

УДК 533.6.011.72:537.84:550.385.41

© 1992 г. А. А. БАРМИН, Е. А. ПУШКАРЬ

МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА СТОЛКНОВЕНИЯ УДАРНОГО ВОЗМУЩЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА И ГОЛОВНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ¹

Солнечный ветер, поток горячей плазмы с температурой около миллиона градусов, непрерывно истекающий из солнечной короны, уносит вмороженное магнитное поле от Солнца к внешней части гелиосферы [1, 2]. Структуры магнитного поля и возмущения, рожденные на Солнце, «запечатлены» в солнечном ветре и приносятся им к окрестности Земли [3]. Ударные волны и другие сильные разрывы, возникающие при солнечных вспышках [1, 4], при взаимодействии потоков солнечного ветра [5] или вследствие его секторной структуры [6, 7], распространяются через плазму солнечного ветра и способны оказать глубокое воздействие на геосферу, вызывая, например, появление внезапных импульсов или неожиданное начало геомагнитной бури [8].

Стационарный поток солнечного ветра, взаимодействуя с магнитным полем Земли, образует огромную кометоподобную конфигурацию — магнитосферу, заполненную плазмой солнечного ветра и верхней атмосферы Земли [9, 10]. Магнитосфера представляет собой затупленное препятствие для сверхзвукового солнечного ветра и перед ней на расстоянии 13—17 земных радиусов от центра Земли образуется отошедшая головная ударная волна, отклоняющая поток солнечной плазмы. Между границей магнитосферы (магнитопаузой) и головной ударной волной расположен переходный слой. Из-за возмущений солнечного ветра магнитосфера испытывает глобальные структурные изменения, связанные с перестройкой распределения плазмы и магнитного поля [11, 12]. Эти процессы приводят к таким наблюдаемым на Земле явлениям как полярные сияния [13], магнитные бури [8, 12] или магнитные суббури, связанные с полярными сияниями [13].

Одним из ключевых нерешенных вопросов является общая задача взаимодействия между солнечным ветром, магнитосферой и ионосферой. В этой связи представляет определенный интерес рассмотреть процесс взаимодействия ударного возмущения, распространяющегося по солнечному ветру, с околоземной головной ударной волной. Многие авторы исследовали взаимодействие межпланетных ударных волн с системой головная ударная волна — магнитопауза в одномерном приближении [14—19], при этом использовались газодинамическая модель или приближение идеальной магнитной гидродинамики. В [19] рассмотрено лобовое столкновение межпланетной ударной волны с системой головная ударная волна — магнитопауза при угле наклона магнитного поля к солнечному ветру, равном 45°. Было найдено, что в результате лобового столкновения с головной ударной волной формируется система из двух прошедших волн (быстрой ударной и медленной волны разрежения), контактного разрыва и трансформированной головной ударной волны, за которой по переходному слою распространяется медленная ударная волна.

Однако двумерность при взаимодействии сильных разрывов весьма существенна и в случае произвольной ориентации магнитного поля приводит к новым качественным эффектам [20—22]. Двумерные модели привлекались рядом авторов [23—25], но, как правило, с упрощенными предположениями. Двумерная нестационарная газодинамическая модель была использована для вычисления величины максимального давления в подсолнечной точке магнитопаузы [23]. В [24] рассмотрено наклонное взаимодействие тангенциального разрыва с головной ударной волной. Было найдено, что в результате столкновения скорость головной ударной волны может измениться на несколько десятков километров в секунду. Была указана возможность нерегулярного взаимодействия и предложена его

¹ По материалам доклада, прочитанного на VII съезде по теоретической и прикладной механике. Москва, август 1991 г. Представлено А. Б. Ватажиным.

схема. Однако в этом случае в системе координат, связанной с точкой пересечения разрывов, скорость и напряженность магнитного поля параллельны, что существенно упрощает анализ. Падение ударной волны на головной скачок рассматривалось в [25] в приближенной постановке, когда наличие альфвеновских разрывов и медленных волн не учитывалось. Полученное упрощенное решение сравнивалось с данными измерений с геофизических спутников серии ISEE.

В общем случае задача о взаимодействии сильных разрывов, в частности ударных волн, различным образом ориентированных по отношению к солнечному ветру и межпланетному магнитному полю, с головной ударной волной и магнитосферой чрезвычайно сложна. Трудность состоит не только в нелинейности задачи, но и в отсутствии достоверных данных, позволяющих объяснить механизм процесса. Например, до сих пор отсутствует замкнутая теория бесстолкновительных ударных волн в магнитном поле с анизотропным давлением (приближение Чу, Гольдбергера и Лоу) [2, 26], их структура не построена и система соотношений на таких скачках не замкнута.

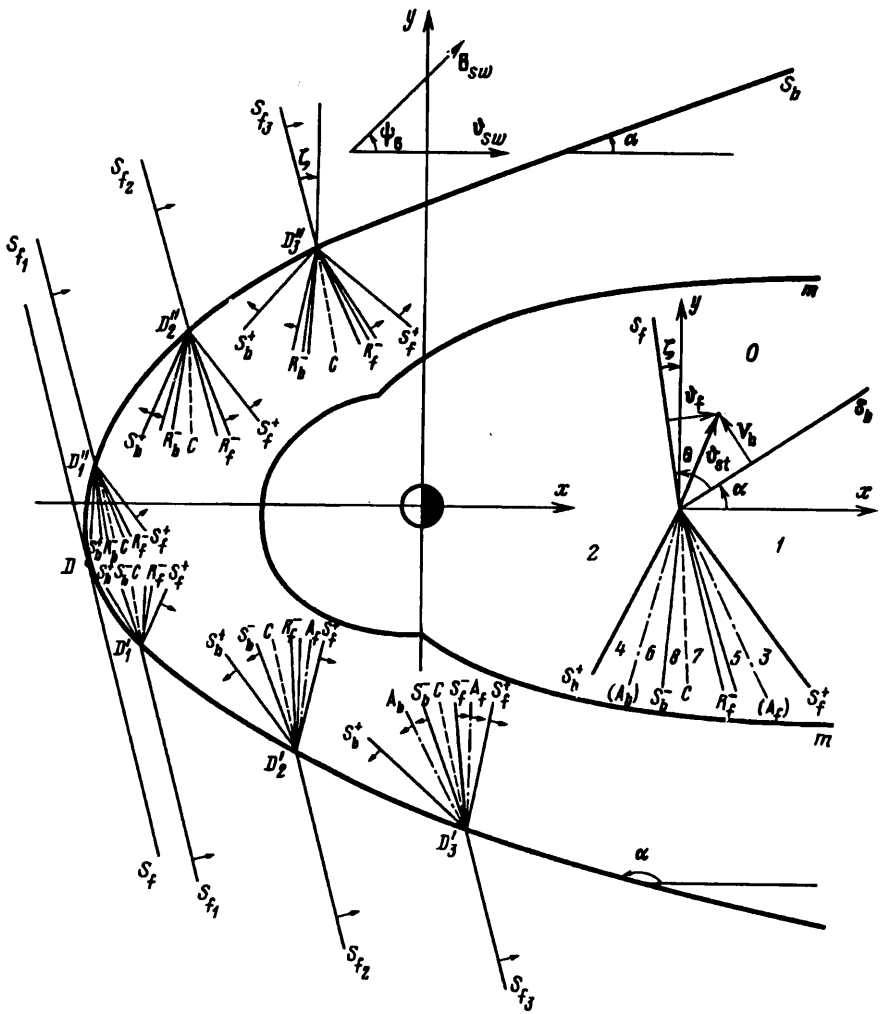
Поэтому имеет смысл рассмотреть процесс взаимодействия ударного возмущения солнечного ветра (быстрая ударная волна или альфвеновский (вращательный) разрыв) с границей переходного слоя (головная ударная волна) в замкнутой модели идеальной магнитной гидродинамики. Такая постановка, хотя и является приближенной, позволяет выявить самосогласованное влияние магнитного поля на процесс взаимодействия. Полученное решение является краевым условием для определения воздействия ударного возмущения на магнитосферу Земли.

Для получения общей картины необходимо в рамках двумерной модели рассмотреть процесс перемещения разрыва по головной ударной волне и найти эволюцию возникающего при этом течения. Учет двумерности в силу искривленности головной ударной волны приводит к качественным эффектам, существенным для генерирования магнитного поля в переходном слое. После его прохождения образующиеся волны взаимодействуют с магнитопаузой и могут приводить к неожиданному началу геомагнитной бури [8, 12].

В настоящей статье построена двумерная глобальная картина взаимодействия указанных разрывов. При этом ориентация магнитного поля и падающего разрыва по отношению к солнечному ветру варьировалась в широких пределах, соответствующих современным наблюдениям со спутников [27, 28]. Рассмотрены наиболее характерные значения напряженности межпланетного магнитного поля. Выявлен характер эволюции возникающего течения и влияние на него ориентации магнитного поля и солнечного ветра. Обнаружены различные типы катастрофических перестроек течения, изученных ранее [22]. Установлены несимметричность воздействия на фланги головной ударной волны и существенное влияние на рассматриваемый процесс медленных волн.

1. Постановка задачи. Рассмотрим падение плоского фронта быстрой ударной волны S_f (или вращательного разрыва A), движущегося от Солнца со скоростью V_f (V_A) относительно солнечного ветра, на околоземную головную ударную волну S_b . Будем предполагать, что межпланетное магнитное поле B_{sw} наклонено к скорости солнечного ветра V_{sw} под углом ψ_B , векторы нормалей n_{sb} , n_{sf} (или n_A) к фронтам разрывов, V_{sw} и B_{sw} лежат в одной плоскости. Если ток, текущий по альфвеновскому разрыву, перпендикулярен этой плоскости, то магнитное поле и скорость за ним также лежат в ней. В этих случаях задача является плоскополяризованной (фиг. 1). Нормали n_{sf} (или n_A) к фронтам S_f (или A) наклонены к солнечному ветру под углом ζ , который отсчитывается от n_{sb} к V_{sw} . В системе координат XU , связанной с Землей (ось X направлена по солнечному ветру, ось U — в плоскости течения), головная ударная волна предполагается стационарной. Ее интенсивность монотонно меняется в зависимости от угла наклона α к оси X : от максимума вблизи лобовой точки до нуля на флангах, когда α приближается к углу наклона магнитозвуковой характеристики α_* .

При $\psi_B \neq 0$ головная ударная волна несимметрична, состояние всех параметров течения и магнитное поле за ней можно определить по углу α из соотношений на наклонной МГД ударной волне [22, 29]. После соприкосновения фронтов S_f (или A) и S_b в точке D разрыв перемещается по фронту головной ударной волны, пересекая ее в двух точках: D' и D'' (фиг. 1). Это перемещение происходит со сверхзвуковой скоростью, поэтому процесс столкновения двух разрывов можно рассматривать локально, считая интенсивность падающего разрыва и состояние



Фиг. 1

за ним неизменными, а головную ударную волну параметрически зависящей от α . В точках пересечения D' и D'' каждый из фронтов аппроксимируется плоскостью.

Задача в целом определяется пятью безразмерными параметрами: числом Маха солнечного ветра $M_{sw} = V_{sw}/a_0$, где a_0 — газодинамическая скорость звука, отношением газодинамического и магнитного давлений в солнечном ветре $\beta = 8\pi p/B_{sw}^2$ (или числом Альфвена $N = 2/\gamma\beta$), ψ_B , числом Маха приходящей ударной волны $M_f = V_f/a_0$, ζ . Так как скорость вращательного разрыва равна альфвеновской, то при заданных β , ψ_B и ζ она определяется однозначно: $V_A = a_0 N \cos(\psi_B + \zeta)$, поэтому для вращательного разрыва число независимых параметров на единицу меньше. Локальная задача определяется углом α , который задает головную волну.

В системе координат, связанной с точкой пересечения разрывов, задача является стационарной и автомодельной, так как она не содержит характерного линейного размера. Поэтому ее регулярное решение вниз по потоку от точки пересечения можно строить в виде двух комбинаций автомодельных стационарных решений: быстрых волн (ударных S^+ или волн разрежения R^+), альфвеновских (вращательных) разрывов A и медленных волн (S^- или R^-). Порядок волн (быстрые, альфвеновские, медленные) диктуется условиями на скорости волн и

скоростями за ними [29, 30]. Между этими двумя комбинациями находится контактный разрыв C .

На фиг. 1 представлены волновые картины течения при перемещении ударной волны солнечного ветра S_f вдоль головной ударной волны S_b ; S_{f1} , D'_i и D''_i , $i = 1, 2, 3$, — последовательные положения S_f и точки пересечения с флангами, $\alpha_1' = 120$, $\alpha_2' = 140$, $\alpha_3' = 160$, $\alpha_1'' = 80$, $\alpha_2'' = 50$, $\alpha_3'' = 30^\circ$. Внутри магнитопаузы m приведен пример такой картины с нумерацией состояний за соответствующими волнами. Здесь V_{st} — скорость системы координат, в которой задача стационарна, относительно системы координат, связанной с Землей. Комбинацию волн, связанную с падающей ударной волной и движущуюся в невозмущенном переходном слое, будем называть прошедшими (преломленными) волнами и отмечать индексом f , а комбинацию волн, связанную с преобразованной головной ударной волной и движущуюся навстречу возмущенному солнечному ветру, будем называть трансформированными (отраженными) волнами и отмечать индексом b . На контактном разрыве C имеется четыре независимых граничных условия [22]

$$V_{s1} = V_{s8}; V_{s7} = V_{s8}; |B_7| = |B_8|; p_7 = p_8 \quad (1.1)$$

Сформулированная задача для взаимодействия S_f и S_b является частным случаем пересечения магнитогидродинамических ударных волн, подробно рассмотренного в [22]. На основании полученных ранее результатов решение строилось локально в стационарной движущейся системе координат (фиг. 1). После этого все физические величины пересчитывались в систему координат XU , связанную с Землей (фиг. 1), и из взаимодействия в различных точках S_b складывалась глобальная картина. Взаимодействие прошедших волн на разных флангах между собой и с магнитопаузой не рассматривалось. Построенное решение представляет течение в окрестности головной ударной волны.

Рассматриваемая задача для ударных волн имеет пять определяющих параметров, а для вращательного разрыва — четыре, т. к. $M_7 = M_8$. На орбите Земли число Маха M_{sw} спокойного солнечного ветра меняется от 7 до 12 [1, 2]. Оно задавалось равным среднему значению: всюду в дальнейшем $M_{sw} = 8$. При этом основные особенности (большой динамический напор) учтены, а более детальные количественные характеристики (например, изменение давления и скорости) могут быть при необходимости найдены при дополнительных расчетах для конкретных значений M_{sw} .

Параметр $\beta = 8\pi r/V_{sw}^2$ близок к единице, при этом наблюдаются его отклонения в ту или другую сторону. Поскольку в первую очередь представляет интерес влияние магнитного поля, которое ослабляется при уменьшении $|B_{sw}|$, выбираются два значения [1]: $\beta = 1$ и $0,5$, что соответствует значениям $N = 1,1$ и $1,5$.

На орбите Земли значение угла ψ_B наклона магнитного поля B_{sw} к скорости V_{sw} порядка 45° , при этом могут наблюдаться существенные отклонения от этого значения в сторону уменьшения [27]. Поэтому основное исследование проведено для $\psi_B = 45^\circ$, а значения $\psi_B = 15$ и 5° используются для сравнения и выяснения влияния ψ_B на рассматриваемое явление.

Наблюдается большое разнообразие в значениях скоростей и чисел Маха ударных волн солнечного ветра [1, 4—8, 16, 27]. Последние изменяются в пределах от 1,3 до 10. Выбранные значения M_f позволяют рассмотреть сравнительно слабые ($M_f = 2$) и более сильные ударные волны ($M_f = 3$). Из развитой ранее теории взаимодействия ударных волн [22] следует, что большие значения M_f оказывают только количественное влияние на характеристики возникающего течения и не затрагивают его качественных особенностей. Поэтому этих двух значений достаточно, чтобы выяснить все характерные особенности и понять, что будет происходить при увеличении M_f .

Угол ξ наклона нормали фронта S_f или A к V_{sw} может варьироваться в широких пределах в зависимости от происхождения ударных волн или враща-

тельных разрывов солнечного ветра [4, 8, 28]. В расчетах его значения задавались в области от -50 до $+50^\circ$.

Рассматриваемая плоскополяризованная постановка задачи позволяет найти течение на линии пересечения головной ударной волны с плоскостью, проведенной через векторы скорости солнечного ветра и межпланетного магнитного поля. В соответствии с фиг. 1 будем называть фланги головной ударной волны верхним и нижним. Верхний фланг на фиг. 1 соответствует положительному направлению поперечной компоненты межпланетного магнитного поля B_y . При перемене знака B_y верх и низ на фиг. 1 меняются местами, знак ζ меняется на противоположный. Если межпланетное магнитное поле не имеет северной (южной) компоненты, то рассматриваемое сечение головной ударной волны соответствует плоскости эклиптики. В противном случае оно наклонено к плоскости эклиптики под некоторым углом. В частности, оно может проходить через полюса и при северной ориентации магнитного поля верх будет соответствовать северному флангу головной ударной волны, а низ — южному ее флангу.

2. Анализ полученного решения. Исследуем изменение характера взаимодействия при перемещении ударной волны S_j вдоль головного скачка S_b . Выберем следующие безразмерные параметры: $M_{sw} = 8$, $M_j = 3$, $\beta = 1$, $(N = 1, 1)$, $\psi_B = 45^\circ$. Эти величины соответствуют средним значениям параметров солнечного ветра на 1 а. е. [1]: $V_{sw} = 390$ км·с $^{-1}$, $|B_{sw}| = 6,2$ нТл, температура протонов $1,2 \cdot 10^5$ К, концентрация частиц 11 см $^{-3}$, $V_j = 170$ км с $^{-1}$. Рассмотрим последовательно несколько возможных значений ζ .

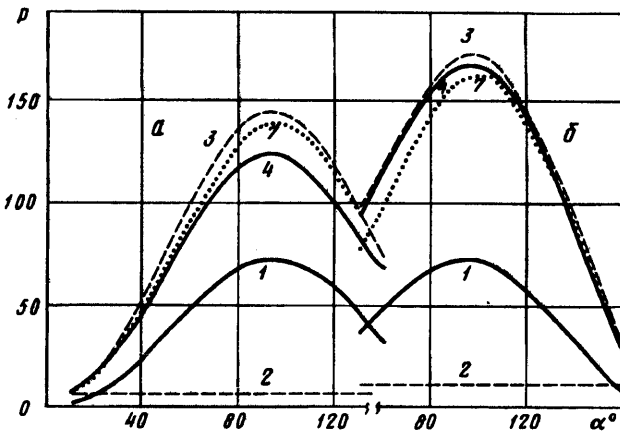
Пусть $\zeta = +20^\circ$. В этом случае ударная волна падает на верхний фланг головной ударной волны, ее нормаль составляет с B_{sw} угол $\delta = 65^\circ$. Течение в окрестности лобового столкновения ($\alpha = 70^\circ$) имеет вид $S_b^+ S_j^- CR_j^- S_j^+$, что совпадает с результатами [19] для лобового столкновения в подсолнечной точке. При перемещении S_j по верхнему флангу головной ударной волны угол между B_{sw} и V_{st} уменьшается, вследствие чего взаимодействие приобретает квазипараллельный характер [22], при этом интенсивности медленных волн уменьшаются. При $\alpha \approx 55^\circ$ волна S_j^- непрерывно трансформируется в волну разрежения R_j^- («катастрофа» K_C [22]). При $\alpha \approx 25^\circ$ вектор V_{st} коллинеарен B_{sw} , интенсивности медленных волн равны нулю. При меньших значениях α течение имеет ту же качественную структуру: $S_b^+ R_j^- CR_j^- S_j^+$, и остается регулярным вплоть до характеристического значения $\alpha_c \approx 11^\circ$.

При перемещении S_j по другую сторону от точки лобового столкновения ($\alpha > 70^\circ$) течение $S_b^+ S_j^- CR_j^- S_j^+$ сохраняется до подсолнечной точки и далее на всем нижнем фланге, где регулярное решение существует примерно до $\alpha = 141^\circ$. При больших α происходит переход к маховскому взаимодействию [31].

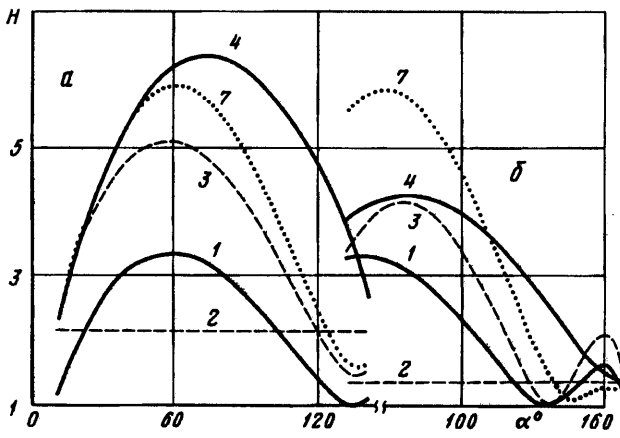
Зависимости $P(\alpha)$, $|N|(\alpha)$, $H_x(\alpha)$, $H_y(\alpha)$, $V_x(\alpha)$, $V_y(\alpha)$ для описанного случая представлены на фиг. 2, а, 3, а, 4, а, 5, а, 6, а и б соответственно. Все величины отнесены к значениям в невозмущенном солнечном ветре: $|N| = |B|/B_{sw}$, $H_x = B_x/B_{sw}$, $H_y = B_y/B_{sw}$. Кривые 1—7 задают состояния: 1 — за S_b , 2 — за S_j , 3 — за S_j^+ , 4 — за S_b^+ , 5 — за A_j , 6 — за A_b , 7 — на С (фиг. 1). Скачок величин P , $|N|$ и V_x в S_b и S_j на единицу меньше ординат кривых 1 и 2. Изменение V_y/V_{sw} , H_x , H_y в S_b и S_j равно разности ординат кривых 1, 2 и 0, $\cos \psi_B$, $\sin \psi_B$ соответственно. Изменение величин в других волнах равно разности ординат кривых, задающих состояние до и после волны в соответствии с фиг. 1. Например, на фиг. 2, а изменение давления в S_j^+ : $p_3 - p_1$, в S_j^- (или R_j^-): $p_7 - p_3$, в S_b^- (или R_b^-): $p_7 - p_4$, в S_b^+ : $p_4 - p_2$. Изменения $|N|$ находятся также из фиг. 3, а.

На фиг. 4, а, 5, а, 6, а; б изменения H_x , H_y , V_x/V_{sw} , V_y/V_{sw} — в S_j^+ : $y_3 - y_1$, в A_j : $y_5 - y_3$, в S_j^- : $y_7 - y_3$, в S_b^+ : $y_4 - y_2$, в A_b : $y_6 - y_4$, в R_b^- : $y_7 - y_6$, где y_i обозначает ординату кривой с номером i .

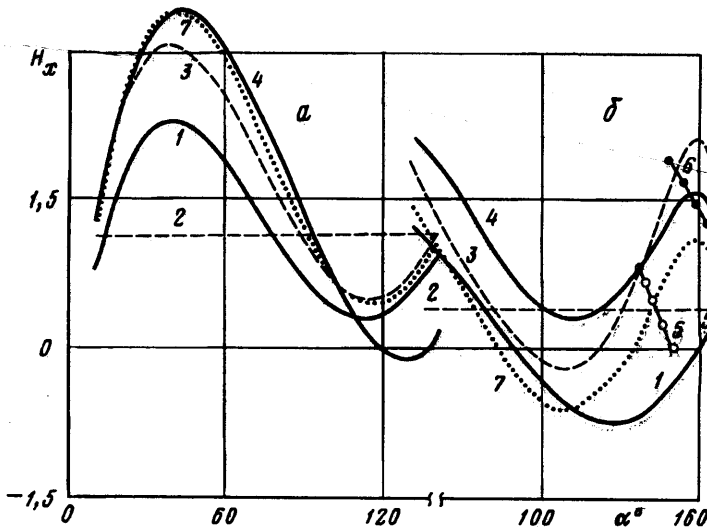
Типы входящих в решение волн могут быть определены по изменению давления (в ударных волнах P растет, в R^\pm — падает) или по изменению $|N|$: в S^+ $|N|$ растет, а в S^- $|N|$ уменьшается, в R^\pm положение обратное.



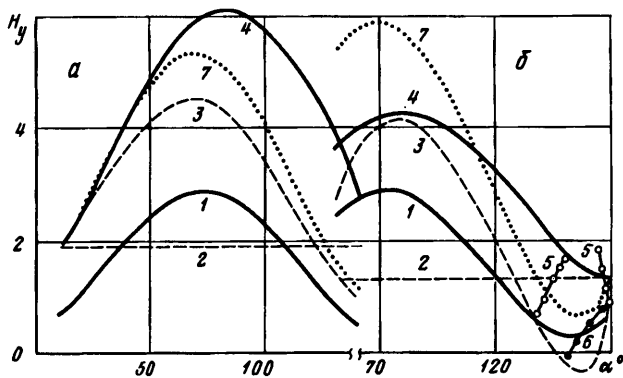
Фиг. 2



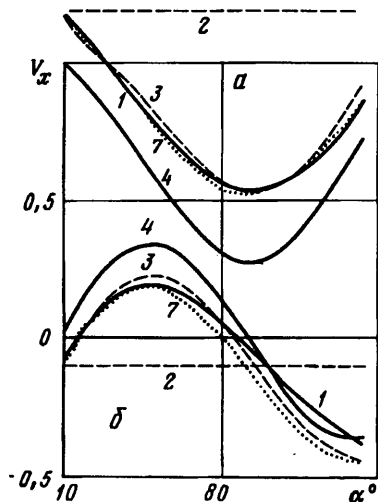
Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

Из фиг. 3—6 видно, что при $\alpha > 40^\circ$ изменение всех величин, кроме V_x , в медленных волнах существенно. Особенно велико влияние волны S_b^- на нижнем фланге. Изменение P и H_x в R_f^- стремится к нулю при увеличении α .

Таким образом, качественная несимметричность воздействия при $\xi = 20^\circ$ проявляется в основном в отсутствии на одном из флангов регулярного решения при достаточно большой интенсивности головной ударной волны ($\alpha > 141^\circ$), а количественная несимметричность сводится к отличию в интенсивности медленных волн.

Зададим $\xi = 0^\circ$, что соответствует соприкосновению S_f и S_b в подсолнечной точке ($\alpha = 90^\circ$), где течение имеет вид $S_b^+ S_b^- CR_f^- S_f^+$, как и в случае $\xi = 20^\circ$. При $\alpha = 90^\circ$ изменение магнитного поля в медленных и быстрых волнах — одного порядка. На верхнем фланге при $\alpha = 70^\circ$ происходит изменение течения на $S_b^+ R_b^- CR_f^- S_f^+$. При дальнейшем уменьшении α это течение сохраняется до характеристического значения α_c , причем вблизи α_c имеет место квазипараллельное взаимодействие и $|R_f^-|, |R_b^-| \rightarrow 0$, т. е. качественная картина течения на верхнем фланге совпадает со случаем $\xi = 20^\circ$.

Снизу до $\alpha \leq 147^\circ$ имеет место течение $S_b^+ S_b^- CR_f^- S_f^+$. Интенсивности медленных волн растут по мере увеличения α . При $\alpha = 147^\circ$ от R_f^- отщепляется альфвеновский разрыв A_f малой интенсивности (локальная непрерывная катастрофа K_{L0} [22]): течение $S_b^+ S_b^- CR_f^- A_f S_f^+$. В этой перестройке изменение всех величин непрерывно

зависит от α , изменение B в A_f и R_f^- происходит в одном направлении. При увеличении α интенсивность A_f растет, достигая для H_x и H_y 50% их изменений в R_f^- .

При $\alpha = 154^\circ$ происходит нелинейное расщепление S_b^- на альфвеновский разрыв конечной интенсивности и новую S_b^- (нелинейная локальная катастрофа K_L [22]): $S_b^+ A_b S_b^- C R_f^- A_f S_f^+$. Возникшая при расщеплении S_b^- имеет ту же интенсивность, что и исходная, однако электрический ток в ней течет в противоположном направлении и из-за этого изменение касательного магнитного поля в ней имеет обратный знак по сравнению с S_b^- до расщепления. Суммарное изменение B в комбинации $A_b S_b^-$ совпадает с его изменением в S_b^- до расщепления. Таким образом, в узкой зоне возникают два токовых слоя, в которых токи текут в противоположных направлениях. При увеличении α эти слои расходятся. При $\alpha = 160^\circ$ S_b^- непрерывно переходит в R_b^- : $S_b^+ A_b R_b^- C R_f^- A_f S_f^+$. Несимметричность воздействия на фланги при $\zeta = 0^\circ$ усиливается по сравнению с $\zeta = 20^\circ$.

Пусть $\zeta = -20^\circ$. Эволюция взаимодействия схематически представлена на фиг. 1, где изображены волны, образующиеся в результате взаимодействия при $\alpha = 120, 140, 160$ и $80, 50, 20^\circ$ (точки D_1' и D_2'' , $i = 1, 2, 3$). Лобовое столкновение (т. D) происходит при $\alpha = 110^\circ$. Изменение характера взаимодействия близко к случаю $\zeta = 0$, с тем отличием, что при $\alpha = 148^\circ$ R_f^- непрерывно переходит в S_f^- и при $\alpha > 148^\circ$ течение имеет вид $S_b^+ S_b^- C S_f^- A_f S_f^+$. Интенсивности всех возникающих альфвеновских разрывов больше, чем при $\zeta = 0$, они генерируются при меньших значениях α .

Пусть $\zeta = -30^\circ$ (фиг. 2, б — 5, б). При $\alpha = 120^\circ$ имеем течение $S_b^+ S_b^- C R_f^- S_f^+$. При $\alpha = 113^\circ$ оно сменяется течением $S_b^+ R_b^- C R_f^- S_f^+$ и при всех меньших значениях α , т. е. на всем верхнем фланге, течение имеет такой же качественный характер. В отличие от случаев $\zeta = 20$ и 0° интенсивности медленных волн увеличиваются, так как взаимодействие по своему характеру далеко от квазипараллельного. Переход к маховскому взаимодействию происходит при $\alpha < 50^\circ$.

Качественные перестройки и катастрофы течения на нижнем фланге схематически изобразятся так:

$$\begin{aligned}
 (S^+ S^-)_b C (R^- S^+)_f &\xrightarrow[\kappa_{LD}]{\alpha = 138} (S^+ S^-)_b C (R^- A S^+)_f \xrightarrow[\kappa_C]{143} (S^+ S^-)_b C (S^- A S^+)_f \rightarrow \\
 &\xrightarrow[\kappa_{L-}]{147} (S^+ A S^-)_b C (S^- A S^+)_f \xrightarrow[\kappa_{L-}]{150} (S^+ A S^-)_b C (S^- S^+)_f \xrightarrow[\kappa_{L-}]{163} (S^+ A S^-)_b C (S^- A S^+)_f \rightarrow \\
 &\xrightarrow[\kappa_C]{166} (S^+ S^-)_b C (R^- A S^+)_f
 \end{aligned}$$

Все эти качественные изменения возникающего течения могут быть найдены из фиг. 2, б — 5, б. Пересечение кривых 4 и 7 соответствует катастрофе K_C при $\alpha = 113^\circ$. Появление линии 5 на фиг. 4, б, 5, б соответствует катастрофе K_{LD} при $\alpha > 138^\circ$. Линии 5, б на фиг. 2, б, 3, б отсутствуют, так как в альфвеновских разрывах P и $|N|$ непрерывны и линии 5, б сливаются с соответствующими участками линий 3, 4. Из фиг. 4, б, 5, б видно, что при $\alpha > 138^\circ$ происходит возрастание интенсивности A_f и соответствующее убывание интенсивности R_f^- . При $\alpha = 143^\circ$ линии 5 и 7 пересекаются, что соответствует катастрофе непрерывности K_C и вырождению медленных прошедших волн в медленную магнитозвуковую волну.

При $143 < \alpha < 150^\circ$ происходит возрастание интенсивности A_f и S_f^- , причем магнитное поле изменяется в противоположных направлениях. A_f соответствует скачку с кривой 3 на кривую 5, а S_f^- — скачку с 5 на 7 (контактный разрыв C). Появление при $\alpha = 147^\circ$ линии 6 на фиг. 4, б, 5, б соответствует расщеплению S_b^- (скачок с кривой 4 на 7) на комбинацию $A_b S_b^-$ (катастрофа K_{L-}), причем A_b описывается скачком с 4 на 6, а S_b^- — скачком с 6 на 7. Исчезновение кривой 5 на фиг. 4, б, 5, б соответствует катастрофе K_{L-} в прошедших волнах при $\alpha = 150^\circ$, а ее появление при $\alpha = 163^\circ$ связано с расщеплением S_f^- на $A_f S_f^-$ (катастрофа K_{L-}).

Таким образом, при $\zeta = -30^\circ$ при движении S_j вдоль того фланга, на который она падает (при $\psi_B = 45^\circ$ это нижний фланг), происходит последовательное образование и исчезновение узких двойных токовых слоев в прошедших волнах. При этом двойные токовые системы с противоположно направленными токами генерируются в ограниченных пространственных зонах. Такие токовые системы будут оказывать раскачивающее влияние на магнитопаузу. Описанные токовые слои приводят к изменению не только магнитного поля, но и обеих компонент скорости в альфвеновских разрывах и медленных волнах. При этом изменение газодинамического давления в S^- (или в R^-) мало (фиг. 2, б).

Из фиг. 2, б — 5, б видно усиление роли медленных волн по мере перемещения S_j на фланги. На верхнем фланге из-за этого резко возрастает вклад магнитного давления в полное давление на контактном разрыве. Изменение продольной составляющей скорости V_x происходит в основном в быстрых волнах S_j^+ и S_b^+ .

Сектор, в котором осуществляется возмущенное течение, расширяется при движении S_j вдоль головной ударной волны от 6 (при $\alpha = 100^\circ$) до 70° на верхнем фланге ($\alpha = 30^\circ$) или до 36° на нижнем ($\alpha = 160^\circ$).

Сравним изменение давления, магнитного поля и скорости, возникшие в результате взаимодействия S_j и S_b при $\zeta = 20^\circ$ и -30° . При $\zeta = 20^\circ$ ударная волна S_j может быть отнесена к квазиперпендикулярным волнам (угол δ между ее нормалью и V_{sw} равен 65°), а при $\zeta = -30^\circ$ — к квазипараллельным волнам ($\delta = 15^\circ$). При $\zeta = 20^\circ$ S_j слабее по изменению давления и скорости, но сильнее по изменению магнитного поля, чем в случае $\zeta = -30^\circ$. Из сравнения фиг. 2, а и б видно, что интенсивность прошедшей ударной волны S_j^+ сильно немонотонно изменяется при перемещении S_j по S_b . Скачок давления в S_j^+ увеличивается, его максимум смещен от точки лобового столкновения ударных волн и почти в 10 раз превосходит перепад давления в падающей волне. Такой большой подъем давления обусловлен столкновением высокоскоростного потока сжатого газа за S_j с плотной средой за S_b и преобразованием энергии направленного движения в термодинамическую энергию среды.

Поперечная компонента скорости V_y в результате воздействия S_j уменьшается по модулю, что можно истолковать как сжатие переходного слоя в поперечном направлении. Влияние медленных волн и альфвеновских разрывов при этом существенно. Особенно сильно оно сказывается на изменении магнитного поля. Например, на нижнем фланге при $\zeta = 20^\circ$ изменение $|H|$ в R_j^- достигает 50% его изменения в S_j^+ , а в S_b^- изменение $|H|$ может даже превосходить изменение $|H|$ в S_b^+ . При $\zeta = -30^\circ$ основное изменение магнитного поля происходит в альфвеновских разрывах, что хорошо видно на фиг. 4, б, 5, б.

При $\zeta = -40^\circ$ (боковое падение с нижнего фланга) S_j является квазипараллельной ударной волной ($\delta = 5^\circ$), изменение B в ней мало. Влияние медленных волн в окрестности лобового столкновения ($\alpha = 130^\circ$, течение $S_b^+ S_b^- CR_j^- S_j^+$) проявляется только в слабом изменении магнитного поля, однако при уменьшении α (переход к подсолнечной точке и далее на верхний фланг) их интенсивность увеличивается. При $\alpha = 127^\circ$ течение сменяется на $S_b^+ R_b^- CR_j^- S_j^+$, которое сохраняется вплоть до $\alpha = 62^\circ$, когда происходит переход к маховскому взаимодействию. Изменение магнитного поля в R_j^- и R_b^- на верхнем фланге велико и может в несколько раз превосходить его изменение в S_j^+ и S_b^+ .

На нижнем фланге перестройки течения происходят так:

$$(S^+ S^-)_b C (R^- S^+)_f \xrightarrow[\kappa_{L0}]{\alpha^* = 135} (S^+ S^-)_b C (R^- AS^+)_f \xrightarrow[\kappa_C]{137} (S^+ S^-)_b (S^- AS^+)_f \rightarrow$$

$$\xrightarrow[\kappa_{L-}]{139} (S^+ S^-)_b C (S^- S^+)_f \xrightarrow[\kappa_{L-}]{141} (S^+ AS^-)_b C (S^- S^+)_f \quad (\text{до } \alpha_* = 169^\circ).$$

Интервал α , град	Течение	Катастрофа
11, 28	$(S^+R^-)_b C(S^-S^+)_f$	K_C
28, 68	$(S^+R^-)_b C(R^-S^+)_f$	K_C
68, 110	$(S^+S^-)_b C(R^-S^+)_f$	K_{L0}
110, 115	$(S^+S^-)_b C(R^-AS^+)_f$	K_C
115, 119	$(S^+S^-)_b C(S^-AS^+)_f$	K_{L-}
119, 121	$(S^+AS^-)_b C(S^-AS^+)_f$	K_{L-}
121, 137	$(S^+AS^-)_b C(S^-S^+)_f$	K_C
137, 149	$(S^+AR^-)_b C(S^-S^+)_f$	

Приведенные результаты показывают существенную зависимость характера взаимодействия от угла падения ударной волны, т. е. от угла между фронтом ударной волны и солнечным ветром.

Взаимодействие при меньших значениях ψ_B , которые регистрируются на космических аппаратах [27], имеют свои характерные особенности.

Рассмотрим в качестве примера случай $\beta = 1$ ($N = 1,1$); $M_{sw} = 8$; $\psi_B = 15^\circ$; $M_f = 3,0$. При $\zeta = 10^\circ$ имеем следующие течения (табл. 1). При $\alpha > 149^\circ$ происходит переход к маховскому взаимодействию. Из табл. 1 видно, что этот случай близок $\zeta = 0^\circ$ при $\psi_B = 45^\circ$.

Аналогичная перестройка течения (с некоторым смещением в сторону уменьшения α) имеет место и при $\zeta = 0^\circ$. Однако регулярное решение существует на нижнем фланге для $\alpha < 161^\circ$, и альфвеновские разрывы в прошедших волнах, возникшие при $\alpha = 107^\circ$ и исчезнувшие при $\alpha = 117^\circ$ (катастрофа K_{L-}), вновь появляются при $158 < \alpha < 161^\circ$.

При $\zeta = -10^\circ$ нелинейный распад S_b^- на $A_b S_b^-$ происходит при $\alpha = 108^\circ$, т. е. вблизи подсолнечной точки головной ударной волны. В прошедших волнах, связанных с S_f^+ , альфвеновские разрывы существуют в очень узкой зоне вблизи точки лобового столкновения и имеют маленькую интенсивность.

При $\zeta = -20^\circ$ альфвеновский разрыв A_b среди трансформированных волн возникает непрерывно за счет отщепления от R_b^- при $\alpha = 80^\circ$. Он присутствует в окрестности лобовой зоны головной ударной волны в следующих течениях (в скобках указан диапазон значений α в градусах): $(S^+AR^-)_b C(R^-S^+)_f$ (81—88); $(S^+AR^-)_b C(S^-S^+)_f$ (88—95); $(S^+AS^-)_b C(S^-S^+)_f$ (95—100). При $\alpha = 100^\circ$ $(AS^-)_b$ нелинейно трансформируется в S_b^- . Возникающий в прошедших волнах альфвеновский разрыв $(S^+S^-)_b C(R^-AS^+)_f$ — (101—104) имеет слабую интенсивность.

Увеличение напряженности магнитного поля (например, был проведен расчет для $N = 1,5$ ($\beta = 0,5$), $M_{sw} = 8$, $M_f = 3$, $\psi_B = 15^\circ$, $\zeta = 0^\circ$) приводит к количественному усилению всех перечисленных эффектов при сохранении качественной картины.

Таким образом, при $\psi_B = 15^\circ$ при падении S_f с нижнего фланга альфвеновские разрывы возникают в лобовой зоне головной ударной волны, однако они очень слабые и их влиянием можно пренебречь.

При почти параллельном солнечному ветру межпланетном магнитном поле (например, при $\psi_B = 5^\circ$ и тех же значениях остальных параметров) воздействие S_f характеризуется тем, что даже небольшой поворот магнитного поля в разные стороны от нормали к S_f приводит либо к усилению (при $\zeta = 10^\circ$), либо к существенному ослаблению ($\zeta = 0^\circ$) описанных выше эффектов, связанных с появлением альфвеновских разрывов. В отличие от случая $\psi_B = 45^\circ$ при $\zeta < 0$ (ударная волна налетает на нижний фланг) альфвеновские разрывы генерируются на верхнем фланге головной ударной волны. Напряженность магнитного поля существенно усиливается на том фланге, с которого приходит ударная волна S_f ,

Интервал α , град	Течение	Катастрофа
90, 137	$(S^+S^-)_b C(R^+S^+)_f$	K_{L0}
137, 142	$(S^+S^-)_b C(R^+AS^+)_f$	K_C
142, 145	$(S^+S^-)_b C(S^-AS^+)_f$	K_{L-}
145, 147	$(S^+AS^-)_b C(S^-AS^+)_f$	K_{L-}
147, 152	$(S^+AS^-)_b C(S^-S^+)_f$	K_C
152, 157	$(S^+AR^-)_b C(S^-S^+)_f$	K_{L0}
157, 160	$(S^+R^-)_b C(S^-S^+)_f$	K_{L-}
160, 161	$(S^+R^-)_b C(S^-AS^+)_f$	K_C
161, 163	$(S^+S^-)_b C(S^-AS^+)_f$	K_L
163, 169	$(S^+S^-)_b C(S^-S^+)_f$	

и ослабляется на противоположном, т. е. происходит усиление асимметричности воздействия магнитного поля на переходный слой.

Интересные особенности появляются при падении ударных волн с малыми числами Маха в случае напряженности магнитного поля, достаточного для существования включающих ударных волн.

Эту ситуацию проиллюстрируем на примере $N = 1,5$; $M_{sw} = 8$; $M_f = 2$; $\psi_B = 45^\circ$.

Несмотря на небольшую интенсивность ударной волны S_f по газодинамическим параметрам, воздействие на магнитное поле тем сильнее, чем она ближе к включающей ударной волне S_f^* . При $\psi_B = 45^\circ$ S_f^* распространяется при $\zeta = -45^\circ$.

При $-20 < \zeta < 0^\circ$ регулярное взаимодействие имеет место при любых α . Изменения давления и скоростей малы, однако магнитное поле испытывает существенное изменение, причем несимметрично на флангах.

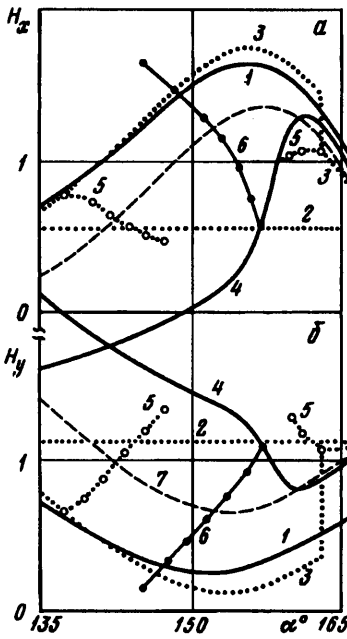
При $\zeta = 0$ на верхнем фланге H_x практически не меняется, а на нижнем фланге перемены H_x значительны, в том числе и из-за нелинейного распада S_b^- на $A_b S_b^-$ (при $\alpha = 141^\circ$). В двух пространственных зонах S_f^- расщепляется на комбинацию $A_f S_f^-$, однако масштаб изменения $|H|$ мал. Тип взаимодействия между S_f и S_b совершенно различен на верхнем и нижнем флангах: в первом случае он квазипараллельный, во втором — квазиперпендикулярный.

При $\zeta = -20^\circ$ эффект асимметричности воздействия усиливается еще больше. Масштаб изменения $|H|$ на нижнем фланге по сравнению с $\zeta = 0$ увеличивается в несколько раз. На фиг. 7, 8 представлено более подробно изменение H и V при $135 < \alpha < 170^\circ$. Перестройки течения происходят в следующем порядке (табл. 2).

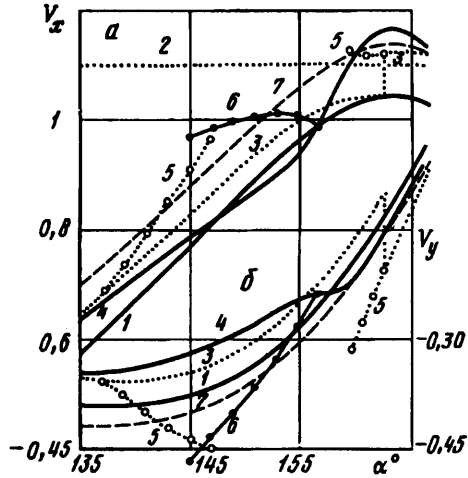
Нелинейно возникший при $\alpha = 160^\circ$ в результате расщепления S_f^- на $A_f S_f^-$ (кривая 6 на фиг. 7, 8, катастрофа K_{L-}) альфвеновский разрыв догоняет S_f^+ при $\alpha = 163^\circ$ и при слиянии с S_f^+ образует включающую ударную волну S_f^{**} (скачок кривых 3 на фиг. 7, 8, катастрофа K_{L+} [22]).

Воздействие S_f приводит к тому, что изменение H_x , H и V_x в трансформированной S_b^+ становится немонотонным (кривые 3 на фиг. 7, 8) в диапазоне $155 < \alpha < 170^\circ$. Многочисленные токовые слои при $145 < \alpha < 170^\circ$ (фиг. 7, 8) создают сложную пространственную структуру изменения магнитного поля на нижнем фланге и иначе влияют на магнитосферу по сравнению с верхним флангом.

При $\zeta = -40^\circ$ регулярное взаимодействие имеет место на верхнем фланге при $\alpha > 60^\circ$. На нижнем фланге альфвеновские разрывы в прошедших волнах существуют в двух пространственных зонах, нелинейные расщепления $A_f S_f^- \leftrightarrow S_f$ происходят при $\alpha = 150$ и 162° . Влияние сильного изменения магнитного поля (при $\zeta = -40^\circ$ S_f близка к включающей волне) приводит к тому, что при $\alpha = 168^\circ$ трансформация



Фиг. 7



Фиг. 8

S_b под воздействием S_f дает течение $R_b^+ A_b S_b^+ C S_f^- A_f S_f^-$, в котором головная ударная волна распадается на быструю волну разрежения, альфвеновский разрыв и медленную ударную волну. Это указывает на возможность трансформации на фланге головного скачка в быструю волну разрежения при воздействии ударного возмущения солнечного ветра.

Классический пример взаимодействия ударной волны солнечного ветра с головной ударной волной и магнитопаузой зарегистрирован космическими аппаратами «ISEE 1, 2 и 3» 27 августа 1978 г. [25, 32]. После прохождения ударной волны мимо спутника «ISEE 3», расположенного на расстоянии $163R_E$ от Земли, преломленная волна сжатия была зарегистрирована внутри магнитопаузы спутниками ISEE 1 и 2. Из полученных магнитограмм найдено, что в результате взаимодействия ударной волны как магнитопауза, так и головная ударная волна испытали резкое сжатие, в результате которого спутники ISEE 1 и 2 переместились из области внутри магнитопаузы в возмущенный переходный слой, а затем, после пересечения головной ударной волны, — в возмущенный солнечный ветер. Упрощенная теория [25] позволила интерпретировать некоторые из особенностей измерений магнитного поля, однако ряд характерных его возмущений остался необъясненным.

Как можно показать, измеренные приборами возмущения модуля напряженности магнитного поля между моментом пересечения магнитопаузы и головной ударной волны отождествляются с медленными волнами, возникшими в результате взаимодействия ударной волны солнечного ветра с головной ударной волной. Амплитуды возмущений, вычисленные по изложенной выше теории, для головной ударной волны и медленных волн согласуются с имеющимися измерениями. Поскольку угол между S_f и S_b составлял 4° , картина взаимодействия в виде $S_b^+ S_b^- C R_f^- S_f^+$ с соответствующими вариациями магнитного поля подтверждается данными измерений. Следует отметить, что проведенные измерения выполнены в одной точке, однако приведенная выше теория позволяет получить глобальную картину взаимодействия ударного возмущения с головной ударной волной.

3. Анализ решения для взаимодействия A с S_b . Зададим безразмерные параметры $M_{sw} = 8$, $\beta = 1$ ($N = 1,1$), $\psi_B = 45^\circ$ или $\psi_B = 15^\circ$, которые, как указано выше, соответствуют средним значениям солнечного ветра на орбите Земли [1]. Рассмотрим возможные значения ξ в диапазоне -40 — $+50^\circ$, что соответствует данным измерений [28]. Решение строится так же, как и для случая падения быстрой ударной волны.

Для прямого (фронтального) столкновения с помощью интерполяции находится, что течение имеет вид $S_b^+ S_b^- CS_f^- A_f R_f^+$. Прошедшая быстрая волна R_f^+ является очень слабой, в пределах точности вычислений можно считать, что она отсутствует. Медленные волны S_b^- и S_f^+ имеют почти одинаковую интенсивность; S_b^+ дает скачки всех величин, отличающиеся по модулю от скачков в S_b^- на величины порядка их изменения в R_f^+ , за исключением того, что V_y и H_y имеют почти противоположные по величине значения по сравнению с V_x и H_x в S_b^- , т. е. трансформированная S_b^+ почти идентична исходной с точностью до знака текущего по ней тока. При этом A_f имеет существенно большую интенсивность, чем падающий A , поскольку он движется в переходном слое, где касательное к нему магнитное поле больше.

При распространении A от точки лобового столкновения качественные перестройки течения в отличие от рассмотренного выше случая падения ударной волны имеют ряд объединяющих черт, которые позволяют построить общий «сценарий перестройки».

В табл. 3, 4 сведены вместе рассмотренные значения угла наклона магнитного поля ($\psi_B = 45$ и 15°) и ориентации фронта приходящего альфвеновского разрыва $\zeta = 0 \pm 50^\circ$. В верхней строке посредством комбинаций букв R , S , A и C изображен качественный состав возникающего течения. В последующих строках указаны диапазоны углов наклона головной ударной волны, при которых осуществляется соответствующее течение для значений ζ и δ , указанных слева. Прочерк означает либо отсутствие регулярного решения на верхнем или нижнем флангах (в крайних колонках), либо отсутствие соответствующих комбинаций волн в процессе распространения A по S_b , либо ширину зоны существования такой комбинации менее 1° по α .

Например, при $\psi_B = 45^\circ$, $\zeta = -10^\circ$ течение $S_b^+ S_b^- CS_f^- A_f R_f^+$ (левая колонка) не реализуется на верхнем фланге из-за отсутствия регулярного решения при $\alpha < 46^\circ$, течение $S_b^+ A_b S_b^- CS_f^- A_f R_f^+$ если и осуществляется, то в зоне шириной менее 1° между $\alpha = 82$ и 83° . При $\psi_B = 15^\circ$, $\zeta = 30^\circ$ на всем верхнем фланге возникает течение $S_b^+ S_b^- CS_f^- A_f S_f^+$ ($13 < \alpha < 60^\circ$), а все другие течения слева от указанного не осуществляются. На нижнем фланге регулярное решение перестает существовать при $\alpha > 125^\circ$. При $\psi_B = 15^\circ$, $\zeta = -50^\circ$ левый прочерк означает переход от течения $S_b^+ A_b S_b^- CS_f^- A_f R_f^+$ (при $\alpha = 163^\circ$) к течению $S_b^+ S_b^- CS_f^- A_f R_f^+$ (при $\alpha = 164^\circ$), а правый прочерк — отсутствие регулярного решения при $\alpha < 74^\circ$.

Из табл. 3, 4 видно, что трансформированная быстрая волна всегда ударная, даже на флангах при α , близких к α_* , где ее интенсивность близка к нулю. На одном из флангов прошедшая быстрая волна — волна разрежения, на другом — ударная волна, за исключением, может быть, зоны, близкой к α_* . Если в области, близкой к фронтальному столкновению ($\alpha + \zeta = 90^\circ$), обе медленные волны — ударные, то при продвижении на фланг одна из волн становится волной разрежения, причем характерна «антисимметричность»: на одном фланге существует комбинация $R_b^- S_f^-$, на другом — $S_b^- R_f^-$. Далее на одном из флангов обе медленные волны ударные, на другом — обе волны разрежения. Важной особенностью является «обмен» сценария перестройки между верхним и нижним флангами при изменении знака δ на противоположный.

4. Заключение. Исследована эволюция взаимодействия ударного возмущения солнечного ветра (быстрой ударной волны или вращательного разрыва) с головной ударной волной для характерных параметров ($M_{sw} = 8$; $5 < \psi_B < 45^\circ$; $N = 1, 1, 5$; $M_f = 2; 3$; $-50 < \zeta < +50^\circ$).

В результате столкновения происходит нелинейный распад каждого из взаимодействующих разрывов на систему из трех волн, разделенных контактным разрывом. Эти системы трансформируются по мере перемещения точки взаимодействия вдоль головной ударной волны. При этом прошедшие в переходный слой быстрая ударная волна или вращательный разрыв могут существенно отличаться от падающих и зависят от угла столкновения. Глобальная эволюция

Таблица 3

ζ°	δ°	$(S^+S^-)_{\beta C}$ $(S^+AR^+)_{\beta f}$	$(S^+S^-)_{\beta C}$ $(S^+R^+)_{\beta f}$	$(S^+R^-)_{\beta C}$ $(S^+R^+)_{\beta f}$	$(S^+AR^-)_{\beta C}$ $(S^+R^+)_{\beta f}$	$(S^+AS^-)_{\beta C}$ $(S^+R^+)_{\beta f}$	$(S^+AS^-)_{\beta C}$ $(S^+AR^+)_{\beta f}$	$(S^+S^-)_{\beta C}$ $(S^+AR^+)_{\beta f}$
$\psi_B = 45^\circ$								
0	45	36-41	42-43	44-46	47-49	50-54	55-59	60-90
-10	35	-	46-54	55-64	65-72	73-82	-	83-100
-20	25	-	49-63	64-83	84-91	92-99	-	100-110
-30	15	-	57-74	75-104	105-109	110-115	-	116-120
$\psi_B = 15^\circ$								
30	45	-						13-60
20	35	16-21	22-28	29-35	36-40	41-52	53	54-70
10	25	21	22-36	37-54	55-61	62-70	-	71-80
0	15	-	26-46	47-74	75-79	80-85	-	86-90
-30	-15	169-168	167-157	156-136	135-131	130-125	-	124-120
-40	-25	169-166	165-163	162-156	155-149	148-138	-	137-130
-50	-35	169-164					163-157	156-137

Таблица 4

ζ°	δ°	$(S^+S^-)_{\beta C}$ $(S^+AS^+)_{\beta f}$	$(S^+S^-)_{\beta C}$ $(R^+AS^+)_{\beta f}$	$(S^+S^-)_{\beta C}$ $(R^+S^+)_{\beta f}$	$(S^+R^-)_{\beta C}$ $(R^+S^+)_{\beta f}$	$(S^+R^-)_{\beta C}$ $(R^+AS^+)_{\beta f}$	$(S^+R^-)_{\beta C}$ $(R^+AR^+)_{\beta f}$
$\psi_B = 45^\circ$							
0	45	91-109	110-141	-	145-150	144	-
-10	35	101-115	116-144	143-147	148-155	156-169	170
-20	25	111-121	122-138	139-153	154-163	164-170	-
-30	15	121-126	127-136	137-157	158-167	168-170	-
$\psi_B = 15^\circ$							
30	45	61-79	80-111	112	113-125	-	-
20	35	71-84	85-109	110-120	121-137	-	-
10	25	81-89	90-107	108-129	130-150	-	-
0	15	91-95	96-106	107-136	137-157	158-163	164-169
-30	-15	119-115	114-104	103-72	71-51	-	-
-40	-25	129-119	118-103	102-79	78-62	-	-
-50	-35	136-125	124-101	100-89	88-74	-	-

возникающего течения определяется ориентацией магнитного поля солнечного ветра и фронта падающей волны. Волновая картина может изменяться качественно.

При падении S_j в окрестности точки лобового столкновения при всех значениях параметров за прошедшей быстрой ударной волной следует медленная волна разрежения. За трансформированным головным скачком S_b^+ распространяется медленная ударная волна (течение вида $S_b^+S_b^+CR_j; S_j^+$), в медленных волнах существенно изменяется магнитное поле.

При малом угле между нормалью к падающей волне S_j и вектором напряженности магнитного поля V_{sw} альфвеновский разрыв возникает в прошедших и трансформированных волнах двумя способами: непрерывно в результате отщепления от медленной волны разрежения и скачкообразно при распаде медленной ударной волны, выключаяющей касательное магнитное поле. Место появления альфвеновских разрывов определяется углом между магнитным полем и скоростью солнечного ветра. При $\psi_B = 45^\circ$ это происходит на нижнем фланге головной ударной волны (когда магнитное поле направлено «вверх»; при $\psi_B < 15^\circ$ — в окрестности подсолнечной точки.

Возможны ситуации, когда по мере прохождения ударной волны в прошедших волнах появляются альфвеновские разрывы (токовые слои), которые затем нелинейно (скачкообразно) исчезают и снова скачкообразно возникают далее на флангах.

Нелинейная качественная перестройка течения определяет изменение физических величин. Появление альфвеновских разрывов соответствует резкому изменению магнитного поля и скорости, которые могут оказывать раскачивающее влияние на магнитопаузу.

Очевидно, что нелинейно возникающие близко расположенные в пространстве токовые слои, генерирующие взаимно противоположное изменение магнитного поля, будут сноситься на магнитопаузу, вызывая геомагнитные бури. Это позволяет объяснить причину того, что только часть ударных волн солнечного ветра геоэффективна [33].

Приходящий альфвеновский разрыв проходит через головную ударную волну в переходный слой не при всех углах ее наклона: в возникающем течении прошедший или отраженный альфвеновский разрыв присутствует в некоторой окрестности лобового столкновения, ширина этой зоны по углу α порядка угла поворота магнитного поля в падающем разрыве. При этом его интенсивность увеличивается в 2—4 раза. На флангах прошедший вращательный разрыв исчезает различными способами: или непрерывно при уменьшающейся до нуля интенсивности или скачкообразно при катастрофической перестройке решения. При не очень большой интенсивности A ($|\delta l| < 35^\circ$) прошедший и отраженный альфвеновские разрывы существуют при различных значениях α , область их совместного существования меньше 1° . Возможно существование прошедшего разрыва далеко на фланге.

В найденном течении альфвеновские разрывы и медленные волны играют существенную роль, изменение магнитного поля в них может в несколько раз превышать скачок поля в быстрых волнах. При падении A и отсутствии прошедшего A , именно медленные волны оказывают основное воздействие на магнитное поле.

Установлен характер несимметричности глобальной картины воздействия ударного разрыва солнечного ветра на магнитосферу. Например, при падении ударной волны на нижний фланг, когда поле направлено вверх и $\psi_B = 45^\circ$, альфвеновские разрывы возникают только на нижнем фланге, а на верхнем фланге альфвеновские разрывы не образуются. При падении вращательного разрыва на одном фланге формируется быстрая прошедшая ударная волна, на другом — волна разрежения. Они имеют газодинамический характер (изменение в них магнитного поля мало). При этом медленные волны вдали от лобового столкновения на разных флангах противоположны по типу.

При достаточно сильном магнитном поле и падающей волне S_r , близкой к включающей, возможно формирование на одном из флангов комбинации волн, в которой головная ударная волна распадается на волну разрежения, альфвеновский разрыв и медленную ударную волну.

Не во всех точках головной ударной волны имеет место регулярное взаимодействие. При достаточно большой интенсивности приходящей волны и ее боковом падении на один из флангов всегда возникает маховское взаимодействие на противоположном фланге.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хундхаузен А. Расширение короны и солнечный ветер. М.: Мир, 1976. 302 с.
2. Баранов В. Б., Краснобаев К. В. Гидродинамическая теория космической плазмы. М.: Наука, 1977. 335 с.
3. Паркер Е. Н. Космические магнитные поля: их образование и проявления. М.: Мир, 1982. Ч. 1. 608 с.; Ч. 2. 479 с.
4. Chao J. K., Lepping R. P. A correlative study of SSC's, interplanetary shocks and solar activity//J. Geophys. Res. 1974. V. 79. № 13. P. 1799—1807.
5. Steinolfson R. S., Dryer M., Nakagawa Y. Interplanetary shock pair disturbances: Comparison of theory with space probe data//J. Geophys. Res. 1975. V. 80. № 16. P. 1989—2000.

6. Whang Y. C., Chien T. H. Magnetohydrodynamic interaction of high-speed streams//J. Geophys. Res. 1981. V. A86. № 5. P. 3263—3272.
7. Pizzo V. J. A three-dimensional model of corotating streams in the solar wind. 3. Magnetohydrodynamic streams//J. Geophys. Res. 1982. V. A87. № 6. P. 4374—4394.
8. Dryer M. Interplanetary shock waves: Recent developments//Space Sci. Rev. 1975. V. 17. № 2. P. 277—325.
9. Spreiter J. R., Alksne A. Y. Plasma flow around the magnetosphere//Rev. Geophys. 1969. V. 7. № 1—2. P. 11—50.
10. Писоваров В. Г., Еркаев Н. В. Взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой Земли. Новосибирск: Наука, 1978. 109 с.
11. Сергеев В. А., Цыганенко Н. А. Магнитосфера Земли. М.: Наука, 1980. 174 с.
12. Иванов К. Г. Магнитосфера Земли//Электромагнитные и плазменные процессы от Солнца до ядра Земли. М.: Наука, 1989. С. 62—77.
13. Гальперин Ю. И. Полярные сияния в магнитосфере. М.: Знание, 1975. 64 с.
14. Иванов К. Г. О взаимодействии набегающих ударных волн с сильными разрывами в космических окрестностях Земли//Геоматнетизм и аэрономия. 1964. Т. 4. № 4. С. 803—806.
15. Dryer M. Dynamics of the magnetospheric shock solar blast wave interaction//Space Research. VIII. Proc. 10th Plenary Meeting of COSPAR. London, 25—28 July 1967. Amsterdam: North-Holland publ. co., 1967. P. 150—163.
16. Dryer M. Bow shock and its interaction with interplanetary shocks//Radio Sci. 1973. V. 8. № 11. P. 893—901.
17. Гриб С. А. Некоторые вопросы взаимодействия ударных волн солнечного ветра с магнитосферой Земли//Геоматнетизм и аэрономия. 1973. Т. 13. № 5. С. 788—795.
18. Grib S. A., Brunelli B. E., Dryer M., Shen W. W. Interaction of interplanetary shock waves with the bow shock-magnetopause system//J. Geophys. Res. 1979. V. A84. № 10. P. 5907—5921.
19. Grib S. A. Interaction of non-perpendicular/parallel solar wind shock waves with the earth's magnetosphere//Space Sci. Rev. 1982. V. 32. № 1—2. P. 43—48.
20. Бармин А. А., Пушкарь Е. А. Наклонное взаимодействие сильных разрывов в магнитной гидродинамике//Механика: Современные проблемы. М.: Изд-во МГУ, 1987. С. 100—105.
21. Бармин А. А., Пушкарь Е. А. Наклонное взаимодействие альфвеновского и контактного разрывов в магнитной гидродинамике//Изв. АН СССР. МЖГ. 1990. № 1. С. 131—142.
22. Бармин А. А., Пушкарь Е. А. Пересечение ударных волн в магнитной гидродинамике//Изв. АН СССР. МЖГ. 1991. № 3. С. 132—143.
23. Dryer M., Merritt D. L., Aronson P. M. Interaction of a plasma cloud with the earth's magnetosphere//J. Geophys. Res. 1967. V. 72. № 11. P. 2955—2962.
24. Neubauer F. M. Nonlinear oblique interaction of interplanetary tangential discontinuities with magnetogasdynamic shocks//J. Geophys. Res. 1975. V. 80. № 10. P. 1213—1222.
25. 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.
26. Захаров В. Ю., Шикин И. С. Простые волны в плазме с анизотропным давлением//Вопросы магнитной гидродинамики плазмы без столкновений в сильном магнитном поле. М.: Изд-во МГУ, 1988. С. 85—114.
27. Russell C. T. Multipoint measurements of upstream waves//Adv. Space Res. 1988. V. 8. № 9—10. P. (9) 147—(9)156.
28. Lepping R. P., Behannon K. W. Magnetic field directional discontinuities: Characteristics between 0.46 and 1.0 AU//J. Geophys. Res. 1986. V. A91. № 8. P. 8725—8741.
29. Пушкарь Е. А. О косых магнитогидродинамических ударных волнах//Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 4. С. 106—116.
30. Пушкарь Е. А. Обобщенные полярные плоскополяризованных стационарных автомодельных течений в магнитной гидродинамике//Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. № 3. С. 111—119.
31. Бармин А. А., Пушкарь Е. А. Влияние магнитного поля на нерегулярное взаимодействие ударных волн//Газодинамика взрывных и ударных волн, детонационного и сверхзвукового горения: Тезисы докл. Всес. симпозиума. Алма-Ата, 21—25 окт. 1991. Новосибирск, 1991. С. 24.
32. Alfsen K. H., Bonifazi C., Pedersen A., Lindqvist P.-A. Interaction between an interplanetary shock and the Earth's magnetosphere on August 27, 1978: ISEE 1 electric field and ISEE 2 plasma observations//J. Geophys. Res. 1984. V. A89. № 10. P. 8863—8871.
33. Gosling J. T., McComas D. J., Phillips J. L., Bame S. J. Geomagnetic activity associated with Earth passage of interplanetary shock disturbances and coronal mass ejections//J. Geophys. Res. 1991. V. 96. N A5. P. 7831—7839.

Москва

Поступила в редакцию
18.X.1991