сравнению с характерным временем рекомбинации, в выброшенном веществе образуется достаточное количество нейтральных атомов для того, чтобы вещество оказалось непрозрачным за лаймановским пределом; при этом можно считать, что рекомбинации на первый уровень компенсируются ионизациями из основного состояния диффузным L_α -излучением. Если не учитывать диффузию L_α -квантов в среде, считая, аналогично [8], что основную роль здесь играет выход квантов из среды вследствие эффекта Доплера, то система уравнений, описывающая изменение населенностей первого (n_1) и второго (n_2) уровней атома водорода, концентрации свободных электронов (n_e) и числа L_α -квантов (n_α) в 1 см^3 за 1 сек., в случае чисто водородной плазмы будет иметь вид

$$\begin{cases} \frac{dn_e}{dt} = -n_e^2 C(T_e) + n_1 n_e q_{1c}(T_e) + n_2 n_e q_{2c}(T_e) + n_2 n_\alpha \tilde{q}_{2c}, \\ \frac{dn_2}{dt} = n_e^2 C(T_e) + n_1 n_e q_{12}(T_e) + n_1 B_{12} \rho_{12}(T_e) - \\ - n_2 [A_{21} + B_{21} \rho_{12}(T_e)] - n_2 n_e [q_{21}(T_e) + q_{2c}(T_e)] - n_2 n_\alpha \tilde{q}_{2c}, \\ \frac{dn_1}{dt} = n_2 [A_{21} + B_{21} \rho_{12}(T_e)] + n_2 n_e q_{21}(T_e) - n_1 B_{12} \rho_{12}(T_e) - \\ - n_1 n_e [q_{12}(T_e) + q_{1c}(T_e)], \\ \frac{dn_\alpha}{dt} = n_2 [A_{21} + B_{21} \rho_{12}(T_e)] - n_1 B_{12} \rho_{12}(T_e) - n_2 n_\alpha \tilde{q}_{2c} - n_2 A_{21} \beta_{12}. \end{cases} \quad (6)$$

Здесь q_{in}, q_{ic} — коэффициенты возбуждения и ионизации атомов водорода электронным ударом из состояния i ; \tilde{q}_{2c} — коэффициент ионизации атома водорода L_α -квантом со второго уровня; $C = \sum_{i=2}^{\infty} C_i$ — эффективный коэффициент рекомбинации; A_{21}, B_{12}, B_{21} — эйнштейновские вероятности переходов; ρ_{12} — плотность излучения в частоте ν_{12} ; β_{12} — доля L_α -квантов, уходящих из среды вследствие эффекта Доплера.

Систему уравнений (6) необходимо дополнить уравнением, описывающим изменение электронной температуры T_e , так как в процессе высвечивания газа она может существенно меняться. Рассмотрим элементарные процессы, в результате которых изменяется энергия электронного газа. При ионизации атома водорода из второго энергетического состояния

L_α -квантом электрону сообщается энергия $\frac{2}{3} h\nu_{12}$. В ходе таких процессов энергия единицы объема за 1 сек. увеличивается на $\frac{2}{3} h\nu_{12} n_2 n_\alpha \tilde{q}_{2c}$. Удары второго рода увеличивают энергию 1 см^3 за 1 сек. на величину $n_2 n_\alpha q_{21} h\nu_{12}$. Охлаждение электронного газа обуславливается свободно-свободными переходами и рекомбинациями, при которых потери энергии в 1 см^3 за 1 сек. составляют

$$\bar{\epsilon} n_e^2 C(T_e) + \epsilon^{ff}(T_e) n_e^2.$$

Здесь ϵ — средняя энергия рекомбинирующего электрона; $\epsilon^{ff}(T_e)$ — энергия, излучаемая электроном при свободно-свободных переходах в поле иона. Кроме того, энергия электронного газа уменьшается при ударном возбуждении и ударной ионизации атомов водорода электронами с первого и второго уровней в 1 см^3 за 1 сек. на величину

$$n_e n_1 \left[\sum_{n=2}^{\infty} q_{1n}(T_e) \chi_n + q_{1c}(T_e) \chi_0 \right] + \\ + n_e n_2 \left[\sum_{n=3}^{\infty} q_{2n}(T_e) (\chi_n - \chi_2) + q_{2c}(T_e) (\chi_0 - \chi_2) \right],$$

где χ_n и χ_0 — потенциалы возбуждения и ионизации соответственно. Обмен энергии между тяжелыми частицами и электронами здесь не учитывается.

Таким образом, изменение энергии 1 см^3 газа за 1 сек. описывается уравнением

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} k T_e n_e \right) = -n_e^2 [\epsilon^{ff}(T_e) + \bar{\epsilon} C(T_e)] - n_e n_1 \left[\sum_{n=2}^{\infty} q_{1n}(T_e) \chi_n + q_{1c}(T_e) \chi_0 \right] - \\ - n_e n_2 \left[\sum_{n=3}^{\infty} q_{2n}(T_e) (\chi_n - \chi_2) + q_{2c}(T_e) (\chi_0 - \chi_2) \right] + \\ + h\nu_{12} n_e n_2 q_{21}(T_e) + \frac{2}{3} h\nu_{12} n_\alpha n_2 \tilde{q}_{2c}. \quad (7)$$

Система уравнений (4), (6) и (7) описывает высвечивание ионизованного газа.

РЕШЕНИЕ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ, ОПИСЫВАЮЩЕЙ ВЫСВЕЧИВАНИЕ ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА

При численном решении системы уравнений (4), (6), (7) следует иметь в виду, что члены, характеризующие ударные процессы ($n_e n_i q_{in}$ и т. д.), и члены, связанные с излучением («радиативные члены»), имеют существенно разную величину. Например, число спонтанных переходов ($n_2 A_{21}$) в 1 см^3 за 1 сек. при $n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $n_2 = 10^{-3} n_e$ равно $10^{18} \text{ см}^{-3} \text{ сек.}^{-1}$, в то время как соответствующее число ударов второго рода ($n_e n_2 q_{21}$) при тех же условиях равно $10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ сек.}^{-1}$. В силу указанного обстоятельства, непосредственное интегрирование системы уравнений (4), (6), (7) затруднительно и для решения этих уравнений необходимо либо привлекать некоторые дополнительные соображения, либо преобразовать (4), (6), (7) так, чтобы «радиативные члены» выпали из системы уравнений. Горбачкий [8, 9] при исследовании свечения газа за фронтом ударной волны использовал для этой цели соотношение Соболева [10]:

$$n_2 A_{21} - n_1 B_{12} \rho_{12} = n_2 A_{21} \beta_{12} + \frac{A_{21}}{c a_{12}} \frac{d}{dt} \left(\frac{n_2}{n_1} \right), \quad (8)$$

где $\beta_{12} = \frac{1}{2u\alpha_{12}n_1} \left| \frac{\partial v_s}{\partial s} \right|$ (α_{12} — коэффициент поглощения в линии L_α , u — средняя тепловая скорость, $\frac{\partial v_s}{\partial s}$ — градиент скорости движения оболочки).

В качестве основного приближения в настоящей работе будем считать, что поле излучения в линии L_α в процессе высвечивания плазмы квазистационарно и соответствует мгновенному значению температуры среды, т. е.

$$n_2 A_{21} = n_1 B_{12} \rho_{12}(T_e). \quad (8')$$

Выполнение условия квазистационарности поля излучения имеет место почти во всех случаях [11]. Вопрос о применимости соотношения (8') к нашей задаче рассмотрен в приложении. Влияние L_α -квантов на кривые блеска высвечивающегося газа максимально в случае неподвижной среды. Поэтому расширение среды в настоящей работе не учитывается ($V \equiv V_0$).

Для решения системы уравнений (4), (6), (7) приведем ее к виду, удобному для численного интегрирования, вводя безразмерные величины

$$\begin{aligned} x &= \frac{n_e}{n_0}, \quad \xi = \frac{n_2}{n_1}, \quad \eta = \frac{n_1}{n_0}, \quad \sigma = \frac{T_e}{T_e^0}, \quad z = \frac{n_\alpha}{n_0}, \\ y &= \frac{n_2 + n_\alpha}{n_0}, \quad d\beta' = n_0 C(T_e) dt, \quad q'_{ik} = \frac{q_{ik}(T_e)}{C(T_e)}, \end{aligned} \quad (9)$$

где n_0 — общее число частиц в 1 см³, T_e^0 — начальная электронная температура. Используя общий интеграл системы (6)

$$n_0 = n_1 + n_2 + n^+ \quad (n^+ = n_e) \quad (10)$$

и выражение $\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \cdot \frac{c^3}{8\pi h \nu_{12}^3} \rho_{12}$, которое следует из соотношения (8'), получим систему уравнений в следующем виде:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{I}{I_0} &= \frac{S(T_e) x^2}{S_0 x_0^2}, \\ \frac{dx}{d\beta'} &= -x^2 + \eta(xq'_{1c} + x\xi q'_{2c} + \xi z \tilde{q}'_{2c}), \\ \frac{dy}{d\beta'} &= x^2 + \eta x q'_{12} + \xi \eta x q'_{21} - 2z \eta \xi \tilde{q}'_{2c} - x \xi \eta q'_{2c}, \\ \frac{d\sigma}{d\beta'} &= \sigma \left[-\frac{1}{x} \cdot \frac{dx}{d\beta'} - x(\varphi_1 + \varphi_2) - \eta(\Lambda_1 + x\Lambda_2) + \frac{\xi z \eta}{x} \Lambda_3 \right], \\ \xi &= \frac{1}{2} \left\{ - \left[(1-x-y) \frac{\lambda}{\sqrt{\sigma}} + 1 \right] + \right. \\ &\quad \left. + \sqrt{\left[(1-x-y) \frac{\lambda}{\sqrt{\sigma}} + 1 \right]^2 + \frac{4y\lambda}{\sqrt{\sigma}}} \right\}, \\ z &= \xi \frac{\sqrt{\sigma}}{\lambda}, \quad \eta = \frac{1-x}{1+\xi}, \\ \lambda &= \frac{0.78 n_0}{\sqrt{T_e^0}}. \end{aligned} \right. \quad (11)$$

Здесь

$$\Lambda_1 = \frac{1}{\frac{3}{2} k T_e C(T_e)} \left[\sum_{n=2}^{\infty} q_{1n}(T_e) \chi_n + q_{1c}(T_e) \chi_0 \right],$$

$$\Lambda_2 = \frac{1}{\frac{3}{2} k T_e C(T_e)} \left\{ \left[\sum_{n=3}^{\infty} q_{2n}(T_e)(\chi_n - \chi_2) + q_{2c}(T_e)(\chi_0 - \chi_2) \right] 4e^{-\frac{\chi_2}{k T_e}} \right\},$$

$$\Lambda_3 = \frac{\bar{q}_{2c} \frac{2}{3} h \nu_{12}}{\frac{3}{2} k T_e C(T_e)}, \quad x = \frac{n_2}{n_1} : \left(\frac{n_2}{n_1} \right)_{\text{Больш.}}, \quad \varphi_1 = \frac{4\pi \int_0^{\infty} \epsilon f f(\nu, T_e) d\nu}{\frac{3}{2} k T_e C(T_e)},$$

$$\varphi_3 = 1 - \frac{\bar{\epsilon}}{\frac{3}{2} k T_e}.$$

Для интегрирования системы (11) нами были рассчитаны величины функции источника S^{UVV} при значениях электронной температуры в интервале $T_e = 2500 \div 80\,000^\circ \text{K}$ для случая свечения плазмы в небулярном континууме.

На рис. 1 представлены в виде графиков результаты наших вычислений для случая свечения плазмы в континууме без учета линий бальмеровской серии и результаты Р. Е. Гершберга* (любезно предоставленные им до их опубликования) для случая оптически тонкой водородной плазмы во всем диапазоне видимой части спектра. В табл. 1 приведены функции Λ_1 и Λ_2 , вычисленные с использованием данных [12]. Функции φ_1 , φ_3 , $C(T_e)$ взяты из [2].

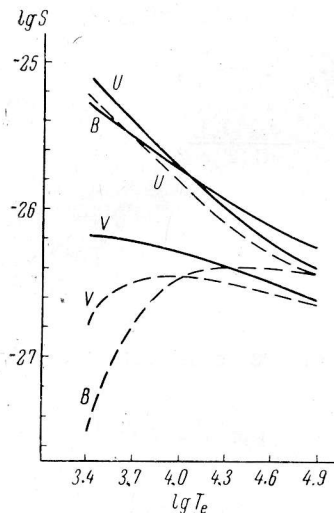


Рис. 1. Зависимость функций источника S^{UVV} от электронной температуры (T_e).

Сплошные линии — для случая излучения газа в континууме и в линиях бальмеровской серии; штриховые линии — для случая излучения газа в континууме.

Численное интегрирование системы (11) проводилось методом Рунге—Кутты на ЭЦВМ «БЭСМ-3М» для следующих значений параметров:

$$n_0 = 2 \cdot 10^7, 2 \cdot 10^8, 2 \cdot 10^9, 2 \cdot 10^{10}, 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$$

и

$$T_e^0 = 4 \cdot 10^4, 2 \cdot 10^4, 10^4 \text{ }^\circ \text{K}.$$

Точность решения оценивалась путем сравнения результатов расчета с разными шагами интегрирования. Решение проводилось со следующими начальными данными:

$$\text{при } t = 0 \quad x_0 = 0.99998, \quad y_0 = 10^{-5}, \quad \sigma_0 = 1.$$

На рис. 2 и 3 приведены в виде графиков результаты расчетов T_e и n_e/n_0 для начальных плотностей $n_0 = 2 \cdot 10^7 \div 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. На рис. 4 нанесены величины T_e в зависимости от времени ($\lg \beta$) по нашим расчетам и согласно расчетам в [2] при $T_e^0 = 4 \cdot 10^4 \text{ }^\circ \text{K}$. Из этого рисунка видно, что при учете эффектов, связанных с присутствием L_α -квантов в среде, T_e ме-

* В работе [2] на рис. 2 функции источника $S^{\text{UVV}}(T_e)$ нанесены с ошибочным сдвигом по оси абсцисс (что, однако, не повлияло на дальнейшие результаты в [2]),

так как в расчетах использовалось отношение $\frac{d \lg S^{\text{UVV}}(T_e)}{d \lg T_e}$.

няется значительно медленнее, чем найдено в [2], где влияние L_α -квантов не учитывалось, до тех значений $\lg \beta$, при которых число L_α -квантов

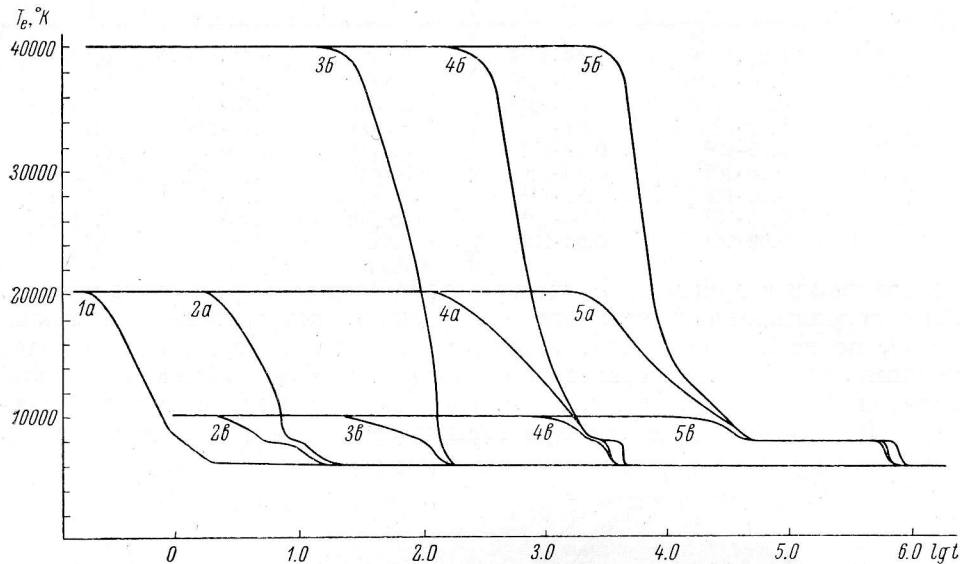


Рис. 2. Зависимость электронной температуры (T_e) от времени ($\lg t$) в процессе высвечивания плазмы.

При начальных плотностях n_0 : 1 — $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, 2 — $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, 3 — $2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, 4 — $2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, 5 — $2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ и при начальных электронных температурах T_e^0 : а — $2 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{К}$, б — $4 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{К}$, в — $10^4 \text{ }^\circ\text{К}$.

еще значительно. С того момента времени, когда число L_α -квантов начинает уменьшаться, T_e резко падает и становится существенно меньше,

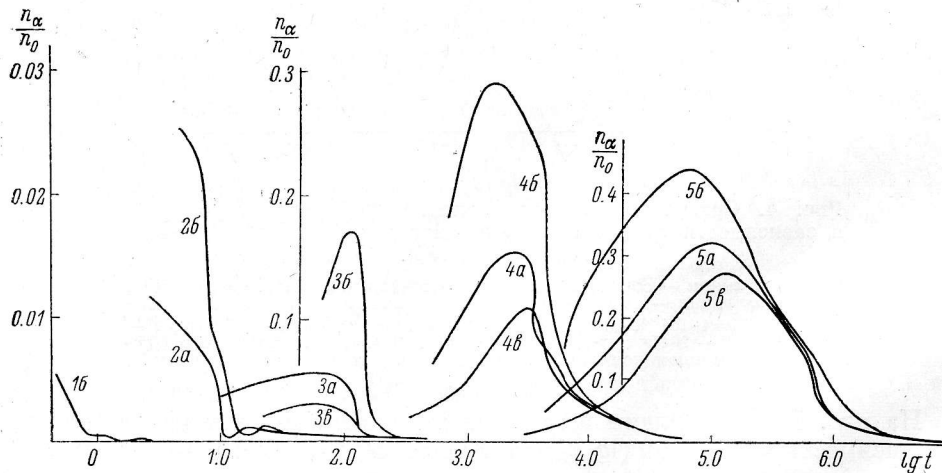


Рис. 3. Зависимость $\frac{n_\alpha}{n_0}$ от времени ($\lg t$) в процессе высвечивания плазмы.

Обозначения те же, что и на рис. 2.

чем в [2]. Такое поведение T_e можно понять, если учесть значительную роль L_α -квантов в нагреве плазмы. Когда число L_α -квантов уменьшается, становятся существенными эффекты охлаждения, связанные с ударной

ТАБЛИЦА 1

T_e (°К)	Λ_1	Λ_2	T_e (°К)	Λ_1	Λ_2
4000	$0.20 \cdot 10^{-6}$	$-0.16 \cdot 10^{-6}$	22000	$0.55 \cdot 10^4$	$0.36 \cdot 10^5$
6000	$0.30 \cdot 10^{-2}$	$-0.17 \cdot 10^{-2}$	24000	$0.85 \cdot 10^4$	$0.61 \cdot 10^5$
8000	0.40	$0.82 \cdot 10^{-1}$	26000	$0.13 \cdot 10^5$	$0.99 \cdot 10^5$
10000	$0.79 \cdot 10$	$0.91 \cdot 10$	28000	$0.18 \cdot 10^5$	$0.15 \cdot 10^6$
12000	$0.57 \cdot 10^2$	$0.12 \cdot 10^3$	30000	$0.24 \cdot 10^5$	$0.21 \cdot 10^6$
14000	$0.23 \cdot 10^3$	$0.76 \cdot 10^3$	35000	$0.43 \cdot 10^5$	$0.43 \cdot 10^6$
16000	$0.69 \cdot 10^3$	$0.28 \cdot 10^4$	40000	$0.70 \cdot 10^5$	$0.72 \cdot 10^6$
18000	$0.16 \cdot 10^4$	$0.78 \cdot 10^4$	45000	$0.99 \cdot 10^5$	$0.11 \cdot 10^7$
20000	$0.31 \cdot 10^4$	$0.18 \cdot 10^5$	50000	$0.14 \cdot 10^6$	$0.15 \cdot 10^7$

ионизацией и ударным возбуждением атомов водорода со второго уровня. Этот дополнительный механизм охлаждения, который не учитывался в [2], по всей вероятности, и делает величины T_e существенно более низкими, чем в [2]. Интересно наличие «ступенек» на графиках изменений величин n_a/n_0 и T_e на рис. 2, 3 и 4. Подобное поведение n_a/n_0 было замечено [8] при численном интегрировании уравнений высвечивания газа.

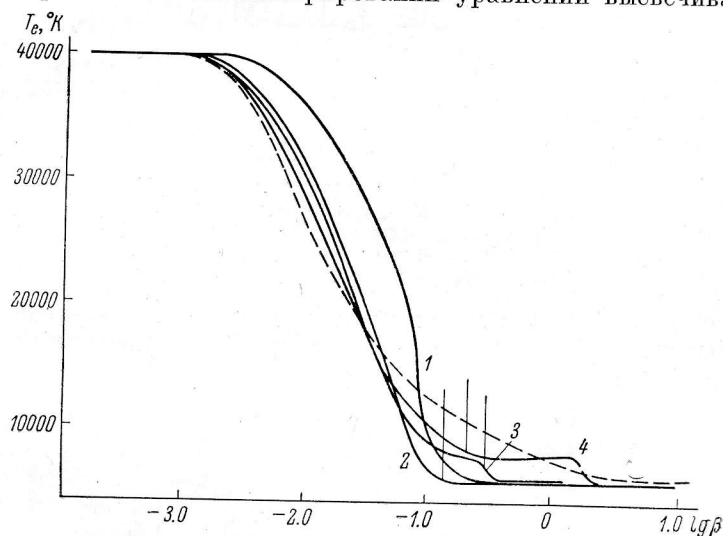


Рис. 4. Сравнение изменений электронной температуры (T_e) в зависимости от времени (в единицах характерного времени рекомбинации $\lg \beta$).

Сплошные линии — согласно расчетам, полученным в настоящей работе, штриховая линия — по расчетам в [2]; при начальной электронной температуре $T_e^0 = 4 \cdot 10^4$ °К и начальных плотностях n_0 : 1 — $2 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$, 2 — $2 \cdot 10^9$ см $^{-3}$, 3 — $2 \cdot 10^8$ см $^{-3}$, 4 — $2 \cdot 10^7$ см $^{-3}$. Вертикальными линиями показаны положения максимумов интенсивности в фотометрической области U .

На рис. 5 представлены изменения интенсивности излучения ($\lg I/I_0$) в зависимости от времени ($\lg \beta$) для области U , а на рис. 6 — в системе U, B, V при различных значениях начальных температур и плотностей в процессе высвечивания плазмы. Характерно, что кривые блеска в области B на рис. 6 отличаются от аналогичных кривых, рассчитанных в [2], а именно — наличием слабых максимумов или полным отсутствием их. Это объясняется различным ходом функции источника при уменьшении T_e в процессе высвечивания плазмы.

Теоретические кривые блеска в фотометрической области U имеют максимум, причем при $n_0 = 10^{11}$ см $^{-3}$ и $T_e^0 = 40\,000$ °К I_{\max} отличается

от I_0 в 5 раз. Этим, вероятно, можно объяснить наблюдаемые ультрафиолетовые «избытки» излучения при вспышках эруптивных звезд.

Для сравнения теоретических кривых с наблюдаемыми кривыми блеска эруптивных звезд, как это было указано в [2], удобно строить теорети-

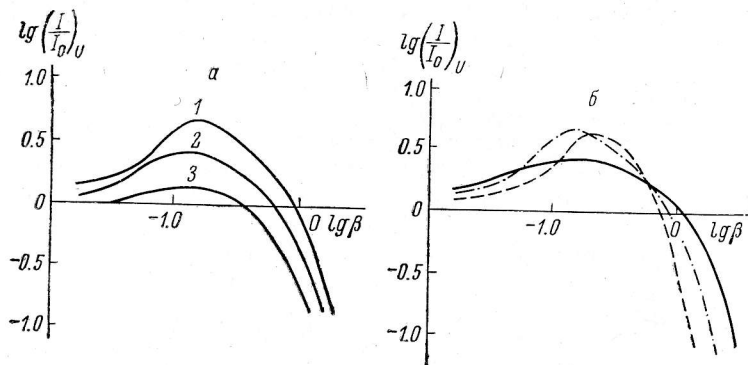


Рис. 5. Изменение интенсивности излучения $\lg\left(\frac{I}{I_0}\right)$ в области U в зависимости от времени ($\lg \beta$) в процессе высвечивания плазмы.

a — при начальной плотности $n_0=10^9 \text{ см}^{-3}$ и начальных электронных температурах T_e^0 : 1 — $4 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$, 2 — $2 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$, 3 — $10^4 \text{ }^\circ\text{K}$; b — при начальной электронной температуре $T_e^0=4 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ и при начальных плотностях $n_0=2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ (сплошная линия), $n_0=10^9 \text{ см}^{-3}$ (штриховая линия) и $n_0=2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (штрих-пунктирная линия).

ческие кривые блеска в координатах $\lg I/I_{\text{max}}$, $\lg(t-t_{\text{max}})$. Теоретические кривые блеска, полученные в результате вычислений в указанных координатах, для фотометрических областей U , B и V при различных значениях n_0 и T_e^0 представлены на рис. 7.

Можно видеть, что кривые блеска слабо зависят от начальной температуры T_e^0 . Это объясняется тем, что после максимума блеска электронная температура T_e почти не меняется со временем (см. рис. 2). На рис. 7, b заметна интересная деталь — «ступеньки» на кривых блеска. В связи с этим следует отметить, что многие кривые блеска звезд типа UV Cet имеют на нисходящей ветви кривой блеска «ступеньки» или «седла» в области B .

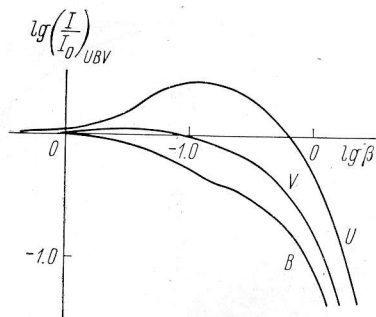


Рис. 6. Изменение интенсивности излучения $\left(\lg \frac{I}{I_0}\right)$ в системе U , B , V в зависимости от времени ($\lg \beta$) в процессе высвечивания плазмы при $T_e^0=2 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ и $n_0=2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

СРАВНЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И НАБЛЮДАЕМЫХ КРИВЫХ БЛЕСКА ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

Для сравнения теоретических и наблюдаемых кривых блеска были обработаны наблюдения 50 вспышек звезд EV Lac, YZ CMi, UV Cet, AD Leo. Как видно из рис. 7, теоретические кривые блеска весьма чувствительны к параметру n_0 . Поэтому, сравнивая их с наблюдаемыми кривыми, можно оценивать плотность вещества высвечивающегося газа. Некоторые результаты сравнения приведены на рис. 8 и в табл. 2, в которой даны: обозначение звезды, момент вспышки, фотометрическая область наблюдений, а также значение параметра n_0 , при котором совпадение теоретической и наблюдаемой кривых является наилучшим.

В последнем столбце табл. 2 помещена ссылка на источник, откуда была взята наблюдаемая кривая вспышки звезды. Кривые для промежуточных значений n_0 , не охваченные расчетами, строились путем интерполяции.

На рис. 9 построены две наблюдаемые кривые блеска вспышки звезды YZ CMi [20, 21], полученные на разных инструментах. Разброс точек

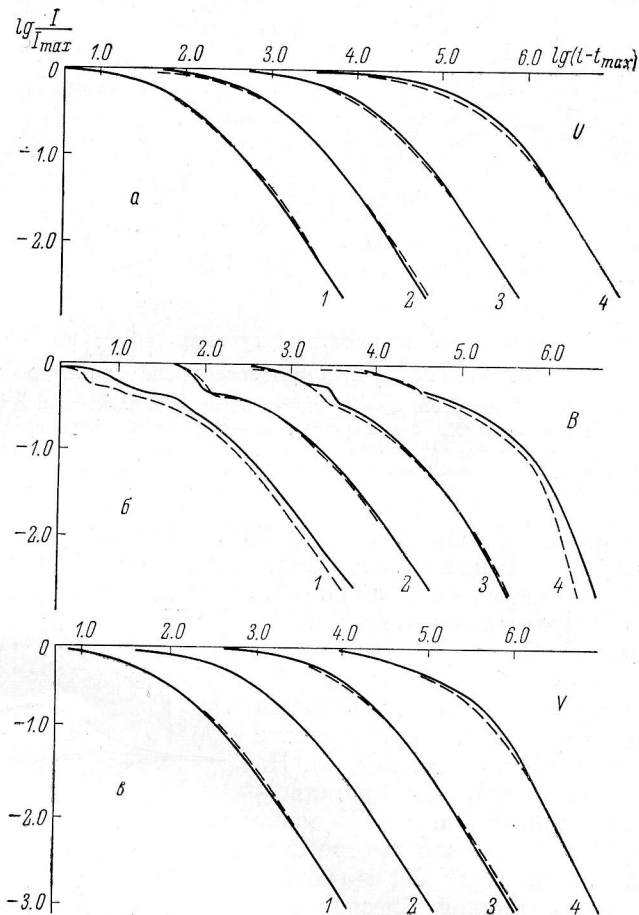


Рис. 7. Теоретические кривые блеска высвечивающегося газа в системе U, B, V при начальных электронных температурах $T_e^0 = 4 \cdot 10^4$ °K (сплошные линии), $T_e^0 = 2 \cdot 10^4$ °K (штриховые линии) и при начальных плотностях n_0 .
 $1 - 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $2 - 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $3 - 2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, $4 - 2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$;
 $a -$ в области U , $б -$ в области B , $в -$ в области V .

дает представление о точности наблюдений эруптивных звезд. Различия между кривыми могут быть обусловлены как случайными ошибками, так и различием инструментальных фотометрических систем. В [21] кривая спектральной чувствительности аппаратуры уже, чем в [20].

Учитывая различие используемых фотометрических систем, можно констатировать неплохое согласие теоретических и наблюдаемых кривых блеска, представленных на рис. 8. Подобное совпадение было получено в 35 случаях из 50.

Из сравнения теоретических и наблюдаемых кривых блеска следует также, что в рамках принятой модели вспышки начальная плотность вещества, выброшенного из звезды, лежит в пределах $n_0 = 10^9 \div 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Среднее значение $\bar{n}_0 = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ практически совпадает с оценками плот-

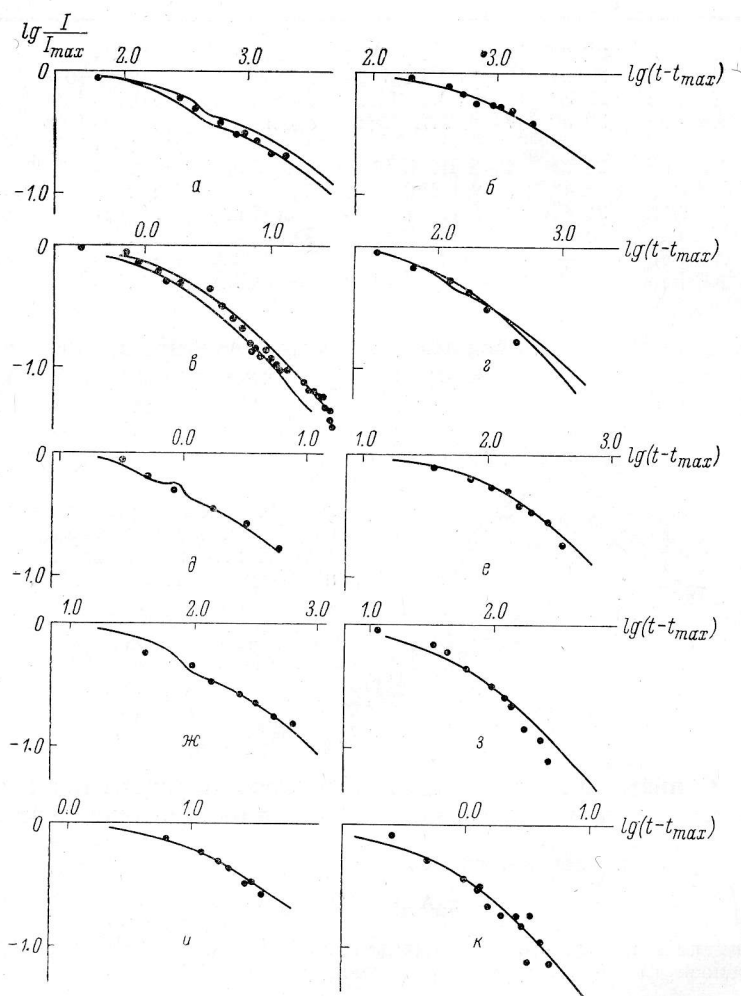


Рис. 8. Сравнение теоретических кривых блеска высвечивающегося газа и наблюдаемых кривых блеска вспышек звезд типа UV Cet.

Точки — данные наблюдений, сплошные линии — теоретические кривые (а, б, в, г, д, е, ж, з, и, к — см. табл. 2).

ности в [1]. Следует отметить, что значение n_0 в одной и той же вспышке зависит от фотометрической области наблюдений. В частности, средняя начальная плотность вещества во вспышках для звезды EV Lac составляет $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, для AD Leo — $6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и для UV Cet — 10^{11} см^{-3} . Эти результаты относятся к фотометрической области V.

Поскольку в принятой модели интенсивность излучения пропорциональна n_e^2 , то амплитуда вспышек звезды UV Cet в среднем должна быть больше амплитуд вспышек звезд AD Leo и EV Lac. Наблюдения подтверждают этот вывод.

ТАБЛИЦА 2

Обозначения		Момент вспышки	Область наблюдений	Теоретическое значение n_0	Литературный источник
Кривая на рис. 8	Звезда				
<i>a</i>	EV Lac	22 ^h 30 ^m 18—19 VIII 1960	синяя	$B: 0.70 \cdot 10^{10}$	[13]
<i>b</i>	EV Lac	22 30 18—19 VIII 1960	желтая	$V: 0.40 \cdot 10^{10}$	[13]
<i>в</i>	EV Lac	23 32 19—20 VII 1960	синяя	$U: 0.10 \cdot 10^{10}$	[13]
<i>г</i>	EV Lac	20 30 7—8 VIII 1961	синяя	$U: 0.20 \cdot 10^{10}$ $B: 0.50 \cdot 10^{10}$	[14]
<i>д</i>	YZ CMi	21 34 1—2 III 1966	голубая	$B: 0.40 \cdot 10^{11}$	[15]
<i>e</i>	YZ CMi	0 48 9 I 1967	<i>U</i>	$U: 0.20 \cdot 10^{11}$	[16]
<i>ж</i>	YZ CMi	21 44 4 II 1967	голубая	$B: 0.80 \cdot 10^{10}$	[17]
<i>з</i>	UV Cet	0 32 24 IX 1965	<i>V</i>	$V: 0.80 \cdot 10^{10}$	[3]
<i>и</i>	AD Leo	— 30—31 III 1949	$\lambda = 5200 \text{ \AA}$	$V: 0.90 \cdot 10^9$	[18]
<i>к</i>	AD Leo	— 25—26 II 1952	$\lambda = 5000 \text{ \AA}$	$V: 0.10 \cdot 10^{10}$	[19]

В заключение считаем своим приятным долгом выразить глубокую благодарность Р. Е. Гершбергу за предложенную тему и постоянное внимание к работе.

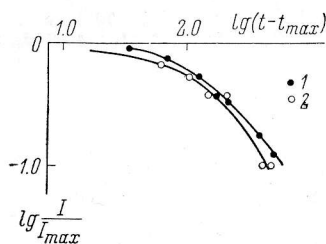


Рис. 9. Наблюдаемые кривые блеска вспышек звезды YZ CMi, полученные на разных инструментах 18 I 1969.

1 — по наблюдениям [20], 2 — по наблюдениям [21]; сплошные линии — кривые, усредненные по данным наблюдений.

ПРИЛОЖЕНИЕ

О применимости условия квазистационарности поля излучения в линии L_α к задаче о свечении ионизованного газа

Выведем условия, при которых соотношение

$$n_2 A_{21} = n_1 B_{12} \rho_{12} \quad (1.1)$$

можно применить к задаче о высвечивании ионизованного газа. Используя уравнение переноса для нестационарного случая, имеем [10]

$$n_1 B_{12} \rho_{12}(t) = \int_0^{s_1} n_2 \left(t - \frac{s}{c}\right) A_{21} e^{-\alpha_{12} \int_0^s n_1 \left(t - \frac{s'}{c}\right) ds'} \left(1 - \frac{\nu'_{12} - \nu_{12}}{\Delta \nu_{12}}\right) \alpha_{12} n_1(t) dt, \quad (1.2)$$

где

$$s_1 = \frac{2u}{\left|\frac{\partial \nu_s}{\partial s}\right|}, \quad 1 - \frac{\nu'_{12} - \nu_{12}}{\Delta \nu_{12}} = 1 - \frac{1}{2u} \left|\frac{\partial \nu_s}{\partial s}\right| s.$$

Доля квантов, поглощенных на всем их пути в оболочке в частоте ν_{12} , определяется формулой

$$\int_0^{s_1} e^{-\alpha_{12} \int_0^s n_1 \left(t - \frac{s'}{c}\right) ds'} \left(1 - \frac{1}{2u} \left|\frac{\partial \nu_s}{\partial s}\right| s\right) n_1(t) \alpha_{12} ds. \quad (1.3)$$

Умножая (1.3) на $\frac{d\omega}{4\pi}$ и интегрируя по всем направлениям, получим долю квантов, поглощаемых в оболочке, из общего числа квантов, излученных данным объемом:

$$1 - \beta_{12} = \int \frac{d\omega}{4\pi} \int_0^{s_1} e^{-\alpha_{12} \int_0^s n_1 \left(t - \frac{s'}{c}\right) ds'} \left(1 - \frac{s}{s_1}\right) n_1 \alpha_{12} ds. \quad (1.4)$$

Вычисляя интеграл (1.4) по частям, получим выражение для β_{12}

$$\beta_{12} = \int \frac{d\omega}{4\pi} \int_0^{s_1} \frac{1}{s_1} e^{-\alpha_{12} \int_0^s n_1 \left(t - \frac{s'}{c}\right) ds'} ds. \quad (1.5)$$

Аналогичным образом вычислим интеграл в правой части выражения (1.2):

$$n_1 B_{12} \rho_{12}(t) = n_2(t) A_{21} + n_1 A_{21} \int_0^{s_1} d \left[f \left(t - \frac{s}{c}\right) \left(1 - \frac{s}{s_1}\right) \right] e^{-\alpha_{12} \int_0^s n_1 \left(t - \frac{s'}{c}\right) ds'}, \quad (1.6)$$

где

$$f \left(t - \frac{s}{c}\right) = \frac{n_2 \left(t - \frac{s}{c}\right)}{n_1 \left(t - \frac{s}{c}\right)}.$$

При разложении функции $f \left(t - \frac{s}{c}\right)$ в ряд Тейлора, не накладывая ограничений на число членов в разложении и при использовании определения β_{12} посредством (1.4), выражение (1.6) примет вид

$$\begin{aligned} n_1 B_{12} \rho_{12}(t) &= n_2 A_{21} - \frac{A_{21}}{c \alpha_{12}} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{n_2}{n_1} \right) (1 - \beta_{12}) + \\ &+ \frac{A_{21}}{c^2 \alpha_{12}} \cdot \frac{d^2}{dt^2} \left(\frac{n_2}{n_1} \right) \int \frac{d\omega}{4\pi} \int_0^{s_1} s \left(1 - \frac{s}{s_1}\right) e^{-\alpha_{12} \int_0^s n_1 \left(t - \frac{s'}{c}\right) ds'} ds - \\ &- n_1 A_{21} \int \frac{d\omega}{4\pi} \int_0^{s_1} \left[f(t) - \frac{df}{dt} \cdot \frac{s}{c} + \frac{d^2 f}{dt^2} \left(\frac{s}{c} \right)^2 + \dots \right] e^{-\alpha_{12} \int_0^s n_1 \left(t - \frac{s'}{c}\right) ds'} \frac{ds}{s_1}. \quad (1.7) \end{aligned}$$

Учитывая, что $s \leq s_1$, произведем оценку членов, содержащих производные по времени высших порядков, начиная со второго:

$$\left| \int \frac{d\omega}{4\pi} \int_0^{s_1} \left(\frac{s}{c} \right)^n \frac{1}{s_1} e^{-\alpha_{12} \int_0^s n_1 \left(t - \frac{s'}{c}\right) ds'} ds \right| \leq \left(\frac{s_1}{c} \right)^n \beta_{12}. \quad (1.8)$$

При $\beta_{12} = 0$ (1.2) примет вид

$$n_2 A_{21} - n_1 B_{12} \rho_{12} = \frac{A_{21}}{c \alpha_{12}} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{n_2}{n_1} \right). \quad (1.9)$$

Оценим член $\frac{A_{21}}{c\alpha_{12}} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{n_2}{n_1} \right)$ в (1.9) в процессе высвечивания газа. Для этого введем величину

$$\alpha = \frac{n_2 A_{21} - n_1 B_{12} \rho_{12}}{A_{21} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{n_2}{n_1} \right)} \quad (1.10)$$

и воспользуемся определением эйнштейновских коэффициентов переходов атома из одного энергетического состояния в другое, выражением для $\rho_{12} = n_\alpha \frac{h\nu_{12}}{\Delta\nu_{12}}$ и выражением для α_{12} и $\Delta\nu_{12}$ [22] в центре линии L_α ; получим

$$\alpha = \frac{\frac{n_2}{n_0} \cdot \frac{2 \cdot 10^{-2} n_0}{\sqrt{T_e}} - \frac{n_1 n_\alpha}{n_0^2} \cdot \frac{1.4 \cdot 10^{-9} n_0^2}{\sqrt{T_e}}}{\frac{d}{dt} \left(\frac{n_2}{n_1} \right)} \quad (1.11)$$

Как видно из (1.11), α слабо зависит от температуры. Для оценки α воспользуемся численным решением системы уравнений (6), которая была проинтегрирована без каких-либо дополнительных предположений до $\lg \beta = -2.8$ при $n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $T_e^0 = 20\,000 \text{ }^\circ\text{К}$. До этого момента времени производная $\frac{d}{dt} \left(\frac{n_2}{n_1} \right)$ принимает максимальное значение, в то время как значения $\frac{n_1}{n_0}$, $\frac{n_2}{n_0}$, $\frac{n_\alpha}{n_0}$ минимальны. В этом случае мы получим оценку α снизу. Для других n_0 максимум производной $\frac{d}{dt} \left(\frac{n_2}{n_1} \right)$ достигается в более позднее время, когда $\frac{n_1}{n_0}$, $\frac{n_2}{n_0}$, $\frac{n_\alpha}{n_0}$ существенно больше, чем при $n_0 = 10^{14}$. Подставляя численные значения, имеем $\alpha \geq 10^3$. Для более низких T_e и плотностей n_0 оценки α можно получить, используя расчеты [23], которые были получены из решения задачи, в которой атом водорода рассматривался 10-уровневым.

Исходя из оценки α , можно записать (1.9) в виде

$$n_2 A_{21} = n_1 B_{12} \rho_{12}(T_e) \quad (1.12)$$

Полученный результат имеет довольно очевидный физический смысл: в силу большой величины сечений соответствующих процессов высвечивающаяся среда быстро становится стационарной в радиативном смысле.

Следует отметить, что в уравнении переноса лучистой энергии для нестационарного случая [10], из которого получено соотношение (1.2), не принимались во внимание как ударные члены, так и процессы гибели L_α -квантов при ионизации атомов водорода из второго состояния, учитывавшиеся в системе уравнений (11). Однако, производя оценки членов, описывающих эти процессы, можно показать, что они по величине примерно того же порядка, что и член $\frac{A_{21}}{c\alpha_{12}} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{n_2}{n_1} \right)$, и следовательно, в соотношении (1.2) их приближенно можно не учитывать, считая, что в процессе высвечивания поле излучения в линии L_α стационарно.

Литература

1. Р. Е. Гершберг, Изв. Крымск. астрофиз. obs., 32, 133, 1964.
2. Р. Е. Гершберг, Изв. Крымск. астрофиз. obs., 36, 216, 1967.
3. Р. Е. Гершберг, Изв. Крымск. астрофиз. obs., 38, 177, 1968.
4. П. Ф. Чугайнов, Изв. Крымск. астрофиз. obs., 38, 200, 1963.
5. П. Ф. Чугайнов, Изв. Крымск. астрофиз. obs., 40, 33, 1970.
6. W. E. Kinkell, An optical study of stellar flares. Austin, Texas, 1967.
7. В. В. Соболев, Астр. ж., 39, 632, 1962.
8. В. Г. Горбачкий, Вестн. ЛГУ, № 13, 178, 1957.
9. В. Г. Горбачкий, И. Н. Минин. Нестационарные звезды. Физматгиз, М., 1963.
10. В. В. Соболев, Вестн. ЛГУ, № 10, 52, 1948.
11. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. «Наука», М., 1966.
12. Р. Е. Гершберг, А. А. Коровяковская, Ю. П. Коровяковский, Изв. Крымск. астрофиз. obs., 43, 1971.
13. П. Ф. Чугайнов, Изв. Крымск. астрофиз. obs., 26, 176, 1961.

14. П. Ф. Чугайнов, Изв. Крымск. астрофиз. обс., 28, 151, 1962.
15. A. D. Andrews, Publ. astr. Soc. Pacific, 78, 324, 1966.
16. A. D. Andrews, Comm. 27 IAU. Inf. Bull. var. Stars, No. 265, 1968.
17. A. D. Andrews, Comm. 27 IAU. Inf. Bull. var. Stars, No. 307, 1968.
18. K. C. Gordon, G. E. Kron, Publ. astr. Soc. Pacific, 61, 210, 1949.
19. W. Liller, Publ. astr. Soc. Pacific, 64, 129, 1952.
20. P. F. Chugainov, Comm. 27 IAU. Inf. Bull. var. Stars, No. 338, 1969.
21. N. J. Shakhovskaya, Comm. 27 IAU. Inf. Bull. var. Stars, No. 339, 1969.
22. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер. Межзвездная среда. Физматгиз, М., 1963.
23. B. F. Gordiets, L. I. Gudzenko, L. A. Shelepin, J. quantit. Spectrosc. radiat. Transfer, 8, 791, 1968.

Декабрь 1969 г.