Доклады Академии Наук СССР
1947. Том LVI, № 2

АСТРОНОМИЯ

Л. Э. ГУРЕВИЧ и А. И. ЛЕБЕДИНСКИЙ

ПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ ВЗРЫВЫ В ЗВЕЗДАХ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ЯДЕРНЫМИ РЕАКЦИЯМИ

(Представлено академиком В. Г. Фесенковым 31 X 1946)

В предыдущей статье (1) мы высказали гипотезу о том, что вспышки новых и сверхновых звезд обусловлены ядерными взрывами. Здесь мы исследуем условия наступления периферического взрыва.

Мы будем называть „слоем А" периферический шаровой слой, в котором происходит какая-либо низкотемпературная ядерная реакция, например превращение дейтерия или лития, а „областью 0" назовем центральную область звезды, в которой протекает высокотемпературная реакция, например цикл Бете (2), и которая служит основным источником энергии звезды. Светимость звезды L в этом случае слагается из L_0 — количества энергии, производимой в единицу времени в области 0, и L_1 — энергии, производимой в периферическом слое А.

В процессе эволюции звезды, согласно теории Гамова (3), у звезд главной последовательности светимость L_0 возрастает. Изменение L_0 изменяет условия в слое А, а следовательно, и продуктивность его источников энергии L_1.

Уравнение баланса тепла внутри слоя А можно написать в виде

$$C_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \eta - \operatorname{div} F, \tag{1}$$

где C_p — теплоемкость при постоянном давлении, ρ — плотность, T — температура слоя А, F — плотность потока радиации, а η — количество энергии, выделяемой в единицу времени в единице объема вследствие ядерных превращений. η определяется формулой

$$\eta = \alpha n_1 n_2 q \left(\frac{\varepsilon}{kT}\right)^{2/3} e^{-\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right)^{1/3}}, \tag{2}$$

где α — константа, характеризующая свойства реагирующих ядер, n_1 и n_2 — числа частиц реагирующих веществ в единице объема, q — энергия, выделяемая при одном элементарном акте реакции, k — постоянная Больцмана, ε — кулоновский барьер ядерного отталкивания.

Назовем через R_1 внутренний радиус слоя А, т. е. радиус сферы, внутри которой низкотемпературная реакция не происходит, так как все горючее там уже выгорело, а через δ — эффективную толщину слоя А, определяемую формулой

$$L_1 = \int 4\pi\eta r^2 dr = 4\pi R_1^2 \eta (T_1)\, \delta, \tag{3}$$

где T_1 — средняя температура слоя А.

Так как η очень быстро убывает при уменьшении температуры, то $\delta \ll R_1$. Как можно показать, с точностью до множителя порядка единицы

$$\delta = 3\left(\frac{kT_1}{\varepsilon}\right)^{1/2} \frac{T_1}{\left|\frac{dT}{dr}\right|}, \tag{4}$$

где $\frac{dT}{dr}$ — средний температурный градиент в слое A.

Градиент температуры в условиях лучевого равновесия определяется формулой

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{\varkappa\rho F}{4\sigma T^3}, \tag{5}$$

где ρ — плотность газа, F — плотность потока радиации, а $\varkappa$ — коэффициент поглощения. При температурах порядка 10^6 градусов, как известно,

$$\varkappa = \varkappa_0 \frac{\rho}{T^{7/2}}, \tag{6}$$

где $\varkappa_0 = \text{const}$, L_1 до момента взрыва не превышает L_0, ибо можно показать, что звезда взрывается, когда L_1 становится порядка L_0. Поэтому средняя плотность потока радиации в слое A с точностью до множителя порядка единицы определяется равенством

$$F \approx \frac{L_0}{4\pi R_1^2}. \tag{7}$$

Из уравнений (2) — (7) следует, что полная светимость звезды

$$L = L_0 + L_1 = L_0\left(1 + S\xi^{u/4} e^{-\frac{1}{\xi^{1/3}}}\right), \tag{8}$$

где

$$\xi = \frac{kT}{\varepsilon}, \tag{9}$$

а

$$S = \frac{12\sigma a q}{m_n^2 A_1 A_2}\left(\frac{\varepsilon}{k}\right)^{15/2} \frac{x_1 x_2}{\varkappa_0 F^2}, \tag{10}$$

где m_n — масса атома водорода, A_1 и A_2 — атомные веса реагирующих веществ, а x_1 и x_2 — их весовые доли. При написании (10) было принято во внимание, что $\frac{n_1 n_2}{\rho^2} = \frac{x_1 x_2}{m_n^2 A_1 A_2}$.

Пока изменение температуры слоя A, обусловленное эволюционным изменением L_0, происходит медленно, в уравнении (1) можно пренебрегать левой частью, считая состояние звезды квазистационарным. В этом случае температура слоя A определяется решением уравнения

$$\operatorname{div} F = \eta. \tag{11}$$

При эволюционном изменении структуры звезды скорости выделения энергии и теплоотдачи слоя A изменяются, и могут наступить такие условия, когда производные этих скоростей по температуре слоя A станут равны друг другу, а в дальнейшем первая превысит вторую. Тогда выделение энергии уже не сможет уравновешиваться излучением звезды и температура быстро увеличится до такой величины, при которой возникает детонационная волна, т. е. произойдет взрыв.

Промежуток времени от момента достижения критической температуры T_{expl}, при которой становятся равными друг другу производные по температуре слоя А от скоростей тепловыделения и теплоотдачи, до момента образования детонационной волны называется временем индукции взрыва.

В момент достижения критической температуры T_{expl} все три члена в уравнении (1) одного порядка, а затем η и $C_p\rho\frac{\partial T}{\partial t}$ возрастают быстрее, чем $\operatorname{div} F$. Поэтому при $T_1 < T_{\text{expl}}$ мы можем применять (11), а при $T_1 > T_{\text{expl}}$ — уравнение

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \eta. \tag{12}$$

В период предвзрывного разогрева, когда справедливо (11), температура слоя А зависит от светимости звезды L, от продуктивности ее центральных источников энергии L_0 и от массы M' газа, находящегося выше слоя А. Поэтому мы имеем право написать, что

$$L = \varphi(\xi_1, M', L_0). \tag{13}$$

Подставляя (13) в (8), мы получим трансцендентное уравнение

$$\frac{1}{L_0}\varphi(\xi_1, M', L_0) = 1 + S(L_0, R_1, x_1, x_2)\,\xi_1^{43/6}\,e^{-1/\xi_1^{1/3}}, \tag{14}$$

из которого может быть определено $\xi_1 = \frac{kT_1}{\varepsilon}$ как функция L_0, M' и R_1. При некоторых значениях параметров L_0, M', R_1 уравнение (14) перестает иметь вещественные решения, и эти значения параметров и являются критическими условиями взрыва.

В период предвзрывного разогрева, когда справедливо (11), температура слоя А, а следовательно, и ξ_1 являются функциями светимости звезды $L = L_0 + L_1$ и зависят, как от параметров, от L_0 и других величин, характеризующих строение центральных частей звезды. Поэтому мы имеем право считать $L = \varphi(\xi_1)$ и, заменив этой, пока неизвестной, функцией правую часть уравнения (8), получим

$$\varphi(\xi_1) = L_0\left(1 + S\xi_1^{43/6}\,e^{-1/\xi_1^{1/3}}\right), \tag{15}$$

т. е. трансцендентное уравнение для определения ξ_1.

При некотором значении L_0 кривые, изображающие правую и левую части уравнения (13), перестают пересекаться, и уравнение (15) перестает иметь вещественное решение.

Это значение ξ_1 мы обозначим через ξ_{expl}, и оно соответствует критической температуре взрыва T_{expl}. При критических условиях одни и те же значения L_0 и ξ_1 удовлетворяют уравнению (15) и уравнению, получающемуся из него дифференцированием по ξ_1, а следовательно, и уравнению

$$\frac{1}{\varphi}\frac{d\varphi}{d\xi_1} = \frac{d}{d\xi_1}\left[\lg\left(1 + S\xi_1^{43/6}\,e^{-1/\xi_1^{1/3}}\right)\right]. \tag{16}$$

Физический смысл этих формальных рассуждений заключается в том, что при критической температуре, как мы уже говорили, теплоприход и теплоотдача равны один другой и оба одинаково быстро возрастают при увеличении температуры.

Если левая часть (16) известна, то это уравнение дает зависимость ξ_{expl} от S. Левая часть (16) есть логарифмическая производная светимости звезды по температуре в фиксированном слое.

Если слой А близок к поверхности и над ним можно считать фотосферу звезды плоско-параллельной, то

$$\frac{1}{\varphi}\frac{d\varphi}{d\xi_1} = \frac{7{,}5}{\xi_1}. \tag{15}$$

Если слой А лежит глубоко и необходимо учитывать сферичность звезды, то задача усложняется, и получающиеся дифференциальные уравнения приходится решать численным интегрированием.

Нами были вычислены температуры взрыва в некоторой стандартной звезде для следующих 15 реакций:

1) $H_1^1 + H_2^1 = He_3^2$ 2) $H_1^1 + H_3^1 = He_4^2$ 3) $H_1^1 + Li_6^3 = He_4^2 + He_3^2$
4) $H_1^1 + Li_7^3 = 2He_4^2$ 5) $H_1^1 + Be_9^4 = Li_6^3 + He_4^2$ 6) $H_1^1 + B_{10}^5 = C_{11}^6$
7) $H_1^1 + B_{11}^5 = 3He_4^2$ 8) $H_1^1 + C_{11}^6 = N_{12}^7$ 9) $H_1^1 + C_{12}^6 = N_{13}^7$
10) $H_1^1 + C_{13}^6 = N_{14}^7$ 11) $H_1^1 + N_{14}^7 = O_{15}^8$ 12) $H_1^1 + N_{15}^7 = C_{12}^6 + He_4^2$
13) $H_2^1 + H_2^1 = He_4^2$ 14) $H_2^1 + He_4^2 = Li_6^3$ 15) $He_3^2 + He_4^2 = Be_7^4$.

Результаты приведены в следующей таблице:

Номер реакции	$10^5\,\xi_{expl}$	$10^{-6}\,T_{expl}$	Номер реакции	$10^5\,\xi_{expl}$	$10^{-6}\,T_{expl}$	Номер реакции	$10^5\,\xi_{expl}$	$10^{-6}\,T_{expl}$
1	2,11	1,08	6	0,553	9,55	11	4,457	15,8
2	1,68	0,96	7	0,362	6,30	12	0,328	11,5
3	0,525	3,08	8	0,645	16,2	13	1,04	0.79
4	0,540	3,23	9	0,558	14,1	14	1.17	4,75
5	0,433	4,75	10	0,471	11,9	15	0,726	15,1

Приведенная таблица вычислена для следующих условий: $F_0 = 6\cdot 10^{10}$, $\varkappa_0 = 4\cdot 10^{25}$, $x_1 = 1$, $x_2 = 10^{-2}$ в единицах CGS. В других условиях температура взрыва изменяется на величину ΔT_{expl}, определяемую формулой

$$\frac{\Delta T_{expl}}{T_{expl}} = \frac{1}{20}\ln\left[\frac{1}{100x_1x_2}\left(\frac{F_0}{6\cdot 10^{10}}\right)^2\frac{\varkappa_0}{4\cdot 10^{25}}\right]. \tag{16}$$

На основании данных таблицы мы можем, несколько экстраполируя выводы, судить об условиях центрального взрыва.

Скорость реакции цикла Бете определяется скоростью присоединения протона к ядру азота, т. е. реакцией № 11. В центральных частях солнца, где может протекать цикл Бете, плотность потока F_0 раз в сто больше, чем на поверхности солнца, и согласно (16) $T_{expl} = 2{,}4\cdot 10^7$ град. Таким образом, T_{expl} лишь немного превышает температуру нормального горения, и небольшое разогревание звезды может обусловить ее взрыв.

Поступило
3 XI 1946

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Я. Э. Гуревич и А. И. Лебединский, ДАН, 55, № 9 (1947). [2] H. A. Bethe, Phys. Rev., 55, 434 (1939). [3] G. Gamov and M. Schoenberg, Phys. Rev. 59, 539 (1941).