

УДК: 524.52—86

ТОНКАЯ СТРУКТУРА ЭМИССИОННЫХ ВОЛОКОН
В ПЕТЛЕ ЛЕБЕДЯ

А. Г. КРИЦУК

Поступила 14 октября 1985

Принята к печати 15 апреля 1986

Рассмотрена возможность формирования тонкой структуры эмиссионных волокон в туманности Петля Лебедя в результате развития акустической моды тепловой неустойчивости. Численное решение нелинейной задачи показало, что рост малых адиабатических возмущений может приводить к образованию ударных волн, если высвечивание сопровождается сжатием газа. Именно такие условия реализуются за фронтом взрывной ударной волны, распространяющейся по неоднородному межзвездному газу от вспышки сверхновой.

1. *Введение.* Успехи последних лет, достигнутые в понимании физики межзвездной среды, вызвали появление новых моделей эволюции остатков сверхновых и распространения ударных волн в межзвездном газе. Ближайший ($d \approx 770$ пк) и наиболее подробно изученный остаток вспышки сверхновой, находящийся, по-видимому, в конце адиабатической стадии эволюции, — туманность Петля Лебедя.

Известно, что свечение эмиссионных волокон, наблюдаемых в Петле, обусловлено излучением области за фронтом ударных волн, которые распространяются в межзвездных облаках, захваченных взрывной ударной волной от вспышки сверхновой [1]. Новые наблюдения туманности в радио, оптическом, УФ, рентгеновском диапазонах длин волн позволяют уточнить характеристики и механизмы возникновения ударных волн и тем самым определить характер эволюции остатка на адиабатической стадии.

Спектральные наблюдения эмиссионных волокон восточной части туманности, выполненные с разрешением $3''$ (0.01 пк), позволили классифицировать детали их тонкой структуры [2]. Спектры деталей I типа характеризуются низким отношением интенсивности линий $I([\text{O III}])/I(\text{H}\beta)$, что хорошо согласуется с предсказаниями моделей излучения стационарных ударных волн. Детали II типа видны лишь в «горячих» линиях $[\text{O III}]$, что обусловлено неполным развитием области рекомбинации за фронтом

волны — следствием нестационарности течения (характерное время рекомбинации больше времени изменения параметров течения). Детали II типа имеют более сложную структуру и расположены ближе к лидирующей границе волокна. На расстояниях $20'' \div 40''$ от внешней границы волокна наблюдается плавный переход от ярких в [O III] деталей (II тип, нестационарные ударные волны) к деталям, видимым в H_α (I тип, стационарные ударные волны). Анализ спектров указывает также на различия в скоростях распространения ударных волн: деталям II типа соответствуют скорости $v_{sh} \simeq 120$ км/с, I типа — $v_{sh} \simeq 70$ км/с (плотность среды перед фронтом здесь предполагалась равной $4 + 12 \text{ см}^{-3}$) [2].

Выводы о нестационарности первоначально следовали из наблюдений, выполненных с меньшим разрешением, и выражались в избытке наблюдаемого отношения интенсивностей линий $I([\text{O III}])/I(H_\beta)|_{obs} \lesssim 40$ по сравнению с предсказаниями моделей структуры стационарных ударных волн $I([\text{O III}])/I(H_\beta)|_{th} < 6$ [1]. В качестве причин нестационарности рассматривались:

- 1) Развитие тепловой неустойчивости за фронтом ударной волны [3].
- 2) Недавнее столкновение взрывной ударной волны с облаком межзвездного газа [4].
- 3) Завершение адиабатической стадии эволюции остатка и переход к радиативной стадии [4].

- 4) Колебательная неустойчивость ударных волн с высвечиванием [5].

При интерпретации наблюдений [2, 6] в рамках механизмов 2) и 3) различия в морфологии остатка при наблюдениях в разных спектральных линиях объяснялись существованием на пути взрывной волны облачков с размерами $\leq 10^{16}$ см, каждое из которых представляет определенную часть зоны рекомбинации и охлаждения. Облака, находящиеся на разных расстояниях от ударного фронта и, следовательно, в разных стадиях рекомбинации и охлаждения, дают наблюдаемый составной спектр [6]. Однако такая интерпретация сталкивается с целым рядом трудностей. В частности, присутствие облачков столь малых размеров плохо согласуется с другими наблюдениями [2].

Подобных трудностей можно было бы избежать, связывая существование совокупности ударных фронтов с плавно меняющимися свойствами с тепловой неустойчивостью. При этом следует рассматривать не конденсационную, как в [3], а волновую моду неустойчивости, соответствующую усилению звуковых волн [7, 8]. При этом естественное объяснение получает существование совокупности стационарных и нестационарных ударных волн за фронтом взрывной волны, форма и ориентация деталей тон-

кой структуры волокон остатка. В разделах 2—5 описывается механизм нелинейного усиления звуковых возмущений в результате неустойчивости. Обсуждение полученных результатов приведено в разделе 6.

2. *Механизм неустойчивости.* Волновая мода тепловой неустойчивости: однородной среды с источниками и стоками тепла проявляется в случае коротковолновых возмущений, если выполнено неравенство [9—12]

$$\left(\frac{\partial L}{\partial T}\right)_s < \frac{L}{T} + \frac{\gamma}{(\gamma - 1)^2} \frac{R}{\mu} \left(4 \frac{d \ln p}{dt} - \frac{1}{2} \frac{d \ln T}{dt} \right). \quad (1)$$

Здесь L — функция теплопотери, γ — отношение удельных теплоемкостей, R — газовая постоянная, μ — средний молекулярный вес; производная в левой части берется при постоянной энтропии. При почти адиабатических колебаниях в звуковой волне на протяжении фазы сжатия создаются более благоприятные условия для нагрева газа, что приводит к увеличению энергии, переносимой волной. Из неравенства (1) следует, что охлаждение и сжатие среды способствуют развитию неустойчивости. Колебания с волновыми числами больше критического значения.

$$k_{cr} = \left\{ \frac{p}{k} \left[Q - \left(\frac{\partial L}{\partial T} \right)_s \right] \right\}^{1/2}, \quad (2)$$

где k — коэффициент теплопроводности, Q — правая часть (1), стабилизируются теплопроводностью.

Линейный критерий (1) указывает на принципиальную возможность роста малых адиабатических возмущений, соответствующих звуковым волнам, на нестационарном фоне. Вообще говоря, чтобы выяснить динамику развития неустойчивости, необходимо исследовать полную нелинейную задачу. В рассмотренном ниже частном случае представляется возможность изучить эволюцию нелинейных возмущений, что даст информацию о новом равновесном состоянии, в которое переходит система в результате стабилизации начального возмущения в нелинейном режиме.

3. *Волновое уравнение.* Рассмотрим систему уравнений газодинамики

$$\begin{aligned} \frac{Dp}{Dt} + p(\nabla u) &= 0, \\ \frac{Du}{Dt} + \frac{1}{\rho} \nabla p &= 0, \\ \frac{1}{\gamma - 1} \frac{Dp}{Dt} - \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} + \rho L - (\nabla q_k) &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

описывающих течения в среде с объемными стоками энергии при учете

теплопроводности ($q_k = -k\nabla T$ — поток энергии, определяемый теплопроводностью). Введем следующие ограничения:

1) Будем считать, что невозмущенное состояние однородно (давление, плотность и скорость не зависят от координат);

2) адиабатические начальные возмущения имеют вид плоских волн;

3) волновые числа возмущения k много меньше критического k_{cr} ;

4) функция теплотери L задана в форме $L (= \rho \Lambda T)$, причем зависимость $\Lambda(T)$ степенная: $\Lambda = \Lambda_0 (T/T_0)^N$ и показатель N считается постоянным в достаточно широких интервалах температур. В условиях межзвездного газа [13]

$$N = \begin{cases} 0.4, & 10^3 \text{ K} < T \leq 10^4 \text{ K}, \\ 0.55, & 10^4 \text{ K} < T \leq 10^5 \text{ K}, \\ -0.6, & 10^5 \text{ K} < T \leq 4 \cdot 10^7 \text{ K}, \\ 0.5, & T > 4 \cdot 10^7 \text{ K}. \end{cases}$$

Условие 2) позволяет решать одномерную плоскую задачу и выделить в решении линеаризованных уравнений (3) члены, соответствующие только волновым модам неустойчивости (см. [8]). Это, однако, приводит к потере эффектов, связанных с дополнительными степенями свободы и взаимодействием мод в нелинейном режиме. Ограничение 4) дает возможность полностью описать свойства среды двумя безразмерными параметрами γ и N . Постоянство показателя N в широких интервалах температуры позволяет рассматривать нелинейные возмущения температуры, полагая $N \equiv \text{const}$.

Перейдем в (3) к безразмерным переменным, полагая

$$\bar{t}_c \equiv \frac{\bar{c}_N^2}{L} = 1, \quad \bar{c}_N = 1, \quad \bar{\rho} = 1, \quad \text{при } t = 0. \quad (5)$$

Здесь t_c — время охлаждения, c_N — изотермическая скорость звука, черта указывает невозмущенное состояние. Уравнение энергии с учетом введенных выше ограничений принимает вид

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{Dp}{Dt} - \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} + \rho^{2-N} p^N = 0 \quad (6)$$

и при условии

$$N = \frac{\gamma - 2}{\gamma - 1} \quad (7)$$

может быть проинтегрировано:

$$p = (1 - t)^{\gamma-1} \rho^\gamma. \quad (8)$$

При выполнении условий 1), 2), (7) энтропия s зависит только от времени:

$$s = \ln(1 - t), \quad (9)$$

что позволяет полностью исключить влияние конденсационной моды в нелинейном режиме, поскольку развитие конденсаций связано с возмущениями энтропии. При $t \rightarrow 1$ энтропия неограниченно убывает (следствие незамкнутости термодинамической системы) и может иметь место также неограниченный рост плотности, если среда сжимается, или обращение температуры в 0 при охлаждении. В дальнейшем ограничимся исследованием задачи на промежутке $t \in [0, 1)$.

Переходя в (3) к лагранжевой переменной $dq = \rho dx$, используя (6), (8), получим квазилинейное, гиперболическое при $\gamma > 0$ уравнение для удельного объема $V \equiv 1/\rho$:

$$V_{tt} - \gamma(1 - t)^{\gamma-1} (V^{-\gamma-1} V_q)_q = 0, \quad (10)$$

которое совместно с (7), (8) описывает волны, распространяющиеся в среде с однородной энтропией. Однородные решения (10), удовлетворяющие (5), — линейные функции времени: $V(t) = 1 - at$. В случае охлаждения при постоянной плотности $a = 0$, $V = 1$; при изотермическом сжатии $a = 1$, $T = 1$.

4. *Линейные волны в охлаждающейся среде.* Рассмотрим устойчивость статического решения волнового уравнения (10) $\bar{V} \equiv 1$ в линейном приближении. Температура невозмущенного газа меняется по закону $T = (1 - t)^{\gamma-1}$ и обращается в 0 за время охлаждения \bar{t}_c .

Найдем решения (10), соответствующие стоячим волнам,

$$V = 1 + \varepsilon v(t) e^{ikx}, \quad 0 \leq t < 1, \quad (11)$$

где $\varepsilon \ll 1$ определяет амплитуду начального возмущения. Начальные условия: $v = 0$, $v_t = 0$ при $t = 0$. Линейное уравнение для «временной» части возмущения

$$\ddot{v} + \gamma k^2 (1 - t)^{\gamma-1} v = 0 \quad (12)$$

не имеет особых точек на промежутке $t \in [0, 1]$. Общее решение (12)

$$v = \sqrt{1 - t} Z_{\frac{1}{\gamma-1}}(\omega t) \quad (13)$$

выражается через линейную комбинацию функций Бесселя $Z = c_1 J_\gamma + c_2 Y_\gamma$, и описывает колебания с частотой

$$\omega(t) = \frac{2k\sqrt{\gamma}}{\gamma + 1} (1-t)^{\frac{\gamma+1}{2}} / t \quad (14)$$

и амплитудой \hat{u} , меняющейся при больших значениях $y \equiv k(1-t)^{\frac{\gamma+1}{2}}$ по закону

$$\hat{u} = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\pi k \sqrt{\gamma}}} (1-t)^{\frac{1-\gamma}{4}} + O(1/y). \quad (15)$$

Условие роста амплитуды коротких ($k_{cr} \gg k > 1$) волн при $t \rightarrow 1$ следует из (15). Оно имеет вид $\gamma > 1$ и эквивалентно критерию неустойчивости волновой моды в коротковолновом пределе (1). Соотношение (15), однако, не дает информации о поведении амплитуды колебаний при $t \rightarrow 1$.

Из ограниченности решения (13) для амплитуды возмущений следует устойчивость однородного статического решения $\bar{V} \equiv 1$ волнового уравнения (10) в смысле Ляпунова. Малые возмущения остаются малыми при $t \rightarrow 1$, их стабилизация на нелинейной стадии связана с существенным замедлением всех дозвуковых течений в охлаждающейся среде.

Наиболее важным нелинейным эффектом в этой задаче является «опрокидывание» волн и образование разрывов зависимых переменных. При этом нарушается предположение об однородности энтропии, энергия волны диссипирует в тепло. Время образования разрывов t_{sh} в случае стоячих волн является функцией амплитуды ε и волнового числа k начального возмущения. При $\varepsilon k \gg 1$ время t_{sh} близко к времени «опрокидывания» адиабатических акустических волн $t_{sh} = (\varepsilon k)^{-1}$ [14], при меньших εk сказывается охлаждение и $t_{sh} \geq \dot{t}_{sh}$. Эффекты вязкой диссипации, связанные с возникновением разрывов, запрещают существование волн конечной амплитуды в охлаждающейся среде. Неустойчивость волновой моды при этом не проявляется, поскольку для наиболее быстро растущих коротковолновых возмущений время «опрокидывания» $t_{sh} \ll t_c$. Линейный критерий (1) является лишь необходимым условием устойчивости.

5. *Нелинейные волны в сжимающейся среде.* Рассмотрим устойчивость решения волнового уравнения (10) стационарного по температуре $\bar{V} = 1 - t$. В этом случае плотность меняется по закону $\rho = 1/(1-t)$ и в задаче появляется особенность при $t = 1$.

Для дальнейшего удобно перейти в (10) к новой функции $\theta \equiv V/(1-t) = T^{\frac{1}{1-\gamma}}$ и ввести время $\tau = -\ln(1-t)$. Теперь (10) принимает вид

$$\theta_{\tau\tau} - \theta_{\tau} - \gamma(\theta^{\gamma-1}\theta_q)_q = 0. \quad (16)$$

Будем искать решения (16) в виде

$$\theta = 1 + \epsilon \vartheta(q, \tau), \quad \tau \in [0, \infty). \quad (17)$$

Уравнение для ϑ

$$\vartheta_{\tau\tau} - \vartheta_{\tau} - \gamma \vartheta_{qq} = 0 \quad (18)$$

допускает периодические решения вида

$$\vartheta = ce^{\tau/2} \cos(kq - \omega\tau), \quad (19)$$

где волновое число k (q — лагранжева координата) связано с частотой ω дисперсионным соотношением

$$\omega^2 = \gamma k^2 - 1/4. \quad (20)$$

В длинноволновом пределе (при $k \rightarrow 0$)

$$\vartheta \propto e^{\tau}. \quad (21)$$

Очевидно решение $\bar{V} = 1-t$ неустойчиво при всех k .

Заметим, что волны, описываемые соотношениями (19), (20), существенно отличаются от линейных волн, рассмотренных в предыдущем разделе, поскольку имеет место дисперсия: $\omega''(k) \neq 0$. Это обстоятельство дает основания полагать, что «опрокидывание» будет не столь быстрым, как в случае, рассмотренном выше (см., например, [14]).

Уравнение, подобное (18), с точностью до замены пространственных переменных на временные описывает эволюцию линейных возмущений скорости w при распространении акустических волн в неоднородной изотермической атмосфере:

$$w_{tt} + \gamma g w_y - \gamma c_N^2 w_{yy} = 0, \quad (22)$$

g — ускорение свободного падения (см., например, [14]). В этом смысле эффекты нестационарности и неоднородности подобны друг другу.

Численное решение нелинейной задачи о стоячих волнах

$$\begin{aligned} \theta(q, 0) &= 1 + \epsilon \cos kq, \\ \theta_{\tau}(q, 0) &= 0, \\ \theta_q(0, \tau) &= \theta_q(\pi, \tau) = 0 \end{aligned} \quad (23)$$

для уравнения (16) позволяет исследовать эволюцию возмущений в нелинейном режиме (см. рис. 1, 2). При $0 \leq \tau < 5$, пока амплитуда возмущений остается малой ($|\partial\theta/\theta| \leq 0.1$), линейное решение удовлетворительно описывает развитие возмущений. При $\tau \simeq 7$ ($|\partial\theta/\theta| \simeq 0.5$) колебательный режим, предсказываемый линейной теорией, сменяется монотонным

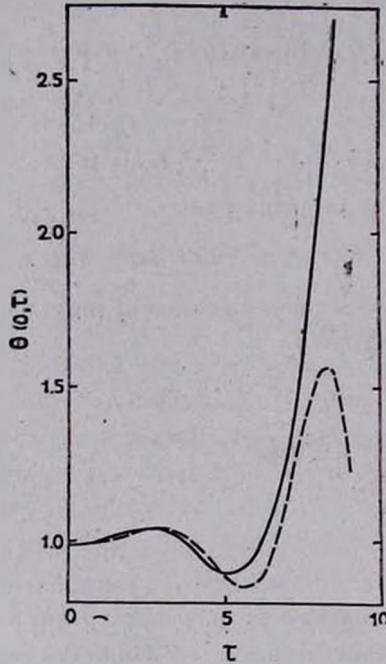


Рис. 1. Зависимость $\theta(0, \tau)$. Сплошная линия — решение нелинейной задачи (16), (23). Пунктир — решение в линейном приближении (17). $\gamma = 5/3$, $\varepsilon = -0.01$, $k = 1$.

охлаждением разреженных областей и быстрым ростом амплитуды возмущений, что приводит в дальнейшем к образованию ударных волн умеренной интенсивности $(p_2 - p_1)/p_1 \simeq 5$, или более сильных ударных волн, в зависимости от длины волны и амплитуды начального возмущения. Время выхода в нелинейный режим и плотность, при которой становятся важными нелинейные эффекты, зависят от начальной амплитуды возмущений ε .

6. *Обсуждение.* Результаты предыдущего раздела могут применяться к разнообразным астрофизическим ситуациям, когда имеет место быстрое сжатие газовых масс. В условиях межзвездного газа значение отношения

удельных теплоемкостей γ близко к $5/3$. Если интенсивность высвечивания растет с увеличением температуры по степенному закону с показателем $N = (\gamma - 2)/(\gamma - 1)$, интервалу значений $7/5 \leq \gamma \leq 5/3$ соответствует интервал значений показателя N , определяющего закон охлаждения, $-1.5 \leq N \leq -0.5$. Поэтому можно полагать, что уравнения (8), (10), (16) приближенно описывают распространение волн в газе с учетом потерь энергии на излучение при температурах $10^5 \div 10^7$ К.

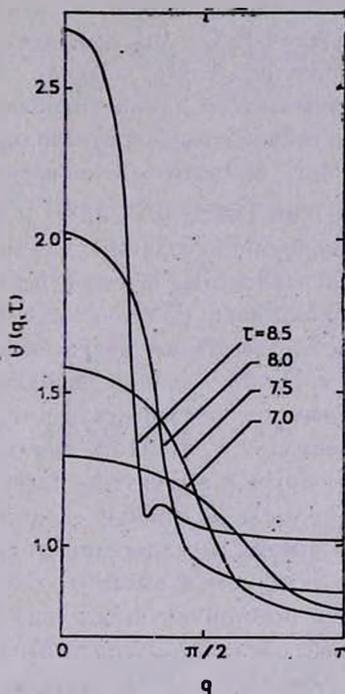


Рис. 2. Изменение профиля нелинейной волны, описываемой уравнениями (16), (23), со временем. $\gamma = 5/3$, $\varepsilon = -0.01$, $k = 1$.

В указанном интервале температур время охлаждения

$$t_c \approx 0.7 \cdot 10^3 T_5^{1.6} n^{-1} \text{ лет}; \tag{24}$$

характерный масштаб определяется длиной волны

$$\lambda_p \approx 2\pi c_N t_c \approx 2.1 \cdot 10^{18} T_5^{2.1} n^{-1} \text{ см}; \tag{25}$$

теплопроводность стабилизирует возмущения с длиной волны, меньшей критического значения

$$\lambda_{cr} \approx 10^{15} T_5^{1.55} n^{-1} \text{ см} \tag{26}$$

($T_5 = T/10^5$ К).

Межзвездный газ, охлаждающийся вследствие излучения при температурах $10^5 \div 10^7$ К, устойчив по отношению к возмущениям волновой моды, если нет сжатия. Если же газ сжимается, неустойчивость может привести к образованию ударных волн значительной интенсивности, что должно существенно изменить характер течения в целом. Именно такие условия реализуются за фронтом взрывной волны, распространяющейся от вспышки сверхновой в межзвездной среде. В расчетах образования тонкой оболочки в остатках сверхновых, проведенных Фалле [15, 16] методом характеристик, наблюдалось возникновение вторичных ударных волн в масштабе всей тонкой оболочки (~ 0.1 пк), пока температура газа за фронтом не становилась ниже 10^5 К. Это явление находит естественное объяснение в рамках неустойчивости длинноволновых возмущений волновой моды (см. (25)). Неустойчивость коротковолновых адиабатических возмущений давления может приводить к появлению ударных волн и в меньших масштабах ~ 0.01 пк ($\lambda_{cr} \simeq 10^{-3}$ пк). Такие волны, однако, трудно воспроизвести численными методами. Если в расчетах формирования оболочек используются разностные схемы с искусственной вязкостью, эффекты образования ударных волн при температурах на фронте взрывной волны $\sim 10^5$ К полностью выпадают из рассмотрения [16].

Наблюдения волокон в Петле Лебеда, выполненные авторами [2] с высоким разрешением, указывают на существование эмиссионных деталей, расположенных на расстояниях $\sim 6''$ (0.01 пк при расстоянии до туманности, равном 770 пк) друг от друга и вытянутых преимущественно в направлении, перпендикулярном нормали к фронту взрывной волны. Детали II типа (см. рис. 1), по-видимому, представляют собой нестационарные ударные волны, распространяющиеся в области за фронтом взрывной волны, где охлаждающийся газ неустойчив вследствие сжатия. Детали I типа — стационарные ударные волны, распространяющиеся в области за фронтом, где отсутствует сжатие. Толщина области сжатия ~ 0.1 пк [17, 18] хорошо согласуется с расстоянием, на котором детали I типа сменяют волокна, яркие в линиях [O III]. Ориентация волокон определяется направлением сжатия газа за фронтом. Различия скоростей распространения ударных волн, отмеченные в [2], можно интерпретировать как отличия в степени усиления начальных возмущений в области неустойчивости или отличия в амплитуде возмущений перед фронтом взрывной волны.

Таким образом, механизм нелинейного усиления звуковых волн в области за фронтом взрывной волны, распространяющейся от вспышки сверхновой, позволяет естественным образом объяснить совокупность имеющихся сегодня данных оптических наблюдений.

Эмиссионные спектры волокон, наблюдаемых в аккреционных течениях в окрестностях центральных cD-галактик скоплений, похожи на наблюдаемые в Петле Лебеда [19] и, возможно, имеют ту же природу. Не-

устойчивость рассмотренного вида может оказаться существенной также для понимания природы областей формирования широких линий в активных ядрах галактик. Протекающие там бурные процессы указывают на предпочтительное образование ударных волн в результате тепловой неустойчивости.

Ленинградский государственный
университет

THIN STRUCTURE OF EMISSION FILAMENTS IN THE CYGNUS LOOP

A. G. KRITSUK

The acoustic mode of thermal instability is considered as a possible mechanism of thin structure formation in bright filaments of the Cygnus Loop. Nonlinear calculations show that the growth of small adiabatic disturbances results in shock wave formation under the condition of sufficiently large gas compression. Such a situation can be realized behind the front of supernova blast wave.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. C. Raymond, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 22, 75, 1984.
2. J. J. Hester, R. A. R. Parker, R. J. Dufour, *Astrophys. J.*, 273, 219, 1983.
3. R. McCray, R. F. Stein, M. Kafatos, *Astrophys. J.*, 196, 565, 1975.
4. J. C. Raymond, J. H. Black, A. K. Dupree, L. Hartmann, R. S. Wolf, *Astrophys. J.*, 238, 881, 1980.
5. R. A. Chevalier, J. N. Imamura, *Astrophys. J.*, 261, 543, 1982.
6. R. A. Fesen, W. P. Blair, R. P. Kirshner, *Astrophys. J.*, 262, 171, 1982.
7. G. B. Field, *Astrophys. J.*, 142, 531, 1965.
8. А. Г. Крицук, Деп. ВИНТИ, 19. 10. 84 № 6298—84.
9. J. H. Hunter Jr., *Astrophys. J.*, 161, 451, 1970.
10. J. H. Hunter Jr., *Astrophys. J.*, 166, 453, 1971.
11. Ю. А. Шекинов, *Астрон. ж.*, 55, 311, 1978.
12. Ю. А. Шекинов, *Астрофизика*, 15, 374, 1979.
13. C. F. McKee, L. L. Cowie, *Astrophys. J.*, 215, 213, 1977.
14. Дж. Уилем, *Линейные и нелинейные волны*, Мир, М., 1977.
15. S. A. E. G. Falle, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 172, 55, 1975.
16. S. A. E. G. Falle, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 195, 1011, 1981.
17. S. L. Mufson, *Astrophys. J.*, 193, 561, 1974.
18. S. L. Mufson, *Astrophys. J.*, 202, 372, 1975.
19. H. C. Ford, H. Butcher, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 41, 147, 1979.