

О ПРИРОДЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШЕК ЗВЕЗД
ТИПА UV Ceti

А. А. КОРОВЯКОВСКАЯ

Поступила 2 ноября 1971

Пересмотрена 27 марта 1972

Рассмотрено высвечивание ионизованного водородного газа за фронтом ударной волны, распространяющейся по политропной среде. Сравнение теоретических кривых высвечивания газа с наблюдаемыми кривыми вспышек звезд типа UV Ceti показывает удовлетворительное согласие.

Приведены графики, характеризующие изменение во времени электронной и ионной температур, степени ионизации и возбуждения, числа L_{α} -квантов за фронтом ударной волны для разных начальных условий в среде.

Введение. Для интерпретации вспышечных явлений в атмосферах звезд типа UV Ceti в [1—3] применялась небулярная модель вспышки, которая позволила объяснить многие фотометрические особенности вспышек этих звезд (нисходящие кривые блеска, цветовые характеристики и т. д.). Из сравнения теоретических кривых блеска с наблюдаемыми там же были получены некоторые количественные оценки (плотность, скорость расширения и объем высвечивающегося вещества). Оказалось, однако, что в рамках такой модели для объяснения энергии вспышки размер газового образования, ответственного за излучение, должен быть принят на порядок большим, чем радиус звезды. Расширение газового образования до необходимого размера за время возгорания вспышки (порядка нескольких секунд или десятков секунд) должно происходить со скоростью, превосходящей световую, что явно не может иметь места.

Более поздние исследования Гершберга [4] вспышек звезд типа UV Ceti показали, что плотность высвечивающегося газа выше плотности, полученной в [3], и, следовательно, размер образования, ответ-

ственного за излучение звезды во время вспышки, меньше. Оценки плотностей в [4] указывают на то, что вспышка возникает в верхних слоях атмосферы звезды. В [4, 5] проведено исследование хромосфер звезд типа UV Cet в спокойном состоянии и показано, что они подобны солнечной хромосфере. Там же было отмечено сходство хромосферных вспышек на Солнце и вспышек звезд типа UV Cet как по кривым блеска, так и в отношении последовательности угасания спектральных линий различных элементов. Исследования [3—5] позволяют считать, что вспышки возникают в хромосферах звезд типа UV Cet.

Весьма важными для интерпретации вспышечных явлений у рассматриваемых звезд являются наблюдения звезды Wolf 359 Арпом и Гринстейном [6], которые обнаружили движение вещества во время вспышки. Смещение линий кальция оказалось большим, чем линий водорода, что свидетельствует об увеличении скорости движения вещества наружу. Этот наблюдательный факт позволяет в качестве механизма нагрева вещества, ответственного за излучение во вспышке, рассмотреть ударную волну. Попытка объяснить явление вспышки в звездах типа UV Cet прохождением ударных волн в атмосферах была сделана Климишиным [7]. Однако полученные в [7] скорости возгорания и угасания вспышки плохо согласуются с наблюдениями. Здесь, вполне возможно, сказалось несовершенство принимавшейся модели, в первую очередь — предположение о постоянстве плотности вещества в атмосфере звезды. Учет градиента плотности в среде может существенно изменить полученный в [7] характер высвечивания вещества, как из-за различия во времени релаксации в средах с разными плотностями, так и вследствие ускорения фронта ударной волны при движении его в сторону уменьшающейся плотности.

В настоящей работе рассматривается высвечивание вещества, нагретого ударной волной, распространяющейся в среде с градиентом плотности, и полученные результаты применяются для интерпретации вспышек звезд типа UV Cet.

Основные уравнения и их решение. Рассмотрим высвечивание слоя политропной среды, нагретого ударной волной. Целесообразно принять такой интервал значений плотности, который соответствует хромосферам звезд и включает в себя величины плотностей, полученные в предыдущих исследованиях. Из [3] следует, что вклад линий в общее излучение звезды во время вспышки мал, поэтому можно принять во внимание лишь свечение в континууме, в котором, как легко показать, среда остается прозрачной при рассматриваемых плотностях. Будем считать среду водородной, атом водорода трехуровневым (3-е состояние соответствует ионизации).

Для получения качественной картины и некоторых количественных оценок (время возгорания и угасания вспышки, ее энергия, размеры и т. д.) достаточно использовать автомодельное решение уравнений газовой динамики, которые описывают выход ударной волны на поверхность среды с уменьшающейся по степенному закону плотностью. Из наблюдений следует, что вспышка—явление локальное [4], поэтому можно рассмотреть одномерный случай. Соответствующее решение, полученное в [8], имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} u &= U(r) f(\eta), \\ p &= p_0(r) U^2(r) g(\eta), \\ \rho &= \rho_0(r) h(\eta), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\eta a r^{-\lambda-1} t \quad 0 \leq \eta \leq 1.$$

Здесь u , p , ρ — скорость, давление и плотность вещества за фронтом ударной волны, $U(r)$ — скорость ударной волны, $\rho_0(r)$ — начальное распределение плотности в среде.

После прохождения ударной волны энергию приобретают сперва тяжелые частицы, которые посредством столкновений передают ее электронам, вследствие чего повышается как электронная температура, так и степень ионизации, затем начинается высвечивание среды.

В рамках принятой модели интенсивность излучения столба газа высотой $\Delta r = r_2 - r_1$ и с основанием в 1 см^2 может быть записана следующим образом:

$$J = \int_{r_1}^{r_2} n_e^2(r) S(T_e) dr, \quad (2)$$

где n_e — концентрация электронов, T_e — электронная температура,

$S(T_e) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} (\varepsilon^{ff} + \varepsilon) \psi(\lambda) d\lambda$ — интенсивность излучения, рассчитанная на

пару электрон-протон, обусловленная свободно-свободными переходами и рекомбинациями, $\psi(\lambda)$ — функция спектральной чувствительности аппаратуры. Таким образом, для нахождения интенсивности излучения необходимо в каждый момент времени знать величины n_e и T_e , которые при сделанных выше предположениях зависят, в свою очередь, от населенностей первого (n_1) и второго (n_2) уровней, концентрации L_α -квантов (n_α) и ионной температуры (T_i). При такой постановке задачи изменение вышеуказанных величин (n_e , n_1 , n_2 , n_α , T_e , T_i) описывается следующими уравнениями:

$$\frac{dn_0}{dt} = n_0^2(r) C(T_*) + n_1(r) n_*(r) q_{1c}(T_*) + n_2(r) n_*(r) q_{2c}(T_*) +$$

$$+ n_2(r) n_*(r) \widetilde{q_{2c}} - n_*(r) \frac{v \left(1 + t \frac{dv}{dr}\right)}{r_0 + vt};$$

$$\frac{dn_1}{dt} = n_2(r) (A_{21} + B_{21} \rho_{12}) + n_2(r) n_*(r) q_{21}(T_*) - n_1(r) B_{12} \rho_{12} -$$

$$- n_1(r) n_*(r) [q_{12}(T_*) + q_{1c}(T_*)] - n_1(r) \frac{v \left(1 + t \frac{dv}{dr}\right)}{r_0 + vt};$$

$$\frac{dn_2}{dt} = n_0^2(r) C(T_*) + n_1(r) n_*(r) q_{12}(T_*) + n_1(r) B_{12} \rho_{12} +$$

$$+ n_2(r) (A_{21} + B_{21} \rho_{12}) - n_2(r) n_*(r) [q_{21}(T_*) + q_{2c}(T_*)] - \quad (3)$$

$$- n_2(r) n_*(r) q_{2c}(T_*) = n_2 \frac{v \left(1 + t \frac{dv}{dr}\right)}{r_0 + vt};$$

$$\frac{dn_3}{dt} = n_2(r) (A_{21} + B_{21} \rho_{12}) - n_1(r) B_{12} \rho_{12} -$$

$$- n_2(r) n_*(r) \widetilde{q_{2c}} - n_2(r) A_{21} \rho_{12};$$

$$\frac{d \left(\frac{3}{2} k T_* n_* \right)}{dt} = - n_0^2(r) [\varepsilon^{ff} + \bar{\varepsilon} C(T_*)] - n_1(r) n_*(r) \left[\sum_{n=2}^{\infty} q_{1n}(T_*) \chi_n + \right.$$

$$+ q_{1c}(T_*) \chi_0 \left. \right] - n_2(r) n_*(r) \left[\sum_{n=3}^{\infty} q_{2n}(T_*) (\chi_n - \chi_2) + \right.$$

$$+ q_{2c}(T_*) (\chi_0 - \chi_2) \left. \right] + h \nu_{12} n_2(r) n_*(r) q_{21}(T_*) +$$

$$+ \frac{2}{3} h \nu_{12} n_2(r) n_*(r) \widetilde{q_{2c}} + n_0^2(r) E_{t0} - \frac{2}{3} T_* \frac{v \left(1 + t \frac{dv}{dr}\right)}{r_0 + vt};$$

$$\frac{d\left(\frac{3}{2}kT_in\right)}{dt} = -n_e^2(r)E_{ie} - \frac{2}{3}T_i \frac{v\left(1+t\frac{dv}{dr}\right)}{r_0+vt};$$

$$\frac{dn}{dt} = -n \frac{v\left(1+t\frac{dv}{dr}\right)}{r_0+vt},$$

где n — концентрация тяжелых частиц, q_{ik} , q_{ie} , q_{2e} — сечения возбуждения и ионизации электронным ударом и сечение ионизации L_α -квантом соответственно, v — скорость расширения среды, $C(T_e)$ — коэффициент фоторекомбинаций, $\bar{\epsilon}$ — средняя энергия рекомбинирующего электрона, ϵ^{if} — энергия, излучаемая атомом при свободно-свободных переходах, $E_{ie} = 10^{-17} T_e^{-3/2} (T_i - T_e)$ — энергия, передаваемая ионом электрону в результате столкновения (взята из [9]). Остальные обозначения общепринятые. В правых частях уравнений приняты во внимание следующие процессы: возбуждение и ионизация электронным ударом и L_α -квантами, вынужденное и спонтанное излучения, расширение среды, свободно-свободные и свободно-связанные переходы.

Следует отметить, что решение системы уравнений (3) крайне затруднено тем, что их члены, соответствующие ударным и радиативным процессам, отличаются друг от друга на несколько порядков. При решении подобных систем в [3] и [10] использовалось условие стационарности поля излучения в линии L_α :

$$n_2 A_{21} + n_2 B_{21} \rho_{12} = n_1 B_{12} \rho_{12}, \quad (4)$$

существенно упростившее вычисления. Оценки возможности применения условия (4) показали [3], что поле излучения в линии L_α в процессе высвечивания быстро становится стационарным. Проведенное автором сравнение численного решения системы уравнений, описывающих высвечивание плазмы без предположения о стационарности поля излучения в линии L_α , с соответствующим решением этой же системы с учетом (4), подтвердило оценки, полученные в [3], и корректность сделанного предположения. Вследствие этого воспользуемся соотношением (4) и приведем систему (3) к безразмерному виду. Обозначим

$$x = \frac{n_e}{n_0}; \quad y = \frac{n_2 + n_1}{n_0}; \quad z = \frac{n_2 + n_e}{n_0}; \quad d\beta' = n_0 C(T_e) dt;$$

$$n_0 = n_1 + n_2 + n_e; \quad T_i = 10\,000\,T; \quad T_e = 10\,000\,\sigma;$$

$$\begin{aligned}
\frac{dx}{d\beta'} &= -x^2 + \frac{n_1 n_e}{n_0^2} q'_{1c} + \frac{n_2}{n_0} x q'_{2c} + \frac{n_2 n_a}{n_0^2} \tilde{q}'_{2c} - \\
&\quad - \frac{x}{C n_0} \frac{v \left(1 + t \frac{dv}{dr}\right)}{r_0 + vt}; \\
\frac{dy}{d\beta'} &= x^2 - \frac{n_2}{n_0} x q'_{2c} - \frac{n_1}{n_0} x q'_{1c} - \frac{n_2 n_a}{n_0^2} \tilde{q}'_{2c} - \\
&\quad - \frac{1}{n_0 C} \frac{v \left(1 + t \frac{dv}{dr}\right)}{r_0 + vt} (n_1 + n_2)/n_0; \\
\frac{dz}{d\beta'} &= x^2 + \frac{n_1}{n_0} x q'_{12} - \frac{n_2}{n_0} x (q'_{21} + q'_{2c}) - 2 \frac{n_2 n_a}{n_0^2} \tilde{q}'_{2c} - \\
&\quad - \frac{n_2}{n_0} \frac{A_{21} \beta_{12}}{n_0 C} - \frac{n_2}{n_0 n_0 C} \frac{v \left(1 + t \frac{dv}{dr}\right)}{(r_0 + vt)}; \quad (5) \\
\frac{d\sigma}{d\beta'} &= \sigma \left\{ -\frac{1}{x} \frac{dx}{d\beta'} - \frac{5}{3} \frac{v \left(1 + t \frac{dv}{dr}\right)}{n_0 C (r_0 + vt)} - x (\varphi_1 + \varphi_2) - \right. \\
&\quad \left. - \frac{n_1}{n_0} (\Lambda_1 + x \Lambda_2) + \Lambda_3 \frac{n_a n_2}{n_0^2} + 0.4831 \cdot 10^8 \sigma^{\frac{-5}{2}} \frac{T - \sigma}{C} x \right\}; \\
\frac{dT}{d\beta'} &= -\frac{2}{3} \left[7.246 \cdot 10^5 \frac{n_0}{n} x^2 \frac{T - \sigma}{C \sigma^{3/2}} + \frac{T}{n_0 C} \frac{v \left(1 + t \frac{dv}{dr}\right)}{r_0 + vt} \right]; \\
\frac{d\beta}{d\beta'} &= x; \quad \frac{dn}{d\beta'} = \frac{n}{C n_0^2} \frac{v \left(1 + t \frac{dv}{dr}\right)}{r_0 + vt}; \\
\frac{n_2}{n_1} &= z / [(5z - 4y + d + \sqrt{(5z - 4y + d)^2 - 16 y d}) / 8y + 1];
\end{aligned}$$

$$\frac{n_a}{n_0} = z - \frac{n_2}{n_0}; \quad \frac{n_1}{n_0} = y - \frac{n_2}{n_0},$$

где

$$d = 0.118 \sqrt{T/n_0}; \quad q'_{ik} = \frac{q_{ik}}{C(T_*)};$$

$$x = \frac{n_2}{n_1} \left/ \left(\frac{n_2}{n_1} \right)_{\text{больш}} \right.;$$

$$\Lambda_1 = \left(\sum_{n=2}^{\infty} q_{1n} \chi_n + q_{1c} \chi_0 \right) \left/ \left(\frac{3}{2} k T_* C \right) \right.;$$

$$\Lambda_2 = \left\{ \left[\sum_{n=3}^{\infty} q_{2n} (\chi_n - \chi_2) + q_{2c} (\chi_0 - \chi_2) \right] \cdot 4l^{\frac{\chi_2}{kT_*}} - \right. \\ \left. - q_{12} \chi_2 \right\} \left/ \left(\frac{3}{2} k T_* C \right) \right.;$$

$$\Lambda_3 = \frac{\tilde{q}_{2c} h \nu_{12}}{q T_* C}; \quad (6)$$

$$\varphi_1 = \frac{4\pi \int_0^{\infty} e^{ft}(\nu, T_*) d\nu}{\frac{3}{2} k T_* C};$$

$$\varphi_2 = 1 - \bar{\varepsilon} \left/ \left(\frac{3}{2} k T_* \right) \right..$$

В этой системе уравнений предполагается та же зависимость от r , T_* , что и в (3).

При решении поставленной задачи рассматривалось высвечивание столба газа с основанием в 1 см^2 и высотой 2000 км , распределение плотности в котором подчиняется политропическому закону (показатель политропы $n = 3$). Систему уравнений (5) и (2) с учетом (1) необходимо интегрировать по двум переменным r и t . Для упрощения вычислений указанный столб газа был разбит на 6 частей, в каждой из которых усреднялись найденные по (1) плотность высвечивающегося вещества и скорость ударной волны. Начальная ионная температура находилась по формуле $T_i = 3u^2/16R$, где R — универсальная газовая постоянная. Такое рассмотрение позволило решить задачу в два этапа. Сначала интегрировалась система уравнений (5)

по времени, причем n_0 и T_i являлись параметрами задачи, соответствующими усредненным значениям для разных частей столба. Затем определялась, в зависимости от времени, интенсивность излучения каждой из этих частей по мере прохождения по ней ударной волны. И, наконец, искомое свечение всего столба газа находилось суммированием интенсивностей от всех частей разбиения и сглаживалось, при этом учитывалось, что каждая последующая часть столба газа начинает светиться после прохождения ударной волной предыдущих частей.

В табл. 1 приведены начальные данные, для которых решалась система уравнений (5) методом Рунге-Кутты на ЭВМ БЭСМ-3М, М-222, Odra 1024. Сечение ионизации и возбуждения электронным ударом рассчитывались по формулам, приведенным в [11] для интервала температур 10 000—150 000 °К.

Таблица 1

№ варианта	1	2	3	4	5	6
n_0	10^{14}	$3.25 \cdot 10^{13}$	10^{13}	$3.25 \cdot 10^{12}$	10^{12}	$3.25 \cdot 10^{11}$
T_i	19000	27500	46250	78750	135000	232500
T_e	6500	6500	6500	6500	6500	6500
$(n_e/n_0)_0$	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1

Величины φ_1 , φ_2 , Λ_1 , Λ_2 рассчитывались по формулам (6) для того же интервала температур. Результаты вычислений приведены в табл. 2. $C(T_e)$ было взято из [12].

Обсуждение результатов. Охлаждение среды, обусловленное расширением, оказалось несущественным вследствие малости времени релаксации для рассматриваемых плотностей и из-за малых скоростей расширения вещества. На рис. 1 представлены результаты расчетов T_e (штриховые кривые), T_i , n_e/n_0 , n_2/n_0 , n_3/n_0 . Номера кривых соответствуют вариантам табл. 1. Как и следовало ожидать, с ростом плотности вещества время релаксации в среде уменьшается, что обуславливает смещение кривых по времени на рис. 1. Важно отметить, что с увеличением начальной ионной температуры заметно растут в процессе высвечивания максимальные значения степени ионизации, степени возбуждения и числа L_2 -квантов. Максимальное значение электронной температуры меняется слабо (из-за потери энергии электронами на ударное возбуждение и ионизацию).

Интересно рассмотреть процесс установления равновесия для различных начальных степеней ионизации. На рис. 2 представлены

Таблица 2

T_e	q_{1c}^*	q_{2c}^*	q_{12}^*	φ_1	φ_2	λ_1	λ_2
4000	.13 -12**	.27 +2	.48 -7	.27	.51	.20 -6	-16 -6
6000	.10 -6	.10 +4	.93 -3	.31	.53	.30 -2	-17 -6
8000	.96 -4	.66 +4	.13	.35	.54	.40	.82 -1
10000	.61 -2	.21 +5	.25 +1	.38	.55	.78 +1	.91 +1
12000	.99 -1	.45 +5	.18 +2	.41	.56	.57 +2	.12 +3
14000	.74	.80 +5	.75 +2	.44	.57	.23 +3	.76 +3
16000	.34 +1	.12 +6	.22 +3	.47	.57	.69 +3	.28 +4
18000	.11 +2	.17 +6	.50 +3	.50	.58	.16 +4	.78 +4
20000	.30 +2	.23 +6	.96 +3	.53	.58	.31 +4	.18 +5
22000	.65 +2	.29 +6	.17 +4	.55	.59	.55 +4	.36 +5
24000	.13 +3	.35 +6	.26 +4	.58	.59	.85 +4	.61 +5
26000	.23 +3	.41 +6	.38 +4	.60	.60	.13 +5	.99 +5
28000	.37 +3	.47 +6	.53 +4	.63	.60	.18 +5	.15 +6
30000	.56 +3	.53 +6	.70 +4	.65	.60	.24 +5	.21 +6
35000	.13 +4	.68 +6	.12 +5	.71	.61	.43 +5	.43 +6
40000	.26 +4	.81 +6	.19 +5	.77	.62	.70 +5	.72 +6
45000	.43 +4	.94 +6	.26 +5	.81	.63	.99 +5	.11 +7
50000	.66 +4	.11 +7	.35 +5	.86	.64	.14 +6	.15 +7
60000	.12 +5	.13 +7	.51 +5	.98	.64	.21 +6	.24 +7
70000	.20 +5	.14 +7	.68 +5	.108 +1	.65	.30 +6	.34 +7
80000	.28 +5	.16 +7	.85 +5	.116 +1	.66	.38 +6	.44 +7
90000	.37 +5	.17 +7	.10 +6	.125 +1	.67	.46 +6	.52 +7
100000	.47 +5	.18 +7	.11 +6	.129 +1	.67	.51 +6	.61 +7
110000	.56 +5	.18 +7	.13 +6	.140 +1	.67	.61 +6	.70 +7
120000	.66 +5	.19 +7	.14 +6	.148 +1	.67	.69 +6	.78 +7
130000	.75 +5	.19 +7	.15 +6	.156 +1	.67	.75 +6	.86 +7
140000	.84 +5	.20 +7	.16 +6	.166 +1	.67	.82 +6	.92 +7
150000	.93 +5	.20 +7	.17 +6	.174 +1	.67	.89 +6	.98 +7

* $q_{1c}^* = q_{1c} \cdot 10^{13}$.** .13-12 = $0.13 \cdot 10^{-12}$.

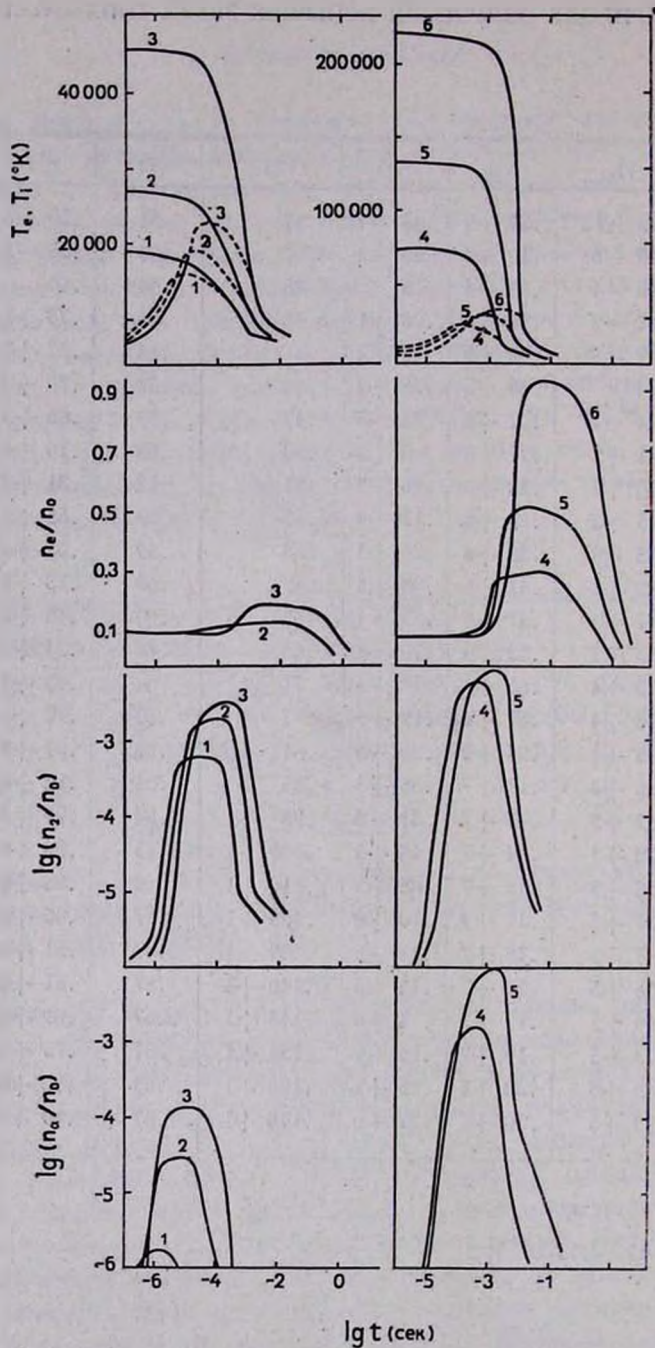


Рис. 1. Изменение T_e (штриховые линии), T_i , n_e/n_0 , n_2/n_0 , n_a/n_0 (сплошные линии) во времени. Номера кривых соответствуют номерам вариантов в табл. 1.

результаты вычислений $T_e(1)$, $T_i(2)$, $n_e/n_0(3)$, $n_a/n_0(4)$ для $(n_e/n_0)_0 = 0.1$ (штриховые линии) и для $(n_e/n_0)_0 = 0.01$ (сплошные линии). Видно, что чем больше начальная степень ионизации, тем быстрее устанавливается равновесие. Существенно, что при увеличении начальной степени ионизации на порядок максимальное значение степени ионизации в процессе высвечивания увеличивается лишь в 2 раза.

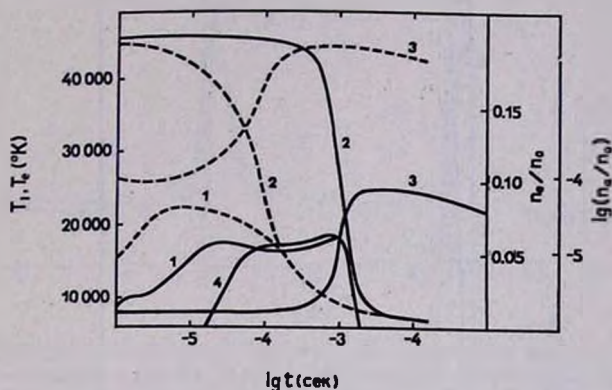


Рис. 2. Поведение $T_e(1)$, $T_i(2)$, $n_e/n_0(3)$, $n_a/n_0(4)$ в зависимости от начальной степени ионизации: штриховые линии — для $(n_e/n_0)_0 = 0.1$, сплошные — для $(n_e/n_0)_0 = 0.01$. ($T_e = 46\,000^\circ\text{K}$, $T_i = 6000^\circ\text{K}$, $n_0 = 6.4 \cdot 10^{13}$).

Этим обстоятельством можно объяснить несколько большее значение электронной температуры для $(n_e/n_0)_0 = 0.1$, чем для $(n_e/n_0)_0 = 0.01$: в первом случае на ионизацию и возбуждение электронный газ тратит несколько меньшую энергию, чем во втором. Как видно из рис. 2, повышение степени ионизации атома водорода сопровождается некоторым повышением электронной температуры (для $(n_e/n_0)_0 = 0.01$ это выражено особенно явно), в то время как ионная температура уже значительно уменьшалась. Повышение средней энергии электронов в процессе ионизации связано с ионизацией водорода L_α -квантами. На рис. 3 представлены кривые высвечивания столба газа высотой 2000 км в фотометрических областях UVV. Энергия в области В получилась несколько меньшей, чем в области V. Это обусловлено видом функции $S(T_e)$, используемой в настоящей работе. Как отмечалось выше, при вычислении функции $S(T_e)$ не было учтено излучение в линиях, которые в основном находятся в фотометрической области В.

Из рис. 3 видно, что, в отличие от результатов [7], время возгорания вспышки значительно меньше времени угасания и составляет для принятой модели атмосферы несколько секунд. Это согласуется с рядом наблюдаемых вспышек.

Поскольку в настоящее время не существует разработанной модели атмосфер этих звезд, а есть лишь некоторые оценки параметров хромосферы [5], то в данной задаче не имело смысла рассматривать градиент электронной температуры и степени ионизации (это привело бы к неоправданному увеличению числа параметров задачи).

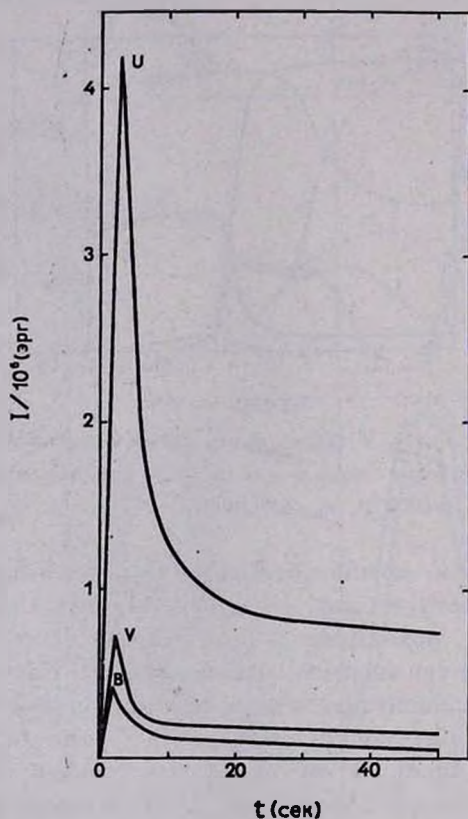


Рис. 3. Кривые высвечивания столба газа с сечением в 1 см^2 , нагретого ударной волной в фотометрических областях UVB.

Учет градиента плотности в среде позволил считать, что вспышка может быть обусловлена высвечиванием вещества за фронтом ударной волны. Этот механизм разогрева атмосферы звезды представляется наиболее естественным и в то же время объясняет многие характеристики вспышек (энергию, локальный характер вспышки, время возгорания и угасания). На рис. 4 проведено сравнение теоретических кривых высвечивания газа за фронтом классической ударной волны с наблюдаемыми кривыми блеска вспышек звезд типа UV Cet [13, 14].

Учитывая погрешности наблюдений, можно считать согласие вполне удовлетворительным.

Рассмотренная в настоящей работе скорость ударной волны обеспила в максимуме блеска в области U энергию $4 \cdot 10^{26}$ эрг/сек, в предположении, что вспышка занимает половину поверхности звезды.

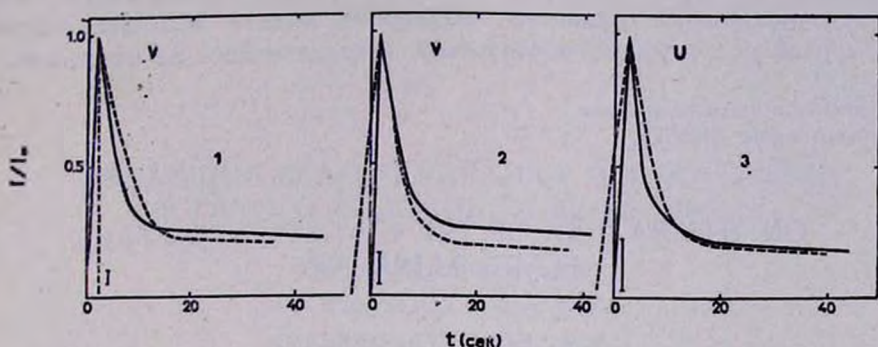


Рис. 4. Сравнение теоретических кривых блеска (сплошные линии) высвечивающегося газа за фронтом ударной волны с наблюдаемыми кривыми блеска (штриховые линии) вспышек звезд типа UV Cet. 1, 2 — соответственно вспышки № 28 и № 3 из [13], 3 — из [14].

Задавая при расчетах различные скорости ударной волны, можно получить большой диапазон энергий излучения. Если объяснять вспышки звезд типа UV Cet высвечиванием газа за фронтом ударной волны, то мы должны наблюдать увеличение интенсивности эмиссионных линий различных элементов в последовательности, соответствующей глубине их образования. Спад интенсивности линий должен происходить в несколько иной последовательности. Действительно, температурное равновесие наступает довольно быстро, следовательно энергия электронов скоро становится меньше энергии, требуемой для ионизации и возбуждения атома гелия. По этой причине линии гелия должны уменьшить свою интенсивность до нормальной довольно быстро. Избыточное излучение в линиях водорода должно наблюдаться дольше, так как для атома водорода энергия возбуждения и ионизации значительно меньше, чем для гелия; в то же время некоторую роль в ионизации и возбуждении атома водорода играют L_{α} -кванты. Из-за диффузии L_{α} -квантов в среде должно долго наблюдаться избыточное излучение в линиях Ca. Все это хорошо согласуется с наблюдениями.

Таким образом, рассматривая ударную волну в качестве механизма нагрева вещества в атмосферах звезд типа UV Cet, можно объяснить многие фотометрические и спектроскопические характери-

стики вспышек. Варьируя начальные данные расчета кривых высвечивания вещества и сравнивая теоретические кривые с наблюдаемыми, можно получить ряд сведений о строении хромосфер звезд типа UVCet, в частности о распределении по радиусу плотности вещества и степени его ионизации. Кроме того, при определенных начальных значениях степени ионизации и энергии ударной волны может быть снята существенная трудность небулярной модели вспышки, связанная с размером газового образования, ответственного за излучение.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

ON THE NATURE OF THE UV CETI-TYPE STARS FLARE RADIATION

A. A. KOROVYAKOVSKAYA

The radiation of the ionized hydrogen gas behind the shock-wave front propagating through the polytropic medium is considered. The theoretical light curves for the gas and those observed for flares of the UV Cet-type stars are in satisfactory agreement.

The diagrams are presented to show the time variations of the electron and ion temperatures, the degree of ionization and excitation, the number of L_2 -quanta behind the shock-wave front for different primary conditions.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Р. Е. Гершберг, Изв. КрАО, 32, 133, 1964.
2. Р. Е. Гершберг, Изв. КрАО, 38, 177, 1968.
3. А. А. Коровяковская, Ю. П. Коровяковский, Астрофизические исследования (Изв. САО), 3, 1971 (в печати).
4. Р. Е. Гершберг, Диссертация, 1970.
5. Р. Е. Гершберг, Астрофизика, 6, 191, 1970.
6. J. L. Greenstein, H. Agr, Ap. J., 3, 149, 1969.
7. И. А. Климицин, Циркуляр ШАО, 6, 13, 1970.
8. A. Sakurai, Comm. pure appl. Math., 13, 353, 1960.
9. С. Б. Пикельнер, Изв. КрАО, 12, 93, 1954.
10. В. Г. Горбачук, И. Н. Минин, Нестационарные звезды, М., 1963.
11. D. R. Bates, A. S. Kingston, R. W. P. McWhirter, Proc. Roy. Soc., A 267, 297, 1962.
12. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников, Изв. КрАО, 38, 208, 1968.
13. S. Cristaldi, M. Rodono, IBVS, 526, 1972.
14. S. Cristaldi, M. Rodono, IBVS, 525, 1971.