

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

ФЕВРАЛЬ, 1977

ВЫПУСК 1

О ДВИЖЕНИИ ТЕПЛОВЫХ ВОЛН В ПОЛИТРОПНЫХ ОБОЛОЧКАХ ЗВЕЗД

В. С. ИМШЕННИК, И. А. КЛИМИШИН, И. В. ОТРОЦЕНКО

Поступила 30 апреля 1976

Рассматривается нелинейная плоская задача о распространении сильной тепловой волны в неоднородной среде с политропным законом распределения плотности вещества. Отношение плотностей энергии газа и излучения считается произвольным. Получено приближенное решение задачи методом моментов. Исследован критерий перехода тепловой волны в ударную волну. Результаты решения применяются к анализу распространения тепловых волн в оболочках новых звезд.

В работе [1] были исследованы некоторые закономерности движения сильных плоских тепловых волн (ТВ) в звездных оболочках. Получены соотношения, связывающие концентрацию энергии Q ($[Q] = \text{эрг/см}^2$), выделенной при мгновенном взрыве, с безразмерной глубиной h_0 , до которой ТВ может быть эффективной, при заданных остальных параметрах звездной модели — ее массе M , светимости L и радиусе R . При глубинах $h > h_0$, определяющим практически сразу же становится движение вещества, и ТВ превращается в сильную ударную волну (УВ), которая и выходит на поверхность звезды. Было высказано предположение, что ТВ может быть эффективным механизмом переноса энергии на поверхность звезды при вспышке типа Новой. При этом, однако, рассматривались лишь предельные случаи, когда за фронтом ТВ плотность энергии газа E_g существенно больше или меньше плотности энергии излучения E_r ($E_g \gg E_r$ и $E_g \ll E_r$).

Решение системы уравнений газодинамики численными методами ([2] и [3]) показало, что в результате прохождения сильной ТВ через внешние слои звезды здесь происходит формирование определенного профиля скоростей газа и в дальнейшем — отрыв оболочки. В конечном итоге динамические эффекты, создаваемые ТВ, оказываются примерно такими же, как и в случае движения через оболочку звезды сильной ударной волны. По-

этому дальнейшая разработка теории движения сильных ТВ в неоднородных (политропных) средах представляется вполне целесообразной.

Здесь мы приводим более подробный анализ закономерностей движения плоских тепловых волн в политропных оболочках звезд при произвольном соотношении плотностей энергии газа и излучения, а также решения приближенных уравнений движения ТВ, полученные с помощью ЭВМ.

1. *Исходные уравнения.* Как известно [4], законы распространения ТВ следуют из уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\operatorname{div} \vec{F}, \quad (1)$$

где

$$E = E_g + E_r = \frac{A\rho T}{\gamma - 1} + aT^4, \quad (2)$$

$$\vec{F} = -\frac{cl}{3} \operatorname{grad} E_r = -\frac{4ac}{3x_0^m} T^{s+3} \frac{\partial T}{\partial r}, \quad (3)$$

$$l = \frac{1}{\kappa} = \frac{T^s}{x_0^m}. \quad (4)$$

Здесь ρ — плотность среды, T — температура, \vec{F} — поток лучистой энергии, A — газовая постоянная в расчете на 1 г вещества, a — постоянная плотности излучения, γ — отношение удельных теплоемкостей, c — скорость света, l — росселандовский средний пробег фотонов, κ — линейный коэффициент поглощения. В плоском случае уравнение теплопроводности (1) с учетом (3), (4) сводится к виду

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{16\sigma}{3(s+4)x_0} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\rho^m} \frac{\partial T^{s+4}}{\partial r} \right), \quad (5)$$

где введена постоянная Стефана—Больцмана $\sigma = (ac)/4$. При изучении закономерностей движения ТВ, обусловленных мгновенным выделением энергии Q , это уравнение решается совместно с условием сохранения энергии

$$Q = \int_{-r_\Phi}^{+r_\Phi} \left(\frac{A\rho T}{\gamma - 1} + aT^4 \right) dx = \text{const}. \quad (6)$$

Здесь r_Φ и $-r_\Phi$ — координаты фронта волны.

Так как плотность энергии газа пропорциональна первой, а энергия излучения — четвертой степени температуры, то аналитические решения

уравнения (5) удалось получить лишь в крайних случаях, когда $E_g \gg E_r$, либо $E_g \ll E_r$. Эти решения, полученные методом моментов, изложены в работе [1]. Как известно, для получения решения методом моментов предполагается, что во всей нагретой области за фронтом ТВ температура постоянна и равна некоторой величине \bar{T} , которая определяется законом сохранения энергии (6).

Как и в [1], примем, что плотность среды изменяется с безразмерным расстоянием от поверхности звезды $h = (R-r)/R$ по закону (R — радиус звезды)

$$\rho = \rho_0 h^n, \quad (7)$$

причем параметр ρ_0 определяется выражением

$$\rho_0 = 10 \frac{M^{3.75}}{L^{0.5} R^{3.25}} \quad (8)$$

для политропы индекса $n = 3.25$ (лучистая оболочка) [5] и

$$\rho_0 = 1.25 \frac{M}{R^3} \quad (9)$$

при $n = 1.5$ (конвективная оболочка) [6]. Здесь масса M , светимость L и радиус звезды R выражены в солнечных единицах.

Напомним, что исходные уравнения (29) и (30) работы [1], из которых следовали решения для скорости D фронта ТВ, получаются умножением уравнения (5) на $(h_0 - h)^k$ при $k = 0$ и $k = 1$ и интегрированием при условиях, что перед фронтом ТВ температура равна нулю ($T = 0$ при $r = \pm r_*$) и что $\partial T / \partial r = 0$ при $r = 0$. Далее найденные выражения для скорости D сравнивались с решениями, полученными для однородной среды ($n = 0$) автомодельным методом. Исходя из того, что автомодельный метод является более точным, чем метод моментов, в конечные формулы для D вводились «нормирующие множители» K и K' . Метод расчета этих множителей подробно изложен в [1], поэтому здесь мы ограничимся лишь следующим замечанием. Мы будем предполагать, что ТВ, возникшая после выделения энергии, распространяется только по направлению к поверхности звезды, т. е. что внутренние, более плотные слои газа действуют как неподвижная стенка. В этом случае при $s = 3.5$ имеем $K = 2.4$ и $K' = 3.3$. Можно показать, что сделанное предположение приводит, например, к некоторому завышению величины h_0 (см. результат расчета), не более, чем на 10%.

Введем эти «нормирующие множители» в уравнение (30) работы [1] и запишем уравнение, из которого следует закон движения ТВ, в виде

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{\rho_0 A \bar{T}}{(\gamma-1)(n+1)(n+2)K} \{h_0^{n+2} - (n+2)h_0 h^{n+1} + (n+1)h^{n+2}\} + \frac{a \bar{T}^4}{2K'} (h_0 - h)^2 \right] = \frac{16\pi \bar{T}^{s+4}}{3(s+4)\rho_0 \rho_0^m R^2 h^{mn}}. \quad (10)$$

Это уравнение мы и будем решать далее совместно с соотношением

$$Q = \frac{\rho_0 A \bar{T} R}{(\gamma-1)(n+1)} [h_0^{n+1} - h^{n+1}] + a \bar{T}^4 R (h_0 - h), \quad (11)$$

представляющим собой закон сохранения энергии.

2. *Безразмерный вид уравнений движения ТВ.* Дальнейший анализ уравнения (10) удобно вести, используя безразмерные переменные θ , τ и x так что

$$\bar{T} = T_0 \theta, \quad t = t_0 \tau, \quad Rh = R_0 x. \quad (12)$$

После подстановки в (10)—(11) находим, что

$$R_0 = \frac{Q}{a} \left[\frac{(\gamma-1)(n+1)R^n a^{n+1}}{\rho_0 A Q^n} \right]^{\frac{4}{3+4n}}, \quad (13)$$

$$T_0 = \left[\frac{\rho_0 A Q^n}{(\gamma-1)(n+1)R^n a^{n+1}} \right]^{\frac{1}{3+4n}}, \quad (14)$$

$$t_0 = \frac{3(s+4)\rho_0 \rho_0^m}{4cR^{mn}} \left(\frac{Q}{a} \right)^{mn+2} \left[\frac{(\gamma-1)(n+1)R^n a^{n+1}}{\rho_0 A Q^n} \right]^{\frac{4(mn+2)+s}{3+4n}}, \quad (15)$$

а уравнения (10) и (11) сводятся к виду

$$\frac{d}{d\tau} \left[\frac{\theta}{(n+2)K} \{x_0^{n+2} - (n+2)x_0 x^{n+1} + (n+1)x^{n+2}\} + \frac{\theta^4}{2K'} (x_0 - x)^2 \right] = \frac{\theta^{s+4}}{x^{mn}} \quad (16)$$

$$\theta (x_0^{n+1} - x^{n+1}) + \theta^4 (x_0 - x) = 1. \quad (17)$$

Заметим, что при $\tau=0$ будет $x=x_0$.

Из (16) и (17) нетрудно получить асимптотическое решение вблизи начального момента времени ($\tau \gtrsim 0$) при $x_0 - x \ll x_0$. В этом случае вместо (17) имеем

$$x_0 - x \approx \frac{1}{t^4},$$

а дифференциальное уравнение (16) примет вид

$$\frac{d\theta}{d\tau} = -\frac{K'}{2} x_0^{-mn} \theta^{s+9}.$$

Отсюда после элементарного интегрирования находим

$$\theta = \left| \frac{2}{(s+8)K'} x_0^{mn} \right|^{\frac{1}{s+8}} \tau^{-\frac{1}{s+8}}, \quad (18)$$

$$x_0 - x = \left| \frac{(s+8)K'}{2x_0^{mn}} \right|^{\frac{4}{s+8}} \tau^{\frac{4}{s+8}}. \quad (19)$$

Как и следовало ожидать, эти решения при $K' = 1$ совпадают с решениями, полученными в [7], где рассматривалось распространение тепловых волн в однородной среде ($n=0$). Однако следует иметь в виду, что из-за учета сферического фактора в работе [7] вместо величины s во всех формулах фигурирует величина $3s$.

Дифференцируя (17) по τ и разрешая систему (16)–(17) относительно $dx/d\tau$, находим выражение для безразмерной скорости фронта ТВ в виде

$$\begin{aligned} \frac{dx}{d\tau} = \frac{\theta^{s+3}}{x^{mn}} & \left\{ \frac{(n+1)x^n + \theta^3}{x_0^{n+1} - x^{n+1} + 4\theta^3(x_0 - x)} \left[\frac{1}{(n+2)K'} [x_0^{n+2} - \right. \right. \\ & \left. \left. - (n+2)x_0x^{n+1} + (n+1)x^{n+2}] + \frac{2\theta^3}{K'} (x_0 - x)^2 \right] - \right. \\ & \left. - \left[\frac{n+1}{K} x^n + \frac{\theta^3}{K'} \right] (x_0 - x) \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (20)$$

Тогда D — скорость движения фронта ТВ определяется как

$$D = \frac{d}{dt} R(h_0 - h) = -R \frac{dh}{dt} = -\frac{R_0}{t_0} \frac{dx}{d\tau} = \frac{R_0}{t_0} \left| \frac{dx}{d\tau} \right|. \quad (21)$$

3. Критерий эффективности ТВ. Анализ уравнения (20) показывает, что величина $\left| \frac{dx}{d\tau} \right|$ сначала уменьшается, достигает минимального значения, после чего снова увеличивается. Это значит, что скорость фронта ТВ

на некотором расстоянии x_{\min} от поверхности звезды имеет минимальное значение D_{\min} и в дальнейшем она возрастает. Если при $x = x_{\min}$ (или, что то же самое, $h = h_{\min}$) эта скорость остается больше скорости звука $\alpha_{зв}$ за фронтом ТВ

$$D_{\min} > \alpha_{зв}(\bar{T}), \quad (22)$$

то ТВ не вырождается в ударную волну, а выходит на поверхность звезды. Условие (22) можно назвать критерием эффективности ТВ.

Скорость звука за фронтом ТВ равна

$$\alpha_{зв} = \left(\frac{\Gamma_1}{\rho} (p_g + p_r) \right)^{1/2} = \left(\frac{\Gamma_1 A T}{\beta} \right)^{1/2}, \quad (23)$$

где Γ_1 — эффективное отношение удельных теплоемкостей смеси газ—излучение

$$\Gamma_1 = \beta + \frac{(\gamma - 1)(4 - 3\beta)^2}{\beta + 12(\gamma - 1)(1 - \beta)}, \quad (24)$$

а

$$\beta = \frac{p_g}{p_g + p_r} = \left(1 + \frac{\alpha T^3}{3\epsilon_0 A h^n} \right)^{-1}$$

— отношение газового давления $p_g = A_p T$ к полному $P = p_g + p_r$, где $p_r = \frac{1}{3} \alpha T^4$ — давление излучения.

Используя соотношения (12)—(14), можно записать последнее выражение в виде

$$\beta = \left(1 + \frac{1}{3(\gamma - 1)(n + 1)} \frac{\theta^3}{x^n} \right)^{-1}. \quad (25)$$

Тогда условие (23), обеспечивающее выход ТВ на поверхность, запишется так:

$$\left| \frac{dx}{d\tau} \right|_{\min} > \frac{t_0}{R_0} \left(\frac{\Gamma_1 A T_0 \theta}{\beta} \right)^{1/2}_{\min} = \frac{t_0}{R_0} (A T_0)^{1/2} \left(\frac{\Gamma_1 \theta}{\beta} \right)^{1/2}_{\min},$$

или

$$Z_0 < Z_{\min} = \left[\frac{\left| \frac{dx}{d\tau} \right|}{\left(\frac{\Gamma_1 \theta}{\beta} \right)^{1/2}} \right]_{\min}, \quad (26)$$

где

$$Z_0 = \frac{t_0}{R_0} (AT_0)^{1/2}$$

или

$$Z_0 = \frac{3(s+4)x_0}{4c} [(\gamma-1)(n+1)]^{\frac{2s+7}{6}} a^{\frac{2s+1}{6}} \times \\ \times A^{-\frac{2+s}{3}} \rho_0^{\frac{6m-2s-7}{6}} \left(\frac{h_0}{x_0}\right)^{\frac{n(6m-2s-7)}{6}} Q. \quad (27)$$

Связь глубины выделения энергии h_0 с ее величиной Q и другими параметрами задачи определяется формулой

$$h_0 = x_0 R^{-\frac{3}{3+4n}} \left(\frac{Q}{a}\right) \left| \frac{(\gamma-1)(n+1)a^{n+1}}{\rho_0 A Q^n} \right|^{\frac{4}{3+4n}}, \quad (28)$$

следующей из (12)—(13). В конечном итоге параметр Z_0 определяется выражением

$$Z_0 = \frac{3x_0(s+4)}{4c} [(\gamma-1)(n+1)]^{\frac{2s+8mn+7}{2(3+4n)}} \times \\ \times a^{\frac{2s(n+1)+n(2m-1)+1}{2(3+4n)}} A^{\frac{(2+s)+2n(2m-1)}{3+4n}} \times \\ \times R^{-\frac{n(6m-2s-7)}{2(3+4n)}} \rho_0^{\frac{6m-2s-7}{2(3+4n)}} Q^{\frac{6+n(6m+1-2s)}{2(3+4n)}}. \quad (29)$$

Решение задачи о движении ТВ в оболочке данной звезды (при заданных значениях M , L и R) для конкретных параметров γ , A , x_0 , n , m , s , h_0 и Q состоит из нескольких этапов, причем в безразмерном виде задача зависит только от параметров γ , n , m , s и x_0 . Сначала по формулам (18), (19) рассчитываются значения функций θ и x_0-x в окрестностях точки x_0 , т. е. когда $x_0-x \ll x_0$. Далее по формулам (17) и (20) решается основная задача о распространении ТВ вплоть до поверхности звезды (где $x=0$). Из формулы (21) находится скорость ТВ. Наконец, сопоставляются величины Z_0 и Z_{\min} в соответствии с соотношениями (26)—(29). Из последнего и следует вывод о том, что выйдет ТВ на поверхность звезды или же она на некоторой глубине $h > h_{\min}$ превратится в ударную волну.

Если критерий (26) выполнен, сделанный расчет распространения ТВ имеет смысл вплоть до поверхности звезды. В противоположном случае можно на основе расчета указать момент времени τ (и соответствующие

значения $x_0 - x$ и 0), при котором из ТВ образуется УВ. Ясно, что при этом следует ограничиться рассмотрением лишь спадающей части кривой $Z(\tau)$.

Не следует, конечно, думать, что превращение ТВ в УВ происходит скачкообразно. Эффекты движения вещества начинают играть все большую роль постепенно. Критерий эффективности ТВ (26) только означает, что эти эффекты носят еще второстепенный характер в процессе переноса энергии на поверхность звезды.

4. *Результаты расчетов.* Основные результаты расчетов приведены на рис. 1—5 и в табл. 1, 2. При этом приняты следующие значения параметров: $\gamma \approx 1.667$, $s = 3.5$, $m = 2$, $x_0 = 1.2 \cdot 10^{21}$, молекулярный вес вещества $\mu = 0.5$, так что постоянная $A = 1.66 \cdot 10^9$ эрг/град·г [6].

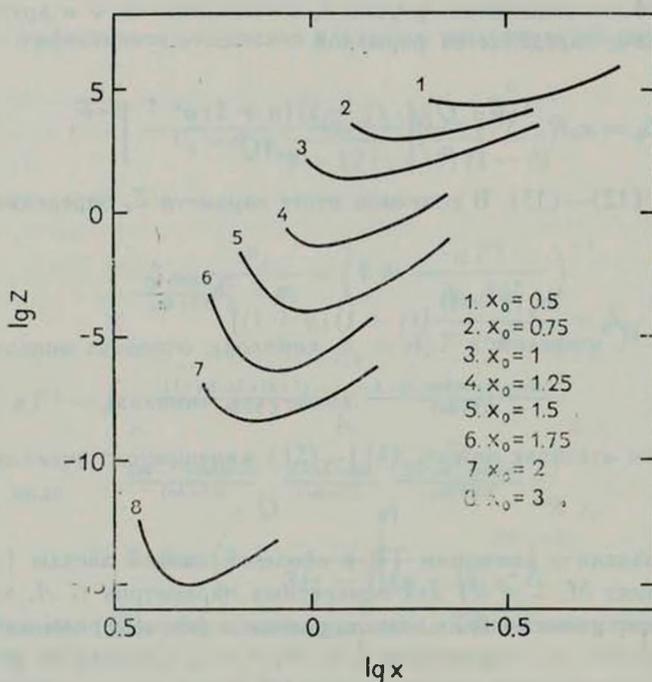


Рис. 1. Безразмерный параметр Z в зависимости от безразмерной глубины фронта ТВ x (x_0 —глубина выделения энергии вспышки), движущегося в лучистой оболочке ($n = 3.25$).

а) Лучистая оболочка ($n = 3.25$). После подстановки постоянных в соотношения (28), (29) имеем

$$Z_0 = 5.9 \cdot 10^{-17} R^{13/64} \rho_0^{-1/16} Q^{51/64},$$

$$h_0 = 1.4 \cdot 10^{-5} \rho_0^{-1/4} R^{-3/16} Q^{3/16} x_0.$$

Здесь R выражено в единицах R_\odot .

Остановимся теперь на вопросе, насколько эффективной может быть ТВ в качестве механизма переноса энергии при вспышках типа Новой. Для этого используем критерий (26) и расчеты Z_{\min} , приведенные в табл. 1. Рассмотрим несколько моделей звезд, оболочки которых находятся в лучистом равновесии. Величина энергии, выделяющейся при вспышке Новой, $W \approx 10^{56}$ эрг, а ее концентрация $Q = W/4\pi R^2$. Примем, что $M = R = L = 1$ ($\rho_0 = 10$ г/см³). Концентрации энергии $Q \approx 2 \cdot 10^{23}$ эрг/см² соответствует значение параметра Z_0 , равное $1.8 \cdot 10^2$. Интерполируя данные таблицы 1, находим, что при этом $x_0 = 0.8$. Тепловая волна выходит на поверхность, если освобождение энергии произошло на глубине $h_0 \leq 0.15$.

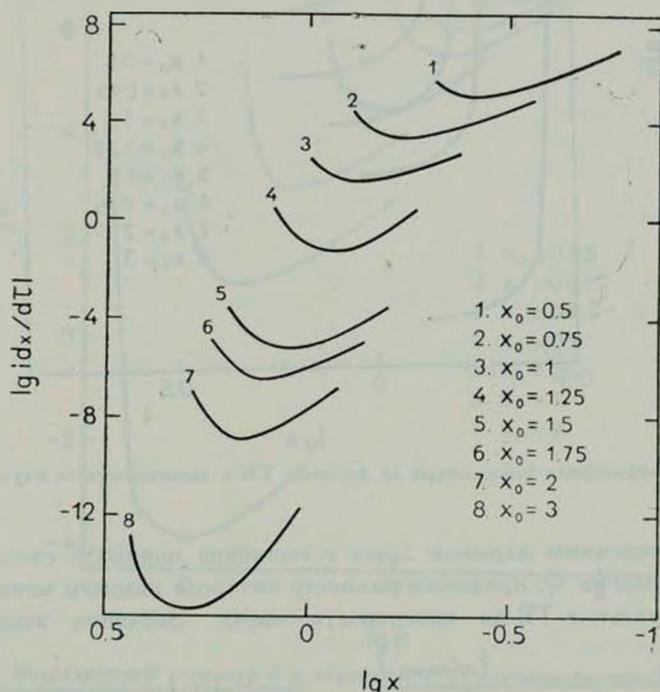


Рис. 2. Безразмерная скорость движения фронта ТВ в зависимости от глубины фронта x ($n = 3.25$).

Для модели с параметрами $M = 0.2$, $R = 0.1$ и $L = 0.3$ ($\rho_0 = 77.3$ г/см³, $Q = 1.6 \cdot 10^{25}$ эрг/см²) находим $Z_0 = 4.2 \cdot 10^3$, $x_0 \approx 0.68$ и $h_0 \approx 0.26$. Нетрудно убедиться, что величина h_0 будет тем большей, чем меньше радиус модели.

По современным воззрениям [8] выделение энергии вспышки Новой происходит в слоевом источнике в оболочке звезды. Из сказанного выше следует, что если это выделение энергии можно представить как мгновенный взрыв, то перенос энергии через лучистую оболочку будет осуществ-

вляться именно ТВ. Этот вывод, естественно, остается справедливым, поскольку правильны принятые выше модели звезд.

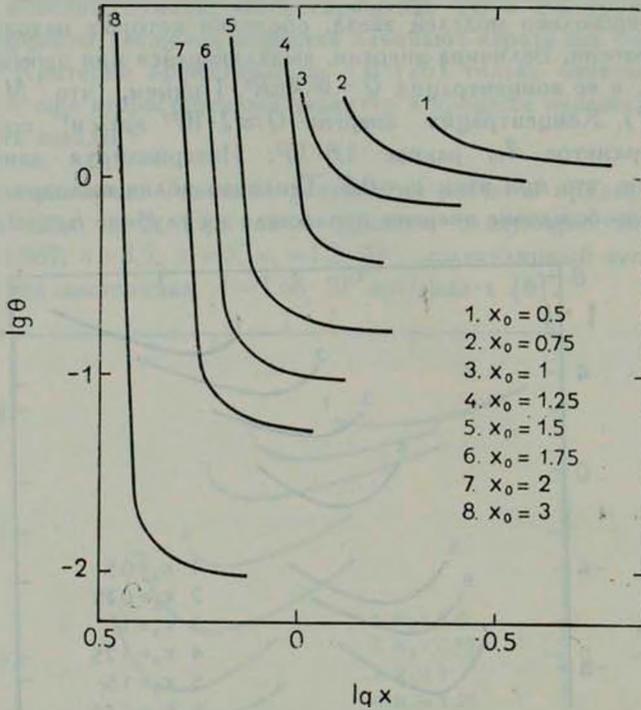


Рис. 3. Безразмерная температура за фронтом ТВ в зависимости от глубины фронта ($n = 3.25$).

Под мгновенным взрывом здесь естественно понимать столь быстрое выделение энергии Q , продолжительность которого намного меньше времени распространения ТВ до поверхности звезд. Значения этого времени

Таблица 1

$n = 3.25$		$n = 1.5$	
x_0	Z_{\min}	x_0	Z_{\min}
0.10	$8.0 \cdot 10^3$	0.05	$9.8 \cdot 10^6$
0.50	$3.0 \cdot 10^4$	0.075	$1.8 \cdot 10^6$
0.75	$1.5 \cdot 10^3$	0.10	$6.0 \cdot 10^5$
1.00	$4.0 \cdot 10^1$	0.20	$4.5 \cdot 10^1$
1.25	$9.2 \cdot 10^{-2}$	0.50	$1.1 \cdot 10^3$
1.50	$1.5 \cdot 10^{-4}$	1.00	$2.8 \cdot 10^1$
2.00	$5.0 \cdot 10^{-9}$	2.00	$1.0 \cdot 10^{-4}$

Таблица 2

$n = 3.25$		$n = 1.5$	
x_0	τ_0	x_0	τ_0
0.10	$2.6 \cdot 10^{-13}$	0.05	$6.5 \cdot 10^{-11}$
0.50	$1.0 \cdot 10^{-6}$	0.075	$7.0 \cdot 10^{-10}$
0.75	$7.0 \cdot 10^{-5}$	0.10	$3.8 \cdot 10^{-9}$
1.00	$5.6 \cdot 10^{-3}$	0.20	$2.3 \cdot 10^{-7}$
1.25	$2.8 \cdot 10^0$	0.50	$7.0 \cdot 10^{-5}$
1.50	$3.7 \cdot 10^3$	1.00	$2.2 \cdot 10^{-2}$
2.00	$3.5 \cdot 10^8$	2.00	$9.2 \cdot 10^3$

в безразмерных единицах z_0 представлены в табл. 2 для тех же вариантов расчетов, которые фигурируют в табл. 1. В случае сравнительно медленного выделения энергии взрыва требуется дополнительное рассмотрение, но качественно ясно, что создаются более благоприятные условия возникновения УВ.

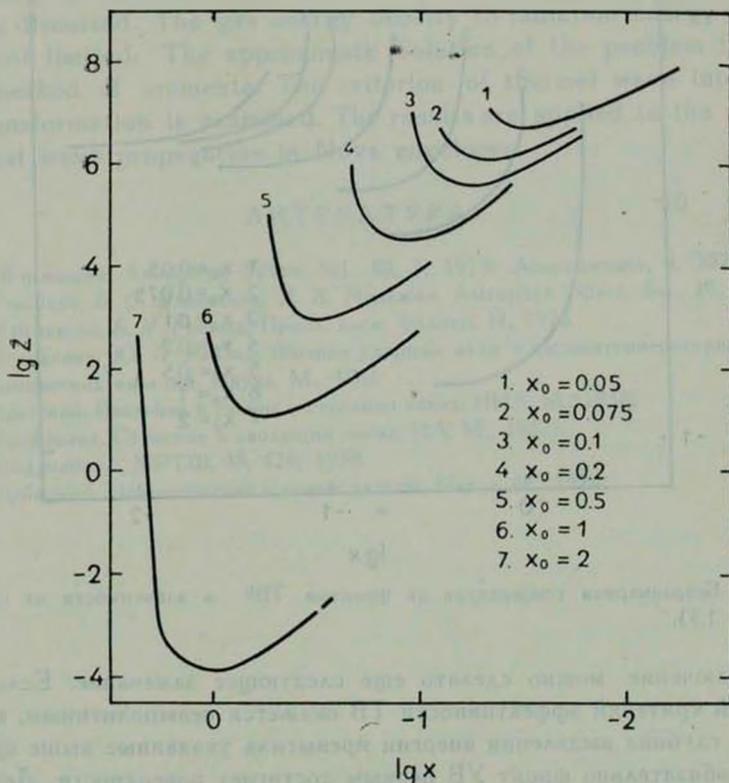


Рис. 4. Безразмерный параметр Z в зависимости от глубины фронта ТВ ($n = 1.5$).

б) Конвективная оболочка. При $n = 1.5$ из (28) и (29) находим, что

$$Z_0 = 2.2 \cdot 10^{-18} R^{1/6} \rho_0^{-1/9} Q^{5/6},$$

$$h_0 = 1.8 \cdot 10^{-9} R^{1/3} \rho_0^{4/9} Q^{1/3} x_0.$$

Используя данные табл. 1, имеем, в частности, при $M = R = 1$ и $Q = 2 \cdot 10^{23}$ эрг/см²: $Z_0 \approx 52$, $x_0 \approx 0.9$, $h_0 \approx 0.1$. Если же $M = 0.14$, $R = 0.3$ ($\rho_0 = 3.2$ г/см³ — типичный красный карлик спектрального класса M6), то $Z_0 \approx 140$, $x_0 \approx 0.8$ и опять-таки $h_0 = 0.1$. Как и следовало ожидать, в лучистой оболочке, где градиент плотности (по абсолютной величине) больше, ТВ выходит на поверхность звезды из более глубоких слоев.

Типичное время движения ТВ через оболочку с наибольшей возможной глубины h_0 составляет всего несколько десятков секунд. Пользуясь данными табл. 2 о временах t_0 , нетрудно оценить механический импульс, переданный ТВ веществу оболочки звезды.

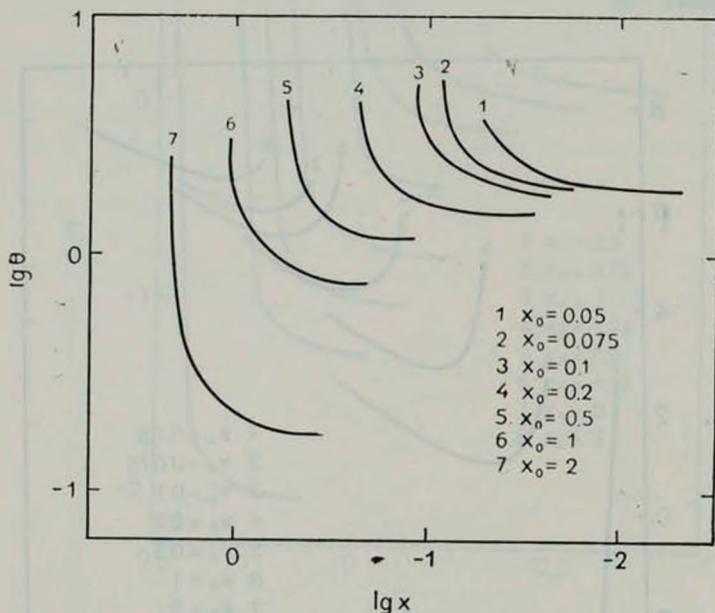


Рис. 5. Безразмерная температура за фронтом ТВ¹⁾ в зависимости от глубины фронта ($n = 1.5$).

В заключение можно сделать еще следующее замечание. Если рассмотренный критерий эффективности ТВ окажется невыполненным, например, когда глубина выделения энергии превысила указанные выше оценки, все же не обязательно фронт УВ первым достигнет поверхности. Действительно, ускорение движения ТВ вблизи поверхности может быть, тем не менее, столь большим, что снова произойдет обгон тепловым фронтом ударного. Количественно ускорение ТВ будет иным, чем дает расчет, но явление ускорения ТВ вблизи поверхности, конечно, сохраняется. Такой сложный случай распространения ТВ уже требует совместного решения уравнений гидродинамики вместе с уравнением теплопроводности. Таким образом, указанное выше условие эффективности ТВ (26) нужно рассматривать в качестве достаточного критерия.

ON THE MOTION OF THERMAL WAVES IN POLYTROPIC ENVELOPES OF STARS

V. S. IMSHENIK, I. A. KLIMISHIN, I. V. OTROSHENKO

The one-dimensional, nonlinear problem of strong thermal wave propagation in nonuniform medium with polytropic law density distribution is discussed. The gas energy density to radiation energy density ratio is not limited. The approximate solution of the problem is found by the method of momenta. The criterion of thermal wave into shock wave transformation is examined. The results are applied to the analysis of thermal wave propagation in Nova envelopes.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. А. Климишин, *Astrophys. Space. Sci.*, **22**, 3, 1973; *Астрофизика*, **9**, 307, 1973.
2. Э. К. Грасберг, В. С. Имшенник, Д. К. Надёжин, *Astrophys. Space. Sci.*, **10**, 3, 1971.
3. И. А. Климишин, Б. И. Гнатык, *Пробл. косм. физики*, **11**, 1976.
4. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, М., 1966.
5. С. Чандраскар, *Введение в учение о строении звезд*, ИИЛ, М., 1950.
6. М. Шварцшильд, *Строение и эволюция звезд*, ИЛ, М., 1961.
7. Э. И. Андрианкин, *ЖЭТФ*, **35**, 428, 1958.
8. В. Г. Горбачук, *Новоподобные и новые звезды*, Наука, М., 1974.