

УДК: 52—468

ГОФРИРОВОЧНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СИЛЬНОЙ ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ МЕДЛЕННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ. II. ПРИБЛИЖЕННОЕ АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

М. А. ЭДЕЛЬМАН

Поступила 11 ноября 1988

Принята к печати 15 января 1989

Показано, что сильная медленная параллельная ударная волна как в адиабатическом случае, так и для изотермического газа с произвольной температурой за фронтом, подвержена гофрировочной неустойчивости. Неустойчивость является аперiodической и ее инкремент растет линейно с ростом волнового числа возмущения вдоль фронта, вплоть до масштабов порядка длины свободного пробега частиц. Медленная ударная волна не может генерировать альфвеновских волн. Гофрировочная неустойчивость может быть привлечена к объяснению шума, наблюдаемого при аккреции на компактные объекты.

1. *Введение.* Устойчивость медленной ударной волны (УВ) относительно возмущений поверхности фронта исследовалась в работе [1]. Задача решалась численно для случая плоской УВ с числом Маха перед фронтом $M_0 = v_0/c_0 = 2$ при $\bar{B}_0 = v_{A0}/v_0 \leq 4.5$ (v_0 — скорость натекания газа на фронт, c_0 — скорость звука перед фронтом, v_{A0} — альфвеновская скорость перед фронтом); полагалось $\gamma = 5/3$. Было установлено, что медленная УВ является неустойчивой, а инкремент быстро падает с ростом магнитного поля, причем высказано предположение об устойчивости УВ в сильных магнитных полях.

Возврат к проблеме устойчивости магнитогидродинамических УВ в настоящее время связан с развитием моделей излучающих областей рентгеновских двойных систем [2, 3] и наличием большого количества наблюдательных данных [4, 5]. Сильные магнитные поля ($\bar{B}_0 \gtrsim 10$) и большие числа Маха ($M_0 \gg 1$) в промежуточных полях, полях и рентгеновских источниках, у которых наблюдаются квази-периодические осцилляции (КПО), не позволяют воспользоваться готовыми результатами работы [1]. Автору также важно было подтвердить коротковолновую (длина волны λ_2 много меньше характерного масштаба охлаждения L) асимптотику численного решения для случая радиативных УВ, полученную в первой ча-

сти настоящей работы [6]. Для большей общности, а также имея в виду возможность применения результатов к УВ в межзвездной среде, ниже рассматриваются как адиабатические УВ с произвольным γ , так и изотермические сильные медленные параллельные УВ.

2. Основные уравнения. Невозмущенное решение — плоская стационарная УВ, в которой по обе стороны от поверхности разрыва течение является одномерным и направлено вдоль силовых линий магнитного поля, нормального фронту УВ. Давление (p), плотность (ρ) скорость (v) и магнитное поле (B) по обе стороны от поверхности фронта не зависит от координат (x -координата вдоль направления невозмущенного течения, остальные координаты ортогональны ему; на фронте $x = 0$) и времени (t). Предполагается, что перед фронтом газ адиабатический с показателем адиабаты γ , а за фронтом — либо адиабатический с тем же γ , либо изотермический с температурой $T \leq 2 \frac{\mu}{R} \frac{\gamma-1}{(\gamma+1)^2} v_0^2$. Значения величин, характеризующих состояние газа, связаны на поверхности разрыва соотношениями:

$$\rho_1 = \frac{\rho_0 v_0^2}{1 + \alpha_1}, \quad v_1 = \frac{\alpha_1}{1 + \alpha_1} v_0, \quad B_1 = B_0; \quad (1)$$

в изотермическом случае

$$\rho_1 = \frac{p_1}{c_1^2}, \quad c^2 = \frac{R}{\mu} T, \quad \alpha = M^2 = \frac{v^2}{c^2}; \quad (2)$$

в адиабатическом случае

$$\rho_1 = \frac{\alpha_1 + 1}{\alpha_1} \rho_0, \quad c^2 = \frac{2\gamma(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} v_0^2, \quad \alpha = \gamma M^2 = \frac{\gamma-1}{2}. \quad (3)$$

Здесь и ниже, если нет специальных оговорок, индексы 0 и 1 относятся к газу перед и за фронтом соответственно.

Система уравнений, описывающих малые возмущения, отличается от системы (8)—(16) из [6] отсутствием производных невозмущенных величин, равенством нулю функции охлаждения $\Lambda(T)$ и произвольностью γ в уравнении баланса энергии (13) (в изотермическом случае оно заменяется условием постоянства температуры). Если f — возмущаемая величина, а

δf — ее возмущение, то вводим безразмерные переменные $\bar{f} = \delta f / (f k_x \gamma_0)$, и ищем решение в виде $\bar{f} = \bar{f} e^{i(\omega t + k_x x + k_y y)}$ (γ_0 — амплитуда возмущений фронта). Вводим также безразмерные величины

$$\bar{B}^2 = \frac{B_0^2}{4 \pi \rho v^2}, \quad \bar{\Omega} = \frac{\omega}{k_z v} \quad \text{и} \quad \bar{l} = \frac{k_x}{k_z}. \quad (4)$$

Исследуя возмущения, генерируемые искажениями формы фронта УВ, мы ищем лишь решения, убывающие перед фронтом на $-\infty$ и за фронтом на $+\infty$. Задача, как и в [6], распадается на две: первая — генерация разрывом альфвеновских волн; вторая — устойчивость фронта и генерация энтропийной и магнитозвуковых волн.

В альфвеновских волнах

$$\tilde{v}_{y1} = -\bar{B}_1 \tilde{B}_{y1} \quad \text{и} \quad \tilde{v}_{y0} = \bar{B}_0 \tilde{B}_{y0} \quad (5)$$

(ось y перпендикулярна направлению распространения волны).

Оставшаяся система дает энтропийную волну с $\tilde{p} = 0$ и $\tilde{p} = -\tilde{T}$ и магнитозвуковые волны:

$$\left\{ \begin{aligned} (\bar{\Omega} + \bar{l}) \tilde{p} + \frac{\alpha}{M^2} (\bar{l} \tilde{v}_x + \tilde{v}_x) &= 0; \\ (\bar{\Omega} + \bar{l}) \tilde{v}_x &= \bar{B}^2 (\bar{l} \tilde{B}_x - \tilde{B}_x) - \frac{1}{\alpha} \tilde{p}; \\ (\bar{\Omega} + \bar{l}) \tilde{v}_x &= -\frac{\bar{l}}{\alpha} \tilde{p}; \\ (\bar{\Omega} + \bar{l}) \tilde{B}_x &= \frac{\alpha}{\bar{l}} \tilde{v}_x; \\ \bar{\Omega} \tilde{B}_x &= \tilde{B}_x - \tilde{v}_x, \end{aligned} \right. \quad (6)$$

дисперсионное уравнение для которых имеет вид:

$$(M^{-2} - 1)(1 - \nu) \bar{l}^4 - 2\bar{\Omega}[(M^{-2} - 2)\nu + 1] \bar{l}^3 + \{M^{-2} - 1 - \nu M^{-2} - \bar{\Omega}^2[1 + \nu(M^{-2} - 6)]\} \bar{l}^2 + [4\bar{\Omega}^3 \nu - 2\bar{\Omega}(1 + \nu M^{-2})] \bar{l} + \bar{\Omega}^4 \nu - \bar{\Omega}^2(1 - \nu M^{-2}) = 0, \quad (7)$$

где $\nu = \bar{B}^{-2}$. Это уравнение в медленной УВ ($\nu_0 < 1$) должно иметь одно решение перед фронтом (l_0) и два решения за фронтом (l_1 и l_2), удовлетворяющие условиям на бесконечности. Решение системы (6) имеет вид:

$$\left\{ \begin{aligned} \bar{v}_s &= -\frac{M^{-2}\bar{l}}{\bar{l}^2 M^{-2} - (\bar{\Omega} + \bar{l})^2} \bar{v}_s, \\ \bar{B}_s &= \frac{\bar{l}}{\bar{l} + \bar{\Omega}} \bar{v}_s, \\ \bar{B}_r &= -\frac{1}{\bar{l} + \bar{\Omega}} \bar{v}_s, \\ \bar{p} &= \frac{M^{-2}\alpha(\bar{\Omega} + \bar{l})}{\bar{l}^2 M^{-2} - (\bar{\Omega} + \bar{l})^2} \bar{v}_s. \end{aligned} \right. \quad (8)$$

3. *Граничные условия.* Возмущения поверхности фронта задаем в виде $\eta = \eta_0 e^{i(\omega t + k_s x)}$. Граничные условия имеют вид [7]:

$$\left\{ \begin{aligned} [\rho \delta v_n + v_n \delta \rho] &= 0; \\ [\delta p + 2\rho \delta v_n + v_n^2 \delta \rho] &= 0; \\ \left[\rho v_n \delta \vec{v}_t - \frac{1}{4\pi} B_n \delta \vec{B}_t \right] &= 0; \\ [v_n \delta \vec{B}_t - B_n \delta \vec{v}_t] &= 0; \\ [B_n] &= 0, \end{aligned} \right. \quad (9)$$

где квадратными скобками обозначены разности соответствующих величин по обе стороны от поверхности разрыва. Следуя методике, описанной в [8], можно получить граничные условия в введенных нами переменных:

$$\bar{v}_{s1} = \frac{1}{\alpha_1 (M_1^{-2} - 1)} i \bar{\Omega}_1; \quad (10)$$

$$\bar{p}_1 = \bar{p}_0 - \frac{\alpha_1}{1 + \alpha_1} \frac{M_1^{-2} + \alpha_1^{-1}}{M_1^{-2} - 1} i \bar{\Omega}_1; \quad (11)$$

$$\frac{\alpha_1}{1 + \alpha_1} \bar{v}_{s1} - \bar{B}_0^2 \bar{B}_{s1} = \bar{v}_{s0} - \bar{B}_0^2 \bar{B}_{s0} + \frac{i}{1 + \alpha_1}; \quad (12)$$

$$\frac{\alpha_1}{1 + \alpha_1} (\bar{v}_{s1} - \bar{B}_{s1}) = \bar{v}_{s0} - \bar{B}_{s0}. \quad (13)$$

Здесь уже учтено, что в сильной УВ из условия $M_0 \gg 1$ следует, согласно (8), $\bar{v}_{s0} \approx 0$. Заметим, что в таком виде граничные условия справедливы как для случая адиабатического, так и для случая изотермического газа за фронтом.

Граничные условия для $\bar{v}_y$ и $\bar{B}_y$ отличаются от (12), (13) отсутствием неоднородного члена. Если в них подставить $\bar{v}_y$ из (5), то условие разрешимости уравнений примет вид $\bar{B}_0 = \bar{B}_1$, что невозможно в медленной УВ. Итак, первый результат состоит в том, что медленная параллельная сильная УВ не может генерировать альфвеновских волн.

Используя (8), уравнения (10)—(13) можно свести к виду:

$$\frac{\bar{\Omega}_1 + \alpha_1 (1 + \alpha_1)^{-1} (1 - M_1^{-2}) l_1}{M_1^{-2} l_1^2 - (\bar{\Omega}_1 + l_1)^2} \bar{v}_1 + \frac{M_1^2 \alpha_1^{-1}}{l_1 + \bar{\Omega}_1} \bar{v}_1 +$$

$$+ \frac{\bar{\Omega}_1 + \alpha_1 (1 + \alpha_1)^{-1} (1 - M_1^{-2}) l_2}{M_1^{-2} l_2^2 - (\bar{\Omega}_1 + l_2)^2} \bar{v}_2 + \frac{M_1^2 \alpha_1^{-1}}{l_2 + \bar{\Omega}_1} \bar{v}_2 = 0; \quad (14)$$

$$\frac{M_1^{-2} l_1}{M_1^{-2} l_1^2 - (\bar{\Omega}_1 + l_1)^2} \bar{v}_1 + \frac{M_1^{-2} l_2}{M_1^{-2} l_2^2 - (\bar{\Omega}_1 + l_2)^2} \bar{v}_2 = - \frac{i \bar{\Omega}_1}{\alpha_1 (M_1^{-2} - 1)}; \quad (15)$$

$$\frac{l_p - l_1}{l_1 + \bar{\Omega}_1} \bar{v}_1 + \frac{l_p - l_2}{l_2 + \bar{\Omega}_1} \bar{v}_2 = \frac{i v_1}{\alpha_1 (1 - v_1)}. \quad (16)$$

Здесь $l_p = [1 - (1 + \alpha_1^{-1}) v_1] (1 - v_1)^{-1} l_0$, а $\bar{v}_1$ и $\bar{v}_2$ — значения $\bar{v}_{y1}$, в двух решениях (8) с $\bar{l}$, разным l_1 и l_2 соответственно.

Уравнения (7), (14)—(16) представляют из себя в замкнутом виде математически сформулированную проблему устойчивости сильных медленных параллельных УВ.

4. Решение. Найти аналитическое решение не представляется возможным. С другой стороны, численное решение, являясь достаточно громоздким, будет ограничено небольшим набором параметров, как это сделано в [1]. Мы воспользуемся тем, что в медленной УВ $v_0 < 1$, а $v_1 < \alpha_1 / (1 + \alpha_1)$. Например, для варианта, исследованного численно в [6] ($\gamma = 5/3$ и $\bar{B}_0 = 2$), значение $v_1 = 1/16$. Это позволяет надеяться, что ограничения на применимость асимптотики решения при $v \rightarrow 0$ к медленным УВ будут незначительны. В сильных магнитных полях у основания аккреционных колонок полярных и нейтронных звезд, где $\bar{B}_0 > 10$ и $v_1 < 1/400$, асимптотические решения заведомо применимы.

Итак, положим $v_0 \ll 1$; тогда $v_1 \ll \alpha_1 < 1$. Воспользуемся результатами численных расчетов [1, 6] и сразу сделаем предположение о малости $\bar{\Omega}_1$ ($|\bar{\Omega}_1| \ll 1$), которое необходимо будет проверить в конце. В уравнениях будем пренебрегать членами порядка v_0 и $\bar{\Omega}$ по сравнению с единицей и v_1 по сравнению с α_1 . Из (7) получаем

$$(M^{-2} - 1) \bar{l}^4 - 2 \bar{\Omega} \bar{l}^3 + (M^{-2} - 1) \bar{l}^2 - 2 \bar{\Omega} \bar{l} - \bar{\Omega}^2 = 0. \quad (17)$$

С указанной точностью решения (17), удовлетворяющие условиям на бесконечности, имеют вид:

$$l_0 = -i, \quad l_p = -i, \quad l_1 = i \quad \text{и} \quad l_2 = -\bar{\Omega}_1 (M_1^{-1} + 1)^{-1}. \quad (18)$$

Как и в [6], мы ищем неустойчивые решения, поэтому при выборе решения, убывающего на бесконечности, полагаем $\text{Im } \bar{\Omega}_1 < 0$.

Система (14)–(16) сводится к виду:

$$\begin{cases} i \left(\frac{\alpha_1}{1 + \alpha_1} - \frac{M_1^2}{\alpha_1} \right) \bar{v}_1 + \frac{(1 + \alpha_1 M_1^{-1})(M_1^{-1} + 1)^2}{(1 + \alpha_1) M_1^{-4} v_1} \bar{\Omega}_1 \bar{v}_2 \approx 0; \\ \frac{i}{M_1^2} \bar{v}_1 + \frac{M_1^2}{v_1} (M_1^{-1} + 1) (M_1^{-2} - 1) \frac{\bar{v}_2}{\bar{\Omega}_1} = i \frac{\bar{\Omega}_1}{\alpha_1}; \\ 2 \bar{v}_1 + (M_1 + 1) i \frac{\bar{v}_2}{\bar{\Omega}_1} = -i \frac{v_1}{\alpha_1} \end{cases} \quad (19)$$

и имеет решение

$$\bar{v}_1 \approx -\frac{i v_1}{2 \alpha_1}, \quad \frac{\bar{v}_2}{\bar{\Omega}_1} \approx \frac{M_1^{-4} \left(\frac{M_1^2}{\alpha_1} - \frac{\alpha_1}{1 + \alpha_1} \right) (1 + \alpha_1)}{2 \alpha_1 \left(1 + \frac{\alpha_1}{M_1} \right) \left(\frac{1}{M_1} + 1 \right)^2} v_1^2, \quad (20)$$

$$\bar{\Omega}_1 = -\frac{i \alpha_1}{2 M_1^2} \frac{1 + M_1^2 \alpha_1^{-1} (M_1^{-1} - 1)}{1 + \alpha_1 M_1^{-1}} v_0. \quad (21)$$

Для адиабатических УВ $\bar{\Omega}_1 = -0.5 i v_0 (M_1^{-1} + \gamma - 1)(1 + \gamma M_1)^{-1} \sim -i v_0$ и $|\bar{\Omega}_1| \ll 1$ эквивалентно исходному $v_0 \ll 1$. В случае изотермического газа за фронтом $\bar{\Omega}_1 = -0.5 i v_0 M_1^{-1} (1 + M_1)^{-1} \sim -0.5 i M_1^{-1} v_0$, то есть результаты применимы при $v_0 \ll 2 M_1$. Так как $\alpha_1 \approx \rho_0 / \rho_1$, то последнее условие можно переписать в виде

$$\bar{B}_0^2 \gg 0.5 \cdot (\rho_1 / \rho_0)^{1/2}. \quad (22)$$

Например, при $\alpha_1^{-1} = 300$ это неравенство дает $\bar{B}_0^2 \gg 9$ и при $\bar{B}_0 = 10$ асимптотика должна быть вполне применима.

Если $\alpha_1 \ll 1$, то возможно найти асимптотику при $v_1 \ll 1$, ослабив ограничения на $\bar{\Omega}_1$ ($|\bar{\Omega}_1| \lesssim 1$) и не предполагая $v_0 \ll 1$. При этом $v_1 \sim \alpha_1 v_0 \ll 1$ и $|\bar{\Omega}_0| \sim \alpha_1 |\bar{\Omega}_1| \ll 1$. Уравнение (7) сводится к виду

$$\bar{l}^4 - 2 \bar{\Omega} (v + \alpha) \bar{l}^3 + \bar{l}^2 - 2 \bar{\Omega} (v + \alpha) \bar{l} - \bar{\Omega}^2 (v + \alpha) = 0. \quad (23)$$

Это уравнение имеет в указанном приближении решения

$$l_0 = -i(1 - v_1 \alpha_1^{-1})^{-1/2}, \quad l_p = -i(1 - v_1 \alpha_1^{-1})^{1/2}, \quad l_1 = i, \quad l_2 = -(v_1 + \alpha_1)^{1/2} \bar{\Omega}_1. \quad (24)$$

Система (14)–(16) сводится к виду:

$$\begin{cases} -i(1 - i\bar{\Omega}_1)^{-1} \tilde{v}_1 + (1 + \alpha_1 v_1^{-1}) \tilde{v}_2 / \bar{\Omega}_1 = 0; \\ -i \tilde{v}_1 - v_1 (v_1 + \alpha_1)^{1/2} \tilde{v}_2 / \bar{\Omega}_1 = -i \bar{\Omega}_1; \\ (\sqrt{1 - v_1 \alpha_1^{-1}} + 1)(1 - i\bar{\Omega}_1)^{-1} \tilde{v}_1 + i(1 - v_1 \alpha_1^{-1}) \tilde{v}_2 / \bar{\Omega}_1 = -i \alpha_1^{-1} v_1 \end{cases} \quad (25)$$

имеет решение

$$\tilde{v}_1 = (v_1 + \alpha_1)^{1/2} (1 - i\bar{\Omega}_1) \bar{\Omega}_1, \quad \tilde{v}_2 / \bar{\Omega}_1 = i\bar{\Omega}_1 (v_1 + \alpha_1)^{-1/2} v_1, \quad (26)$$

$$\bar{\Omega}_1 = -i \alpha_1^{-1/2} (1 + v_0)^{1/2} (1 + \sqrt{1 - v_0})^{-1} v_0 \sim 0.5 i \alpha_1^{-1/2} v_0. \quad (27)$$

При $\alpha_1 \ll 1$ и $v_0 \ll 1$ выражения (21) и (27) дают один и тот же результат $\bar{\Omega}_1 = -0.5 i \alpha_1^{-1/2} v_0$. Справедливость решения (27) нарушается лишь при $v_0 \gg \alpha_1^{1/2} \sim (\rho_0/\rho_1)^{1/2}$, но это условие очень редко реализуется в медленных УВ, которые встречаются в астрофизике.

В пользу широкой применимости асимптотических решений говорит сравнение с численными результатами [6]. В этой работе для $\gamma = 5/3$ и $\bar{B}_0 = 2$ численно получено $\Omega = 2 \cdot \bar{\Omega}_0 \approx -0.1 i$, а из (21) в том же случае получается $\Omega = -0.104 i$.

Зная, что $\bar{\Omega}_1 \sim v_1$, найдем первые три члена разложения $\bar{\Omega}_1 = \sum_{i=1}^{\infty} \bar{\Omega}_i v_i^i$. Решения (7) с точностью, необходимой для нахождения $\bar{\Omega}_3$, удовлетворяющие условиям на бесконечности, имеют вид:

$$\begin{aligned} l_0 &= -i - 0.5i(1 + \alpha_1^{-1}) v_1 - (1 + \alpha_1^{-1})^2 [0.375i - (1 + \alpha_1^{-1})^{-2} \Omega_1] v_1^{-2}; \\ l_p &= -i - 0.5i(1 - \alpha_1^{-1}) v_1 + [\Omega_1 + 0.125i \alpha_1^{-2} (1 + 6\alpha_1 - 3\alpha_1^2)] v_1^2; \\ l_1 &= i - 0.5i(M_1^{-2} - 1)^{-1} v_1 - (M_1^{-2} - 1)^{-2} [(2M_1^{-2} - 1)\Omega_1 + 0.5i(M_1^{-2} - 0.75)] v_1^2; \\ l_2 &= -(1 + M_1^{-1})^{-1} (\Omega_1 v_1 + \Omega_2 v_1^2 + \Omega_3 v_1^3 + \Omega_4 v_1^4) - \\ &\quad - 0.5 M_1^{-3} (1 + M_1^{-1})^{-2} (\Omega_1 v_1^2 + \Omega_2 v_1^3 + \Omega_3 v_1^4) + \\ &\quad + 0.125 M_1^{-5} (1 + M_1^{-1})^{-3} (3 + M_1^{-1}) (\Omega_1 v_1^3 + \Omega_2 v_1^4) - \\ &\quad - 0.5 M_1^{-3} (1 + M_1^{-1})^{-4} \Omega_1 [0.125 M_1^{-4} (5 + 4M_1^{-1} + M_1^{-2}) - \Omega_1^2] v_1^4. \end{aligned} \quad (28)$$

Ищем решение системы (14) — (16) в виде $\tilde{v}_1 = \sum_{i=1}^{\infty} w_i v_1^i$, $\tilde{v}_2 = \sum_{i=1}^{\infty} u_i v_1^i$. Первые члены в разложениях совпадают с асимптотиками.

Выражения для последующих членов разложения в общем виде громоздки, поэтому приведем лишь численное значение решения для адиабатической УВ с $\gamma = 5/3$:

$$\begin{aligned}\tilde{v}_1 &= -1.5i v_1 + 2.14i v_1^2 - 1.564i v_1^3; \\ \tilde{v}_2 &= -3.18i v_1^3 + 5.75i v_1^4 - 4.8i v_1^5; \\ \bar{\Omega}_1 &= -3.33i v_1 + 4.96i v_1^2 - 15.4i v_1^3; \\ \bar{\Omega}_0 &= \omega k_s^{-1} v_0^{-1} = 0.208i v_0 + 0.0775i v_0^2 - 0.06i v_0^3.\end{aligned}\quad (29)$$

5. Выводы. Из вышеприведенных расчетов следует, что медленная сильная параллельная УВ является неустойчивой. Неустойчивость является аперiodической. Если размер возмущений вдоль фронта $a_s \sim k_s^{-1}$, то вдоль направления распространения УВ выделяются два масштаба:

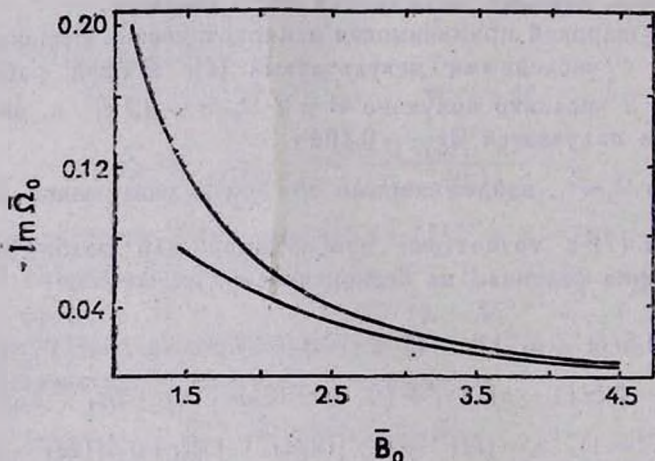


Рис. 1. Зависимость инкремента неустойчивости от величины магнитного поля для адиабатических УВ с $\gamma = 5/3$. Верхняя кривая — результаты численных расчетов [1] для случая $M_0 = 2$. Нижняя кривая построена по формуле (29). При $B_0 > 2$ результаты не очень разнятся, хотя последний справедлив при $M_0 \gg 1$.

$a_1 = (l_1 k_s)^{-1} \sim a_s$ и $a_2 = (l_2 k_s)^{-1} \sim 2 a_s v_1^{-1}$. Время развития неустойчивости $t_{inst} = (\text{Im } \omega)^{-1} \sim a_2 / c_1$. Как будут развиваться возмущения на нелинейной стадии неясно.

В сильных УВ газ за фронтом можно считать адиабатическим, если на характерных масштабах задачи электронной теплопроводностью можно пренебречь. Теплопроводностью поперек магнитного поля в медленной УВ можно пренебречь практически всегда. Если характерный масштаб теплопроводности много меньше a_z , то энергия, которая переносится через фронт, будет передаваться на большие расстояния за время $t < t_{\text{inst}}$, и ситуация близка к случаю изотермического газа за фронтом с температурой $T =$

$$= 2 \frac{\mu}{R} \frac{\gamma - 1}{(\gamma + 1)^2} v_0^2.$$

При этом неустойчивость сохраняется и не видно механизмов, подавляющих ее, вплоть до масштабов a_z порядка длины свободного пробега частиц.

6. *Обсуждение.* Возможность наблюдения переменности излучения, связанной с гофрировочной неустойчивостью медленной УВ при аккреции на поверхность компактной звезды в полярах, обсуждалась в [6]. Здесь аperiodически неустойчивыми являются возмущения с размером $\lambda_z \leq \leq L_c/B_0$. Другая ситуация возникает, если толщина слоя холодного газа за фронтом УВ (H) значительно превосходит L_c . В этом случае неустойчивыми будут также волны, для которых $L_c \ll \lambda_z \ll H v_0$, с инкрементом, даваемым формулой (27). Результаты данной работы вместе с результатами работы [1] позволяют предположить, что неустойчивость сохранится и при наклонной ориентации магнитного поля. Таким образом, области, где УВ является медленной, в оболочках, раздуваемых давлением излучения, и в остатках сверхновых на радиационной стадии будут неустойчивы, а максимальный масштаб неустойчивости вдоль фронта порядка $H v_0$.

Быстрые КПО рентгеновского излучения с частотой 5—55 Гц и связанный с ними низкочастотный шум на тех же частотах наблюдались у десяти ярких маломассивных двойных систем. Во многих источниках также присутствует красный шум на частотах ниже 0.1 Гц. Обзор по феноменологии КПО-источников дан в работе [9], классификация в [10]. Многообразие свойств КПО-источников сейчас понято не до конца, и существует много моделей, авторы которых предпринимают попытки объяснить КПО, шум и их характеристики в различных спектрально-энергетических состояниях [10]. Все КПО-источники имеют, светимости близкие к эддингтоновскому пределу, и во всех должны присутствовать медленные УВ. Характерные частоты шума и осцилляций могут возникать, например, в ударной волне при аккреции на оболочку, раздуваемую давлением излучения.

Конечно, пока не выполнен анализ гофрировочной неустойчивости на нелинейной стадии, пока нет конкретной модели, включающей эту неустойчивость, объясняющей все многообразие свойств КПО-источников, последнее утверждение является лишь смелой гипотезой. Аргументы в пользу

этой гипотезы: а) присутствие в КПО-источниках аperiodически неустойчивой медленной УВ (вопрос в том, будет ли связанный с неустойчивостью шум достаточно интенсивным и на каких частотах); б) возможность колебательной неустойчивости в радиативной УВ (вопрос в том, будет ли она реализована, что определяется функцией охлаждения и теплопроводностью в конкретных условиях [11]).

Автор выражает благодарность С. Ф. Пименову за полезные обсуждения.

Ростовский педагогический
институт

CORRUGATION INSTABILITY OF STRONG PARALLEL SLOW SHOCK WAVE. II. APPROXIMATE ANALYTICAL INVESTIGATION

M. A. EDELMAN

It has been shown that a strong parallel slow shock wave is subjected to corrugation instability for an adiabatic case as well, as for the isothermal gas with arbitrary temperature behind the front. The instability is aperiodic and its increment is linearly growing with the growth of the wave—number of perturbation along the front, up to the scales of the order of the particle free path. Slow shock cannot generate Alfvén modes. Corrugation instability can be attributed to the explanation of the noise, observed at accretion onto degenerate dwarfs.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Lesson, N. V. Deshpande, *Plasma Physics*, 1, 463, 1967.
2. S. H. Langer, G. Chanmugam, G. Shaviv, *Astrophys. J. Lett.*, 245, 123, 1981.
3. D. Q. Lamb, *Cataclysmic Variables and Low Mass X-ray Binaries*, ed. D. Q. Lamb and J. Patterson, Dordrecht, Reidel, 1985, p. 179.
4. J. N. Imamura, T. Y. Steiman—Cameron, *Astrophys. J.*, 311, 786, 1986.
5. J. Middleditch, *Astrophys. J. Lett.*, 257, L71, 1982.
6. М. А. Эдельман, *Астрофизика*, 31, 407, 1989.
7. А. И. Ахиезер, И. А. Ахиезер, Р. В. Половин, А. Г. Ситенко, К. Н. Степанов, *Электродинамика плазмы*, Наука, М., 1974.
8. J. F. McKenzie, K. O. Westphal, *Phys. Fluids*, 13, 630, 1970.
9. M. van der Kruit, *Physics of Accretion onto Compact Objects*, Lecture Notes in Physics, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 266, 157, 1986.
10. G. Hassinger, *Astron. and Astrophys.*, 186, 153, 1987.
11. J. N. Imamura, M. I. Wolff, R. H. Dartsen, *Astrophys. J.*, 276, 667, 1984.