

УДК 523.03

АСТРОФИЗИКА

А. Л. Гюльбудагян

Поведение фуора V1057 Лебеда после его возгорания

(Представлено академиком В. А. Амбарцумяном 9/XI 1974)

До настоящего времени нам известны только два фуора (V1057 Лебеда и I-U Орiona). Наблюдения показали, что у них через некоторое время после возгорания блеск асимптотически стремится к определенному стационарному значению, которое примерно на 5 величин ярче среднего блеска, имевшего место до возгорания. Это значение практически достигается через 3—4 года после возгорания. Так, звезда V1057 Лебеда несколько убывала в блеске в течение 1971—1973 гг., причем темп убывания при этом уменьшался.

В данной работе, на основе гипотезы В. А. Амбарцумяна (¹), делается попытка объяснить поведение звезды V1057 Лебеда с 1971 по 1973 г. Как известно, в начале 1971 г. этот фуор являлся сверхгигантом спектрального класса A1 с эмиссионными линиями водорода и кальция (^{2,3}). У него обнаружилось небольшое избыточное излучение в U и довольно большой избыток излучения в инфракрасной области спектра (⁴). К середине 1972 г. это уже был гигант класса FO, но уже без ультрафиолетовой эмиссии (⁵). К 1973 г. спектральный класс изменился до F1 — F2 с признаками еще более поздних классов (частное сообщение Г. Велина). Уменьшение светимости, наблюдавшееся после максимума, к середине 1973 г. почти прекратилось (⁶). Таким образом состояние фуора после достижения им максимального блеска подвергается некоторым существенным изменениям, но затем оно приближается к стационарному.

Согласно гипотезе В. А. Амбарцумяна (¹), в результате вспышки происходит отрыв оболочки, вследствие чего обнажаются горячие подфотосферные слои. Последние и служат в первое время после вспышки основным источником энергии, перерабатываемой оболочкой в видимое излучение. Из-за несоответствия между энергией, поставляемой внутризвездными источниками энергии, и энергией, излучаемой самой звездой, последняя начинает остывать. Постепенно становится все более существенным нагревание оболочки протонами и электронами, испускаемыми околозвездным источником (последний предпола

гается постоянным), а в дальнейшем этот процесс становится преобладающим. Предполагая, что в 1973 г. оболочка в основном нагревалась протонами (кинетическая энергия электронов мала по сравнению с энергией протонов, поэтому действием электронов мы пренебрегаем) и имея светимость флуора к этому времени ($L = 5,2 \cdot 10^{36}$ эрг/сек), можем принять ее равной энергии, поглощаемой от протонов. Вычитая из светимости флуора энергию протонов, можно найти светимость внутренней звезды в разные моменты времени. Имеем $L_* = 6,28 \cdot 10^{34}$ эрг/сек весной 1971 г., $L_* = 10^{35}$ эрг/сек в максимуме и $L_* = 2 \cdot 10^{35}$ эрг/сек летом 1972 г. Имея (*) эффективную температуру ($T_{eff} = 5100^\circ$) и светимость ($L_* = 4,86 \cdot 10^{34}$ эрг/сек) внутренней звезды до вспышки (*), можем найти ее радиус $R = 3,27 \cdot 10^{11}$ см. Предполагая, что радиус внутренней звезды существенно не отличается от радиуса звезды до вспышки, и имея светимость внутренней звезды после отрыва оболочки, можем найти ее поверхностную температуру. К весне 1971 г. значение $T_* = 17120^\circ$, к середине 1972 г. $T_* = 12900^\circ$, а в максимуме блеска $T_* = 19000^\circ$. Принимая массу внутренней звезды равной $M = 7,44 M_\odot$ (это значение согласуется с оценкой, принятой в (*)), для ускорения силы тяжести на поверхности внутренней звезды получаем $g = 0,92 \cdot 10^4$ см/сек². Зная эффективную температуру внутренней звезды до вспышки и ускорение силы тяжести на ее поверхности, можем, используя модель звездной фотосферы (*), найти плотность на уровне, где $T_* = 19000^\circ$. Пользуясь формулами $n = n_* \left(\frac{T}{T_*} \right)^{15,4}$ и $M = 4\pi r^2 m_H \int n dr$,

можем найти массу выброшенного вещества $M = 8\pi r^2 \frac{k}{g} T_* n$. (интегрирование по r заменено интегрированием по T с использованием соотношения $\frac{dT}{dr} = - \frac{2}{19} \frac{m_H g}{k}$). Имеем $M = 2,3 \cdot 10^{25}$ г. Массу оболочки

можно оценить тем же способом. Далее мы получим для оболочки значения T_{eff} , g , n_* и T_* (n_* и T_* — соответственно плотность и температура внутренней границы оболочки). Подстановка этих значений в соответствующую формулу дает $M = 1,1 \cdot 10^{25}$ г. Отсюда видно, что часть выброшенного вещества простирается за оболочку. Это вещество образует область HII, дающую эмиссионные линии, а также область, дающую избыточное инфракрасное излучение.

Как было принято выше, в 1973 г. оболочка в основном нагревалась протонами. Для удобства расчетов принимается монохроматический поток протонов с кинетической энергией 20 Мэв. Эффективная температура оболочки принимается равной 7100°, радиус оболочки $r = 1,68 \cdot 10^{12}$ см, ускорение силы тяжести в оболочке $g = 3,5 \cdot 10^2$ см/сек². Используя соответствующую модель фотосферы и делая расчеты, аналогичные произведенным в (*), получаем параметры внутрен-

ней границы оболочки. Имеем $T_e = 8750^\circ$, $n_e = 6,14 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $n_2 = 1,41 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Весной 1971 г. наблюдались эмиссионные линии и избыточное ультрафиолетовое излучение. Эмиссионные линии, по-видимому, образуются в зоне III, окружающей оболочку. Беря эффективную температуру оболочки равной 9100° , радиус $r = 1,53 \cdot 10^{12} \text{ см}$, плотность атомов водорода в зоне III $n = 4,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, мы можем найти излучение оболочки в линии H_β по формуле $E_{H_\beta} = 2\pi r^2 l n_2 h \nu_{23} A_{23}$, где l — толщина зоны III, n_2 — населенность третьего уровня атомов водорода, A_{23} — коэффициент спонтанного перехода. Толщина зоны III находится из формулы $n_2 k l = 1$, где k — средний коэффициент поглощения в лаймановском континууме. Температура и электронная плотность находятся из системы

$$\epsilon \sum_i A_{ci} = \left(\sum_i A_{ci}^2 l + l \right) + \frac{n_1}{n^+} \left(\sum_i C_{1i} h \nu_{1i} + C_{1c} h \nu_{1c} \right), \quad (1)$$

$$n_e \frac{n^+}{n_1} = \frac{g^+}{g_1} \sqrt{\frac{T_e}{T_\infty}} \frac{2(2\pi m_e k T_e)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{h \nu_{1c}}{k T_e}}, \quad (2)$$

где (1) — уравнение энергетического баланса свободных электронов, а (2) — уравнение ионизационного равновесия. Имеем $n_1 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $n_e = 4,3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 8500^\circ$ (здесь температура лаймановского континуума взята равной 10600°). Решая приближенным методом Шустера уравнение переноса для L_β излучения и уравнение стационарности для второго уровня, найдем $n_2 = 3,41 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$. Искомое n_2 получаем из системы

$$n_2 [(A_{22} + A_{21}) + n_e (C_{22} + C_{21})] = n_e n^+ A_{23} + n_1 n_e C_{21} + n_2 n_e C_{22} + n_3 (C_{23} n_e + A_{23}), \quad (3)$$

$$n_3 (A_{33} + A_{32} + A_{31}) + n_e (C_{33} + C_{32} + C_{31}) = n_e n^+ A_{34} + n_1 n_e C_{31} + n_2 n_e C_{32} + n_3 n_e C_{33}, \quad (4)$$

где (3) — уравнение стационарности для третьего уровня, а (4) — для четвертого. В уравнении (3) мы пренебрегли членом, учитывающим возбуждение второго уровня излучением оболочки, так как этот член мал по сравнению с $n_e n^+ A_{23}$. Здесь нет необходимости строить теорию переноса излучения в линии H_β , так как оптическая толщина зоны III в линии H_β порядка 0,1. Из этой системы имеем $n_2 = 2,24 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$. Нам интересует отношение светимости в линии H_β к светимости в непрерывном спектре около линии H_β .

$$\frac{E_{H_\beta}}{E_{\text{ЛМЗ}}} = \frac{2\pi r^2 A_{23} h \nu_{23} n_2 l (e^{\frac{h \nu_{23}}{k T_e}} - 1)}{\Delta \nu_{23} \pi 2 h \nu_{23}^3 c^2 4 \pi r^2},$$

где $\Delta \nu_{23}$ — доплеровская ширина линии H_β . Для этого отношения имеем $\frac{E_{H_\beta}}{E_{\text{ЛМЗ}}} \approx 1$. Если пытаться рассматривать наблюдаемое избыточное излучение в качестве излучения бальмеровского континуума зоны

III, то для этого нужно иметь температуру > 15000 , что дает для отношения $\frac{E_{H\alpha}}{E_{H\beta}}$ значение порядка нескольких десятков.

Принимая для лета 1972 г. $T_{eff}=7740$, плотность в зоне III $n=4,2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и температуру в лаймановском континууме $T_e=9100$, можем найти излучение в линии H_α . Действиями, аналогичными описанным выше, получаем $n_s=8,5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, $n_e=2,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T_e=7100$, $\frac{E_{H\alpha}}{E_{H\beta}} \approx 0,1$, т. е. эмиссионная линия еще может наблюдаться.

Таким образом, в данной работе, на основе гипотезы В. А. Амбарцумяна, сделана попытка интерпретировать поведение флуора V1057 Лебедя. Масса выброшенного звездой вещества во время вспышки и масса оболочки, посчитанные независимыми способами, получаются одного порядка, что говорит о возможности выброса этой оболочки звездой. Эмиссионная линия H_α , которая излучается областью III, расположенной около звезды, получается четкой для весны 1971 г. и еле различимой для лета 1972 г., что и наблюдалось в действительности. В пользу модели с выбросом оболочки следует добавить тот факт, что в первое время после вспышки, линии, принадлежащие звездному спектру, были смещены на -60 км/сек , что говорит о расширении оболочки со скоростью $\approx -40 \text{ км/сек}$ (так как скорость самого флуора $\approx -20 \text{ км/сек}$). В дальнейшем смещение линий уменьшилось до значения, соответствующего скорости самого флуора, т. е. расширение оболочки прекратилось (⁶).

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Академии наук Армянской ССР

Ա. Լ. ՉԱՅԻՐՈՒԹՅԱՆ

V 1057 Կարապի ֆուորի վաղին իր բնկումից հետո

Սույն աշխատանքը նվիրված է V 1057 Կարապի ֆուորի հետ 1971—1973 թ.թ. ժամանակաշրջանում կատարված երևույթների պարզաբանմանը (¹)-ում առաջարկված մոդելի հիման վրա: Ցույց է տրված, որ պայթյունի հետևանքով աստղից դուրս շարտված նյութը և նրան շրջապատող թաղանթը նույն կարգի դանդաղվածներ ունեն: Դա խոսում է սգուտ այն բանի, որ թաղանթը հենց այդ դուրս շարտված նյութից է առաջացել: Ցույց է տրված, որ ջրածնի ճառագայթման գծերը կարելի է բացատրել ֆուորին շրջապատող տիրույթի ճառագայթմամբ:

ЛИТЕРАТУРА — ՉՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ В. А. Амбарцумян, *Астрофизика*, 7, 557 (1971). ² G. H. Herbig, A. E. Harlan, *IBVS*, NO 543 (1971). ³ E. E. Mendoza V., *Ap. J.*, 169, L117 (1971). ⁴ G. Rieke, T. Lee, G. Coyne, S. J., *PASP*, 84, 37 (1972). ⁵ G. P. Gahm, G. Wehn, *IBVS*, NO. 741 (1972). ⁶ F. Glieseking, *IBVS*, NO. 806. (1973). ⁷ G. L. Grasdalen, *Ap. J.*, 181, 781 (1973). ⁸ C. de Jager, L. Neven, *Recherches Utrecht*, XIII(4), 5 (1957). ⁹ А. Л. Гольбудагян, *Сообщ. Бюр. обс.*, 47(1975).