

УДК 533.6.011.72 : 537.84

© 1991 г.

А. А. БАРМИН, Е. А. ПУШКАРЬ

ПЕРЕСЕЧЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКЕ

В газовой динамике характер течения в окрестности точки пересечения сильных разрывов достаточно хорошо изучен [1, 2]. Такие течения возникают при взаимодействии ударных волн между собой или с другими разрывами. В магнитной гидродинамике постановки задачи о пересечении разрывов в общем виде даны в [3, 4], а также рассмотрены случаи взаимодействия альфвеновского разрыва или быстрой ударной волны с контактными разрывом [4, 5]. Кроме того, конкретные ситуации исследовались другими авторами [6–10]. Например, в [6–8] рассматривались частные случаи ориентации магнитного поля.

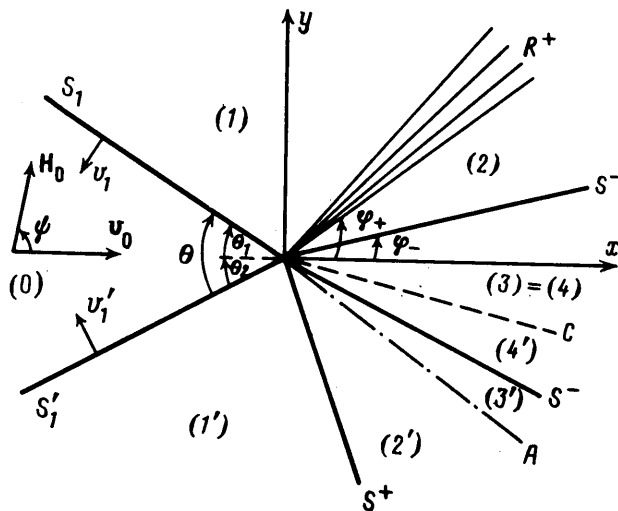
В данной работе будет изучено течение, образующееся в окрестности точки пересечения разрывов при встречном столкновении ударных волн с ненулевым углом между ними. Проведенное исследование имеет непосредственное применение к задачам о взаимодействии ударных волн в космической плазме [9–12]. Характер течения и его исследование в магнитной гидродинамике существенно сложнее газодинамического за счет большего числа возможных волн и определяющих параметров.

1. Пересечение ударных волн возникает в различных физических ситуациях. Если в лабораторной (физически выделенной) системе координат обе ударные волны S_1 и S_1' неподвижны, то имеет место стационарное взаимодействие, например при истечении пересжатой струи в затопленное пространство. Если же в лабораторной системе координат обе волны движутся, то можно ввести систему координат, связанную с точкой пересечения, где течение стационарное. Будем в дальнейшем называть такое взаимодействие квазистационарным. Это имеет место, например, при столкновении межпланетных ударных волн в потоке солнечного ветра. И наконец, возможна смешанная постановка задачи, когда только одна волна неподвижна: например, падение ударной волны солнечного ветра на головную околопланетную ударную волну [11].

В первом случае заданными являются параметры потока: плотность ρ_0 , давление p_0 , скорость V_0 , углы наклона ударных волн θ_1 и θ_1' , магнитное поле H_0 . Будем рассматривать плоскополяризованное течение, когда V_0 и H_0 ортогональны линии пересечения S_1 и S_1' . Течение при этом определяется пятью безразмерными параметрами: числом Маха $M = V_0/a_0$, числом Альфвена $N = a_A/a_0 = H/\sqrt{4\pi\rho_0 a_0}$ (или бета-параметром $\beta = 8\pi p/H^2 = 2/\gamma N^2$), углом между V_0 и H_0 , θ_1 и θ_1' .

Во втором случае в системе координат, связанной со средой перед S_1 и S_1' , заданными являются скорости ударных волн V_1 и V_1' , ρ_0 , p_0 , H_0 и угол θ между S_1 и S_1' , что дает в плоскополяризованном течении пять безразмерных параметров: $M_1 = |V_1|/a_0$, $M_1' = |V_1'|/a_0$, N , θ и угол ψ между H_0 и V_0 (V_0 — скорость газа в системе координат, где эта задача стационарна). Из рассмотрения кинематики движения ударных волн вытекает связь между M , M_1 , M_1' , θ , θ_1 и θ_1'

$$M = \frac{(M_1^2 + 2M_1 M_1' \cos \theta + M_1'^2)^{1/2}}{\sin \theta}, \quad \sin \theta_1 = \frac{M_1}{M}, \quad \sin \theta_1' = \frac{M_1'}{M} \quad (1.1)$$



Фиг. 1

Соотношения (1.1) определяют связь между квазистационарной и стационарной постановками задач.

Рассмотренные выше постановки задачи автомодельные поскольку они не содержат характерного линейного размера. Решение строится в виде двух комбинаций автомодельных стационарных решений, расходящихся от точки пересечения S_1 и S_1' (фиг. 1): быстрых ударных S^+ (или автомодельных волн разрежения R^+), альфвеновского разрыва A и медленных волн (S^- или R^-). Состояния за медленными волнами разделены контактным разрывом C , на котором выставляются следующие граничные условия:

$$V_{x4} = V_{x4}'; \quad V_{y4} = V_{y4}'; \quad |\mathbf{H}_4| = |\mathbf{H}_4'|; \quad p_4 = p_4' \quad (1.2)$$

Штрихом будем обозначать величины и волны в области ниже результирующего контактного разрыва или линии тока, входящей в точку пересечения разрывов.

Из постоянства электрического поля в стационарном течении из условий (1.2) следует непрерывность магнитного поля как вектора. Так как каждая из быстрых и медленных волн характеризуется одним параметром, а альфвеновский разрыв определяется однозначно состоянием перед ним, то четырех условий (1.2) достаточно для определения четырех неизвестных интенсивностей волн.

Для построения течения, возникающего вблизи точки пересечения двух быстрых ударных волн, использовался метод решения задачи о взаимодействии сильных разрывов в магнитной гидродинамике [3–5]. Соответствующие уравнения приведены в [5].

2. Рассмотрим задачу о пересечении двух быстрых ударных волн в квазистационарной постановке. Расчеты проведены в широком диапазоне параметров, позволившем выявить характерные особенности взаимодействия и рассмотреть случаи, представляющие интерес для анализа явлений в ближнем космосе и солнечном ветре.

Числа Маха M_1 , M_1' задавались равными 1,2; 1,5; 2,0; 3,0; 5,0; 8,0; причем выбирались $M_1' \leq M_1$, угол θ изменялся от 10° (почти лобовое столкновение) с шагом 10° до значений, соответствующих границе регулярного решения (в зависимости от N , M_1 , M_1' и ψ это значение лежало в пределах от 50 до 120°), числа Альфвена: 0,7; 1,1; 1,5; 2,0; 2,5; угол

Таблица 1

ψ°	$\theta^\circ=10$	20	30	40	50	60	70	80
15	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	—
30	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	—
45	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	—
60	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+AR^-$ $S+AS^-$	$S+AR^-$ $S+AS^-$	—	—
65	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+S^-$ $S+AS^-$	$S+AS^-$ $S+S^-$	—	—
70	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+R^-$ $S+AS^-$	$S+S^-$ $S+AS^-$	$S+S^-$	—	—
75	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+S^-$ $S+AS^-$	$S+S^-$ $S+AS^-$	$S+S^-$ $S+S^-$	—	—	—
80	$S+R^-$ $S+S^-$	$S+AS^-$ $S+S^-$	$S+S^-$ $S+AS^-$	$S+S^-$ $S+AS^-$	$R+S^-$ $S+S^-$	—	—	—
85	$S+AR^-$ $S+S^-$	$S+S^-$ $S+AS^-$	$S+S^-$ $S+AS^-$	$R+S^-$ $S+AS^-$	$R+S^-$ $S+S^-$	—	—	—
90	$S+AS^-$ $S+S^-$	$S+S^-$ $S+AS^-$	$S+S^-$ $S+AS^-$	$R+S^-$ $S+AS^-$	$R+S^-$ $S+S^-$	—	—	—
95	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+S^-$ $S+AS^-$	$R+S^-$ $S+AS^-$	$R+S^-$ $S+AS^-$	$R+S^-$ $S+S^-$	—	—	—
100	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+AS^-$	$R+S^-$ $S+AS^-$	$R+S^-$ $S+AS^-$	$R+S^-$ $S+S^-$	—	—	—
105	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+S^-$	—	—	—
110	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	—	—	—
115	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	—	—
120	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	—
135	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	—
150	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	—
165	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	$S+R^-$ $S+R^-$	—

наклона магнитного поля варьировался от 15 до 165° с шагом 5–15°, причем там, где влияние этого параметра было существенным, шаг уменьшался до 1°. Всего было рассчитано несколько тысяч точек.

В спокойном солнечном ветре на орбите Земли имеем [13, 14]: число Маха потока 7–10, число Маха проходящих волн 1,2–8,0; $N \sim 1,1$ ($\beta \sim 1$), угол наклона поля изменяется в широких пределах. Ближе к Солнцу напряженность магнитного поля больше ($N \sim 2-3$). Таким образом, выбранные значения параметров полностью покрывают диапазон изменений их в солнечном ветре.

Результаты проведенного численного анализа были обработаны в виде различного вида таблиц и диаграмм, например в виде таблиц для различных ψ и θ при фиксированных M_1 , M_1' и N или в виде таблиц для различных M_1 , M_1' при фиксированных ψ , θ , N . На них представлены качественный вид течения и порядок величины динамического воздействия на среду каждой из образующих его волн. Пример такой таблицы для качественного вида течения для $N=2,5$; $M_1=5,0$; $M_1'=3,0$ приведен в табл. 1. По горизонтали отложен угол θ , по вертикали угол ψ . Верхняя комбинация соответствует верхним, нижняя — нижним преломленным волнам (фиг. 1). Например, комбинация R^+S^-/S^+AS^- обозначает верхние прелом-

ленные волны R^+S^- и нижние преломленные волны S^+AS^- , т. е. течение вида $R^+S^-CS^-AS^+$ (сверху вниз в соответствии с фиг. 1). Тире в таблице означает отсутствие регулярного решения.

Опишем основные качественные особенности возникающего течения. Решение существует не при всех значениях определяющих параметров. Одна из границ соответствует вырождению одной из ударных волн в слабый разрыв. Другая граница связана с отсутствием регулярного решения. Например, при достаточно больших углах θ решение отсутствует из-за негиперболического характера течения за взаимодействующими волнами в стационарной системе координат.

При увеличении M_1 и M_1' и фиксированных N и ψ регулярное взаимодействие существует в более узком диапазоне по θ . Усиление магнитного поля приводит при малых ψ (или $\pi-\psi$) к увеличению области существования решения по углу θ .

В силу нелинейного характера взаимодействия в результирующем течении в зависимости от параметров образуются различные комбинации волн. Не только медленные, но и быстрые волны могут быть как ударными, так и волнами разрежения. Альфвеновские разрывы могут генерироваться по обе стороны от результирующего контактного разрыва (см. табл. 1). Поэтому говорить о пересечении ударных волн можно лишь условно, так как фактически происходит распад каждой из взаимодействующих волн.

Генерация в течении быстрых волн разрежения происходит при достаточно сильном магнитном поле или близости хотя бы одной из взаимодействующих волн к предельному состоянию, связанному с границей эволюционности. При этом невозможно генерирование одновременно быстрой и медленной волны разрежения в одном состоянии, т. е. ударная волна генерирует по крайней мере одну ударную волну в каждом состоянии.

Можно выделить два типа взаимодействия: квазипараллельное и квазиперпендикулярное. В первом интенсивность генерируемых быстрых волн порядка падающих (как правило, с небольшим усилением), они являются ударными, а медленные волны (как S^- , так и R^-) — слабые. На плоскости ψ , θ квазипараллельное взаимодействие имеет место в областях, примыкающих к $\psi=0$ и 180° , причем с ростом θ обе области сужаются.

При квазиперпендикулярном взаимодействии имеет место сильная зависимость качественного вида решения от угла ψ , меняются типы и интенсивности всех волн, возможна катастрофическая перестройка решения при небольших изменениях ψ . Ширина области квазиперпендикулярного взаимодействия на плоскости ψ , θ порядка θ .

3. Выясним, когда происходят качественные изменения возникающего течения в зависимости от ориентации магнитного поля H относительно ударных волн. Допустим, что магнитное поле перпендикулярно фронту одной из взаимодействующих волн. Если выполнены условия

$$1 < N^2 < M^2 < ((\gamma+1)N^2 - 2) / (\gamma - 1). \quad (3.1)$$

то волна $S_1(S_1')$ является волной S_+^+ , включающей касательное магнитное поле ($H_{\perp 2} \neq 0$). В этом случае при непрерывном изменении ориентации магнитного поля и переходе магнитного поля H через нормали к $S_1(S_1')$ наклон поля и скорость за $S_1(S_1')$ меняются скачком, т. е. скачкообразно изменяется состояние перед отраженными (преломленными) волнами. Это приводит к скачкообразной (катастрофической) перестройке всего решения, такая перестройка может быть названа глобальной катастрофой $K_G(K_G')$.

Таким образом, при непрерывном изменении угла наклона магнитного поля перед взаимодействующими волнами или угла между ними невоз-

θ°	ψ_{01}°	Решение 1	ψ_{02}°	Решение 2	θ°	ψ_{01}°	Решение 1	ψ_{02}°	Решение 2
$N = 1,5; M_1 = 3; M'_1 = 2 (K'_G)$					$N = 2,5; M_1 = 5; M'_1 = 3 (K'_G)$				
40	105	S^+S^-/S^+AR^-	106	S^+R^-/S^+R^-	10	93	S^+AS^-/S^+AS^-	94	S^+R^-/S^+R^-
50	109	S^+S^-/S^+R^-	110	S^+R^-/S^+R^-	20	97	S^+S^-/S^+AS^-	98	S^+R^-/S^+R^-
60	113	S^+AS^-/S^+R^-	114	S^+R^-/S^+R^-	30	101	R^+S^-/S^+AS^-	102	S^+R^-/S^+R^-
67	115	S^+AS^-/S^+S^-	116	S^+R^-/S^+R^-	50	108	R^+S^-/S^+S^-	109	S^+R^-/S^+R^-
$N = 1,5; M_1 = M'_1 = 2 (K_G)$					$N = 2,5; M_1 = M'_1 = 3 (K_G)$				
30	75	S^+R^-/S^+R^-	76	S^+AS^-/S^+AS^-	10	85	S^+R^-/S^+R^-	86	R^+S^-/R^+AS^-
50	65	S^+R^-/S^+R^-	66	S^+S^-/S^+AS^-	30	75	S^+R^-/S^+R^-	76	R^+AS^-/S^+AS^-
70	55	S^+R^-/S^+S^-	56	S^+S^-/S^+S^-	50	65	S^+R^-/S^+R^-	66	S^+S^-/S^+AS^-

можно непрерывно изменять начальное состояние перед преломленными волнами, оставаясь в рамках плоскополяризованного течения.

При глобальных катастрофах качественный состав волн в области взаимодействия, сменяющих друг друга, очень разнообразен. Примеры катастрофической перестройки течения приведены в табл. 2.

Заметим, что при $\psi(K'_G) > 90^\circ$ решение S^+R^-/S^+R^- для $\psi > \psi(K'_G)$ по типу совпадает с квазипараллельным, хотя изменение физических величин в медленных волнах разрежения по масштабу велики, как в квазиперпендикулярном случае. При дальнейшем увеличении ψ (при $\psi > \psi(K'_G) > 90^\circ$) интенсивности медленных волн убывают и течение S^+R^-/S^+R^- без качественных изменений (локальных катастроф (см. ниже)) переходит в квазипараллельное взаимодействие.

Изменение физических величин при глобальных катастрофах для ряда значений начальных параметров (см. табл. 2) приведены в табл. 3. Здесь цифры 0, 1, 2, 3, 4 обозначают состояния между волнами (см. фиг. 1), а ω_n — угол между векторами V и H . Изменения величин на волнах находятся как разность между их значениями в состоянии вверх и вниз по потоку. Из табл. 3 видно, что интенсивности всех волн при глобальных катастрофах меняются на конечную величину.

Подчеркнем, что изменение только ориентации магнитного поля за одной из взаимодействующих волн (угол ω_n , переход из состояния 0 в 1 или из 0 в 1') приводит к сильному изменению не только поля, но и давления и скорости во всем течении. Например, $N=2,5; M_1=M'_1=3; \theta=10^\circ$ давление на контактном разрыве изменяется в 3,5, а скорость в 6 раз (табл. 3).

Другие типы качественной перестройки течения обусловлены совпадением характеристических скоростей: альфвеновской с быстрой или медленной магнитозвуковыми скоростями. При этом скачкообразно изменяется магнитное поле и скорость в части течения между соответствующими волнами, а результирующее состояние на контактном разрыве изменяется непрерывно. Такие перестройки будем называть локальными катастрофами. Если при непрерывном изменении параметров магнитное поле перед быстрой преломленной волной переходит через нормаль и условия (3.1) выполнены, то происходит слияние быстрой ударной волны и альфвеновского разрыва (или отщепление A от S^+). Такую локальную катастрофу обозначим K_{L+} .

Если магнитное поле за медленной ударной волной переходит через нормаль, то происходит слияние этой ударной волны с альфвеновским разрывом. Такую локальную катастрофу обозначим K_{L-} . Катастрофы K_{L+} и K_{L-} связаны с появлением в решении включающих и выключающих

Таблица 3

	ψ°	0	1	2	3	4=4'	3'	2'	1'	0
--	--------------	---	---	---	---	------	----	----	----	---

$$N = 1,5; M_1 = 3; M_1' = 2; \theta = 40^\circ (S^+S^-/S^+AR^- \rightarrow S^+R^-/S^+R^-)$$

$\frac{p}{p_0}$	105	1,00	4,67	6,25	6,25	11,7	13,2	13,2	2,95	1,00
$\frac{H}{H_0}$	105	1,00	1,78	1,98	1,98	1,45	1,22	1,22	1,21	1,00
ω_H	105	1,83	2,26	2,43	2,43	1,88	1,42	1,16	1,24	1,83
$\frac{V}{V_0}$	105	0,00	1,64	1,22	1,22	2,10	1,71	1,52	1,15	0,00
	106	1,00	4,60	9,78	9,78	7,51	10,3	10,3	3,03	1,00
	106	1,00	1,78	2,30	2,50	2,50	2,21	2,21	1,21	1,00
	106	1,85	2,27	2,63	2,63	2,69	2,64	2,64	2,45	1,85
	106	0,00	1,63	0,85	0,85	0,54	0,34	0,34	1,15	0,00

$$N = 1,5; M_1 = 3; M_1' = 2; \theta = 67^\circ (S^+S^-/S^+AR^- \rightarrow S^+R^-/S^+R^-)$$

$\frac{p}{p_0}$	115	1,00	3,62	5,60	5,60	10,5	9,80	9,80	2,94	1,00
$\frac{H}{H_0}$	115	1,00	1,82	2,07	2,07	1,84	1,92	1,92	1,22	1,00
ω_H	115	2,01	2,20	2,56	1,44	1,76	1,81	1,81	1,41	2,01
$\frac{V}{V_0}$	115	0,00	1,42	0,75	2,87	2,25	2,31	2,31	1,15	0,00
	116	1,00	3,61	7,06	7,06	5,87	7,94	7,94	3,04	1,00
	116	1,00	1,82	2,16	2,16	2,27	2,03	2,03	1,21	1,00
	116	2,02	2,21	2,68	2,68	2,72	2,67	2,67	2,62	2,02
	116	0,00	1,42	0,78	0,56	0,56	0,20	0,20	1,16	0,00

$$N = 2,5; M_1 = M_1' = 3; \theta = 10^\circ (S^+R^-/S^+R^- \rightarrow R^+S^-/R^+AS^-)$$

$\frac{p}{p_0}$	85	1,00	2,40	4,59	4,59	2,05	4,40	4,40	1,87	1,00
$\frac{H}{H_0}$	85	1,00	1,27	1,74	1,74	1,84	1,75	1,75	1,25	1,00
ω_H	85	1,48	0,82	0,59	0,59	0,56	0,59	0,59	1,00	1,48
$\frac{V}{V_0}$	85	0,00	1,87	0,88	0,88	0,45	0,77	0,77	1,43	0,00
	86	1,00	2,33	1,77	1,77	6,94	1,57	1,57	1,90	1,00
	86	1,00	1,27	1,11	1,11	1,09	1,13	1,13	1,25	1,00
	86	1,50	2,15	1,76	1,76	1,66	1,82	1,23	1,00	1,50
	86	0,00	1,82	2,86	2,86	2,93	3,58	2,15	1,47	0,00

волн, соответственно. Подчеркнем, что возникающий (или исчезающий) в результате катастрофы альфвеновский разрыв имеет конечную интенсивность.

Выделим два типа «непрерывных катастроф», при которых происходит слияние альфвеновской и быстрой (медленной) характеристик за быстрой (перед медленной) волной разрежения. В этом случае течение изменяется непрерывно. Когда быстрая волна разрежения достигает максимальной интенсивности (R_+), то за ней $V_{n2} = a_A$, возникающий при этом альфвеновский разрыв перпендикулярен полю, его интенсивность бесконечно мала (катастрофа K_{0+}). При катастрофе K_{0-} начальная характеристика медленной волны разрежения R^- становится перпендикулярной H и интенсивность генерируемого при этом альфвеновского разрыва также близка к нулю. Примеры локальных и непрерывных катастроф представлены в табл. 4.

При локальных катастрофах $K_{L\pm}$ изменение магнитного поля в сливающихся волнах происходит в противоположном направлении (изменения H_τ в S и A взаимно компенсируются), а при непрерывных катастрофах $K_{0\pm}$ поле изменяется в одну и ту же сторону (т. е. изменение H_τ в R^+ (или R^-) продолжает его изменение в A).

Таблица 4

θ°	ψ_{01}°	Решение 1	ψ_{02}°	Решение 2	Катастрофа
$N=1,5; M_1=3; M_1'=2$					
40	68	$S+R^-/S+S^-$	69	$S+AR^-/S+S^-$	K_{0-}
	69	$S+AR^-/S+S^-$	70	$S+AR^-/S+AS^-$	K'_{L-}
	74	$S+AS^-/S+AS^-$	75	$S+S^-/S+AS^-$	K_{L-}
50	62	$S+R^-/S+S^-$	63	$S+R^-/S+AS^-$	K'_{L-}
	63	$S+R^-/S+AS^-$	64	$S+AR^-/S+AS^-$	K_{0-}
	71	$S+AS^-/S+AR^-$	72	$S+S^-/S+R^-$	K_{L-}
	77	$S+S^-/S+AR^-$	78	$S+S^-/S+R^-$	K'_{L+}
60	55	$S+R^-/S+S^-$	56	$S+R^-/S+AS^-$	K'_{L-}
	63	$S+R^-/S+AR^-$	64	$S+AR^-/S+R^-$	$K_{0-} + K'_{0-}$
67	97	$S+S^-/S+S^-$	98	$S+AS^-/S+S^-$	K_{L+}
$N=2,5; M_1=M_1'=3$					
10	88	$R+S^-/R+AS^-$	89	$R+AS^-/R+AS^-$	K_{0+}
20	84	$R+S^-/R+AS^-$	85	$R+AS^-/R+AS^-$	K_{0+}

Таблица 5

	ψ°	0	1	2	3	4=4'	3'	2'	1'	0
$N = 1,5; M_1 = 3; M_1' = 2; \theta = 40^\circ (S+AS^-/S+AS^- \xrightarrow{K_{L-}} S+S^-/S+AS^-)$										
$\frac{p}{p_0}$	74	1,00	9,09	12,3	12,3	13,0	9,88	9,88	1,64	1,00
	75	1,00	8,82	11,9	11,9	12,8	9,88	9,88	1,66	1,00
$\frac{H}{H_0}$	74	1,00	1,32	1,34	1,34	1,24	1,67	1,67	1,24	1,00
	75	1,00	1,36	1,39	1,39	1,26	1,66	1,66	1,24	1,00
ω_H	74	1,29	1,87	1,94	1,17	1,52	2,01	0,44	1,03	1,29
	75	1,31	1,91	1,98	1,98	1,56	2,00	0,45	1,04	1,31
$\frac{V}{V_0}$	74	0,00	1,97	1,71	2,39	2,05	2,46	1,50	0,61	0,00
	75	0,00	1,97	1,71	1,71	2,06	2,43	1,48	0,62	0,00
$N = 1,5; M_1 = 3; M_1' = 2; \theta = 67^\circ (S+S^-/S+S^- \xrightarrow{K_{L+}} S+AS^-/S+S^-)$										
$\frac{p}{p_0}$	97	1,00	4,19	6,90	6,90	8,60	7,54	7,54	1,92	1,00
	98	1,00	4,14	6,87	6,87	8,65	7,58	7,58	1,95	1,00
$\frac{H}{H_0}$	97	1,00	1,80	1,98	1,98	1,92	2,02	2,02	1,26	1,00
	98	1,00	1,80	1,99	1,99	1,92	2,02	2,02	1,26	1,00
ω_H	97	1,69	2,05	1,62	1,62	1,72	1,77	1,77	1,30	1,69
	98	1,71	2,05	2,48	1,62	1,72	1,77	1,77	1,31	1,71
$\frac{V}{V_0}$	97	0,00	1,55	2,35	2,35	2,16	2,23	2,23	0,81	0,00
	98	0,00	1,54	0,88	2,36	2,17	2,24	2,24	0,82	0,00

Изменение физических величин при локальных катастрофах для ряда значений начальных параметров (см. табл. 4) приведены в табл. 5. Видно, что при локальных катастрофах наряду с небольшими изменениями всех

величин в последнем знаке имеют место конечные изменения ω_H и V/V_0 в той части течения, где возникают (исчезают) альфвеновские разрывы: переход из состояния 2 в состояние 3 и 4 при K_{L-} и переход из состояния 1 в 2 и 3 при K_{L+} .

Локальные катастрофы всех этих типов имеют место и при взаимодействии альфвеновского разрыва с контактным [4].

Возможно изменение решения непрерывным образом за счет вырождения волн в характеристику («катастрофы» K_c), при этом S^\pm сменяет R^\pm или наоборот (см. табл. 1, переход при $\theta=10^\circ$ от $\psi=15^\circ$ к $\psi=30^\circ$).

В зависимости от изменения параметров задачи перестройка течения может осуществляться в разной последовательности катастроф. Например, при $N=1,5$; $M_1=3$; $M_1'=2$ по мере увеличения ψ последовательности катастроф для различных θ представлены ниже

$$\theta=40^\circ: K_{0-} \rightarrow K_{L-}' \rightarrow K_c \rightarrow K_{L-} \rightarrow K_c' \rightarrow K_G$$

$$\theta=50^\circ: K_{L-}' \rightarrow K_{0-} \rightarrow K_c \rightarrow K_{L-} \rightarrow K_c' \rightarrow K_{L+} \rightarrow K_G$$

$$\theta=60^\circ: K_{L-}' \rightarrow K_c \rightarrow K_{0-} \rightarrow K_{0-}' \rightarrow K_c \rightarrow K_c' \rightarrow K_G$$

$$\theta=67^\circ: K_{L-}' \rightarrow K_c \rightarrow K_{0-}' \rightarrow K_c \rightarrow K_{L+} \rightarrow K_G$$

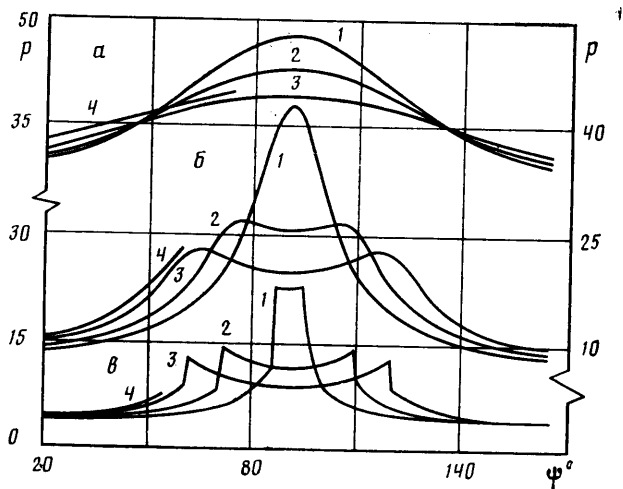
4. Исследуем влияние магнитного поля (параметров N и ψ) и угла θ между сталкивающимися волнами на изменение физических величин в течении. Для простоты рассмотрим вначале случай волн с равными скоростями ($M_1=M_1'$). На фиг. 2–5 для $M_1=M_1'=3$ приведены зависимости следующих величин на контактном разрыве: p_i , V_i , $|H_i|$ и $\Delta\psi_i=\omega_{H_i}-\psi_0$ от угла ψ между эффективной скоростью V_0 и H_0 перед ударными волнами для $\theta=10, 40, 60$ и 70° (кривые 1–4 соответственно). Фигуры 2–5 а, б, в соответствуют $N=0,7$; 1,5 и 2. Поскольку графики симметричны относительно $\psi=90^\circ$, то для V_i и $|H_i|$ приведены зависимости для $0 < \psi \leq 90^\circ$.

Значения напряженности магнитного поля $N=0,7$; 1,5; 2,0 для $M_1=M_1'=3,0$ характерны для случаев слабого ($M_A > 3$), умеренного ($M_A \approx 2$ и условие (3.1) не выполнено) и сильного магнитных полей ($M_A = M/N$ — число Маха — Альфвена). Сильное, промежуточное и слабое поля оцениваются по отношению магнитного давления к динамическому, которое пропорционально M^2 .

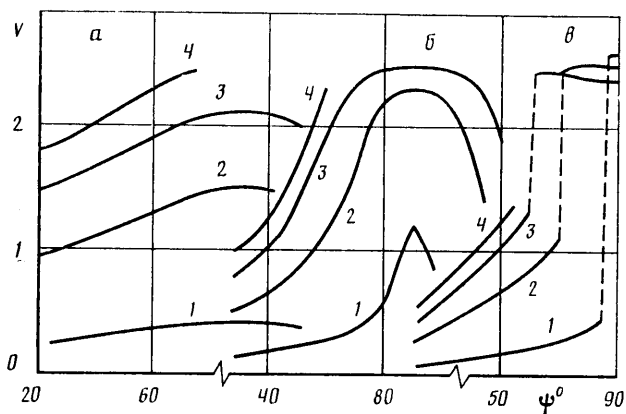
Из фиг. 2 видно, что угол ψ сильно влияет на результирующее газодинамическое давление p_i , причем наиболее рельефно это влияние проявляется при умеренных полях. В слабом поле максимальное давление достигается при $\psi=90^\circ$ для любых θ , причем чем меньше θ , тем больше этот максимум. При умеренном (сильном) поле характер зависимости $p_i(\psi)$ изменяется в результате локальной K_{L-} (глобальной K_c) катастрофы. При $\psi=90^\circ$ имеется максимум при достаточно малых θ (почти лобовое столкновение) или слабо выраженный минимум при косом столкновении.

При квазипараллельном взаимодействии при почти лобовом столкновении (θ мало) и $\psi < 45^\circ$ давление ниже, чем давление при косом ($\theta=40, 60, 70^\circ$) столкновении. Этот эффект исчезает в сильном поле. Отметим, что при $N=2$ исходные взаимодействующие волны более слабые, поскольку за счет сильного магнитного поля их магнитогазодинамическое число Маха близко к единице.

На фиг. 3 отложено отношение V_i/a_0 , где V_i — скорость в системе координат, связанной с неподвижной средой, a_0 — газодинамическая скорость звука в исходном состоянии. В слабом поле ($N=0,7$; фиг. 5, а) увлечение среды за ударными волнами происходит только при достаточно больших θ и относительно слабо зависит от угла ψ . В умеренном и сильном поле среда резко ускоряется при квазиперпендикулярном взаимодействии, при



Фиг. 2



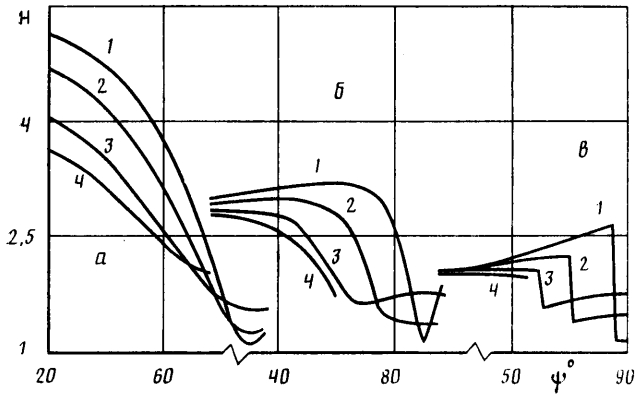
Фиг. 3

этом для квазипараллельного взаимодействия увлечение среды слабее по сравнению со случаем $N=0,7$. Эффект наиболее ярок при $N=2$, $\theta=10^\circ$: при $0 < \psi < 85^\circ$ или $95 < \psi < 180^\circ$ среда почти не ускоряется. При квазиперпендикулярном взаимодействии магнитное поле действует как ускоритель.

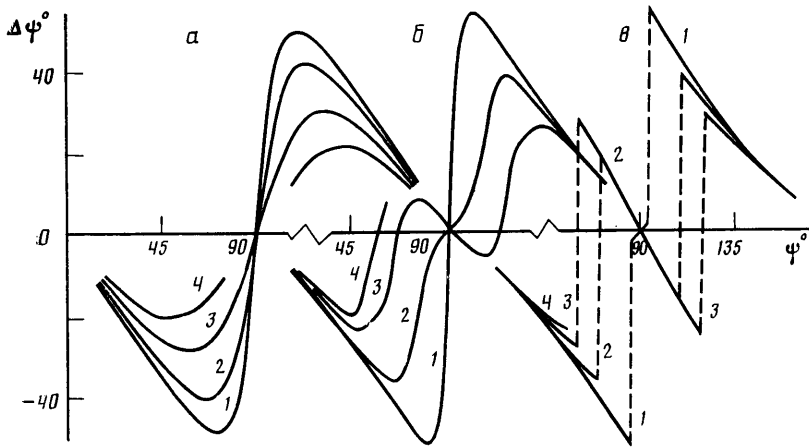
На фиг. 4 представлено отношение $|H|_4/H_0$. Напряженность магнитного поля сильно возрастает в квазипараллельном случае и почти не изменяется в квазиперпендикулярном. Усиление поля больше при малых θ и слабом исходном поле.

Из приведенных результатов следует, что в случае квазиперпендикулярного взаимодействия образуются высокоскоростные области с большим газодинамическим давлением и относительно слабым магнитным давлением, а в квазипараллельном случае — наоборот.

На фиг. 5 представлено $\Delta\psi_4 = \omega_{H_4} - \psi_0$. В квазипараллельном случае угол между скоростью и магнитным полем меньше его значения в исходном состоянии, причем его величина убывает с ростом ψ , таким образом, квазипараллельное состояние является самоподдерживающимся. Во всех случаях в силу симметрии $\psi_4 = \psi_0$ при $\psi = 90^\circ$, однако в умеренных полях это равенство имеет место и при других ψ в случае косоугольного столкновения для $\theta > 40^\circ$. В сильном поле изменение знака $\Delta\psi_4$ происходит скачкообразно в результате глобальной катастрофы K_6 .



Фиг. 4



Фиг. 5

Приведенные зависимости типичны для случаев слабого, умеренного и сильного магнитных полей и при других числах Маха взаимодействующих волн. При этом имеет место приближенное подобие результатов по M_A с коэффициентами K_p , K_v , K_H , K_ψ для p_i , V_i , $|H|_i$ и $\Delta\psi_i$. Например, случаи $N=0,7$; $N=1,5$ для $M_1=M_1'=3$ ($M_A=4,28$ и 2) близки соответствующим случаям $N=1,1$, $N=2,5$ для $M_1=M_1'=5$ ($M_A=4,54$ и 2) с коэффициентами $K_p \approx 3$, $K_v \approx 2$, $K_H \approx 1,2$ и $K_\psi \approx 1$, т. е. построенные на фиг. 2–5, а, б кривые практически совпадают с графиками соответствующих зависимостей для случаев $M_1=M_1'=5$ при $N=1,1$ и $2,5$ после умножения на коэффициенты K_p , K_v , K_H , K_ψ .

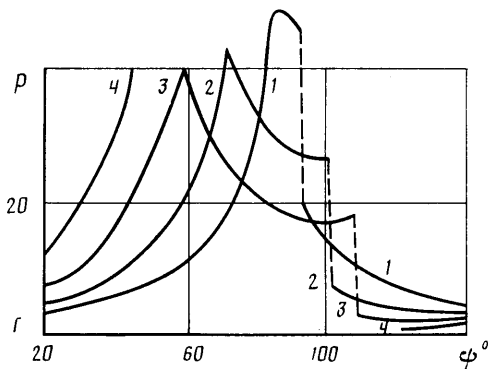
При $M_1 \neq M_1'$ симметрия относительно $\psi=90^\circ$ исчезает, экстремумы смещаются, магнитное поле по отношению к одной волне может быть сильным, а к другой — слабым. Все указанные выше свойства сохраняются, с тем различием, что в силу нескомпенсированности встречной скорости в сталкивающихся волнах среда почти всегда испытывает существенное ускорение. Пример зависимости p_i от ψ для $N=2,5$; $M_1=5$; $M_1'=3$ приведены на фиг. 6 для тех же значений θ .

Таким образом, можно сделать вывод, что квазипараллельное и квазиперпендикулярное взаимодействия различаются и с точки зрения изменения физических величин. В квазипараллельном случае магнитное поле сглаживает подъем давления, уменьшает возрастание скорости среды и

само сильно возрастает. В квазиперпендикулярном случае магнитное поле сжимает газ, сильно ускоряет его: энергия магнитного поля трансформируется в термодинамическую энергию и энергию направленного движения среды, напряженность магнитного поля изменяется слабо.

Описанное выше изменение физических величин касается только состояния на результирующем контактном разрыве и не отражает динамики их изменения во всех составляющих течения. Представление о вкладе каждой из волн могут дать табл. 3 и 5.

Локальные катастрофы K_{L+} и K_{L-} физически соответствуют расслоению одного токового слоя, представляющего собой ударную волну, на два: ударную волну и альфвеновский разрыв, токи в которых текут в противоположных направлениях, причем возникающие слои очень близко расположены в пространстве.



Фиг. 6

Введенный угол ψ между \mathbf{H} и скоростью движения точки пересечения ударных волн является одной из наиболее существенных характеристик взаимодействия S_1 и S_1' .

Построенные зависимости $p_4(\psi)$, $V_4(\psi)$, $|\mathbf{H}|_4(\psi)$ могут быть использованы, например, при исследовании взаимодействия ударной волны солнечного ветра S_f с околоземной головной ударной волной S_b . Несмотря на то что в солнечном ветре до прихода S_f межпланетное магнитное поле не изменяется, в силу искривленности S_b в системе координат, связанной с точкой пересечения, по мере перемещения S_f непрерывно изменяются ψ и θ и, как показали расчеты [15], могут реализовываться описанные выше локальные катастрофы и катастрофы непрерывности, возникать двойные токовые системы, сильные медленные волны (S^- и R^-) и даже быстрые волны разрежения R^+ .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Черный Г. Г. Газовая динамика. М.: Наука, 1988. 424 с.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
3. Бармин А. А., Пушкарь Е. А. Стационарное взаимодействие сильных разрывов в магнитной гидродинамике // 6-й Всесоюз. съезд по теорет. и прикл. механике. Ташкент, сент., 1986: Аннот. докл. Ташкент, 1986. С. 79.
4. Бармин А. А., Пушкарь Е. А. Наклонное взаимодействие сильных разрывов в магнитной гидродинамике // Механика. Современные проблемы. М.: Изд-во МГУ, 1987. С. 100–105.
5. Бармин А. А., Пушкарь Е. А. Наклонное взаимодействие альфвеновского и контактного разрывов в магнитной гидродинамике // Изв. АН СССР. МЖГ. 1990. № 1. С. 131–142.
6. Natter M. Shock reflexion and shock-wave interaction in field-aligned flows // J. Plasma Phys. 1975. V. 14. № 1. P. 39–51.
7. Bestman A. R. Refraction of hydromagnetic shocks // J. Plasma Phys. 1977. V. 18. № 2. P. 189–208.
8. Bestman A. R. Confluence of three shocks waves for transverse shocks and shocks in an aligned MHD field // J. Plasma Phys. 1975. V. 13. № 1. P. 107–125.
9. Neubauer F. M. Nonlinear oblique interaction of interplanetary tangential discontinuities with magnetogasdynamic shocks // J. Geophys. Res. 1975. V. 80. № 10. P. 1213–1222.
10. Neubauer F. M. Nonlinear interaction of discontinuities in the solar wind and the origin of slow shocks // J. Geophys. Res. 1976. V. 81. № 13. P. 2248–2256.

11. *Zhuang H. C., Russell C. T., Smith E. J., Gosling J. T.* Three-dimensional interaction of interplanetary shock waves with the bow shock and magnetopause: a comparison of theory with ISEE observations // *J. Geophys. Res.* 1981. V. A86. № 7. P. 5590–5600.
12. *Grib S. A., Pushcar' E. A., Barmin A. A.* The interaction of the solar wind and discontinuities in the vicinity of heliopause // *Physics of the outer heliosphere/1-st COSPAR Colloquium Warsaw, Poland, September, 1989.* P. 73.
13. *Баранов В. Б., Краснобаев К. В.* Гидродинамическая теория космической плазмы. М.: Наука, 1977. 335 с.
14. *Russell C. T.* Multipoint measurements of upstream waves // *Adv. Space Res.* 1988. V. 8. № 9–10. P. (9) 147–(9) 156.
15. *Пушкарь Е. А., Бармин А. А., Гриб С. А.* Исследование в МГД-приближении падения ударной волны солнечного ветра на околоземную головную ударную волну // *Геомагнетизм и аэронавигация.* 1991. Т. 31. № 3.

Москва

Поступила в редакцию
30.X.1990