

УДК 533.6.011.72:537.84

© 1997 г. А.А. БАРМИН, Е.А. ПУШКАРЬ

## **ВСТРЕЧНОЕ НАКЛОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АЛЬФВЕНОВСКОГО РАЗРЫВА С БЫСТРОЙ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ**

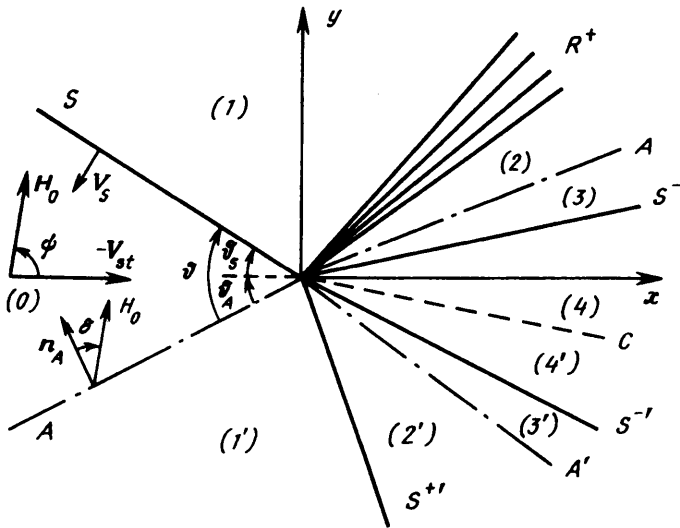
В рамках идеальной магнитогидродинамической модели в широком диапазоне определяющих параметров численно решена задача о регулярном наклонном встречном взаимодействии плоскополяризованного альфвеновского разрыва с быстрой магнитогидродинамической ударной волной. Найдена волновая картина возникающего течения и исследованы его свойства, в частности построены карты зависимости состава волн, образующих течение, от определяющих параметров. При изменении параметров задачи происходит качественная перестройка возникающего течения, которая может носить скачкообразный характер, что приводит к сложным немонотонным зависимостям физических характеристик течения.

Наклонное взаимодействие сильных разрывов в магнитной гидродинамике позволяет описать взаимодействие между потоками проводящего сжимаемого газа с вмороженным магнитным полем. В этом случае автомодельное решение выявляет особенности течений, возникающих при столкновении потоков и обусловленных самосогласованным взаимодействием проводящей среды с магнитным полем.

В рамках стационарной постановки задачи [1] ранее были исследованы случаи наклонного взаимодействия альфвеновского и контактного разрывов [2], падение быстрой ударной волны на контактный разрыв [1], встречное [3, 4] и догонное [5] взаимодействия двух быстрых ударных волн при произвольной ориентации магнитного поля. Проведенные исследования позволили выявить ряд важнейших особенностей магнитогидродинамического взаимодействия, которые при упрощенной постановке [6–8] теряются.

Представляет интерес рассмотреть взаимодействие альфвеновского (вращательного) разрыва с быстрой ударной волной при произвольном направлении магнитного поля. Такое взаимодействие возникает при изучении явлений, происходящих в солнечном ветре и ближнем космосе [9–11]. Исследования околоземной магнитосферы показали, что в зависимости от условий в солнечном ветре различные участки магнитопаузы могут отождествляться с тангенциальным или вращательным разрывом [12, 13]. Рассматриваются и более сложные модели магнитопаузы [14], содержащие вращательный разрыв. Поэтому для геофизических приложений интересно решение задач о падении вращательного разрыва солнечного ветра на околоземную головную ударную волну [15] или о столкновении быстрой ударной волны, возникшей после прохождения через околоземную головную ударную волну, с магнитопаузой, аппроксимированной вращательным разрывом.

Наличие в потоке свободного солнечного ветра вблизи Земли ударных волн и вращательных разрывов, близко расположенных в пространстве, которые регистрируются на космических аппаратах [9, 10, 16], позволяет рассматривать их как продукт взаимодействия между собой или с другими границами раздела потоков плазмы. Взаимодействие альфвеновского разрыва с ударной волной может трактоваться как элемент динамической модели пересоединения магнитного поля. В этом случае альф-



Фиг. 1. Схема регулярного взаимодействия альфвеновского разрыва  $A$  с быстрой магнитогидродинамической ударной волной  $S$

веновский разрыв является границей потока солнечного ветра с иной ориентацией магнитного поля, а ударная волна может отождествляться с околоземной головной ударной волной.

Падение альфвеновской волны на ударную волну применительно к геофизическим задачам рассматривалось ранее [17–19], при этом альфвеновская волна предполагалась слабой. Были рассмотрены либо частные случаи ориентации магнитного поля [17, 18], либо предполагалось, что ударная волна сильная [19].

В настоящей работе в рамках идеальной магнитной гидродинамики в плоскополяризованной постановке рассматривается встречное взаимодействие быстрой ударной волны и альфвеновского разрыва произвольных интенсивностей. Такая задача характеризуется четырьмя безразмерными параметрами: отношением магнитного и газодинамического давлений, числом Маха ударной волны, углом наклона магнитного поля к альфвеновскому разрыву и углом между взаимодействующими волнами. Расчеты проведены для широкой области значений определяющих параметров. Решения построены численно с использованием предварительного качественного анализа на основе методики, разработанной ранее [2, 20]. Найдена волновая картина возникающего течения и исследованы его свойства, в частности построены карты зависимости состава волн, образующих течение, от определяющих параметров. Полученные решения могут быть использованы для исследования явлений в окосолнечной и космической плазме.

**1. Постановка задачи.** Рассмотрим квазистационарную [3] постановку задачи о взаимодействии сильных разрывов. Пусть навстречу друг другу со скоростями  $V_S$  и  $V_A$  движутся плоские фронты ударной волны  $S$  и альфвеновского разрыва  $A$ , угол между которыми равен  $\vartheta$  (фиг. 1). Будем считать заданным начальное состояние невозмущенной неподвижной среды (0) перед  $S$  и  $A$ : давление  $p_0$ , плотность  $\rho_0$  и модуль напряженности магнитного поля  $|H_0|$ . Скорость движения альфвеновского разрыва  $|V_A| = a_A \cos \delta = (|H_0| / \sqrt{4\pi\rho_0}) \cos \delta$ , где  $\delta$  – угол между  $H_0$  и  $n_A$ , положительное направление отсчета  $\delta$  выбрано против часовой стрелки от  $n_A$  (фиг. 1). Начальное состояние будем предполагать плоскополяризованным, т.е. векторы  $V_S$ ,  $V_A$  и  $H_0$  предполагаются ортогональными линии пересечения фронтов  $S$  и  $A$ .

Рассмотрим регулярное взаимодействие, когда течение обладает только одной особенностью, находящейся там, где пересекаются  $S$  и  $A$ , и качественно подобно картине течения, изображенного на фиг. 1. Тогда в системе координат, движущейся вместе с линией пересечения фронтов  $S$  и  $A$  со скоростью  $\mathbf{V}_{st}$ , задача стационарна. Такое взаимодействие также возможно в стационарном случае, когда  $S$  и  $A$  неподвижны, а среда (0) набегаёт на них со скоростью  $-\mathbf{V}_{st}$ , например, при стационарном течении в канале. Скорость газа  $|\mathbf{V}_{st}|$  определяется скоростями разрывов и углом между ними (фиг. 1)

$$|\mathbf{V}_{st}| = \frac{(|\mathbf{V}_S|^2 + 2|\mathbf{V}_S||\mathbf{V}_A|\cos\vartheta + |\mathbf{V}_A|^2)^{1/2}}{\sin\vartheta}, \quad \sin\vartheta_S = \frac{|\mathbf{V}_S|}{|\mathbf{V}_{st}|}, \quad \sin\vartheta_A = \frac{|\mathbf{V}_A|}{|\mathbf{V}_{st}|} \quad (1.1)$$

где  $\vartheta_S$  и  $\vartheta_A$  – углы между  $-\mathbf{V}_{st}$  и фронтами  $S$  и  $A$  соответственно ( $\vartheta_S + \vartheta_A = \vartheta$ ). В этой системе координат разрывы неподвижны, а скорость набегающей среды (0) равна  $-\mathbf{V}_{st}$ , т.е. квазистационарная и стационарная постановки задачи эквивалентны. В стационарной системе координат число Маха набегающего потока  $M_{st}$  определяется по формуле, аналогичной (1.1), куда вместо  $|\mathbf{V}_S|$  и  $|\mathbf{V}_A|$  нужно подставить  $M$  и  $M_A = |\mathbf{V}_A|/a_0$ .

Задача определяется четырьмя безразмерными параметрами (не считая показателя адиабаты  $\gamma$ , который предполагается равным  $5/3$ ): газодинамическим числом Маха ударной волны  $M = V_S / a_0 = V_S / \sqrt{\gamma p_0 / \rho_0}$ , числом Альфвена  $N = a_A / a_0$  (или  $\beta = 2/(\gamma N^2)$ ), углом  $\delta$ , задающим направление магнитного поля относительно  $\mathbf{n}_A$  и, следовательно, относительно фронта ударной волны  $S$  (фиг. 1), и углом  $\vartheta$ . Число Маха альфвеновского разрыва однозначно определяется величинами  $N$  и  $\delta$ :  $M_A = N \cos \delta$ , т.е. альфвеновский разрыв в отличие от ударной волны не может двигаться с произвольной скоростью, если ориентация его фронта относительно магнитного поля задана. Поэтому рассматриваемая задача имеет четыре определяющих параметра, а не пять, как в случае пересечения ударных волн [3].

Альфвеновский разрыв будем считать плоскополяризованным, т.е. электрический ток течет по нему в направлении линии пересечения  $A$  и  $S$  (перпендикулярно плоскости рассматриваемого течения) и его величина такова, что векторы скорости и напряженности магнитного поля до и после вращательного разрыва лежат в одной и той же плоскости. В таком плоскополяризованном альфвеновском разрыве касательная компонента магнитного поля сохраняется по модулю, меняя знак на противоположный. В этом случае магнитное поле "поворачивается" вокруг нормали на  $180^\circ$ , поскольку нормальное магнитное поле не изменяется. Касательная компонента скорости изменяется самосогласованно в соответствии с соотношениями на МГД-разрывах [21]

$$[\mathbf{V}_\tau] = [\mathbf{H}_\tau] / \sqrt{4\pi\rho_0} \quad (1.2)$$

а все остальные величины не изменяются. Квадратные скобки в (1.2) означают скачок величин на разрыве.

В рассматриваемой постановке интенсивность альфвеновского разрыва  $|A|$  однозначно определяется начальным состоянием и не является свободным параметром, т.е. есть функция перечисленных выше безразмерных определяющих параметров. Удобно выделить два аспекта воздействия альфвеновского разрыва на среду. Во-первых, под интенсивностью  $A$  можно подразумевать изменение (поворот) вектора напряженности магнитного поля (излом магнитных силовых линий на  $A$ ). Тогда при увеличении  $|\delta|$  такая "интенсивность" альфвеновского разрыва растёт, поскольку угол  $\delta$  определяет величину касательной компоненты магнитного поля  $|\mathbf{H}_\tau| = |\mathbf{H}_0| \sin|\delta|$ . Этот аспект не учитывает воздействия  $A$  на количество движения среды, обусловленного электрическим током, текущим по  $A$ , и связанного с

изменением касательной компоненты скорости (формула (1.2)). Поскольку изменение количества движения среды  $\rho V_n [V_\tau]$  зависит также и от потока массы  $\rho V_n$  через альфвеновский разрыв, а  $V_n = |V_A| = a_A \cos \delta$ , то степень воздействия  $A$  на среду меняется при увеличении  $|\delta|$  немонотонно, достигая максимума при  $|\delta| = 45^\circ$ . Этот второй аспект воздействия  $A$  на среду будем называть динамической интенсивностью.

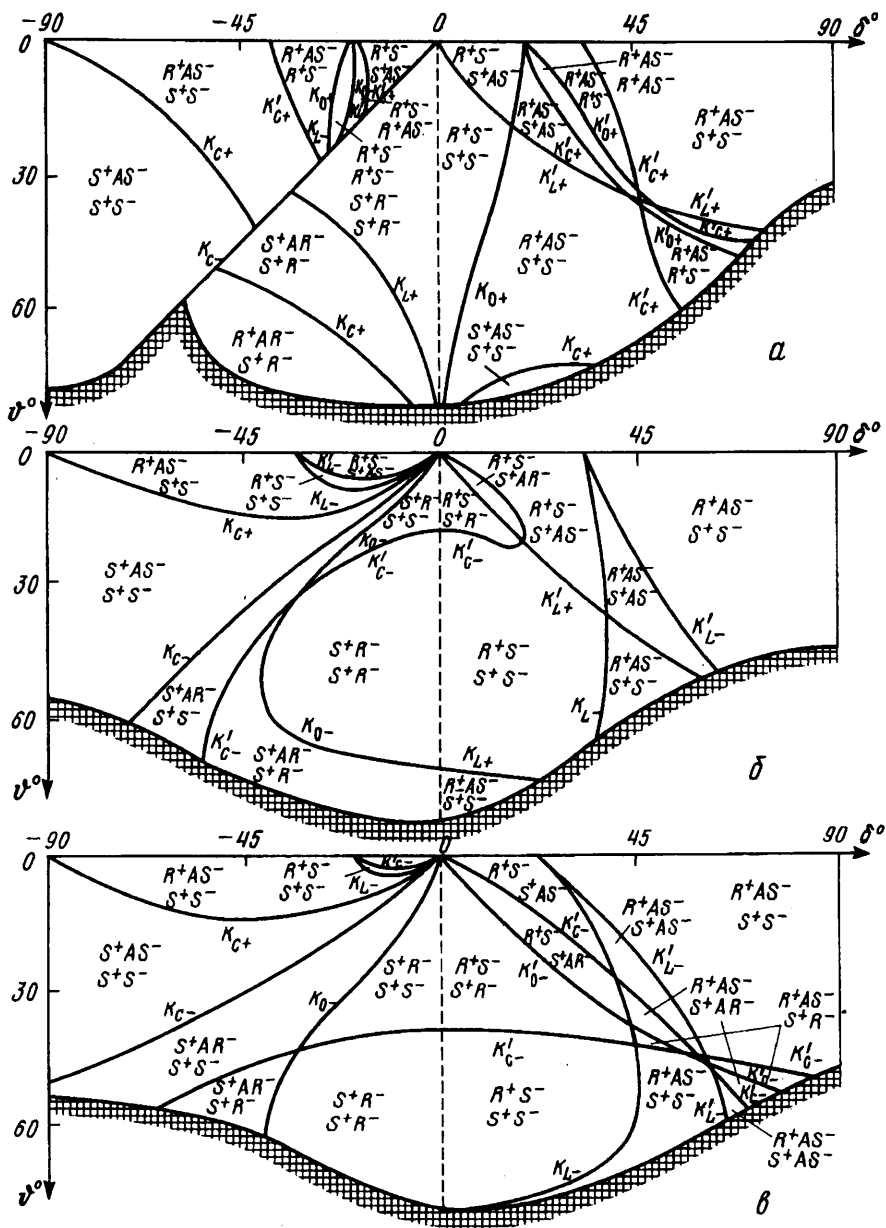
Плоскополяризованный альфвеновский разрыв имеет наибольшую интенсивность (как динамическую, так и в смысле изменения магнитного поля) по сравнению с другими (неплоскополяризованными) вращательными разрывами, двигающимися в том же направлении (и, следовательно, с той же скоростью), так как в последних поворот магнитного поля вокруг нормали происходит на угол, меньший  $180^\circ$ . Поэтому решение рассматриваемой плоскополяризованной задачи дает максимально возможные границы изменения величин по сравнению с соответствующей трехмерной неплоскополяризованной задачей и в этом смысле является предельным.

Сформулированная задача автомодельна, поскольку она не содержит характерного линейного размера. Регулярное решение строится в виде двух комбинаций автомодельных стационарных решений, расходящихся от линии пересечения  $S$  и  $A$  (фиг. 1), каждое из которых состоит из быстрой ударной волны  $S^+$  (или центрированной волны разрежения  $R^+$ ), плоскополяризованного альфвеновского (вращательного) разрыва  $A$  и медленных волн ( $S^-$  или  $R^-$ ). Состояния за медленными волнами разделяются контактным разрывом  $C$ , на котором должны выполняться граничные условия непрерывности всех величин, кроме плотности и температуры [1–3]. Уравнения для всех составляющих решения приведены в [5], а метод решения описан в [2, 20]. Для существования регулярного решения необходимо (но, вообще говоря, недостаточно), чтобы течения за взаимодействующими разрывами были гиперболического типа в стационарной системе координат, движущейся с линией пересечения исходных разрывов.

**2. Анализ волновой картины решения.** Задача решалась в широком диапазоне значений параметров  $M$ ,  $N$ ,  $\delta$  и  $\vartheta$ , характеризующих состояние среды перед  $S$  и  $A$ , который позволяет выявить характерные особенности взаимодействия и рассмотреть в дальнейшем ситуации, представляющие интерес для анализа явлений в солнечном ветре и ближнем космосе [9–19].

Расчет проводился при  $\gamma = 5/3$  для  $N = 0,7; 1,1; 1,5$  и  $2,5$  ( $\beta = 2,4; 1; 0,53$  и  $0,192$ ). Число Маха ударной волны задавалось равным  $1,5; 2,0; 3,0; 5,0$  и  $8,0$  при ограничении  $M > N$ , необходимом для существования  $S$ . Угол  $\vartheta$  изменялся от  $10$  до  $70^\circ$  с шагом  $10^\circ$ . При  $\vartheta \geq 80^\circ$  регулярное взаимодействие не существовало, так как течение по крайней мере за одним из взаимодействующих разрывов не имело гиперболического типа в стационарной системе координат. В этом случае взаимодействие, очевидно, происходит по маховскому типу, как это имеет место при столкновении ударных волн [4]. Угол  $\delta$  варьировался в пределах от  $\pm 1$  до  $\pm 90^\circ$  с шагом  $5^\circ$ . При резких изменениях физических величин и перестройках волновой картины течения шаг по углу  $\delta$  уменьшался до  $1^\circ$ . Всего было рассчитано более 10 тыс. точек.

Из результатов проведенного численного решения можно заключить следующее. Регулярное решение существует не при всех значениях определяющих параметров. Одна из границ связана с отсутствием пересечения обобщенных поляр [22] в пространстве физических переменных. Например, регулярного решения нет при достаточно большом  $\vartheta$  (в зависимости от  $M$ ,  $N$  и  $\delta$  предельное значение  $\vartheta^*$  изменяется от  $\approx 25$  до  $\approx 75^\circ$ ). Наименьшее значение  $\vartheta^*$  достигается при  $\delta \rightarrow +90^\circ$ , наибольшее – при небольших значениях  $\delta$ , т.е. в случае слабых  $A$ . Наблюдающаяся несимметричность (относительно знака  $\delta$ ) области существования регулярного решения обусловлена различным характером изменения скорости при  $\delta > 0$  и  $\delta < 0$ . При  $\delta > 0$  среда за  $A$  "тормозится" током, текущим по вращательному разрыву, в соответствии с соот-



Фиг. 2. Картина волновой структуры течения как функция углов  $\delta$  и  $\vartheta$  при  $N = 2,5$  и  $M = 3,0$  (а);  $N = 2,5$  и  $M = 5,0$  (б);  $N = 1,1$  и  $M = 3,0$  (в). Состав волн обозначен комбинацией букв  $S$  (ударные волны),  $R$  (волны разрежения) и  $A$  (альфвеновские разрывы). Знаки плюс и минус обозначают быстрые и медленные волны. Верхняя и нижняя комбинации отвечают волнам, следующим по состояниям (1) и (1') за исходными ударной волной и альфвеновским разрывом соответственно

ношением (1.2), поэтому число Маха за  $A$  уменьшается и область гиперболичности течения сужается. При  $\delta < 0$  процесс противоположен: происходит "ускорение" среды за  $A$  за счет тока, протекающего по нему, число Маха в  $A$  растет и область гиперболичности расширяется.

Состав возникающих при нелинейном взаимодействии волн очень разнообразен и зависит от всех определяющих параметров, причем разрывы типа взаимодействующих могут отсутствовать. Поэтому говорить о преломлении или отражении рассматриваемых разрывов можно весьма условно, так как реально происходит нелинейный распад каждой из взаимодействующих волн на некоторую комбинацию из двух (быстрая и медленная) или трех (дополнительно вращательный разрыв) волн, возникающих за другим взаимодействующим разрывом.

Однако в дальнейшем будем для удобства говорить о "преломленном" и "отраженном" альфвеновских разрывах, имея в виду переход из состояния (2) в (3) и из (2') в (3') ("сверху" и "снизу" от результирующего контактного разрыва соответственно) (см. фиг. 1). Аналогично быструю волну (ударную или центрированную автомодельную), распространяющуюся по состоянию ( $I'$ ) (за исходным альфвеновским разрывом), будем называть преломленной, а идущую по состоянию ( $I$ ) (за исходной ударной волной) – отраженной.

На фиг. 2 приведена символическая картина волновой структуры течения как функция углов  $\delta$  и  $\vartheta$  при  $(N; M) = (2,5; 3), (2,5; 5), (1,1; 3)$  соответственно. В соответствии с фиг. 1 верхняя часть этой комбинации отвечает волнам, следующим одна за другой по состоянию ( $I$ ) за исходной ударной волной ("выше" контактного разрыва), а нижняя комбинация – волнам, первая из которых распространяется вслед за исходным альфвеновским разрывом ("ниже" контактного разрыва). Контактный разрыв присутствует во всех решениях и поэтому не указан.

Перестройка течения при непрерывном изменении параметров может происходить как непрерывно, так и скачкообразно [1–5]. В первом случае имеются две возможности. Во-первых, одна из волн может вырождаться в характеристику, при этом ударные волны и волны разрежения непрерывно трансформируются одна в другую. На фиг. 2 такая трансформация течения обозначена  $K_{C\pm}$ . Во-вторых, возможно качественное непрерывное изменение решения, связанное с появлением (или исчезновением) вращательного разрыва бесконечно малой интенсивности, когда альфвеновская характеристика сливается с быстрой (или медленной) характеристикой за быстрой  $R^+$  (или соответственно перед медленной  $R^-$ ) волной разрежения. На фиг. 2 эти трансформации течения обозначены  $K_{0\pm}$ .

Скачкообразные (катастрофические) перестройки течения связаны с конечными изменениями всего течения (глобальные катастрофы  $K_C$ ) или его части (локальные катастрофы  $K_{L\pm}$ ). Глобальная катастрофа  $K_C$  возникает при отщеплении от  $S$ , являющейся включающей ударной волной  $S^+$  (за ней  $v_n = a_A$  [21]), вращательного разрыва, который в плоскополяризованном случае имеет конечную интенсивность и несет противоположные токи в зависимости от угла между  $\mathbf{n}_S$  и  $\mathbf{H}_0$ . Его скорость меньше скорости потока за  $S$ , поэтому он сносится потоком на преломленные волны, вызывая конечные изменения всего течения. Локальные катастрофы  $K_{L\pm}$  обусловлены совпадением характеристических скоростей, а именно альфвеновской с быстрой или медленной магнитозвуковыми скоростями, и связаны с расщеплением (слиянием) среди преломленных волн соответственно включающей  $S^+$  или выключающей  $S^-$  ударных волн на их комбинацию с альфвеновским разрывом конечной интенсивности, который несет ток, вдвое больший по модулю и противоположной по знаку току, текущему по соответствующей ударной волне.

Из фиг. 2 видно, что имеется две области значений параметров  $\delta$  и  $\vartheta$ , в которых взаимодействие носит качественно различный характер. В первой области, расположенной в некоторой окрестности  $\delta = 0$  и соответствующей относительно слабым исходным альфвеновским разрывам, при углах, достаточно сильно отличающихся от  $\vartheta^*$ , в результирующем течении альфвеновские разрывы отсутствуют. Во второй области альфвеновский разрыв присутствует в течении как преломленный. Граница

между этими областями имеет сложный характер, существенно зависящий от интенсивности ударной волны и  $H_0$ .

В случае относительно слабых ударных волн, например, для  $M = 3$ ;  $N = 2,5$  ( $M_A = M/N = 1,2$ ), при  $\delta > 0$  преломленные альфвеновские разрывы с увеличением  $\delta$  появляются в течении с "нулевой" интенсивностью при отщеплении от быстрой волны разрежения максимальной интенсивности  $R^*$  (фиг. 2, а) (катастрофа  $K_{0+}$  [3]). При  $\delta < 0$ , если начальное состояние таково, что возможны включающие ударные волны  $S^+$ , т.е. выполняется система неравенств

$$1 < N^2 < M^2 < [(\gamma + 1) N^2 - 2]/(\gamma - 1) \quad (2.1)$$

преломленные альфвеновские разрывы конечной интенсивности появляются в течении в глобальных катастрофах  $K_G$  [3] при  $\vartheta = -\delta$ , когда магнитное поле перпендикулярно исходной ударной волне (фиг. 2, а), или при отщеплении от быстрой включающей ударной волны, распространяющейся по состоянию (1) (катастрофа  $K_{L+}$  [3]). Кроме того, преломленные альфвеновские разрывы появляются при  $\vartheta < -\delta$  (при небольших  $\vartheta$ ) в локальных катастрофах  $K_{0+}$  (нулевой интенсивности) или  $K_{L-}$  (конечной интенсивности,  $A$  отщепляется от  $S^+$  [3]). Последние катастрофы могут трансформироваться одна в другую при увеличении  $\vartheta$  (фиг. 2, а). Аналогичная картина имеет место при  $M = 2$ ;  $N = 1,5$  ( $M_A = 1,33$ ).

В случае более сильных ударных волн (с бóльшим  $M_A$ ) при  $\delta > 0$  преломленные альфвеновские разрывы при увеличении  $\delta$  появляются в течении, имея, как правило, конечную интенсивность  $|A|$  (катастрофа  $K_{L-}$ , фиг. 2, б и в), при этом возможна трансформация катастрофы  $K_{L-}$  в  $K_{0+}$  (с соответствующим уменьшением  $|A|$  до нуля) при достаточно больших  $\vartheta$  (например, при  $\vartheta > 55^\circ$  для  $M = 2$ ;  $N = 1,5$ ). При  $\delta < 0$  с ростом касательной компоненты магнитного поля перед  $A$  преломленные альфвеновские разрывы нулевой интенсивности возникают в катастрофе  $K_{0-}$  при расщеплении  $R^-$  на ее комбинацию с  $A$  на интервале изменения  $\vartheta$  от 0 до  $\approx 60^\circ$ . В достаточно сильном магнитном поле, когда включающие ударные волны в состоянии (1) возможны (например, для случая, изображенного на фиг. 2, б при  $\vartheta \approx 60^\circ$ ), наблюдается трансформация катастрофы  $K_{0-}$  в катастрофу  $K_{L+}$  при слиянии альфвеновской и медленной характеристик за нормальной быстрой ударной волной, распространяющейся по состоянию (1). Поэтому при  $\vartheta > 60^\circ$  преломленные альфвеновские разрывы имеют конечную интенсивность вблизи линии катастроф  $K_{L+}$  при положительных и отрицательных  $\delta$ .

В области параметров ( $\delta$ ,  $\vartheta$ ), при которых в течении нет альфвеновских разрывов, комбинация волн, образующих течение, за исключением преломленной ударной волны, имеет антисимметричную волновую картину относительно линии  $\delta = 0$ , т.е. при изменении знака  $\delta$  ударные волны переходят в соответствующие волны разрежения, и наоборот (фиг. 2, а–в). Область без преломленного  $A$  расширяется при усилении ударной волны.

Распад относительно слабого альфвеновского разрыва на систему ударных волн и волн разрежения демонстрирует нелинейность взаимодействия, в данном случае обусловленную конечной интенсивностью ударной волны. Аналогичные эффекты имели место при взаимодействии альфвеновского разрыва с контактным [2]. Граница между областями, в которых преломленный  $A$  имеется или отсутствует, почти линейная в окрестности  $\delta = \vartheta = 0$ , так же как в окрестности нулевых интенсивностей  $A$  и  $C$  [2].

В области параметров ( $\delta$ ,  $\vartheta$ ), при которых преломленный альфвеновский разрыв присутствует в течении, по мере увеличения интенсивности  $S$  интенсивность преломленного альфвеновского разрыва (в обоих упомянутых выше смыслах) также уве-

личивается, что объясняется распространением альфвеновского разрыва по среде, сжатой в ударной волне.

При  $\delta > \vartheta$  и любых  $M$  и  $N$  имеется область на плоскости  $(\delta, \vartheta)$ , в которой в течении присутствует отраженный альфвеновский разрыв («ниже» контактного разрыва), интенсивность которого близка или превосходит интенсивность исходного разрыва, а преломленный  $A$  отсутствует. Границей этой области служат линии, соответствующие катастрофам  $K'_{L+}$ ,  $K'_{0+}$  (фиг. 2, *a*),  $K'_{L+}$ ,  $K'_{L-}$  (фиг. 2, *б*) или  $K'_{0-}$ ,  $K'_{L-}$  (фиг. 2, *в*). При этом имеется область значений  $\delta, \vartheta$ , при которых в течении присутствуют сразу два альфвеновских разрыва: преломленный и отраженный (фиг. 2, *a-в*). При увеличении интенсивности ударной волны отражение альфвеновского разрыва происходит в более широкой области параметров, при этом его интенсивность может существенно превосходить интенсивность исходного.

При  $\delta < 0$  отражение альфвеновского разрыва имеет место при небольших углах столкновения  $\vartheta$ . Например, при  $M = 2$ ;  $N = 1,5$  и  $\vartheta = 10^\circ$  – в диапазоне  $|\delta| = 10-18^\circ$ ; при  $(M; N) = (2,5; 5)$  и  $(1,1; 3)$  при  $\vartheta < 10^\circ$  (фиг. 2, *б* и *в*), при этом границей области существования  $A'$  являются линии катастрофы  $K'_{L-}$ . При  $M = 3$ ;  $N = 2,5$  и  $\vartheta = 10^\circ$  в диапазоне  $|\delta| = 10-20^\circ$  границей области с отраженным альфвеновским разрывом служат линии, соответствующие катастрофам  $K_G$  и  $K'_{0+}$  (или  $K'_{L-}$ ) (фиг. 2, *a*), причем на второй из границ катастрофа  $K'_{0+}$ , имеющая место при малых  $\vartheta$ , трансформируется в  $K'_{L-}$  при увеличении  $\vartheta$ .

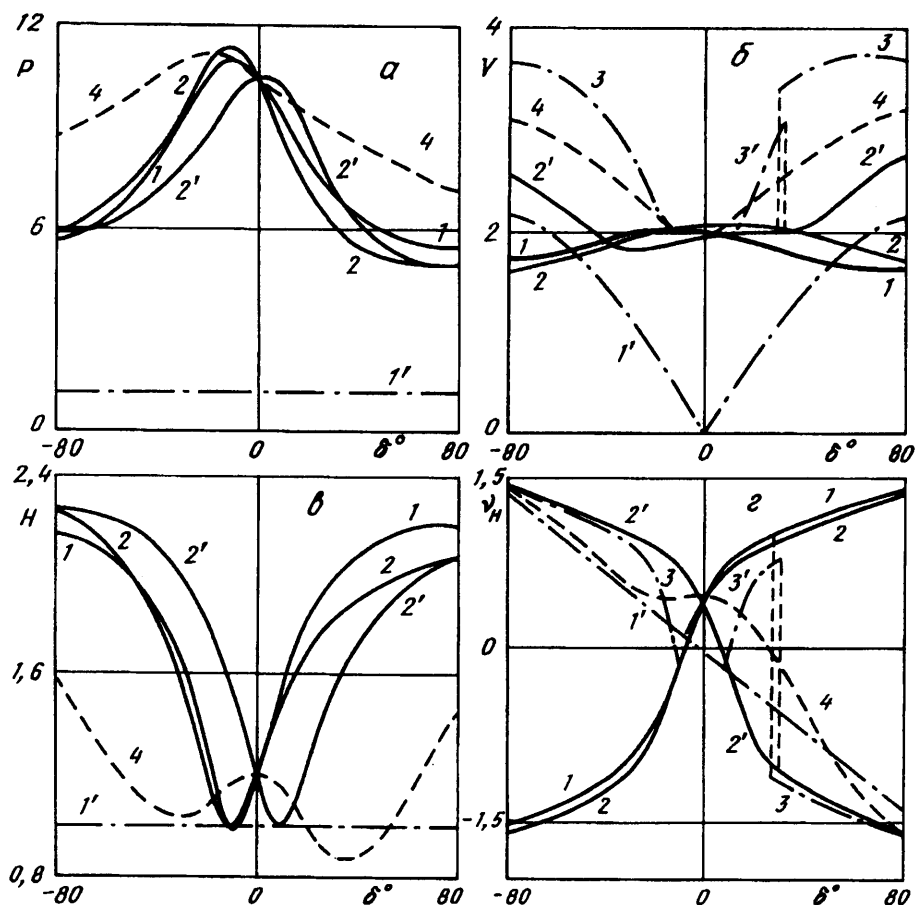
Отсутствие или присутствие в течении сразу двух (преломленного и отраженного) альфвеновских разрывов обусловлено двумерным характером взаимодействия. Касательная компонента магнитного поля может изменить знак только в альфвеновском разрыве, поэтому при плоском падении  $A$  на  $S$  ( $\vartheta = 0$ ) альфвеновский разрыв (и только один) обязательно присутствует в решении, чтобы скомпенсировать изменение знака тангенциальной компоненты магнитного поля, возникшее в исходном альфвеновском разрыве. По этой причине при  $\vartheta \rightarrow 0$  области начальных параметров, при которых альфвеновский разрыв отсутствует (или имеется два вращательных разрыва), стягиваются в точку: на линии  $\vartheta = 0$  всегда имеется ровно один вращательный разрыв (фиг. 2, *a-в*).

При  $\vartheta = 0$  картина течения симметрична относительно точки  $\delta = 0$  (фиг. 2), что обусловлено одномерностью взаимодействия: при плоском падении  $A$  на  $S$  возникающее течение не зависит от знака  $\delta$ , т.е. от направления электрического тока, текущего по  $A$ . Однако если  $\vartheta \neq 0$ , то в силу двумерности взаимодействия магнитное поле по-разному воздействует на среду при разных знаках,  $\delta$ , что приводит к существенной несимметричности картины течения относительно прямой  $\delta = 0$  (фиг. 2).

Если интенсивность исходной быстрой ударной волны превосходит динамическую интенсивность вращательного разрыва, то быстрая ударная волна присутствует в течении как преломленная. Однако если интенсивность  $S$  близка к динамической интенсивности  $A$  ( $|S| = |A|$ ) или меньше ее ( $|S| < |A|$ ), то при взаимодействии возможна трансформация  $S$  в комбинацию волн, начинающуюся с быстрой преломленной волны разрежения. Например, при  $M = 2$ ;  $N = 1,5$ ;  $\vartheta = 10^\circ$ ,  $\delta = 25^\circ$  или  $\vartheta = 20^\circ$ ,  $\delta = 35^\circ$  течение «снизу» от  $C$  имеет вид  $R^+S^-$ ; при  $M = 3$ ;  $N = 2,5$ ;  $\vartheta = 10-20^\circ$   $20 \leq \delta \leq 35^\circ$ ,  $-30 \leq \delta \leq -15^\circ$  имеем за падающим  $A$  течения  $R^+AS^-$  или  $R^+S^-$  (фиг. 2, *a*).

Рассматриваемая волновая картина течения обладает некоторым подобием по параметру  $M/N$ , аналогичным тому, которое имело место при взаимодействии ударных волн [3], т.е. при одинаковых значениях  $M/N$  полученные волновые картины близки друг к другу. Например, случай, изображенный на фиг. 2, *б* для  $N = 2,5$ ;  $M = 5$ , почти идентичен картине катастроф для  $N = 1,5$ ;  $M = 3$ , за исключением появления в последнем случае при  $\vartheta \approx 40^\circ$ ,  $\delta \approx 50^\circ$  пересечения линий катастроф  $K'_{L+}$  и  $K'_{L-}$ , отве-





Фиг. 3. Зависимости физических величин от угла  $\delta$  (в градусах) для  $N = 1,1$ ;  $M = 3$ ;  $\vartheta = 10^\circ$ . Кривые 1, 2, 3, 4 = 4', 3', 2', 1' изображают состояния за волнами в соответствии с фиг. 1.  $a - P = p/p_0$  – отношение давления за волной к давлению в состоянии (0);  $б - V = |V|/a_0$  – модуль скорости в системе координат, связанной с неподвижной средой, отнесенный к газодинамической скорости звука  $a_0$  в состоянии (0);  $в - H = |H|/|H_0|$  – абсолютная величина напряженности магнитного поля, отнесенная к исходному магнитному полю;  $г - \gamma$  – угол  $\gamma_H$  между текущим вектором напряженности магнитного поля и  $\mathbf{n}_A$  (в рад)

чающих за присутствие отраженного альфвеновского разрыва, и указанной выше трансформации катастрофы  $K_{L-}$  в  $K_{0+}$ . Похожие волновые картины имеют место при  $N = 2,5$ ;  $M = 3$  (фиг. 2, а) и  $N = 1,5$ ;  $M = 2$ . В последнем случае при  $\delta < 0$  переход от решения  $R^+S^-C(S-AS^+)'$  к  $R^+AS^-C(S-S^+)'$  происходит через катастрофы  $K'_{L-}$  и  $K_{L-}$  с узкой областью, в которой течение не содержит альфвеновских разрывов ( $R^+S^-C(S-S^+)'$ ). Кроме того, линия катастроф  $K_{C+}$  при  $-\delta < \delta < 0$  отсутствует.

Сравнение "карт катастроф", как изображенных на фиг. 2, так и для других значений определяющих параметров, указанных выше, позволяет установить ряд закономерностей, имеющих место в рассматриваемой задаче при усилении напряженности магнитного поля. Например, при  $\delta < 0$  при усилении магнитного поля (переход от фиг. 2, в к 2, б и затем к 2, а) линии катастроф  $K_{C-}$ ,  $K_{0-}$  и  $K'_{C-}$  вначале сближаются (фиг. 2, б), а затем, при выполнении условий (2.1), на адиабате появляются неэволюционные участки, что приводит к образованию сборки Уитни в пространстве начальных состояний, а после отбрасывания неэволюционных участков – к формированию

глобальной катастрофы  $K_G$  (фиг. 2, а). При такой трансформации волновой структуры течения катастрофы  $K_{C-}$ ,  $K_{0-}$  частично попадают в отбрасываемую часть решений или трансформируются в другие типы катастроф (например,  $K_{0-}$  в  $K_{L+}$ ). На линии глобальной катастрофы  $K_G$  линии других катастроф терпят разрыв (например,  $K_{C+}$  на фиг. 2, а) или совсем исчезают при переходе через  $\vartheta = -\delta$  (см., например, катастрофы  $K'_{C+}$ ,  $K'_{L-}$ ,  $K_{L-}$  и  $K'_{L+}$ ).

Интересной особенностью является "перегибание листа" для части решения (снизу от контактного разрыва), при котором все линии соответствующих катастроф пересекаются почти в одной точке (фиг. 2, а и в, области  $\vartheta \approx 30 - 40^\circ$ ,  $\delta \approx 45 - 65^\circ$ ).

Отметим «продолжаемость» линий катастроф  $K_{C-}$  через прямую  $\delta = 0$  (фиг. 2, б и в). При больших  $\vartheta$ , когда  $K_{0-}$  трансформировалась в  $K_{L+}$ , последняя непрерывно продолжается в область с противоположным знаком  $\delta$  (фиг. 2, б), однако линии катастроф  $K_{L+}$  и  $K_{0+}$  не переходят одна в другую при  $\delta \rightarrow 0$  и стягиваются к прямой  $\delta = 0$  (фиг. 2, а), что может быть объяснено различным механизмом их появления: расщеплением  $S_*^+$  на  $S_*^+A$  в первом случае и достижением  $R^+$  максимальной интенсивности – во втором. Оба явления имеют место при слиянии быстрой и альфвеновской характеристик, однако для продолжаемости одного другим необходимо выполнение при  $\delta = 0$  условия равенства нулю максимальной интенсивности  $R^+$ , что не имеет места при рассматриваемых значениях параметров.

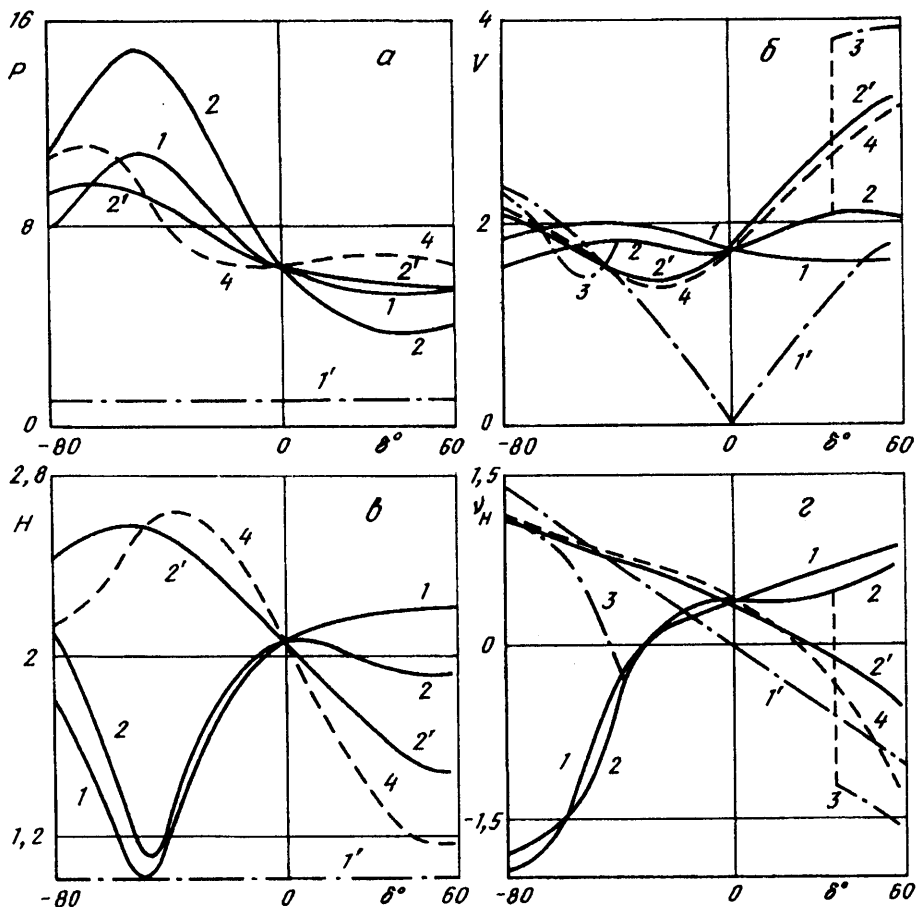
**3. Физические характеристики течения при взаимодействии А и S.** Графики зависимостей физических величин от угла  $\delta$  (в градусах) представлены для  $N = 1,1$ ;  $M = 3$ ;  $\vartheta = 10$  и  $50^\circ$  на фиг. 3 и 4. Этот вариант выбран из нескольких десятков графиков, построенных для указанных в разд. 2 определяющих параметров, как наиболее ясно демонстрирующей особенности изменения физических величин при рассматриваемом взаимодействии разрывов. В этом случае ударная волна промежуточной интенсивности ( $M = 3$ ) движется по среде с равными магнитным и газодинамическим давлениями ( $\beta = 1$ ). Два значения  $\vartheta$  выбраны, чтобы выявить специфику двумерного взаимодействия.

Кривые 1, 2, 3, 4 = 4', 3', 2', 1' изображают состояния за волнами в соответствии с фиг. 1. По оси ординат отложены: а –  $P = p/p_0$ ; б –  $V = |\mathbf{V}|/a_0$ , где  $\mathbf{V}$  – скорость в системе координат, связанной с неподвижной средой; в –  $H = |\mathbf{H}|/|\mathbf{H}_0|$ ; г – угол  $\nu_H$  между текущим вектором напряженности магнитного поля и нормалью  $\mathbf{n}_A$  к исходному альфвеновскому разрыву (в радианах).

Изменения величин в волне находятся как разность ординат кривых, описывающих состояние до и после волны в соответствии с фиг. 1. Например, для нахождения изменения величин в  $S^+$  (или  $R^+$ ), движущейся по состоянию 1, из ординат кривой 2 вычитаются ординаты кривой 1, для преломленного А (если он существует), из ординат кривой 3 вычитаются ординаты кривой 2, для  $S^-$  (или  $R^-$ ) «выше» контактного разрыва из ординат кривой 4 вычитаются ординаты кривой 3, если преломленный А существует, или ординаты кривой 2, если он отсутствует. Аналогично находится изменение величин в нижней группе волн (те же кривые со штрихами). В исходных волнах изменение  $p$  и  $H$  на единицу меньше ординат кривых 1 и 1', скорости за S и А описываются кривыми 1 и 1' соответственно, изменение угла  $\nu_H$  равно разности ординат кривой 1 (для S) (1' для А) и прямой  $\nu_H = \delta$ .

По изменению давления или модуля магнитного поля может быть определен тип волны: в ударных волнах  $S^\pm$  давление растет, в волнах разрежения  $R^\pm$  оно падает. Абсолютная величина магнитного поля увеличивается в  $S^+$  и  $R^-$  и убывает в  $R^+$  и  $S^-$ .

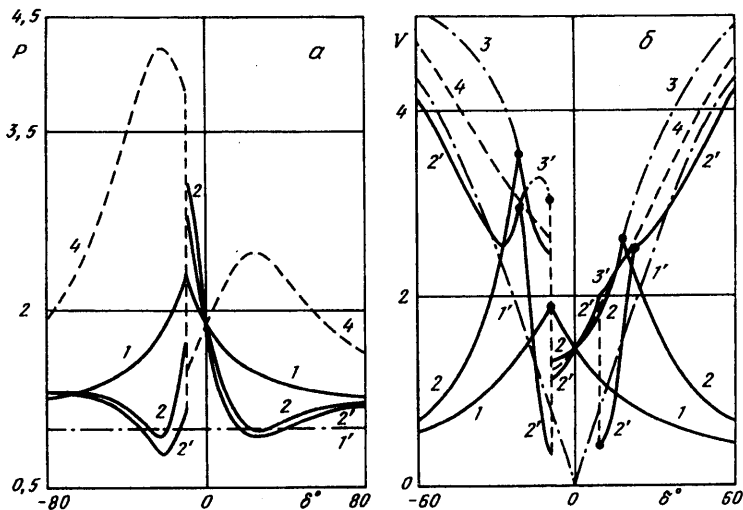
При  $N = 1,1$ ;  $M = 3$  в случае, близком к лобовому столкновению ( $\vartheta = 10^\circ$ ) (фиг. 3), в преломленной ударной волне (кривая 2') величины  $H$  и  $P$  качественно изменяются



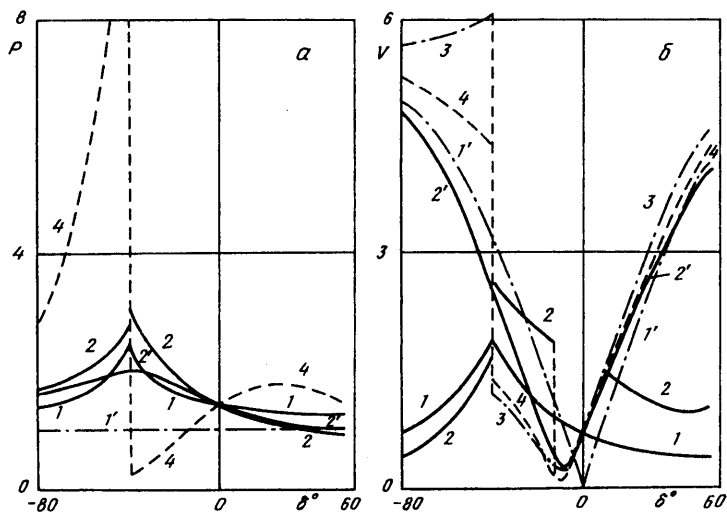
Фиг. 4. Зависимости физических величин от угла  $\delta$  (в градусах) для  $N = 1,1$ ;  $M = 3$ ;  $\vartheta = 50^\circ$ . Обозначения такие же, как на фиг. 3

почти так же, как и в исходной  $S$  (кривая 1), но со сдвигом по  $\delta$  на  $\sim 20^\circ$ . Зависимость  $v_H(\delta)$  обладает симметрией относительно  $\delta = 0$ . Интенсивности отраженных (переход  $1 \rightarrow 2$ ) быстрых волн  $S^+$  ( $R^+$ ) малы. Это можно было бы истолковать как результат слабого взаимодействия между  $A$  и  $S$ . Однако при этом интенсивности медленных волн и альфвеновских разрывов велики и в результирующем состоянии на  $C$  магнитное поле падает, а давление растет по сравнению со значениями за быстрыми волнами почти всюду, за исключением области  $\delta \in (-15^\circ, 15^\circ)$  (фиг. 3, а, в). При  $\vartheta = 30^\circ$  эти эффекты также имеют место, но менее рельефны.

При  $\vartheta = 50^\circ$  (фиг. 4) картина изменения физических величин существенно иная. Максимум напряженности магнитного поля на  $C$  достигается при значении  $\delta$ , близком к значению, соответствующему наименьшему изменению магнитного поля в исходной ударной волне. Это происходит из-за наличия сильных медленных волн. Давление на  $C$  (фиг. 4, а) меньше давления за  $S^+$  при  $\delta < 0$  и больше при  $\delta > 0$ , т.е. за отраженной от альфвеновского разрыва быстрой ударной волной, распространяющейся по состоянию 1, во всем диапазоне  $\delta < 0$  образуется медленная волна разрежения, а при  $\delta > 0$  – медленная ударная волна (фиг. 2, в). Наибольшее ускорение среды достигается при  $\delta \approx 40 - 60^\circ$ , когда изменения скорости в  $S^+$  и преломленном альфвеновском разрыве суммируются (фиг. 4, б).



Фиг. 5. Зависимости давления (а) и скорости (б) от угла  $\delta$  (в градусах) для  $N = 2,5$ ;  $M = 3$ ;  $\vartheta = 10^\circ$ . Обозначения такие же, как на фиг. 3



Фиг. 6. Зависимости давления (а) и скорости (б) от угла  $\delta$  (в градусах) для  $N = 2,5$ ;  $M = 3$ ;  $\vartheta = 40^\circ$ . Максимум давления  $P(-40^\circ - 0) = 10,27$  достигается на контактном разрыве. Обозначения такие же, как на фиг. 3

При взаимодействии в сильном магнитном поле ( $N = 2,5$ ,  $M = 3,0$ ) при небольших углах падения и  $\delta \in (-\vartheta, 0)$  происходит существенное повышение давления (фиг. 5, а) и падение напряженности магнитного поля в состоянии на  $C$  за счет генерации сильных медленных ударных волн. При этом в области параметров соответствующей окрестности максимума давления на  $C$  быстрая преломленная волна становится волной разрежения  $(R^+)'$  (фиг. 2, а). Можно сказать, что в этом случае в  $(R^+)'$  и медленных ударных волнах происходит трансформация энергии магнитного поля в термодинамическую энергию среды. При увеличении  $\vartheta$  наряду с резким подъемом

давления на  $C$  при  $\delta < -\vartheta$  появляется эффект существенного падения давления на  $C$  при  $\delta > -\vartheta$  (фиг. 6,  $a$ ). В области  $-\vartheta < \delta < 0$  генерируются медленные волны разрежения, в которых магнитное поле изменяется слабо, тогда как давление и плотность среды существенно падают. При  $\vartheta = 30^\circ$  давление падает до  $0,5p_0$ , при  $\vartheta = 40^\circ$  – до  $0,2p_0$  (фиг. 6,  $a$ ), при  $\vartheta = 50-60^\circ$  – до  $0,1p_0$ . При этом в случае  $\delta < -\vartheta$  давление многократно превосходит исходное (в 10–12 раз) (фиг. 6,  $a$ ).

Глобальная катастрофа вызывает скачкообразное изменение всех величин как в состоянии на результирующем контактном разрыве, так и во всех составляющих течения (фиг. 5,  $\delta = -10^\circ$ , фиг. 6,  $\delta = -40^\circ$ ). При глобальной катастрофе электрический ток, текущий по исходной ударной волне, меняет направление на противоположное, сохраняя абсолютное (ненулевое) значение. Это приводит к принципиально различному воздействию магнитного поля на все течение (фиг. 5 и 6). При «положительном» токе в  $S(\delta > -\vartheta)$  магнитное поле «растягивает» и тормозит среду, увлекая ее вслед за силовыми линиями, а при «отрицательном» ( $\delta < -\vartheta$ ) – сжимает и существенно ускоряет среду.

Локальные катастрофы  $K_{0\pm}$  и  $K_{L\pm}$  проявляются в изменении в части течения скорости среды и направления магнитного поля (давление и модуль напряженности магнитного поля не изменяются в образующемся в этих катастрофах альфвеновском разрыве и по зависимостям  $P(\delta)$  и  $H(\delta)$  нельзя определить, присутствует ли в течении альфвеновский разрыв). В  $K_{0\pm}$  и  $K_{L\pm}$  изменения  $V$  и  $v_H$  происходят соответственно непрерывно и скачкообразно.

Например, при  $(N; M; \vartheta) = (1,1; 3; 10^\circ)$  при  $\delta \approx 10^\circ$  и  $\delta \approx -10^\circ$  происходят катастрофы  $K'_{0-}$  и  $K_{0-}$ :  $(R^-)' \rightarrow (AR^-)'$  и  $R^- \rightarrow AR^-$  (на фиг. 3,  $b$  и  $z$  при этих значениях  $\delta$  от кривых  $2'$  и  $2$  непрерывно отщепляются кривые  $3'$  и  $3$ ). Скорость и наклон магнитного поля непрерывно изменяются (и довольно сильно с ростом  $|\delta|$ ) в  $A'$ :  $2' \rightarrow 3'$  и  $A$ :  $2 \rightarrow 3$ . При увеличении интенсивности  $A'$  и  $A$  согласованно меняются интенсивности медленных волн разрежения  $(R^-)'$  и  $R^-$ : они уменьшаются до нулевой (точки пересечения кривых  $3'$  и  $3$  с кривой  $4$ , катастрофы  $(K_C^-)'$  и  $K_{C-}$ ), после чего возникшие медленные ударные волны  $(S^-)'$  и  $S^-$  усиливаются. При  $\delta \approx 30^\circ$  в катастрофе  $K'_{L-}(S^-)'$  сливается с  $A'$ , образуя выключающую медленную ударную волну  $(S_*^-)'$ . При несколько меньшем  $\delta \approx 28^\circ$  имеет место катастрофа  $K_{L-}: S_*^- \rightarrow AS^-$  (фиг. 3,  $b$  и  $z$ ). Две последние катастрофы происходят со скачкообразным изменением скорости и наклона магнитного поля в состояниях за  $(S^+)'$  и  $S^+$ , в то время как на  $C$  все величины как функции  $\delta$  изменяются непрерывно. Описанные катастрофы могут быть прослежены на фиг. 2,  $b$  вдоль линии  $\vartheta = 10^\circ$ . Аналогично можно истолковать изменение величин на фиг. 4, проследив за изменением волновой структуры решения на фиг. 2,  $b$  вдоль линии  $\vartheta = 50^\circ$ .

Наличие большого числа локальных катастроф различных типов при  $(N; M) = (2,5; 3)$  (фиг. 2,  $a$ ) приводит к сложным зависимостям  $V(\delta)$  (фиг. 5,  $b$  и 6,  $b$ ) и  $v_H(\delta)$ . При  $\vartheta = 10^\circ$ , когда преломленная ударная волна  $(S^+)'$  становится включающей при  $\delta \approx 10^\circ$ , от нее отщепляется альфвеновский разрыв конечной интенсивности:  $(S_*^+)'$   $\rightarrow$   $(S^+A)'$  (фиг. 5,  $b$ ). При переходе  $\delta$  через  $10^\circ$  ускорение среды в  $(S^+)'$  сменяется торможением, обусловленным переменной направления электрического тока во фронте волны, и только в  $A'$  (скачок  $2' \rightarrow 3'$ ) среда ускоряется до прежних значений. Интенсивности  $S^-$ ,  $(S^-)'$  и состояние на  $C$  изменяются непрерывно. С ростом  $\delta$  интенсивность  $(S^+)'$  уменьшается и преломленная ударная волна непрерывно переходит в быструю волну разрежения  $(R^+)'$  (точка пересечения кривых  $2'$  и  $1'$  на фиг. 5,  $a$  и  $b$ ), в которой среда ускоряется. Далее в катастрофе  $K'_{0+}: (R^+A)' \rightarrow (R^+)'$  меняются только  $\partial V / \partial \delta$  и  $\partial v_H / \partial \delta$ , а сами величины непрерывны (фиг. 5,  $b$ ).

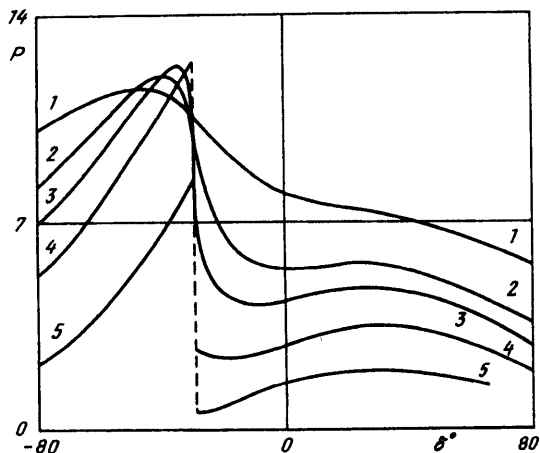
При  $\delta \approx -20^\circ$  в катастрофе  $K'_{0+}: (R^+A)' \rightarrow (R^+)'$ ,  $\partial V / \partial \delta$  скачком меняет свой знак. То же самое происходит при  $\delta \approx -24^\circ$  в катастрофе  $K_{0+}: R^+ \rightarrow R^+A$ . На кривых 2' и 2 на фиг. 5, б хорошо видны пикообразные максимумы скорости при значениях  $\delta$ , соответствующих катастрофам  $K'_{0+}$  и  $K_{0+}$ , где происходит слияние волн разрежения с альфвеновскими разрывами (кривые 3' и 3).

При достаточно сильном исходном альфвеновском разрыве наибольшее ускорение и торможение среды достигаются в преломленном альфвеновском разрыве, двигающемся вслед за отраженной ударной волной  $S^+$  по состоянию 2 (фиг. 5, б и 6, б кривые 3, А: 2  $\rightarrow$  3). Рассмотрим этот эффект на примере  $(N; M; \vartheta) = (2,5; 3; 40^\circ)$  (фиг. 6, б). При  $\delta < -\vartheta$  сила Лоренца  $1/c(\mathbf{j} \times \mathbf{H})$ , действующая на среду в альфвеновском разрыве, многократно ускоряет ее, а при  $-\vartheta < \delta < 0$  – сильно тормозит (почти до нулевой скорости при  $\delta \approx -16^\circ$ ), и все это происходит без сжатия или разрежения среды при постоянной плотности и постоянном давлении. Максимум и минимум скорости достигаются в катастрофах  $K_G$  и  $K_{L+}$ . Различное воздействие преломленного альфвеновского разрыва на среду при  $\delta < -\vartheta$  и  $\delta > -\vartheta$  (фиг. 6, б) объясняется различным изменением магнитного поля в исходной ударной волне в этих диапазонах  $\delta$ . В первом случае силовые линии магнитного поля в  $S$  поворачиваются по часовой стрелке, а во втором – против часовой стрелки, что приводит к различным знакам нормальной компоненты магнитного поля на  $S^+$  и  $A$  и соответственно к противоположным направлениям силы Лоренца, действующей на газ. В этом проявляется двумерный магнитогидродинамический характер взаимодействия  $S$  и  $A$ , приводящий к столь резко отличающемуся воздействию преломленного альфвеновского разрыва на течение по сравнению с исходным (сравните кривые 3 и 1' при  $\delta < 0$ ).

При  $\delta > 0$  преломленный альфвеновский разрыв отщепляется от быстрой волны разрежения  $R^+$  в катастрофе  $K_{0+}: R_*^+ \rightarrow R^+A$  при  $\delta \approx 12^\circ$  и при увеличении  $\delta$  ускоряет среду примерно так же, как исходный (кривая 1').

В сильном магнитном поле при достаточно мощной ударной волне ( $N = 2,5; M = 5,0$ ) описанные выше эффекты – мощные медленные ударные волны, определяющие падение напряженности магнитного поля и рост давления при небольших  $\vartheta$ , мощные медленные волны разрежения при  $\delta \approx -\vartheta$  (в случае достаточно больших  $\vartheta$ ), приводящие к существенному падению давления – также имеют место, хотя в этом случае глобальная катастрофа отсутствует (система неравенств (2.1) не выполняется). В этом случае имеется много локальных катастроф при близких значениях параметров, особенно при небольших значениях  $\vartheta$ . Например, при  $\vartheta = 5^\circ$  происходит следующее (фиг. 2, б). При  $\delta \in (-25^\circ, -15^\circ)$  в результате катастроф  $K'_{L-}(S_*^- \rightarrow AS_*^-)$  возникает отраженный альфвеновский разрыв с интенсивностью, вдвое превосходящей интенсивность исходного; при  $\delta = 5^\circ S_*^+$  расщепляется на  $S^+A$  (катастрофа  $K'_{L+}$ ), при увеличении  $\delta$  этот альфвеновский разрыв «отстает» от  $S^+$  и при  $\delta = 32^\circ$  сливается с  $S_*^-$  (катастрофа  $K'_{L-}$ ). Нечто подобное происходит и при других  $\vartheta$ .

Таким образом, трансформация альфвеновского разрыва приводит к нелинейной перестройке полей давления, скорости и магнитного поля. Альфвеновский разрыв, в котором изменяется только касательное магнитное поле (и согласованно – скорость среды по формуле (1.2)), трансформируется на ударной волне в возмущение всех термодинамических параметров, т.е. в каком-то смысле можно говорить о диссипации энергии магнитного поля при взаимодействии с ударной волной и ее трансформации в внутреннюю энергию среды (фиг. 3–6). Этот факт, полученный в нелинейной постановке, очень важен для объяснения механизма нелинейного нагрева плазмы солнечного ветра вращательными разрывами, которые в нем чрезвычайно часто встречаются [11]. В случае достаточно сильных альфвеновских разрывов процесс двумерного взаимодействия с ударной волной резко усиливает изменение магнитного



Фиг. 7. Зависимости давления на контактном разрыве от угла  $\delta$  (в градусах) для  $M = 3$  и  $\vartheta = 30^\circ$ . Кривые 1–5 соответствуют  $N = 1,1; 1,5; 1,7; 2,0; 2,5$

поля и скорости в  $A$  и приводит к более интенсивному динамическому воздействию на среду за счет чисто магнитогидродинамических эффектов.

Как указано в разд. 2, глобальная катастрофа «вбирает в себя» несколько катастроф. Зависимость величин от  $\delta$  приобретает вид волны, которая опрокидывается при  $\delta = -\vartheta$ , когда определяющиеся параметры приближаются к области, где имеет место условие (2.1). Решение с учетом неэволюционных быстрых волн становится трехзначным. В результате отбрасывания неэволюционного участка однозначность восстанавливается, при этом в пространстве решений формируется разрыв – глобальная катастрофа решения.

Пример формирования глобальной катастрофы при усилении напряженности магнитного поля в состоянии 0 перед  $S$  и  $A$ , угол между которыми  $\vartheta = 30^\circ$ , построен на фиг. 7 для  $M = 3$ . При  $N = 1,1; 1,5; 1,7$  (кривые 1–3) условия (2.1) не выполняются и зависимость  $P(\delta)$  на контактном разрыве непрерывна. При  $N = 2$  и  $2,5$  (кривые 4 и 5) условия (2.1) выполняются, исходная быстрая ударная волна включающая, при переходе  $\mathbf{H}_0$  через нормаль к  $S$  электрический ток в  $S$  меняет направление на противоположное, сохраняясь по модулю, что приводит к разрывным зависимостям всех величин, в том числе и  $P(\delta)$ . Скачкообразный характер изменения всех величин при глобальных катастрофах иллюстрируют также фиг. 5 и 6: при  $\delta = -\vartheta$  хорошо видно многократное изменение всех величин как в результирующем состоянии на  $C$ , так и во всех составляющих течения.

Фигура 7 иллюстрирует еще один интересный эффект влияния магнитного поля на газодинамические свойства течения. Несмотря на то что при усилении напряженности магнитного поля в невозмущенной среде, т.е. с ростом числа Альфвена  $N$ , интенсивность ударной волны  $S$  уменьшается (на фиг. 7 это видно по уменьшению давления при  $\delta = 0$ , когда альфвеновский разрыв имеет нулевую интенсивность и соответствующее значение давления на контактном разрыве совпадает с давлением за  $S$ ), за счет генерации сильных медленных ударных волн при  $\delta < -\vartheta$  максимум давления на  $C$  не только не уменьшается, но даже несколько растет (кривые 1–4 на фиг. 7). Только при  $N > 2$ , когда интенсивность  $S$  сильно уменьшается из-за приближения ее скорости к альфвеновской, максимум давления снижается (кривая 5). Таким образом, в более сильном магнитном поле за счет усиления интенсивности исходного альфвеновского разрыва и образования при взаимодействии медленных волн другого типа по срав-

нению с менее сильным полем (фиг. 2, *a* и *в*, а также 4, *a* и 6, *a*) максимальное давление на контактном разрыве поддерживается примерно на одном уровне.

**Заключение.** Проведенное исследование регулярного наклонного встречного взаимодействия плоскополяризованного альфвеновского разрыва с быстрой магнито-гидродинамической ударной волной позволило выделить две области параметров, в которых взаимодействие носит различный характер. В первой области (она соответствует "слабым" альфвеновским разрывам) в результирующем течении альфвеновские разрывы отсутствуют. Во второй области альфвеновский разрыв присутствует как преломленный. Выделена область, в которой альфвеновский разрыв присутствует как отраженный. Показана возможность трансформации ударной волны на альфвеновском разрыве в быструю волну разрежения и следующую за ней медленную ударную волну.

При изменении параметров задачи происходит качественная перестройка возникающего течения, которая может носить характер катастрофы, когда сколь угодно малое изменение угла наклона поля приводит не только к качественному изменению волновой картины течения, но и к резкому изменению физических величин в потоке. Эти перестройки происходят как на границе указанных выше областей, так и внутри них. Наличие качественных перестроек решения приводит к сложным немонотонным зависимостям физических характеристик течения. Полученные решения могут быть использованы для исследования явлений в околосолнечной и космической плазме.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-01-01928).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бармин А.А., Пушкарь Е.А. Наклонное взаимодействие сильных разрывов в магнитной гидродинамике // *Механика. Современные проблемы*. М.: Изд-во МГУ, 1987. С. 100–105.
2. Бармин А.А., Пушкарь Е.А. Наклонное взаимодействие альфвеновского и контактнго разрывов в магнитной гидродинамике // *Изв. АН СССР. МЖГ*. 1990. № 1. С. 131–142.
3. Бармин А.А., Пушкарь Е.А. Пересечение ударных волн в магнитной гидродинамике // *Изв. АН СССР. МЖГ*. 1991. № 3. С. 132–143.
4. Бармин А.А., Пушкарь Е.А. Нерегулярное взаимодействие ударных волн в магнитной гидродинамике // *Изв. РАН. МЖГ*. 1993. № 4. С. 184–198.
5. Пушкарь Е.А. Регулярное наклонное взаимодействие догоняющих ударных волн в проводящей среде с магнитным полем // *Изв. РАН. МЖГ*. 1995. № 6. С. 127–143.
6. Natter M. Shock reflection 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 shock waves for transverse shocks and shocks in an aligned MHD field // *J. Plasma Phys.* 1975. V. 13. № 1. P. 107–125.
9. Hundhausen A.J. *Coronal Expansion and Solar Wind* // N.Y., etc. Springer-Verlag, 1972. 238 p.
10. Belcher J.W., Solodyna C.V. Alfvén waves and directional discontinuities in the interplanetary medium // *J. Geophys. Res.* 1975. V. 80. № 1. P. 181–186.
11. Lepping R.P., Behannon K.W. Magnetic field directional discontinuities: Characteristics between 0.46 and 1.0 AU // *J. Geophys. Res.* 1986. V. 91. № A8. P. 8725–8741.
12. Sonnerup B.U.O., Pashmann G., Paramastorakis I. et al. Evidence of magnetic field reconnection at the Earth's magnetopause // *J. Geophys. Res.* 1981. V. 86. № A12. P. 10049–10067.
13. Berchem J., Russel C.T. Magnetic field rotation through the magnetopause: ISEE 1 and 2 observations // *J. Geophys. Res.* 1982. V. 87. № A10. P. 8139–8146.
14. Алимарин С.И., Тверской Б.А. Магнито-гидродинамическое течение на границе магнитосферы // *Геомагнетизм и аэрономия*. 1979. Т. 19. № 3. С. 425–430.
15. Бармин А.А., Пушкарь Е.А. Магнито-гидродинамическое описание процесса столкновения ударного возмущения солнечного ветра и головной ударной волны // *Изв. РАН. МЖГ*. 1992. № 4. С. 140–155.



16. *Russel C.T., Gosling J.T., Zwickl R.D., Smith E.J.* Multiple spacecraft observations of interplanetary shocks: ISEE three-dimensional plasma measurements // *J. Geophys. Res.* 1983. V. 88. № A12. P. 9941–9947.
17. *Hassam A.B.* Transmission of Alfvén waves through the Earth's bow shock: Theory and observations // *J. Geophys. Res.* 1978. V. 83. № A3. P. 643–653.
18. *McKenzie J.F., Westphal K.O.* Transmission of Alfvén waves through the Earth's bow shock // *Planet. Space Sci.* 1969. V. 17. № 5. P. 1029–1037.
19. *Пудовкин М.И., Любич А.А.* Взаимодействие альфвеновской волны с сильной ударной волной // *Магнитосферные исследования: Результаты исследований по международным геофизическим проектам.* М.: Межвед. геофиз. ком-т, 1990. № 17. С. 98–110.
20. *Pushkar' E.A.* The numerical simulation methods of the oblique shock waves interaction in magnetized conducting media // *The Third Russian-Japanese Joint Sympos. on Computational Fluid Dynamics.* Russia, Vladivostok, 1992. Book Abstr., Владивосток: Дальнаука, 1992. V. 2. P. 158–159.
21. *Куликовский А.Г., Любимов Г.А.* *Магнитная гидродинамика.* М.: Физматгиз, 1962. 426 с.
22. *Пушкарь Е.А.* Обобщенные поляры плоскополяризованных стационарных автомодельных течений в магнитной гидродинамике // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1979. № 3. С. 111–119.

Москва

Поступила в редакцию  
17.X.1996