10. **Столович Н. Н., Максимов В. Г., Миницкая Н. С.** Об одной упрощенной модели начальной стадии электрического взрыва медного проводника.— ЖТФ, 1974, т. 44, вып. 10, с. 2132.
11. **Азаркевич Е. И.** Применение теории подобия к расчету некоторых характеристик электрического взрыва проводников.— ЖТФ, 1973, т. 43, вып. 1, с. 141.
12. **Кнопфель Г.** Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., «Мир», 1972.
13. **Брайтон, Густавсон и Хэчтел.** Новый эффективный алгоритм решения алгебраических систем дифференциальных уравнений, основанный на использовании формул численного дифференцирования в неявном виде с разностями назад.— В кн.: Автоматизация в проектировании. М., «Мир», 1972.
14. **Беляев А. И., Раппопорт М. Б., Фирсанова Л. А.** Электрометаллургия алюминия. М., Металлургиздат, 1953.
15. **Байков А. П., Искольдский А. М., Микитик Г. П., Моторин В. И., Мушер С. Л., Шестак А. Ф.** Электрический взрыв проводников. Динамика фазовых превращений при электрическом взрыве проводников. Плавление. Препринт № 45. Новосибирск, Институт автоматики и электрометрии СО АН СССР, 1977.
16. **Байков А. П., Герасимов Л. С., Искольдский А. М.** Экспериментальное исследование электрической проводимости алюминиевой фольги в процессе электрического взрыва.— ЖТФ, 1975, т. 45, вып. 1, с. 49.

УДК 533.951

ФАЗОВЫЕ СКОРОСТИ И РАЗРЫВНАЯ СТРУКТУРА УДАРНОЙ ВОЛНЫ

О. И. Дементий, С. В. Дементий

(Харьков)

1. Задача о структуре ударной волны состоит в отыскании решения $u_k(x, t) = u_k(x - Ut)$ $(k = 1, \dots, n)$ системы квазилинейных уравнений вида

$$\frac{\partial}{\partial t} A_i(\mathbf{u}) + \frac{\partial}{\partial x}\left[B_i(\mathbf{u}) - \sum_{k=1}^{m} \alpha_k C_{ik}(\mathbf{u}) \frac{\partial u_k}{\partial x}\right] = 0, \quad i = 1, \dots, m, \tag{1.1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} A_i(\mathbf{u}) + \frac{\partial}{\partial x} B_i(\mathbf{u}) = 0, \quad i = m + 1, \dots, n$$

с граничными условиями $du_k/dx|_{x=\pm\infty} = 0$, где $\mathbf{u} = \{u_k\}_1^n$ — набор параметров, характеризующих состояние среды; $\{\alpha_k\}_1^m$ — диссипативные коэффициенты.

Чрезвычайная сложность этой задачи, в значительной мере обусловленная возможностью существования участков нерегулярного поведения решения, не позволяет провести решение в общей постановке. Вместе с тем отыскание и исключение нерегулярных участков может существенно упростить задачу. Подобные нерегулярности проявляются в виде нефизических участков в решении, как правило, соответствующих областям неоднозначности некоторых функций $u_k(x)$. Нефизический участок в формальном математическом решении должен быть заменен разрывом, как это обычно делается в гидродинамике или магнитной гидродинамике при изучении ударных волн [1—5]. В ряде работ отмечалось, что внутренний разрыв появляется в том случае, когда скорость потока в волне переходит через некоторое критическое значение [2, 6—9]. Более того, было показано, что критической скоростью является фазовая скорость наивысшей идеальной системы (критерий Уитхема — Любарского) [8, 10]. В дальнейшем оказалось, что переход через критическую скорость не всегда приводит к возникновению разрыва [5, 11]. Ниже обсуждается роль фазовых скоростей идеальных систем в образовании разрыва внутри профиля ударной волны.

2. Назовем систему уравнений (1.1) диссипативной системой порядка m. Обратив в нуль один или несколько диссипативных коэффициентов,

из системы (1.1) можно образовать диссипативные системы меньшего порядка (см., например, (2.3) [12]).

Разрыв в решении диссипативной системы порядка r (если таковой возникает) будем называть разрывом порядка r. С каждой диссипативной системой порядка r можно связать идеальную систему, обратив все отличные от нуля диссипативные коэффициенты в бесконечность [10, 12]

$$\sum_{k=1}^{r} C_{ik}(\mathbf{u})\,\partial u_k/\partial x = 0, \quad i = 1, \ldots, r, \tag{2.1}$$
$$\frac{\partial}{\partial t} A_i(\mathbf{u}) + \frac{\partial}{\partial x} B_i(\mathbf{u}) = 0, \quad i = r+1, \ldots, n,$$

которая допускает решение в виде плоских волн с незатухающей амплитудой. Характеристическое уравнение системы (2.1)

$$D_r(\mathbf{u}, U) \equiv \left| \frac{\partial}{\partial u_k} B_i(\mathbf{u}) - U \frac{\partial}{\partial u_k} A_i(\mathbf{u}) \right|_{r+1}^{n} = 0, \quad 0 \leqslant r \leqslant m \tag{2.2}$$

определяет $n - r$ действительных фазовых скоростей $U = V_r^j$, $j = 1, \ldots, n - r$ [8, 10, 12]. В (2.2) опущен несущественный множитель $|C_{ik}|_1^r$, который не может обратиться в нуль в силу диссипативности системы (1.1) [10]. Фазовые скорости идеальной системы порядка r для краткости назовем фазовыми скоростями порядка r.

В системе отсчета, движущейся вместе с ударной волной ($U = 0$), диссипативная система уравнений приобретает более простой вид

$$\alpha_i \frac{d}{dx} u_i = b_i(\mathbf{u}), \quad i = 1, \ldots, m, \tag{2.3}$$
$$b_i(\mathbf{u}) = 0, \quad i = m + 1, \ldots, n.$$

Граничные условия записываются теперь следующим образом: $u_k(-\infty) = u_k^-$, $u_k(+\infty) = u_k^+$. Значения $u_k^{\mp}$ ($k = 1, \ldots, n$) являются решениями наинизшей идеальной системы $b_i(\mathbf{u}) = 0$ ($i = 1, \ldots, n$), соответствующей отсутствию диссипации в среде ($m = 0$).

Определители всех идеальных систем, связанных с диссипативной системой (2.3), получаются из определителя наинизшей идеальной системы $D_0(\mathbf{u}) = |b_{ik}(\mathbf{u})|_1^n$, $b_{ik}(\mathbf{u}) \equiv \frac{\partial}{\partial u_k} b_i(\mathbf{u})$ вычеркиванием строк и столбцов с номерами обращенных в бесконечность диссипативных коэффициентов. Очевидно, что определитель D_r идеальной системы меняет знак, если скорость потока внутри ударного слоя проходит через значение соответствующей фазовой скорости.

Согласно критерию Уитхема — Любарского, появление разрыва в профиле ударной волны связано с переходом скорости потока v_x внутри ударного слоя через значение фазовой скорости наивысшего порядка

$$v_x^- > V_m > v_x^+,$$

или с изменением знака определителя наивысшей идеальной системы [8, 10]:

$$D_m(\mathbf{u}^+) D_m(\mathbf{u}^-) < 0. \tag{2.4}$$

Как уже указывалось, несмотря на необходимость этого критерия [5, 8], он оказывается в общем случае недостаточным. Причем недостаточность его обусловлена возможностью возникновения внутренних особых точек (отличных от граничных особых точек $\mathbf{u}^-$ и $\mathbf{u}^+$), через которые решение может проходить таким образом, что разрыв не возникает [5, 11]. Однако задача о возникновении разрыва в решении диссипативной системы произвольного порядка при некоторых ограничениях может быть сведена к нахождению последовательности разрывов, аналогичных разрыву первого порядка, т. е. к решению последовательности задач без внутренних особых точек. При этом оказывается, что в образовании разрыва существенную роль играют фазовые скорости всех порядков.

3. Чтобы упростить дальнейшие рассуждения, ограничимся следующими соотношениями между диссипативными коэффициентами:

$$\alpha_1 \gg \alpha_2 \gg \ldots \gg \alpha_m. \tag{3.1}$$

Такой выбор соотношений позволит рассматривать в каждом порядке r $(0 \leqslant r \leqslant m)$ вместо набора C_m^r идеальных систем только по одной идеальной системе, соответствующей обращению в бесконечность первых r диссипативных коэффициентов и обращению в нуль остальных $(m - r)$ коэффициентов. Кроме того, чтобы не исследовать возникающие скачки на эволюционность, будем считать интенсивность волны такой, что на интервале $(\mathbf{u}^-, \mathbf{u}^+)$ определители $D_r(\mathbf{u})$ $(0 \leqslant r \leqslant m)$ меняют знак не более одного раза.

Наряду с диссипативной системой (2.3) имеют смысл диссипативные системы порядков от $(m - 1)$ до первого, которые могут быть получены из (2.3) в зависимости от степени идеализации задачи последовательным пренебрежением диссипативными процессами, определяемыми коэффициентами $\alpha_m \ll \alpha_{m-1} \ll \ldots \ll \alpha_2$.

Предположим, что решение диссипативной системы порядка m имеет разрыв, т. е. выполняется условие (2.4). Тогда в силу факта, что исключение какого-либо диссипативного процесса не может устранить имеющийся разрыв, решение диссипативной системы порядка $m - 1$ $(\alpha_m = 0)$ также должно иметь разрыв, т. е., согласно критерию Уитхема — Любарского, должно выполняться условие $D_{m-1}(\mathbf{u}^+)D_{m-1}(\mathbf{u}^-) < 0$. Далее, переходя к системе порядка $m - 2$ $(\alpha_m = \alpha_{m-1} = 0)$, получаем условие $D_{m-2}(\mathbf{u}^+)D_{m-2}(\mathbf{u}^-) < 0$. Продолжая рассуждения, приходим к выводу, что необходимым условием существования разрыва порядка m внутри профиля ударной волны является переход через фазовые скорости идеальных систем всех порядков от нулевого до порядка m включительно, т. е. по крайней мере должны выполняться соотношения $D_r(\mathbf{u}^+)D_r(\mathbf{u}^-) < 0$, $r = 0, 1, \ldots, m$.

4. В отсутствие диссипации ударная волна не может быть описана иначе как разрыв, который соединяет постоянные значения параметров газа u_k^- перед волной и u_k^+ — за ней [1, 13, 14]. Кроме того, в стационарном случае невозмущенное течение может граничить только с ударным разрывом [15], т. е. при $\mathbf{u}^- \neq \mathbf{u}^+$ с необходимостью выполняется соотношение

$$D_0(\mathbf{u}^+)D_0(\mathbf{u}^-) < 0. \tag{4.1}$$

Введение диссипации вносит в задачу определенный мастшаб длины. Действительно, решение $\mathbf{p}(x)$ диссипативной системы первого порядка

$$\alpha_1 dp_1/dx = b_1(\mathbf{p}),\ b_i(\mathbf{p}) = 0,\ i = 2, \ldots, n \tag{4.2}$$

описывает непрерывное изменение параметров среды $p_k(x)$ от значений u_k^- до значений u_k^+, причем это изменение происходит на длине порядка α_1

[1, 13, 16]. Решение системы (4.2) остается непрерывным лишь до тех пор, пока выполняется условие $D_1(\mathbf{u}^+)D_1(\mathbf{u}^-) > 0$. Если же на интервале $(\mathbf{u}^-, \mathbf{u}^+)$ удовлетворяется критерий Уитхема — Любарского

$$D_1(\mathbf{u}^+)D_1(\mathbf{u}^-) < 0, \tag{4.3}$$

внутри профиля ударной волны возникает разрыв первого порядка [5, 8, 10], т. е. функции $p_k(x)$ ($k = 2, \ldots, n$) скачком меняют свое значение от $p_k(1) = p_k(x_1 - 0)$ до $p_k(2) = p_k(x_1 + 0)$. Здесь x_1 указывает расположение внутреннего разрыва. Что же касается функции $p_1(x)$, то, как следует из первого уравнения системы (4.2), производная dp_1/dx всегда конечна, а сама функция $p_1(x)$ непрерывна

$$p_1(1) = p_1(2) = p_1(x_1). \tag{4.4}$$

Необходимо отметить, что, если не выполняется условие (4.1), система (4.2) имеет только тривиальное непрерывное решение $p_k(x) = \text{const}$ ($k = 1, \ldots, n$), т. е. разрыв первого порядка может содержаться только в размытом диссипацией разрыве нулевого порядка.

Как правило, решение диссипативных систем первого порядка ввиду отсутствия внутренних особых точек не встречает принципиальных трудностей. Из непосредственного решения таких систем в обычной и магнитной гидродинамике [1, 2, 8, 13, 14] следует, что разрыв первого порядка возникает в результате опрокидывания профиля ударной волны. То, что опрокидывание происходит при переходе внутри профиля ударной волны через соответствующую фазовую скорость (фазовую скорость изотермических [1], изомагнитных [8] колебаний и т. п.), указывает на факт, что механизм образования внутреннего разрыва аналогичен механизму образования ударной волны (разрыва нулевого порядка).

5. Рассмотрим диссипативную систему второго порядка

$$\alpha_1 dq_1/dx = b_1(\mathbf{q}),\ \alpha_2 dq_2/dx = b_2(\mathbf{q}), b_i(\mathbf{q}) = 0,\ i = 3, \ldots, n. \tag{5.1}$$

При $\alpha_2 = 0$ система (5.1) переходит в систему (4.2), при этом функции $q_k(x)$ должны переходить в функции $p_k(x)$. Ясно также, что при $\alpha_2 \to 0$ левой частью второго уравнения системы (5.1) можно пренебречь только в том случае, если производная $dq_2/dx \to dp_2/dx$ не принимает больших значений. Иными словами, член $\alpha_2 dq_2/dx$ является существенным, а решение $\mathbf{q}(x)$ качественно отличается от $\mathbf{p}(x)$ только в малой области (порядка α_2), внутри которой $p_2(x)$ терпит разрыв. Вне этой области, а также в том случае, когда решение системы первого порядка $\mathbf{p}(x)$ не содержит разрыва, решение системы второго порядка $\mathbf{q}(x)$ имеет тот же характер, что и $\mathbf{p}(x)$ [11], и в принципе может быть найдено методом возмущений [16].

Поскольку задачей является не отыскание точного решения диссипативных систем, а исследование его особенностей, можем, учитывая сказанное выше, утверждать, что «включение» диссипативного процесса с $\alpha_2 \ll \alpha_1$ приводит практически лишь к размыванию внутреннего скачка первого порядка в область непрерывного изменения параметров шириной α_2, т. е. приближенно можно считать, что вне этой области решение $\mathbf{q}(x) = \{q_k(x)\}_1^n$ диссипативной системы (5.1) совпадает с решением $\mathbf{p}(x) = \{p_k(x)\}_1^n$ системы (4.2). При этом в силу (4.4) функцию $p_1(x)$ можно считать совпадающей с функцией $q_1(x)$ на всем интервале изменения x.

Внутри переходной области второго порядка $x_1 - \alpha_2 < x < x_1 + \alpha_2$ ввиду ее малости по сравнению с шириной переходной области первого порядка $x_1 - \alpha_1 < x < x_1 + \alpha_1$ систему (5.1) можно заменить системой первого порядка

$$q_1(x) = p_1(x),\ \alpha_2 dq_2/dx = b_2(\mathbf{q}),\ b_i(\mathbf{q}) = 0,\ i = 3, \ldots, n \tag{5.2}$$

и граничными условиями

$$q_k(x_1 - \alpha_2) = p_k(1),\ q_k(x_1 + \alpha_2) = p_k(2),\ k = 2, \ldots, n. \tag{5.3}$$

Очевидно, что полученная система (5.2) обладает теми же свойствами, что и система (4.2): 1) решение $q_k(x)$ $(k = 2, \ldots, n)$ содержит разрыв, если выполняется критерий Уитхема для системы (4.2)

$$D_2(\mathbf{p}(1))D_2(\mathbf{p}(2)) < 0; \tag{5.4}$$

2) имеет только тривиальное решение $q_k(x) = \text{const}$, если $\mathbf{p}(1) \equiv \mathbf{p}(2)$, т. е. если не выполняется условие (4.3). Иными словами, разрыв второго порядка может возникнуть только внутри размытого диссипацией разрыва первого порядка.

С помощью аналогичных рассуждений можно построить решение диссипативной системы любого порядка r, если известно решение диссипативной системы порядка $r - 1$, и показать, что разрыв порядка r может возникнуть только внутри размытого диссипацией разрыва порядка $r - 1$, при этом должно выполняться условие

$$D_r(\mathbf{u}(1))D_r(\mathbf{u}(2)) < 0, \tag{5.5}$$

где $\mathbf{u}(1)$ и $\mathbf{u}(2)$ — значения параметров среды по обе стороны разрыва порядка $r - 1$ и $\mathbf{u}(1) \neq \mathbf{u}(2)$.

Ясно, что для существования разрыва порядка m в решении системы (1.1) условия (5.5) должны выполняться во всех порядках от нулевого до m включительно.

Полученный результат объясняет отсутствие изотермического изомагнитного скачка внутри профиля распространяющейся в невязком газе $(m = 2)$ медленной МГД ударной волны малой интенсивности даже при условии, что внутри ее профиля осуществляется переход скорости потока через значение изотермической скорости звука, которая является в этом случае фазовой скоростью V_2 наивысшей идеальной системы [11]. Действительно, фазовой скоростью нулевого порядка V_0 в этом случае является медленная магнитозвуковая скорость, фазовой скоростью первого порядка V_1 — скорость звука (адиабатическая). В силу того, что разность $V_1 - V_2$ всегда сохраняет конечное значение, в медленной МГД ударной волне малой интенсивности при выполнении критерия Уитхема — Любарского (т. е. величина $|V_0 - V_2|$ принимает малые значения) не выполняется условие существования разрыва первого порядка и, как следствие, отсутствует разрыв второго порядка [11].

Однако картина существенно меняется с увеличением интенсивности медленной ударной волны. Так, при теплопроводности среды, малой по сравнению с магнитной вязкостью, медленная МГД ударная волна начинается обычной гидродинамической волной (изомагнитный разрыв, разрыв первого порядка), если скорость потока перед ней больше скорости звука [9]. Внутри же обычной ударной волны может возникнуть изотермический разрыв, который и является изомагнитным изотермическим разрывом в профиле медленной МГД ударной волны [5].

6. Разрыв первого порядка, если он существует, располагается в начале или в конце профиля ударной волны. Этот результат установлен при конкретном решении задачи о структуре ударной волны в обычной [1] и магнитной [8] газодинамике и легко распространяется на случай произвольной диссипативной системы первого порядка. При этом профиль ударной волны начинается (кончается) разрывом, если $V_1 > V_0$ $(V_1 < V_0)$.

Выше показано, что решение диссипативной системы (2.3) может быть сведено к решению ряда диссипативных систем первого порядка. Воспользовавшись этим результатом, можно утверждать, что разрыв порядка $r(0 \leqslant r \leqslant m)$ располагается в начале размытого диссипацией α_r разрыва порядка $r' = r - 1$, если $V_r > V_{r'}$, и в конце его, если $V_r < V_{r'}$. Скачки функций на этом разрыве определяются из граничных условий вида (5.3)

$$\begin{gathered} \mathbf{u}(1r) = \mathbf{u}(1r'), \\ u_k(2r) = u_k(2r'), \ k = 1, \ldots, r, \\ b_i(\mathbf{u}(2r)) = 0, \ i = r + 1, \ldots, n \end{gathered} \tag{6.1}$$

при $V_r > V_{r'}$;

$$\begin{gathered} u_k(1r) = u_k(2r), \ k = 1, \ldots, r, \\ b_i(\mathbf{u}(1r)) = 0, \ i = r + 1, \ldots, n, \\ \mathbf{u}(2r) = \mathbf{u}(2r') \end{gathered} \tag{6.2}$$

при $V_r < V_{r'}$; здесь через $(1r)$, $(1r')$ обозначены состояния перед, а через $(2r)$, $(2r')$ после разрывов порядка r и $r' = r - 1$.

Таким образом, можно не только выяснить наличие разрыва, но и найти его величину и расположение внутри профиля ударной волны, не решая диссипативной системы (1.1).

7. Отметим два частных случая, в которых факт существования разрыва, его величина и расположение определяются однозначно независимо от отношения между диссипативными коэффициентами. Действительно, если при любом порядке включения диссипативных коэффициентов выполняются соотношения $V_0 < V_1 < \ldots < V_r < \ldots < V_m$, то переход через фазовую скорость наивысшей идеальной системы V_m автоматически означает удовлетворение условий (5.4) во всех порядках от нулевого до $m - 1$ включительно, а условия (6.1) также независимо от порядка включения диссипативных коэффициентов сводятся к условиям

$$\begin{gathered} \mathbf{u}(1m) = \mathbf{u}^-, \\ u_k(2m) = u_k^-, \quad k = 1, \ldots, m, \\ b_i(\mathbf{u}(2m)) = 0, \ i = m + 1, \ldots, n, \end{gathered} \tag{7.1}$$

т. е. ударная волна начинается разрывом порядка m и скачки функций могут быть найдены из условий (7.1).

С другой стороны, если при любом порядке включения диссипативных коэффициентов выполняются обратные соотношения между фазовыми скоростями всех идеальных систем $V_0 > V_1 > \ldots > V_r > \ldots > V_m$, то переход через фазовую скорость наивысшей идеальной системы V_m также автоматически приводит к выполнению условий (5.4) во всех порядках. В этом случае ударная волна заканчивается разрывом порядка m, а скачки функций могут быть найдены из условий

$$\begin{gathered} \mathbf{u}(2m) = \mathbf{u}^+, \\ u_k(1m) = u_k^+, \quad k = 1, \ldots, m, \\ b_i(\mathbf{u}(1m)) = 0, \ i = m + 1, \ldots, n, \end{gathered}$$

к которым сводятся соотношения (6.2) независимо от порядка включения диссипативных коэффициентов.

Примером может служить распространяющаяся в невязкой среде с конечными тепло- и электропроводностью ($m = 2$) быстрая МГД ударная волна, в которой (в отличие от медленной ударной волны) переход скорости потока через значение изотермической скорости звука приводит к появлению изотермического изомагнитного разрыва [4].

8. Выше отмечено, что (в приближении (3.1)) процедура отыскания разрыва в решении диссипативной системы могла быть сведена к отысканию системы разрывов первого порядка, сопровождающихся последовательным «замораживанием» степеней свободы, которое позволило на каждом шаге отбрасывать по одному из дифференциальных уравнений системы, что делало процедуру сходящейся.

Совершенно ясно, что такое «замораживание» значения, например, параметра u_r эквивалентно обращению в бесконечность диссипативного коэффициента α_r, т. е. на каждом шаге процедуры переходили к идеальной системе, соответствующей обращению в бесконечность отличного от нуля (но конечного по предположению) диссипативного коэффициента. При этом разрыв определяется как ударная волна в этой идеальной среде.

Парадоксальность возникшей ситуации связана с тем, что рассматривалась равновесная структура установившейся ударной волны. Однако парадокс может быть устранен, если рассмотреть динамику установления стационарного профиля. Нагляднее всего это сделать в случае ударной волны, возникающей в теплопроводном газе.

В системе отсчета, связанной с ударной волной, существование стационарной структуры фронта означает, что в каждом сечении фронта существует равновесие между потоком тепла, увлекаемого проходящим через это сечение газом, и потоком тепла в противоположном направлении, обусловленным градиентом температуры и конечной теплопроводностью газа.

Известно, что существование негидродинамического переноса тепла в передние слои фронта приводит к тому, что в процессе образования стационарной ударной волны температура в волне меняется быстрее, чем остальные параметры. Таким образом, при увеличении интенсивности образующейся ударной волны может оказаться, что в некотором сечении еще неравновесного фронта температура достигает значения T^+, устанавливающегося за фронтом ударной волны. Очевидно, что дальнейший рост температуры в этом сечении так же, как и во всех слоях, расположенных за ним, невозможен [13].

Действительно, обратное означало бы существование зоны внутри профиля волны, где градиент температуры направлен в область за волной. Последнее означало бы, что поток тепла, увлекаемый газом, проходящим через рассматриваемую зону, не компенсировался бы потоком тепла, возникающим благодаря явлению теплопроводности, а складывался с ним, что приводило бы к мгновенному понижению температуры до значения T^+. Вместе с тем любое повышение температуры за фронтом немедленно приводило бы к увеличению температуры внутри этой зоны.

Таким образом, видно, что при достаточно большой интенсивности волны в среде с конечной (малой) теплопроводностью внутри волны может существовать изотермическая область, где газ ведет себя как идеальная среда с неограниченно большой эффективной теплопроводностью. В такой среде изотермические колебания являются незатухающими, причем скорость распространения изотермических возмущений в начале изотермической зоны меньше, чем в конце ее. Ввиду отсутствия диссипации в этой зоне возникают условия кумуляции возмущений в разрыв

Ограничимся приведенным примером, так как аналогичные рассуждения могут быть проведены в случае любой диссипативной системы первого порядка.

Поскольку изоскоростные разрывы (тангенциальный, альфвеновский) не могут принадлежать ударной волне, фазовые скорости идеальных систем, соответствующих диссипативным системам с отличными от нуля коэффициентами вязкости, должны быть особыми [12].

Авторы выражают благодарность Г. Я. Любарскому за обсуждение затронутых в работе вопросов.

Поступила 28 XI 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Механика сплошных сред. М., ГИТТЛ, 1954.
2. **Маршалл У.** Структура магнитно-гидродинамических ударных волн.— В кн.: Проблемы современной физики. Вып. 7. М., «Наука», 1957.
3. **Цепляев В. И.** Изотермический скачок в магнитной гидродинамике.— ЖЭТФ, 1960, т. 38, вып. 1.
4. **Дементий О. И., Дементий С. В.** О структуре быстрых МГД ударных волн.— «Магнитн. гидродинамика», 1968, № 3.
5. **Дементий О. И., Дементий С. В.** О существовании разрыва в профиле медленной ударной МГД волны.— ПМТФ, 1971, № 2.
6. **Голицын Г. С., Станюкович К. П.** Некоторые вопросы магнитогазодинамики с учетом конечной проводимости.— ЖЭТФ, 1957, т. 33, вып. 6.
7. **Гусика П. Л., Сухов Г. С.** Магнитогазодинамическая ударная волна со скачком проводимости.— «Магнитн. гидродинамика», 1967, № 2.
8. **Whitham G. B.** Some comments on wave propagation and shock wave structure with application to magnetohydrodynamics.— «Comm. Pure Appl. Math.», 1959, vol. 12, N 1.
9. **Куликовский А. Г., Любимов Г. А.** Структура наклонной магнитогидродинамической ударной волны.— ПММ, 1961, т. 25, № 1.
10. **Любарский Г. Я.** О структуре ударных волн.— ПММ, 1961, т. 2, вып. 6.
11. **Дементий О. И., Любарский Г. Я.** К теории ударных волн малой интенсивности.— «Магнитн. гидродинамика», 1967, № 3.
12. **Любарский Г. Я.** О существовании ударных волн малой интенсивности.— ПММ, 1962, т. 26, вып. 3.
13. **Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., ГИФМЛ, 1963.
14. **Куликовский А. Г., Любимов Г. А.** Магнитная гидродинамика. М., ГИФМЛ, 1962.
15. **Половин Р. В.** Нелинейные магнитогидродинамические волны.— «Дифференциальные уравнения», 1965, т. 1, № 4.
16. **Сиротина Е. П., Сыроватский С. И.** Структура ударных волн слабой интенсивности в магнитной гидродинамике.— ЖЭТФ, 1960, т. 39, вып. 3.

УДК 533.6.011

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ, ВОЗНИКАЮЩЕМ ПРИ УДАРЕ О ПРЕГРАДУ СЛОЯ ГАЗА С ОЧЕНЬ БОЛЬШИМИ СКОРОСТЯМИ

В. И. Бергельсон, И. В. Немчинов

(Москва)

В последнее время созданы разнообразные устройства, позволяющие разогнать газ до очень больших скоростей. Укажем для примера на магнитоплазменные компрессоры эрозионного типа [1—5], в которых