

УДК 533.6.011:533.72:523.2

© 2006 г. В. Б. БАРАНОВ, В. В. ИЗМОДЕНОВ

**МОДЕЛЬНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА СО СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ
МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ.****ПРЕДСКАЗАНИЕ И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ**

При планировании физических экспериментов или при их проведении необходимо создавать теоретические модели, которые либо предсказывают возможные экспериментальные данные, либо объясняют уже полученные. Только в тесном взаимодействии теории и эксперимента можно понять то, что происходит в физическом мире. Для создания той или иной количественной или качественной модели физического явления необходим математический аппарат, на основе которого строятся такие модели. Область теоретической науки, которая использует методы магнитной гидродинамики и гидроаэромеханики для исследования задач физики космоса, обычно называется космической газовой динамикой, которая наиболее часто используется при построении моделей физических явлений, встречающихся в условиях космического пространства.

Чтобы подчеркнуть значение космической газовой динамики в развитии астрофизики и космических исследований, приведем несколько примеров моделей, которые были развиты аэродинамиками. Они не только сыграли важную предсказательную роль на качественном уровне, но и развиваются до настоящего времени в связи с необходимостью количественной интерпретации экспериментальных данных.

В течение длительного времени солнечная корона представлялась как образование, находящееся в состоянии гравитационного равновесия (модель Чепмена). Однако оказалось, что давление на бесконечности, получаемое на основе такого равновесного решения, существенно превосходит оцениваемое давление в межзвездном газе, окружающем солнечную систему. В [1] было сделано заключение, что в этом случае газ солнечной короны должен расширяться, а для получения решения, описывающего такое расширение, были использованы стационарные гидродинамические уравнения в приближении сферической симметрии. Решение этих уравнений привело к теоретическому предсказанию солнечного ветра, который представляет собой радиальный поток полностью ионизированной водородной плазмы, истекающий из солнечной короны с небольшой дозвуковой скоростью, но уже на орбите Земли имеющий характер гиперзвукового течения. Переход течения от дозвукового к сверхзвуковому обеспечивается наличием солнечной гравитации, которая в рассматриваемом случае играет роль сопла Лавала. Теоретическое предсказание существования солнечного ветра [1] уже через год было подтверждено его экспериментальным открытием [2] на советском космическом аппарате “Луна-2”. При этом оказалось, что на орбите Земли средняя скорость солнечного ветра $V_E \approx 450 \text{ кмс}^{-1}$, средняя температура протонов $T_E \approx 6 \cdot 10^4 \text{ К}$ (температура электронов несколько выше), а средняя концентрация протонов (электронов) $n_E \approx 10 \text{ см}^{-3}$.

Первая гидродинамическая модель сверхзвукового обтекания магнитосферы Земли солнечным ветром [3] носила качественный характер, поскольку в ней рассматривалось обтекание плоского магнитного диполя и в приближении тонкого слоя между головной ударной волной и “обтекаемым препятствием”. Однако она была построена до фактического открытия солнечного ветра и в дальнейшем послужила важным стимулом в развитии моделей сверхзвукового обтекания планет солнечным ветром с отошедшей ударной волной.

Еще одним примером может служить впервые предложенная в [4] газодинамическая модель обтекания кометных атмосфер солнечным ветром. Полное численное решение поставленной в этой работе проблемы было получено почти через 20 лет [5]. Многие результаты в [5] затем были подтверждены экспериментами по исследованию кометы Галлея при пролете вблизи нее космических аппаратов “Вега 1 и 2”, “Джотто”, “Суисей” и “Сакигаки” в 1986 г.

В настоящей работе рассматривается модель взаимодействия сверхзвукового солнечного ветра со сверхзвуковым потоком газа локальной (окружающей Солнце) межзвездной среды, впервые в сильно упрощенной форме предложенная в [6]. Эта модель в настоящее время активно развивается в связи с полетами космических аппаратов Voyager 1 и 2, Pioneer 10 и 11, Ulysses, Hubble Space Telescope, SOHO и др., исследующих внешние области солнечной системы.

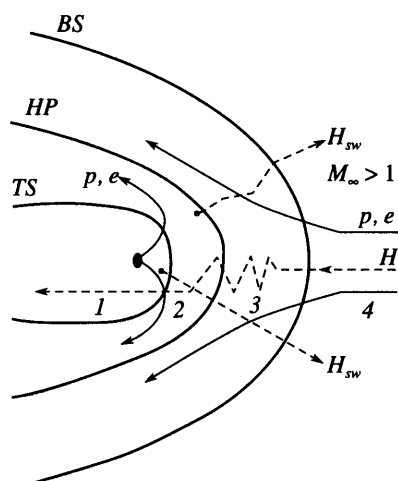
Ключевые слова: солнечный ветер, локальная межзвездная среда, ударная волна, гелиопауза, кинетико-газодинамическая модель, резонансная перезарядка, метод Монте-Карло, гелиосферный интерфейс.

1. Общие модельные представления о взаимодействии солнечного ветра с локальной межзвездной средой. Стимулом к построению модели взаимодействия сверхзвукового солнечного ветра со сверхзвуковым потоком газа локальной межзвездной среды в [6] послужили, во-первых, результат работы [1], который приводил к постоянной радиальной скорости солнечного ветра вплоть до бесконечности, что противоречило конечному давлению покоящегося межзвездного газа с температурой $T_{\infty} \approx 10^4$ К, и, во-вторых, факт наличия движения Солнца относительно ближайших звезд со скоростью ~ 20 км/с. Если межзвездный газ движется относительно солнечной системы с такой же скоростью, то имеет место взаимодействие гиперзвукового солнечного ветра со сверхзвуковым потоком газа межзвездной среды. В [6] было предположено, что локальная межзвездная среда является полностью ионизованной водородной плазмой, а ее поток – гиперзвуковой относительно Солнца. Первое предположение позволило рассмотреть проблему в рамках модели сплошной среды (для заряженных частиц эффективное число Кнудсена $Kn = l/L \ll 1$, где l – длина свободного пробега, L – характерная длина задачи в рассматриваемой проблеме), а второе – дало возможность решить задачу в Ньютонском приближении тонкого слоя [7]. Уже на следующий год после публикации [6] измерения рассеянного солнечного излучения в водородной линии Лайман- α (длина волны 1216 Å) на американском спутнике OGO-5 [8, 9] показали, что межзвездный газ действительно имеет скорость относительно Солнца ~ 20 км/с, вектор которой лежит почти в плоскости эклиптики, а не под углом в 53° к ней, как это следовало из наблюдений движения Солнца относительно ближайших звезд. Несколько позже [10] данные по рассеянному солнечному излучению на длине волны 584 Å указали на такое же движение межзвездных атомов гелия.

Эти первые результаты измерений рассеянного солнечного излучения были получены для нейтральных атомов, для которых $Kn \geq 1$. В этом случае модель обтекания солнечной системы не может быть описана в рамках уравнений механики сплошной среды. Кроме того, направление измеренной скорости показало, что течение межзвездного газа обусловлено собственным его движением, а не движением Солнца относительно ближайших звезд. Таким образом оказалось, что модель в [6] не может быть непосредственно применена к рассматриваемому явлению, хотя она послужила стимулом к развитию ряда направлений в астрофизике.

Для понимания процессов, связанных с движением локальной межзвездной среды относительно солнечной системы, очень важными оказались данные наземных астрономических наблюдений [11]. Оказалось, что Солнце погружено в частично ионизованное локальное межзвездное облако, которое движется относительно солнечной системы со скоростью $V_{\infty} \approx 26$ кмс $^{-1}$, а его температура $T_{\infty} \approx 7000$ К. При этом направление вектора скорости совпадало с данными измерений, полученными в экспериментах по рассеянному солнечному излучению.

Качественная картина течения, возникающего вследствие взаимодействия полностью ионизованной водородной плазмы солнечного ветра с частично ионизованной водородной плазмой локальной межзвездной среды, представлена на фиг. 1. Ниже, для краткости, заряженную компоненту будем называть “плазменной компонентой” в отличие от нейтральной компоненты, представляющей собой поток атомов H (другие ато-



Фиг. 1. Качественная картина течения, HP – тангенциальный разрыв (heliopause), разделяющий полностью ионизованный солнечный ветер и плазменную компоненту межзвездной среды, BS – головная ударная волна (bow shock) и TS – ударная волна торможения солнечного ветра или гелиосферная ударная волна (termination shock). Пунктир – траектории атомов солнечного ветра H_{sw} (сортов 1 и 2), а также межзвездных атомов (сортов 3 и 4)

мы практически не влияют на течение вследствие их малой концентрации по сравнению с концентрацией атомов водорода). Поскольку для главного процесса столкновений атомов H, связанного с их перезарядкой на протонах (резонансная перезарядка), имеем $Kp \geq 1$, то движение межзвездных атомов H нельзя описывать в рамках механики сплошных сред. Они проникают из локальной межзвездной среды в солнечную систему через поверхности сильного разрыва и, перезарядаясь на протонах, оказывают влияние на движение плазменной компоненты.

Вся область течения разбивается на четыре подобласти (фиг. 1): сверхзвуковой солнечный ветер (1), разогретый в гелиосферной ударной волне солнечный ветер (2), разогретая в головной ударной волне плазменная компонента межзвездной среды (область 3) и ее сверхзвуковой набегающий поток (4). Области 2 и 3 обычно называются внутренним и внешним интерфейсом соответственно. Перезарядка в каждой из областей 1–4 приводит к образованию новых атомов H, имеющих параметры протонов в этих областях, и новых протонов с параметрами атомов H. Последние затем “захватываются” потоками плазменной компоненты, изменяя импульс и энергию этих потоков. В результате перезарядки образуются, как минимум, три сорта атомов водорода.

На фиг. 1 схематично показаны траектории атомов водорода H_{sw} , рожденных в областях 1 и 2 (атомы сорта 1 и 2 соответственно). Эти атомы с параметрами протонов в областях 1 и 2 проникают в локальную межзвездную среду и, перезарядаясь на ее протонах, изменяют параметры невозмущенного потока до ударной волны BS. Атомы сорта 3 имеют параметры протонов межзвездной среды во внешнем интерфейсе, а атомами сорта 4 будем называть атомы межзвездной среды, которые без перезарядки проникают в солнечную систему (первичные атомы).

Как впервые показано на качественном уровне в [12] и количественно в [13], наиболее эффективна перезарядка атомов водорода из межзвездной среды на собственных протонах в области внешнего интерфейса. В результате внешний интерфейс является хорошим “фильтром” для проникновения атомов водорода из межзвездной среды в сол-

нечную систему. В [13] показано, что предположение о малой толщине интерфейса по сравнению с его расстоянием от Солнца, сделанное в [6], не выполняется при реальных параметрах взаимодействующих потоков.

Важная роль интерфейса, введенного в [6, 13], впервые была оценена теоретиками в [12–14]. Экспериментаторы же до 1985 г. при интерпретации рассеянного солнечного излучения, измерявшегося на многих космических аппаратах (“Прогноз”, “Венера”, “Марс” и др.), использовали так называемую “горячую модель”, в которой интерфейс отсутствовал. В этой модели принимались в расчет процессы перезарядки межзвездных атомов H на протонах солнечного ветра, их фотоионизацию, а также силы солнечной гравитации и радиационного отталкивания. При этом не учитывалось влияние “фильтра”, связанного с интерфейсом (см., например, [15]).

2. Математическая постановка проблемы. Из изложенной в предыдущем разделе качественной картины взаимодействия солнечного ветра с частично ионизованным сверхзвуковым потоком межзвездного газа следует, что возникает сложная математическая проблема описания движения двух взаимодействующих сред. Сложность заключается в том, что взаимодействие плазменной компоненты межзвездной среды с солнечным ветром может быть описано в рамках уравнений гидроаэромеханики, а для атомов водорода разных сортов имеем $Kn = l/L \geq 1$, а следовательно, их движение в области взаимодействия не может быть описано на основе уравнений механики сплошных сред (здесь l – длина свободного пробега атомов H в процессе резонансной перезарядки, а в качестве характерного размера L принят размер обтекаемой гелиопаузы на фиг. 1).

Первые математические модели рассматриваемого явления имели целый ряд недостатков (подробный их анализ можно найти в [16, 17]). Например, в [18] в рамках модели сплошной среды рассматривалось взаимодействие солнечного ветра с потоком межзвездного газа при $M_\infty \ll 1$ ($M_\infty = V_\infty/a_\infty$, V_∞ – скорость межзвездного газа относительно Солнца, a_∞ – скорость звука в набегающем потоке), хотя уже первые наблюдения рассеянного солнечного излучения указали на сверхзвуковой характер движения межзвездного газа относительно Солнца. При этом оказалось, что набегающий на солнечную систему поток межзвездной среды – частично ионизованный газ [11] и не является гиперзвуковым. Эти наблюдаемые факты не соответствовали предположениям, сделанным в [6]. Влияние атомов H на рассматриваемое течение впервые было исследовано в грубом приближении [19], в котором рассматривалось влияние только атомов сорта 4. При этом для распределения их концентрации использовалось уравнение неразрывности со “стоком” вследствие перезарядки, а относительно температуры и скорости предполагалось $T_H = \text{const}$ и $V_H = \text{const}$, поскольку уравнения механики сплошных сред не могут быть использованы при $Kn = l/L \geq 1$.

Наиболее обоснованная модель предложена в [20], в которой для описания плазменной компоненты использовались уравнения Эйлера с “источниковыми” членами, описывающими влияние резонансной перезарядки. В стационарном случае эти уравнения имеют вид

$$\begin{aligned} \nabla \rho \mathbf{V} = 0, \quad (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} + \frac{1}{\rho} \nabla p = \mathbf{F}_1[f_H(\mathbf{r}, \mathbf{w}), p, \mathbf{V}, \rho] \\ \nabla \left[\rho \mathbf{V} \left(\varepsilon + \frac{p}{\rho} + \frac{V^2}{2} \right) \right] = \mathbf{F}_2[f_H(\mathbf{r}, \mathbf{w}_H), p, \mathbf{V}, \rho], \quad p = (\gamma - 1) \rho \varepsilon \end{aligned} \quad (2.1)$$

Здесь p , ρ , ε и \mathbf{V} – давление, плотность, внутренняя энергия и вектор скорости плазменной компоненты соответственно, \mathbf{F}_1 и \mathbf{F}_2 – источники импульса и энергии в плазменной компоненте вследствие процессов резонансной перезарядки, f_H – функция распределения атомов водорода, зависящая от радиуса-вектора \mathbf{r} и вектора индивидуальной скорости \mathbf{w}_H атома, $\gamma = 5/3$ – отношение удельных теплоемкостей для полностью

ионизованной водородной плазмы. Чтобы замкнуть систему уравнений (2.1), необходимо добавить уравнение Больцмана для функции распределения f_H

$$\mathbf{w}_H \frac{\partial f_H(\mathbf{r}, \mathbf{w}_H)}{\partial \mathbf{r}} + \left[\frac{(\mathbf{F}_r + \mathbf{F}_g)}{m_H} \right] \frac{\partial f_H(\mathbf{r}, \mathbf{w}_H)}{\partial \mathbf{w}_H} = f_p(\mathbf{r}, \mathbf{w}_H) \int |\mathbf{w}'_H - \mathbf{w}_H| \sigma f_H(\mathbf{r}, \mathbf{w}'_H) d\mathbf{w}'_H -$$

$$- f_H(\mathbf{r}, \mathbf{w}_H) \int |\mathbf{w}_H - \mathbf{w}_p| \sigma f_p(\mathbf{r}, \mathbf{w}_p) d\mathbf{w}_p \quad (2.2)$$

Уравнение (2.2) линейно, поскольку функция распределения протонов $f_p(\mathbf{r}, \mathbf{w}_p)$ считается локально-максвелловской с газодинамическими значениями вектора скорости $\mathbf{V}(\mathbf{r})$, температуры $T(\mathbf{r})$ и плотности $\rho(\mathbf{r})$, \mathbf{w}_p – вектор индивидуальной скорости протона, $\sigma(|\mathbf{w}_H - \mathbf{w}_p|)$ – эффективное сечение перезарядки, \mathbf{F}_r и \mathbf{F}_g – силы солнечного радиационного отталкивания и гравитационного притяжения соответственно. “Источниковые” члены в правых частях уравнений (2.1) вычисляются по формулам

$$F_1 = \frac{1}{n_p} \int d\mathbf{w}_H \int d\mathbf{w}_p \sigma |\mathbf{w}_H - \mathbf{w}_p| (\mathbf{w}_H - \mathbf{w}_p) f_H(\mathbf{r}, \mathbf{w}_H) f_p(\mathbf{r}, \mathbf{w}_p)$$

$$F_2 = m_H \int d\mathbf{w}_H \int d\mathbf{w}_p \sigma |\mathbf{w}_H - \mathbf{w}_p| \left(\frac{w_H^2}{2} - \frac{w_p^2}{2} \right) f_H(\mathbf{r}, \mathbf{w}_H) f_p(\mathbf{r}, \mathbf{w}_p) \quad (2.3)$$

$$n_H = \int d\mathbf{w}_H f_H(\mathbf{r}, \mathbf{w}_H), \quad n_p = \int d\mathbf{w}_p f_p(\mathbf{r}, \mathbf{w}_p)$$

Для того чтобы использовать уравнения идеальной газовой динамики в “одножидкостном” приближении для плазменной компоненты в форме (2.1), необходимо предположить, что температуры электронов и протонов одинаковы; образовавшиеся в результате перезарядки протоны сразу же принимают скорость и температуру плазменной компоненты (происходит их мгновенный “захват” плазмой или их мгновенная “релаксация”), а функция распределения протонов – локально-максвелловская.

Для решения интегрального уравнения Больцмана (2.2) для функции распределения f_H и вычисления “источниковых” членов в уравнениях (2.1) по формулам (2.3) использовался усовершенствованный метод Монте-Карло с расщеплением траекторий, разработанный для рассматриваемой проблемы в [21]. Этот метод дает существенно большую точность вычислений, чем прямой метод Монте-Карло.

В качестве граничных условий для плазменной компоненты использовались постоянные значения скорости V_E , концентрации электронов (протонов) n_E и число Маха M_E на орбите Земли (индекс “E”), а также значения этих же параметров в локальной межзвездной среде (индекс “∞”). Уравнения (2.1) решались численно методом Годунова с выделением поверхностей сильного разрыва. Поэтому требовалось выполнение соотношений Гюгонио на ударных волнах TS и BS, а также условия равенства давлений и непротекания (нормальная компонента скорости равна нулю) на гелиопаузе HP (фиг. 1). Для атомов водорода предполагалось, что их функция распределения в межзвездной среде является максвелловской с концентрацией $n_{H\infty}$ и значениями температуры и скорости, равными значениям этих параметров для плазменной компоненты. Кроме того, необходимо задать отношение $\mu = F_r/F_g$ силы солнечного радиационного отталкивания к силе солнечной гравитации, которое для атомов водорода близко к единице. В рассматриваемой в этом разделе модели влияние межзвездного гелия не учитывалось в силу его малой концентрации и малых сечений перезарядки.

Для решения поставленной осесимметричной задачи использовался метод глобальных итераций, первый шаг которого состоял в решении газодинамической задачи (“источниковые” члены в уравнениях (2.1) равны нулю) обтекания сферически симметричного сверхзвукового источника (солнечный ветер) сверхзвуковым поступательным потоком полностью ионизованного газа (межзвездный газ). Затем методом Монте-Карло

рассчитывались траектории атомов водорода в поле газодинамических параметров, что позволяло в первом приближении вычислить “источниковые” члены по формулам (2.3). Вычисленные в этом приближении “источниковые” члены использовались для решения газодинамической части проблемы на следующем шаге итераций, на котором принималось в расчет влияние резонансной перезарядки. Для расчета траекторий атомов H в новом поле газодинамических параметров и вычисления “источниковых” членов в следующем приближении снова использовался метод Монте-Карло. Процесс итераций продолжался до тех пор, пока последующее приближение не даст пренебрежимо малые поправки (~2%) к предыдущему. В работе [20] процесс итераций прекращался на четвертом шаге.

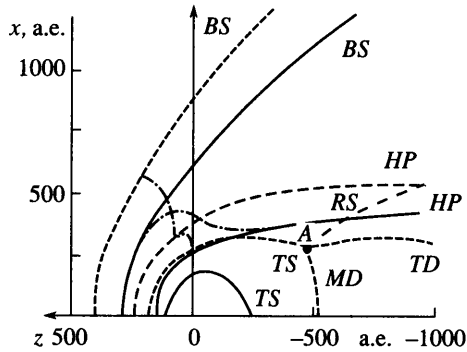
Для проведения численных расчетов использовалась цилиндрическая система координат, а все результаты, представленные ниже, даются в сферической системе координат с центром на Солнце и с углом θ , отсчитываемым от оси z , которая направлена в сторону набегающего потока газа межзвездной среды (перпендикулярно оси z направлена ось x). При решении кинетической части задачи “источниковые” члены в [20] рассчитывались по формулам (2.3) без вычисления функции распределения атомов H в явном виде. Заметим, что в поставленной проблеме учитывался только главный процесс резонансной перезарядки, хотя в некоторых областях течения легко учитываемые в рамках рассматриваемой здесь модели процессы ионизации солнечной радиацией или ионизации электронным ударом могут играть заметную роль для интерпретации наблюдений. При этом правая часть уравнения неразрывности отлична от нуля, а в правую часть уравнения (2.2) добавляются члены, соответствующие этим процессам [21].

3. Основные результаты модели в [20]. Для получения количественных результатов по модели, изложенной в предыдущем разделе, использовались следующие значения параметров на орбите Земли и в межзвездной среде:

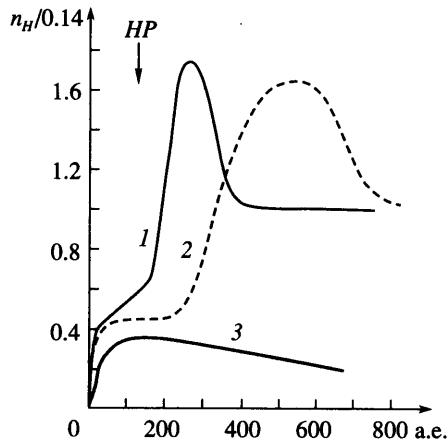
$$\begin{aligned} n_E &= 7 \text{ см}^{-3}, & V_E &= 450 \text{ кмс}^{-1}, & M_E &= 10, & \mu &= 0.75 \\ n_{p\infty} &= 0.07 \text{ см}^{-3}, & V_\infty &= 25 \text{ кмс}^{-1}, & M_\infty &= 2, & n_{H\infty} &= 0.14 \text{ см}^{-3} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Результаты для плазменной компоненты течения. На фиг. 2 представлены положение и форма поверхностей сильного разрыва. По осям координат отложено расстояние в астрономических единицах (а.е.). Для сравнения приведены результаты расчетов чисто газодинамической задачи ($n_{H\infty} = 0$). Из сравнения видно, что вследствие процесса перезарядки гелиоцентрическое расстояние до ударных волн и гелиопаузы сильно уменьшается, и исчезает сложная структура течения в хвостовой области, состоящая из диска Маха (MD), тангенциального разрыва (TD) и отраженной ударной волны (RS). Последнее означает отсутствие тройной точки А, разворачивающей сверхзвуковой поток, и образование гладкой замкнутой поверхности ударной волны TS с дозвуковым течением во внутреннем интерфейсе (области 2 на фиг. 1). При принятых значениях параметров (3.1) внутренняя ударная волна по направлению к набегающему потоку (вдоль оси симметрии z) удалена от Солнца на расстояние $r_{TS} \sim 80$ а.е., а граница гелиосферы (гелиопауза) – на расстояние $r_{HP} \sim 150$ а.е.

Результаты рассмотренной здесь модели также показывают, что процессы резонансной перезарядки приводят к уменьшению скорости солнечного ветра вблизи TS примерно на 10% и его разогреву. Однако предположение о мгновенном “захвате” (мгновенной релаксации) образованных в результате перезарядки протонов приводит к завышенному значению температуры (см. разд. 4). Результаты расчетов указали на важную роль атомов H_{SW} (фиг. 1), которая связана с процессом их перезарядки на межзвездных протонах. Эта роль, в частности, сводится к уменьшению числа Маха в области 4 и к появлению в этой области компоненты скорости, перпендикулярной оси симметрии z .



Фиг. 2. Рассчитанные по модели [20] положения головной (BS) и гелиосферной (TS) ударных волн и гелиопаузы (HP). Штриховые и штрих-пунктирные линии – поверхности сильного разрыва и звуковые линии соответственно при отсутствии процессов резонансной перезарядки ($n_{H\infty} = 0$)



Фиг. 3. Рассчитанное по модели [20] распределение суммы концентраций n_H атомов водорода сортов 3 и 4. “Водородная стенка” показана в виде немоногоного распределения. Кривые 1 и 3 – распределения вдоль оси симметрии в головной и хвостовой областях течения, 2 – распределения в перпендикулярном к оси симметрии направлении

Результаты для атомов водорода. Один из основных результатов модели [20] – это предсказание образования трех сортов атомов H как результат перезарядки первичных атомов межзвездной среды (сорт 4) на протонах солнечного ветра (сорта 1 и 2) и на собственных протонах (сорт 3). Используемый здесь метод Монте-Карло позволяет учитывать множественные перезарядки и рассчитывать параметры каждого из этих сортов. Параметры атомов различного сорта сильно отличаются друг от друга, поскольку новые атомы приобретают параметры протонов в той области, где произошло их рождение.

На фиг. 3 показана сумма концентраций первичных и вторичных атомов H (сортов 4 и 3 соответственно) как функции гелиоцентрического расстояния. Параметры именно этих атомов H, проникших в солнечную систему из межзвездной среды, измеряются космическими аппаратами по рассеянному солнечному Лайман- α излучению [8, 9, 15]. Их концентрация как функция гелиоцентрического расстояния имеет немоногоный

характер с максимумом перед гелиопаузой. Этот неожиданно полученный численно эффект получил название “водородной стенки”, который позже был обнаружен на космическом аппарате Hubble Space Telescope (разд. 5). Физический смысл образования водородной стенки легко объясняется наличием торможения протонов локальной межзвездной среды вблизи гелиопаузы. В результате перезарядки с такими заторможенными протонами образуются заторможенные же атомы водорода сорта 3, что приводит вследствие выполнения для них уравнения неразрывности к увеличению плотности. Наиболее резко выражена водородная стенка вблизи точки торможения на гелиопаузе. При этом она отсутствует в хвостовой области. Очевидно также, что первичные атомы H (сорта 4) уменьшаются монотонно с приближением к Солнцу в связи с их непрерывным убыванием вследствие перезарядки (и фотоионизации).

В заключение этого раздела отметим, что вычисленные распределения температуры атомов H [22] в рамках рассмотренной здесь модели различны в радиальном и поперечном к нему направлениях. Это – одно из доказательств того, что функция распределения f_H не является равновесной и можно говорить лишь об “эффективной” температуре как мере хаотического движения атомов. Ниже подробно рассматриваются характеристики нейтральных атомов сорта 2, рожденных во внутреннем интерфейсе.

4. Развитие модели, предложенной в [20]. Новые экспериментальные данные, получаемые при помощи перечисленных выше космических аппаратов, приводят к необходимости усовершенствования и развития модели [20]. Главная трудность в построении полной модели состоит в многокомпонентной природе как локальной межзвездной среды, так и солнечного ветра. Влияние некоторых из этих компонент, как, например, атомов гелия, кислорода, азота и др., пренебрежимо мало в силу их малого космического содержания по сравнению с атомами водорода (разд. 5). Влияние галактических космических лучей также мало по сравнению с влиянием процессов резонансной перезарядки атомов H [23]. Влиянием межпланетного магнитного поля можно пренебречь в сверхзвуковой области солнечного ветра (область 1) в силу неравенства $M_A = \sqrt{4\pi r} V_E/B \gg 1$ (M_A – альфвеновское число Маха), хотя его роль в области 2 осталась до сих пор не до конца ясной. В межзвездной среде может присутствовать магнитное поле. Однако его величина и направление в окрестности солнечной системы в настоящее время практически неизвестны. Тем не менее, имея в виду интерпретацию экспериментальных данных, необходимо исследовать магнитогидродинамическую (МГД) природу взаимодействия солнечного ветра и межзвездного газа, считая межзвездное магнитное поле неизвестным параметром. При этом в общем случае такая проблема трехмерна.

Ниже будут рассмотрены те физические явления, которые в той или иной мере дополняют модель, предложенную в [20]. Иногда учет некоторых процессов, которые с первого взгляда мало влияют на результаты этой модели, играет важную роль в интерпретации экспериментальных данных. Например, учет альфа-частиц солнечного ветра и ионизованного гелия в межзвездной среде [24] приводит к незначительному изменению (~2%) положения ударной волны TS, что составляет величину ~2 а.е. Тем не менее такая величина существенна для интерпретации измерений на аппаратах Voyager 1 и 2, которые удаляются от Солнца со скоростью ~3.5 а.е./год.

Влияние аномальной компоненты космических лучей. Аномальная и галактическая компоненты космических лучей, спектры которых существенно различны, могут рассматриваться как высокоэнергичные (часто релятивистские) популяции с пренебрежимо малой массовой плотностью (по сравнению с плотностью плазмы), но значительной (не пренебрежимо малой) плотностью энергии. При этом источник ускорения галактических космических лучей находится вне пределов солнечной системы, а источником ускорения аномальной компоненты считается ударная волна TS. На гидродинамическом уровне влияние космических лучей на течение несущей плазменной компоненты описывается градиентом давления космических лучей ∇p_{cr} и переносом к ним энергии от несущей фазы $V \nabla p_{cr}$. Для галактических космических лучей эти члены малы в уравнениях (2.1) по сравнению с “источниковыми” членами [23], что позволяет пренебречь

их влиянием на течение. В общем случае давление космических лучей определяется формулой

$$p_{cr} = \frac{4\pi}{3} \int_0^{\infty} f_{cr}(\mathbf{r}, |\mathbf{p}|, t) |\mathbf{p}|^4 d|\mathbf{p}|$$

где $f_{cr}(\mathbf{r}, |\mathbf{p}|, t)$ – изотропная функция распределения космических лучей ($|\mathbf{p}|$ – модуль импульса частицы). Интегрирование по модулю импульса уравнения для f_{cr} (форму этого уравнения см., например, в [25]) приводит к следующему уравнению для p_{cr}

$$\frac{\partial p_{cr}}{\partial t} = \nabla[\kappa \nabla p_{cr} - \gamma_{cr}(\mathbf{V} + \mathbf{V}_d)p_{cr}] + (\gamma_{cr} - 1)\mathbf{V}\nabla p_{cr} + Q \quad (4.1)$$

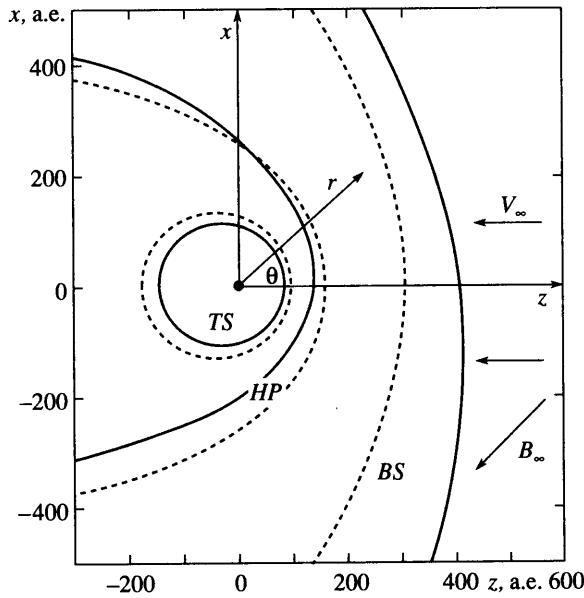
Здесь κ – коэффициент диффузии космических лучей, определяющий пространственную диффузию, \mathbf{V} – средняя скорость плазмы, \mathbf{V}_d – осредненная по функции распределения f_{cr} скорость дрейфа в гелиосферном или межзвездном магнитном поле, γ_{cr} – индекс политропы космических лучей, Q – источниковый член, определяющий влияние “захваченных” протонов на аномальную компоненту космических лучей (приток энергии и его сток за счет рождения и убывания вследствие прямой и обратной перезарядки, фотоионизации и ионизации электронным ударом [25]). Для “источникового” члена Q в [25] использовалось выражение

$$Q = -\alpha p \nabla \mathbf{V} \quad (4.2)$$

где α – коэффициент, определяющий интенсивность инжекции заряженных частиц, подвергающихся ускорению до аномальной компоненты космических лучей в ударной волне TS, p – давление плазменной компоненты, определяемое из системы уравнений (2.1). Обычно коэффициент α – свободный параметр, а его порядок величины определяется свойствами плазмы (для галактических лучей этот коэффициент полагается равным нулю, поскольку для них источник ускорения находится вне гелиосферы).

Динамическое влияние аномальной компоненты на структуру гелиосферного интерфейса исследовалось в [26]. Система уравнений (2.1) и (2.2), в которую включался градиент давления p_{cr} , замыкалась уравнениями (4.1) и (4.2). Изучались эффекты, связанные с влиянием коэффициента диффузии космических лучей при постоянном коэффициенте инжекции, поскольку коэффициенты диффузии во внешней гелиосфере и, в частности, в интерфейсе в настоящее время плохо известны. Влияние аномальной компоненты на течение солнечного ветра в окрестности гелиосферной ударной волны TS приводит к плавному торможению солнечного ветра в так называемом “предвестнике”, за которым следует скачок [26]. Интенсивность скачка уменьшается, и он смещается на большее гелиоцентрическое расстояние по сравнению с расчетами без учета влияния аномальной компоненты [20]. При этом как интенсивность скачка, так и величина его смещения зависят от значения коэффициента диффузии. Уменьшение интенсивности скачка приводит к уменьшению температуры во внутреннем интерфейсе, что важно для интерпретации измерений потоков атомов H сорта 2 с 1 а.е., которые планируются осуществить в США при помощи космического аппарата IBEX (Interstellar Boundary Explorer) в 2008 г. Наибольшее смещение скачка (~4 а.е.) достигается для средних значений коэффициента диффузии. Предвестник гелиосферной ударной волны наиболее явно выражен для малых значений коэффициента диффузии и исчезает при больших. Это объясняется тем, что в первом случае характерный диффузионный масштаб много меньше расстояния до TS. При этом давление космических лучей в области за TS сравнимо со статическим давлением плазмы. Во втором случае давление космических лучей пренебрежимо мало по сравнению со статическим давлением плазмы и влиянием аномальной компоненты космических лучей на результаты [20] можно пренебречь.

Для интерпретации измерений аномальной компоненты важно отметить, что из-за разницы в количестве инжектированной в нее энергии в лобовой (по отношению к на-



Фиг. 4. Положение поверхностей сильного разрыва (TS, HP и BS) с учетом межзвездного магнитного поля [28]. Штриховые линии – результаты расчетов в рамках модели [20] ($B_\infty = 0$)

бегающему потоку межзвездной среды) и хвостовой частях гелиосферной ударной волны существует явно выраженная угловая асимметрия в ее энергии. Эта разница связана с тем, что статическое давление плазмы меньше в хвостовой части, чем в лобовой.

Влияние межзвездного магнитного поля. Влияние межзвездного магнитного поля на течение плазменной компоненты и атомов водорода в рамках модели в [20] впервые было рассмотрено в [27]. Для сохранения осевой симметрии в [27] предполагалось, что вектор межзвездного магнитного \mathbf{B}_∞ параллелен вектору скорости \mathbf{V}_∞ .

Недавно в [28] было исследовано влияние межзвездного магнитного поля на структуру гелиосферного интерфейса в общем трехмерном случае. При этом в уравнение движения для плазменной компоненты (второе уравнение (2.1)) добавлялась пондеромоторная сила $1/4\pi(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}$, а система уравнений (2.1)–(2.3) замыкалась уравнением индукции магнитного поля \mathbf{B} в приближении большого магнитного числа Рейнольдса ($Re_m \gg 1$)

$$\nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) = 0$$

В качестве граничных условий принимались следующие значения параметров в невозмущенной межзвездной среде и в солнечном ветре на орбите Земли

$$V_\infty = 26.4 \text{ км/с}, \quad M_\infty = 2, \quad n_{H_\infty} = 0.18 \text{ см}^{-3}, \quad n_{p_\infty} = 0.06 \text{ см}^{-3}, \quad B_\infty = 2.5 \text{ мкГс}$$

$$V_E = 432 \text{ км/с}, \quad M_E = 10, \quad n_E = 7.39 \text{ см}^{-3}$$

Предполагалось, что межзвездное магнитное поле составляет угол $\theta = 45^\circ$ к направлению набегающего потока. При принятых значениях параметров имеем $M_{A_\infty} = V_\infty / a_{A_\infty} = 1.18$, $M_{fs} = V_\infty / a_{+_\infty} = 1.01$ (a_{A_∞} – альфвеновская скорость, a_{+_∞} – скорость быстрой магнитозвуковой волны в межзвездной среде).

На фиг. 4 показаны рассчитанные положения поверхностей сильного разрыва (ударных волн TS и BS и тангенциального разрыва или гелиопаузы HP) в плоскости xz , опре-

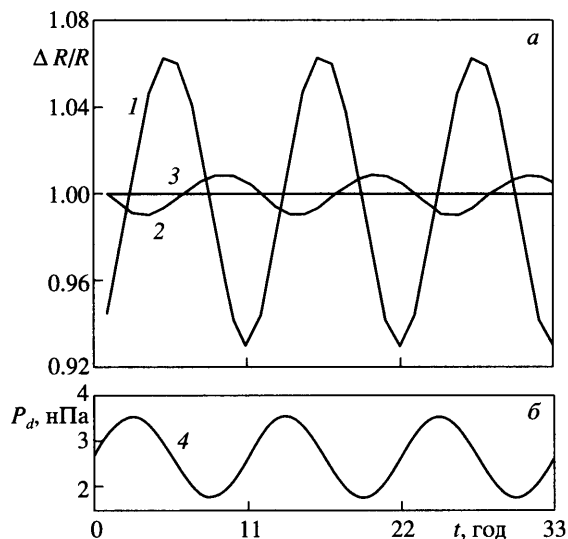
деляемой векторами V_{∞} и V_{∞} . При этом направление оси z , как и в [20], противоположно направлению вектора V_{∞} , а ось x – перпендикулярна этому направлению. Из фиг. 4 явно видна асимметрия течения относительно оси z . Учет магнитного поля приводит к приближению к Солнцу ударной волны TS и к удалению головной ударной волны BS. Гелиоцентрическое расстояние до гелиопаузы HP зависит от относительной величины магнитного давления и магнитного натяжения. В областях, где магнитное натяжение превосходит магнитное давление, гелиопауза удаляется от Солнца [27]. Очевидно, что максимум и минимум давления межзвездного магнитного поля меняются местами в соответствии с направлениями $\theta = -45$ и 45° . Вдоль оси z ударная волна TS и гелиопауза HP приближаются к Солнцу на 10 и 20 а.е. соответственно. В результате асимметрии гелиопаузы плотность межзвездной плазмы в верхней полуплоскости ($x > 0$) больше, чем в нижней ($x < 0$). Расчеты показывают, что точка торможения на гелиопаузе находится выше оси z примерно на 10° . В окрестности этой точки плотность плазменной компоненты межзвездной среды достигает своего максимума, а ее вектор скорости имеет значительную компоненту V_x вдоль оси x . Поскольку параметры атомов H сорта 3 отражают параметры плазмы в области внешнего интерфейса, то они также должны иметь составляющую скорости вдоль оси x . При этом, как и следовало ожидать, именно вблизи точки торможения образуется водородная стенка (фиг. 3) с максимальной интенсивностью.

Вектор средней скорости атомов водорода V_H вычислялся как момент функции распределения f_H . Его компонента вдоль оси x отлична от нуля даже на малых гелиоцентрических расстояниях. Угол между средней скоростью движения атомов водорода внутри гелиосферы и направлением движения межзвездной среды в расчетах составил $3-5^\circ$ [28]. Такое же отклонение направления движения атомов водорода было недавно обнаружено по измерениям рассеянного солнечного излучения в Лайман- α на космическом аппарате SOHO [29], что объясняется возможным влиянием межзвездного магнитного поля.

Влияние 11-летнего цикла солнечной активности. Параметры солнечного ветра измеряются на космических аппаратах уже около четырех солнечных циклов (~ 45 лет). Измерения показали [30], что динамическое давление солнечного ветра меняется примерно в 2 раза при переходе от максимума солнечной активности к ее минимуму. В некоторых работах было исследовано влияние изменения со временем динамического давления солнечного ветра на гелиосферный интерфейс. Однако, например, в [31] не учитывалось влияние межзвездных H-атомов, а в [32] их учет проводился в рамках упрощенной (многожидкостной) модели, которая, как было показано выше, не обоснована для нейтральных атомов.

В [33] получено решение самосогласованной нестационарной задачи о взаимодействии двухкомпонентной (плазменная компонента и H-атомы) межзвездной среды с солнечным ветром в осесимметричном приближении. Исследование влияния солнечного цикла сводилось к получению периодического решения нестационарных уравнений (2.1) для плазмы совместно с нестационарным кинетическим уравнением (2.2) для H-атомов. Чтобы решить уравнение (2.2), был разработан нестационарный метод Монте-Карло. В качестве граничных условий принимались периодические значения параметров на орбите Земли. В частности, в [34] представлены результаты для “идеального” солнечного цикла, в котором динамическое давление солнечного ветра менялось по синусоидальному закону с амплитудой колебаний 2 и периодом в 11 лет.

На фиг. 5 показано, как положения поверхностей сильного разрыва TS, HP и BS (фиг. 1) в головной части гелиосферы меняются с 11-летней периодичностью вдоль оси симметрии. Амплитуды колебаний гелиосферной ударной волны (TS), гелиопаузы (HP) и головной ударной волны (BS) равны соответственно ~ 7.5 а.е., ~ 2 а.е. и < 0.7 а.е. Амплитуда колебаний TS растет по мере движения от лобовой ее части в хвостовую и достигает 25 а.е. [34]. При этом колебания в лобовой и хвостовой частях находятся практически



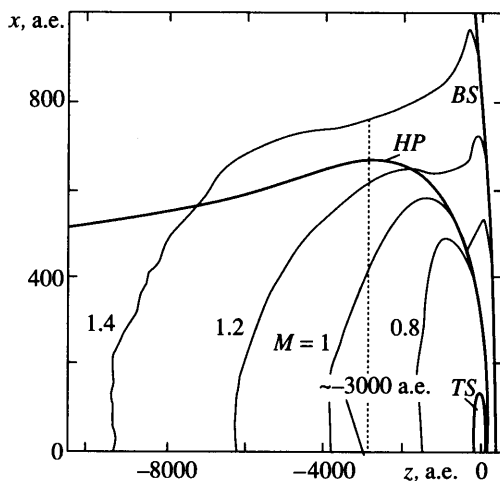
Фиг. 5. Изменение со временем положения поверхностей сильного разрыва в носовой части гелиосферного интерфейса, как функции 11-летнего цикла солнечной активности. Кривые 1, 2 и 3 – изменение положения TS, HP и BS, 4 – изменение динамического давления на орбите Земли

в противофазе. Отклик TS на изменение динамического давления на орбите Земли происходит с задержкой ~ 2 лет (фиг. 5). Результаты расчетов также показывают, что параметры плазмы совершают колебания с 11-летним периодом во всей области интерфейса.

В солнечном ветре длина волны колебаний больше, чем расстояния до ударной волны TS и до гелиопаузы HP в головной части гелиосферы. Ситуация существенно меняется в области внешнего интерфейса (между гелиопаузой и головной ударной волной). Движение гелиопаузы действует на межзвездную среду аналогично поршню, движущемуся в заполненной газом трубе, и приводит к образованию серии ударных волн и волн разрежения. Амплитуда ударных волн и волн разрежения уменьшается по мере их распространения в направлении от Солнца, что объясняется расходящимся характером движения. Уменьшение амплитуды также связано с взаимодействием ударных волн и волн разрежения. Характерная длина волны в головной части составляет ~ 40 а.е.

Интересно отметить, что значения осредненных по солнечному циклу гелиоцентрических расстояний до ударных волн и гелиопаузы и распределения параметров плазмы близки к полученным в рамках стационарной модели [20] с осредненными по солнечному циклу граничными условиями. В распределениях плотностей межзвездных H-атомов имеется явно выраженная 11-летняя периодичность. Во внешних областях солнечного ветра и, в частности, в окрестности ударной волны TS флуктуации плотности первичных и вторичных межзвездных H-атомов (4-го и 3-го сортов) находятся в пределах $\pm 5\%$ от их среднего значения. Такой же уровень колебаний характерен и для атомов сорта 2. Флуктуации концентрации H-атомов сорта 1 составляют $\pm 30\%$ от их средних значений.

Расчеты также показали, что флуктуации средней массовой скорости и “эффективной” температуры H-атомов сортов 3 и 4 (осредненных по неравновесной функции распределения) пренебрежимо малы. Средняя же массовая скорость и кинетическая температура атомов сорта 2 меняются в течение солнечного цикла на 10–12%. Такие флуктуации объясняются тем, что наибольшее число атомов этого сорта рождается в



Фиг. 6. Изолинии числа Маха плазмы солнечного ветра и межзвездной среды в хвостовой области гелиосферного интерфейса

окрестности гелиопаузы, а длинноволновый характер флуктуаций, присущий плазме в этой области, отражается в распределениях Н-атомов сорта 2.

О протяженности гелиосферы в хвостовой области. Основная цель моделирования хвостовой области гелиосферного интерфейса – это поиск ответа на два фундаментальных вопроса: где находится граница гелиосферы, и до каких областей распространяется влияние солнечного ветра на окружающую его межзвездную среду? Для ответа на первый вопрос необходимо определить, что называется границей гелиосферы. За границу гелиосферы естественно принять гелиопаузу, отделяющую плазму солнечного ветра от плазмы межзвездной среды. Однако такое определение некорректно, поскольку гелиопауза – незамкнутая поверхность, и хвостовая часть гелиосферы распространялась бы до бесконечности при отсутствии перемешивания между плазмой солнечного ветра и потоком газа межзвездной среды на больших гелиоцентрических расстояниях. Чтобы разрешить эту проблему, а также ответить на второй вопрос в [35], было проведено детальное исследование структуры хвостовой части гелиосферного интерфейса на больших (до 50000 а.е.) гелиоцентрических расстояниях (в [20] хвостовая часть гелиосферы рассчитана только до расстояний ~700 а.е. (фиг. 2)).

Результаты проведенных расчетов [35] представлены на фиг. 6. Сразу после прохождения гелиосферной ударной волны TS плазма солнечного ветра имеет дозвуковую скорость ~100 км/с и температуру ~1.5 · 10⁶ К. Затем скорость солнечного ветра еще больше уменьшается из-за “нагружения” новыми протонами, рожденными в результате перезарядки, и постепенно приближается к значению скорости в невозмущенном потоке межзвездного газа ($V_{\infty} \sim 25$ км/с). Так как температура межзвездных атомов много меньше температуры протонов за гелиосферной ударной волной, то перезарядка приводит к эффективному охлаждению солнечного ветра в хвосте. В результате такого охлаждения число Маха в солнечном ветре увеличивается, и на расстоянии ~4000 а.е. он снова становится сверхзвуковым. Параметры плазмы и Н-атомов приближаются к их значениям в локальной межзвездной среде ($M_{\infty} = 2$) с дальнейшим увеличением расстояния от Солнца. В результате расчетов было получено, что на расстояниях ~40–50 тыс. а.е. параметры солнечного ветра практически неотличимы от параметров невозмущенной межзвездной среды. Такие расстояния можно считать границей гелиосферы в хвостовой области. Интересно также отметить, что скачок плотности и касательной компо-

ненты скорости на тангенциальном разрыве (НР) практически исчезает на гораздо меньших гелиоцентрических расстояниях (~3000 а.е.).

Влияние неравновесности “захваченных” протонов и солнечных протонов в солнечном ветре. В модели [20] для заряженной компоненты используется одножидкостное приближение. Однако измерения функции распределения захваченных протонов на космических аппаратах Ulysses и ACE показали, что функция распределения захваченных протонов немаксвелловская, хотя и изотропна. Эти данные привели к выводу об отсутствии термодинамического равновесия между протонами захваченными и солнечно-происхождения при равенстве их средних скоростей.

В [36] была разработана усовершенствованная модель взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой, в которой захваченные протоны рассматриваются как отдельная компонента с отличными от солнечного ветра термодинамическими параметрами. Так как в системе координат, связанной с солнечным ветром, функция распределения захваченных протонов изотропна, то можно ввести усредненную по углам функцию распределения

$$f_{pui}(\mathbf{r}, w) = \frac{1}{4\pi} \iint f_{pui}^*(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \sin \theta d\theta d\phi$$

Здесь \mathbf{v} – индивидуальная скорость захваченного протона, $\mathbf{w} = \mathbf{v} - \mathbf{V}$ – скорость захваченного протона в системе координат, связанной с солнечным ветром (\mathbf{V} – скорость солнечного ветра в гелиоцентрической системе координат), (w, θ, ϕ) – координаты вектора \mathbf{w} в сферической системе координат, $f_{pui}^*(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ – функция распределения захваченных протонов. Кинетическое уравнение для $f_{pui}(\mathbf{r}, w)$ можно записать в виде

$$\frac{\partial f_{pui}}{\partial t} + \mathbf{V} \frac{\partial f_{pui}}{\partial \mathbf{r}} = \frac{1}{w^2} \frac{\partial}{\partial w} \left(w^2 D \frac{\partial f_{pui}}{\partial w} \right) + \frac{w \partial f_{pui}}{3 \partial w} \nabla \mathbf{V} + S(\mathbf{r}, w) \quad (4.3)$$

Здесь $D(\mathbf{r}, w)$ – коэффициент диффузии в пространстве скоростей, а источник захваченных протонов $S(\mathbf{r}, w)$ отражает их рождение и потерю вследствие процессов перезарядки, фотоионизации и ионизации Н-атомов электронным ударом.

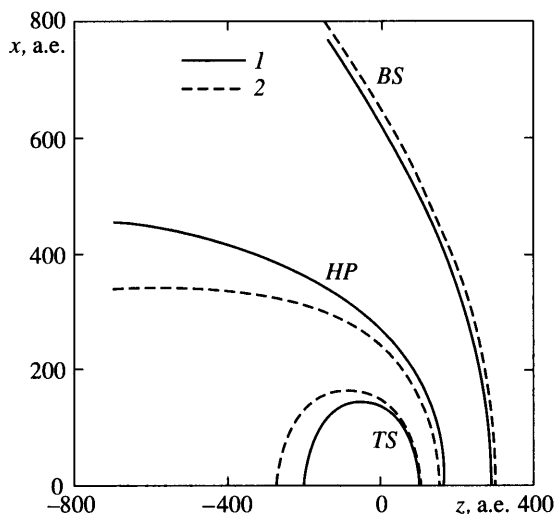
В [36] кинетическое уравнение (4.3) решалось совместно с уравнениями Эйлера (2.1), записанными для суммы всех заряженных компонент, и кинетическим уравнением (2.2) для межзвездных атомов водорода. Использование (2.1) для суммы заряженных компонент обосновывается тем, что все компоненты (солнечные протоны и электроны, и захваченные протоны) движутся с одной и той же скоростью, а функции распределения изотропны для всех компонент. Давление p в этом случае равно сумме парциальных давлений, а эффективное давление захваченных протонов определяется через функцию распределения f_{pui}

$$p = p_e + p_p + p_{pui}, \quad p_{pui} = \frac{4\pi}{3} \int m_p w^4 f_{pui}(\mathbf{r}, w) dw \quad (4.4)$$

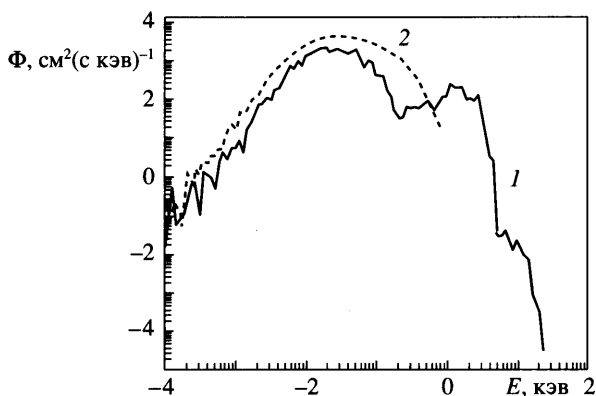
Система уравнений (2.1), (2.2), (4.3) решалась в [36] с использованием суммарного давления (4.4) и в предположении равенства температур электронов и протонов ($T_e = T_p$). Из условия сохранения адиабатического инварианта на TS, которая является квазиперпендикулярной ударной волной, следует граничное условие на ней

$$f_{pui,2}(\mathbf{r}, w) = \beta^{-1/2} f_{pui,1}(r, w/\sqrt{\beta}), \quad \beta = \rho_2/\rho_1$$

где β – степень сжатия на ударной волне. Самосогласованное решение поставленной задачи было получено в [36] для случая $D = 0$, который соответствует спокойному солнечному ветру, когда уровень флуктуаций магнитного поля мал.

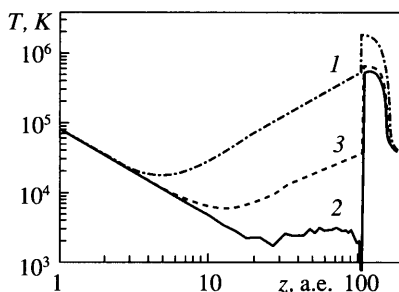


Фиг. 7. Поверхности сильного разрыва в случае учета неравновесности “захваченных” протонов [36] (линии 1) и по модели [20] (линии 2)



Фиг. 8. Поток атомов Н сорта 2 на 1 а.е. (кривая 2). Для сравнения линией 1 показаны потоки в рамках модели [20]

Термодинамическая неравновесность захваченных и солнечных протонов приводит к уменьшению толщины области внутреннего интерфейса (фиг. 7), что объясняется уменьшением суммарного давления заряженной компоненты, определяемого (4.4). В направлении к набегающему потоку ударная волна TS удаляется от Солнца на 5 а.е., а гелиопауза HP приближается на 12 а.е. по сравнению с расчетами по модели [20]. В хвостовой области гелиоцентрическое расстояние до TS увеличивается на 70 а.е. Уточнение физических свойств внутреннего интерфейса в связи с рассматриваемой неравновесностью имеет важное значение для планирования экспериментов по измерению потоков энергичных Н-атомов из этой области (атомы Н сорта 2) с 1 а.е. на спутнике ИВЕХ. На фиг. 8 приведены результаты расчетов этих потоков на 1 а.е., полученные в рамках модели в [36]. Модель с учетом неравновесности предсказывает меньшие по сравнению с моделью [20] потоки для частиц с энергией <1 кэВ и большие потоки частиц с энергиями >1 кэВ. Частицы с энергиями 1 кэВ и выше образуются преимущественно



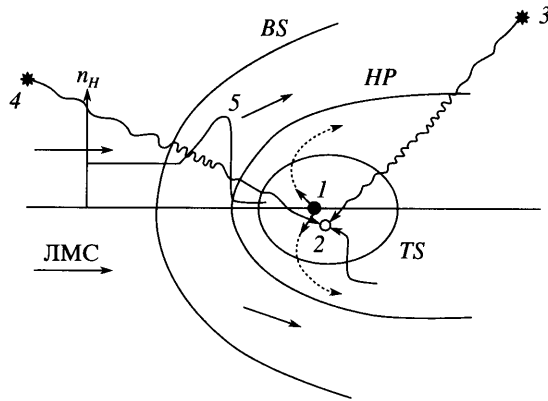
Фиг. 9. Температура протонов в солнечном ветре как функция гелиоцентрического расстояния: кривая 1 – модель [20], 2 – [36], кривая 3 рассчитана для случая, когда 5% тепловой энергии передается от захваченных ионов к протонной компоненте

при перезарядке межзвездных атомов водорода на захваченных протонах. Частицы же с более низкими энергиями образуются при перезарядке на солнечных протонах.

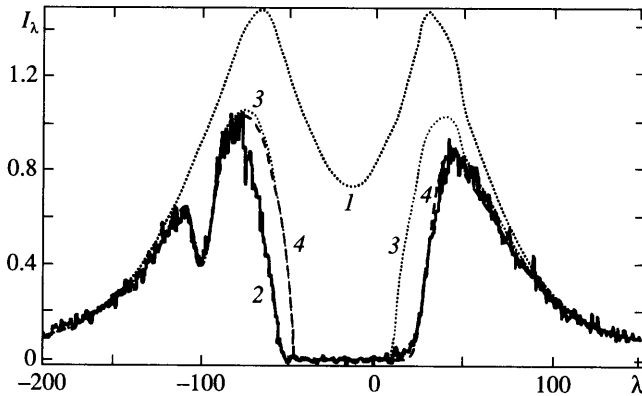
Сильное увеличение температуры на больших гелиоцентрических расстояниях согласно модели в [20] (кривая 1 на фиг. 9) связано с допущением о мгновенной релаксации захваченных протонов в солнечном ветре. Измерения температуры солнечных протонов на космическом аппарате Voyager – 2 показывают, что такой значительный нагрев солнечного ветра не осуществляется. Температура солнечных протонов, полученная в рамках модели [36] (кривая 3 на фиг. 9), уменьшается адиабатически вплоть до расстояния ~ 20 а.е., после которого температура спадает медленнее, чем по адиабатическому закону, а на расстояниях более 30 а.е. начинает медленно расти. Такое поведение температуры солнечного ветра связано с энергией электронов, которые рождаются в процессе фотоионизации (в модели предполагается, что $T_e = T_p$). Температура, полученная по модели [36], оказывается меньше измеряемой температуры солнечного ветра на аппарате Voyager-2. Это означает, что энергия, которая поступает в солнечный ветер, больше энергии фотоэлектронов. В связи с этим в [36] был проведен расчет, в котором предполагалось, что происходит независимый от гелиоцентрического расстояния обмен тепловой энергией ($\sim 5\%$) между частицами солнечного ветра и захваченными протонами, температура которых намного выше температуры солнечных протонов. Полученное в результате такого расчета распределение температуры (кривая 2 на фиг. 9) хорошо совпадает с измерениями на Voyager-2.

5. Модельные предсказания и эксперимент. Для того чтобы предсказать экспериментальные данные или проинтерпретировать уже имеющиеся результаты измерений на космических аппаратах, изучающих внешние области солнечной системы, необходимо иметь хорошо обоснованную теоретическую модель. При рассмотрении проблемы взаимодействия солнечного ветра с локальной межзвездной средой основное внимание в этой статье уделяется кинетико-газодинамической модели [20], поскольку другие существующие модели, созданные существенно позже (см., например, [37]) и дающие, как показано в [22, 38], неверные результаты, построены на основе многожидкостного приближения, включая описание нейтральных атомов H всех сортов. Неприменимость механики сплошных сред для описания движения нейтральных атомов H в рассматриваемой проблеме была явно продемонстрирована результатами работы [39], в которой вычислялись функция распределения f_N на основе метода Монте-Карло [21]. Эти вычисления показали, что в гелиосфере функции распределения всех сортов атомов H являются сильно немаквелловскими, что естественно при $Kn \sim 1$.

Экспериментальное открытие водородной стенки. В рамках модели [20] было открыто явление водородной стенки, т.е. немонотонного распределения межзвездных

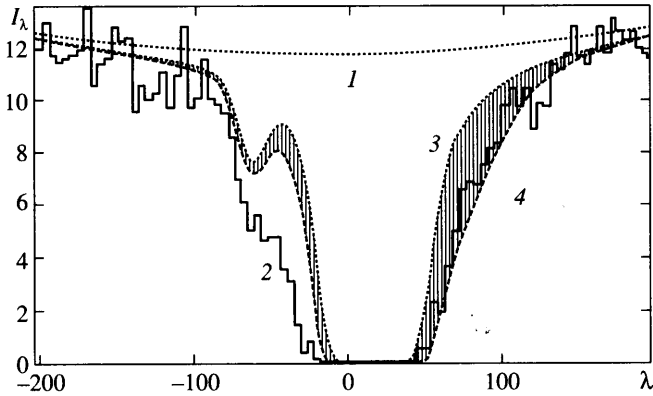


Фиг. 10. Схема эксперимента по поглощению излучения в Лайман- α от ближайших звезд. Здесь 1 – Солнце, 2 – прибор, принимающий излучение от звезды, 3 – Сириус, 4 – Сеп, 5 – водородная стенка, ЛМС – поток локальной межзвездной среды



Фиг. 11. Спектр поглощения в линии Лайман- α от звезды Альфа-Центавра: 1 – спектр излучения от Альфа-Центавра, 2 – спектр поглощения, полученный прибором GHRS на Hubble Space Telescope, 3 – спектр после поглощения атомами водорода в локальной межзвездной среде, 4 – полученный спектр с учетом поглощения в “водородной стенке”

атомов водорода сорта 3 с максимумом вблизи гелиопаузы (фиг. 3). Интересно, что впервые это явление было обнаружено в [40] при решении несамосогласованной проблемы (первая итерация метода Монте-Карло на газодинамических полях без “источниковых” членов). Первое сообщение об экспериментальном открытии водородной стенки [41] на основе интерпретации наблюдений спектров поглощения излучения в водородной линии Лайман- α от звезды α Сеп при помощи прибора GHRS (Goddard High Resolution Spectrometer) на борту американского космического аппарата HST (Hubble Space Telescope) было сделано в [42]. Принципиальная схема таких наблюдений изображена на фиг. 10. Если спектр излучения звезды (например, α Сеп) известен, то прибор в точке 2 на фиг. 10 (в точке 1 находится Солнце) получает спектры, соответствующие поглощению этого излучения вдоль луча зрения. Основная часть такого поглощения происходит в межзвездном газе, в то время как правое крыло получаемых прибором спектров (фиг. 11) авторы [41] смогли объяснить только при помощи поглощения в ге-



Фиг. 12. Спектр поглощения в линии Лайман- α от звезды Сириус. Обозначения те же, что на фиг. 11

лиосферной водородной стенке (4 на фиг. 10), поскольку правое крыло соответствует красному доплеровскому смещению (движение межзвездных атомов H направлено к измеряемому прибору). Максимальная интенсивность водородной стенки приходится на полярный угол $\theta = 0$ (фиг. 3). Поэтому наиболее информативными оказываются наблюдения звезд при малых полярных углах. Наблюдения спектров поглощения от звезды 36Orh ($\theta = 12^\circ$) прибором STIS (Space Telescope Imaging Spectrograph) на том же аппарате HST [43] подтвердили результаты наблюдений по направлению к α Cen ($\theta = 52^\circ$). Спектр поглощения, полученный прибором GHRS на HST по направлению на звезду Sirius (фиг. 12), луч зрения на которую составляет угол $\theta = 139^\circ$, проанализирован в [44]. Авторам [44] удалось объяснить полученный спектр только с привлечением поглощения на атомах водорода сорта 2, поскольку при больших полярных углах водородная стенка имеет очень малую интенсивность.

Интересно, что левое крыло спектров поглощения (фиг. 11 и 12) можно объяснить наличием поглощения в водородных стенках у наблюдаемых звезд [43, 44], что, в свою очередь, свидетельствует о наличии у них звездных ветров.

Экспериментальное подтверждение наличия интерфейса. Понятие интерфейса (области между BS и TS), введенного в [6] и в наиболее обоснованном варианте разработанного в [20], полностью игнорировалось экспериментаторами вплоть до 1985 г. Однако уже в течение более 20 лет интерпретация экспериментальных данных, получаемых при помощи космических аппаратов, изучающих внешние области солнечной системы, не обходится без привнесения этого понятия. Какие экспериментальные данные подтверждают наличие интерфейса?

Уже на основе первых измерений концентраций атомов H и He по рассеянному солнечному излучению на длинах волн 1216 и 584 Å [8–10] можно было вывести, что в гелиосфере значение отношения $n_{\text{He}}/n_{\text{H}} \sim 0.2$, что в два раза превосходит его космическое содержание (~ 0.1). Этот факт легко объясним наличием гелиосферного интерфейса, в котором происходит “фильтрация” межзвездных атомов H вследствие большого сечения их резонансной перезарядки по сравнению с сечением перезарядки атомов He, которые без изменения своих параметров проникают в гелиосферу из межзвездной среды. Экспериментальное открытие водородной стенки также указало на наличие интерфейса, поскольку она является физическим следствием наличия гелиопаузы, разделяющей плазменную компоненту межзвездной среды и солнечный ветер. Однако наиболее веские доказательства наличия интерфейса получены при помощи космических аппаратов SOHO и Ulysses.

Наземные измерения концентраций атомов Н и протонов в локальной межзвездной среде приводили обычно к их оценке с точностью до коэффициента 2 и до порядка величины соответственно. Поскольку от концентрации протонов в локальной межзвездной среде в сильной степени зависит эффективность интерфейсного фильтра, то в [24] в рамках модели [20] было проведено параметрическое исследование структуры гелиосферного интерфейса для концентраций протонов и Н-атомов в диапазонах $n_{p\infty} = 0.03$ – 0.1 и $n_{H\infty} = 0.16$ – 0.2 см⁻³, примерно соответствующих данным наблюдений в [11]. Для каждой пары ($n_{H\infty}$, $n_{p\infty}$) может быть рассчитано значение концентрации Н-атомов $n_{H,TS}$ у гелиосферной ударной волны. Последняя величина определяется экспериментально при помощи измерений рассеянного солнечного Лайман- α излучения (например, на аппарате SOHO) и на основе измерений захваченных протонов на аппарате Ulysses. Анализ таких измерений привел к оценке $n_{H,TS} \sim 0.100 \pm 0.005$ см⁻³ вблизи TS. Сопоставление этой величины с данными параметрического исследования приводит к возможному диапазону концентраций $n_{H\infty}$ и $n_{p\infty}$. Этот диапазон может быть уменьшен при привлечении астрономических данных. Во-первых, по оценке степени ионизации He, полученной на космическом аппарате EUVE (Extreme Ultraviolet Explorer) вдоль луча зрения в направлении белых карликов [45], во-вторых, по значению концентрации атомов гелия $n_{He} \sim 0.015$ см⁻³ [46], полученному прямыми измерениями на космическом аппарате Ulysses, и по космическому содержанию гелия по отношению к водороду, равному 0.1. В результате может быть получена связь между $n_{H\infty}$ и $n_{p\infty}$, использование которой вместе с результатами параметрических исследований в [24] приводит к наиболее вероятным значениям концентрации атомов водорода и протонов в локальной межзвездной среде $n_{H\infty} = 0.185 \pm 0.01$ см⁻³ и $n_{p\infty} = 0.05 \pm 0.015$ см⁻³, что находится в согласии с данными наземных наблюдений [11].

Интересно отметить, что прямые измерения скорости и температуры He на аппарате Ulysses [46] показали, что значения этих параметров совпадают с их значениями в локальной межзвездной среде [11] в отличие от значений параметров водорода, которые меняются в гелиосферном интерфейсе.

Фильтрация межзвездных атомов кислорода и азота. На космическом аппарате Ulysses проводились измерения захваченных ионов других химических элементов. При помощи таких измерений можно получить независимые от астрономических наблюдений сведения о космическом содержании различных элементов в локальной межзвездной среде, если для их интерпретации использовать теоретическое описание процесса фильтрации различных атомов вследствие их перезарядки с протонами во внешнем интерфейсе (область 3 на фиг. 1 наиболее эффективна для процесса фильтрации). В [47] при помощи параметрического исследования был проведен сравнительный анализ проникновения межзвездных атомов кислорода и азота сквозь эту область. Показано, что через область 3 в солнечную систему проникает 81 ± 2 и $89 \pm 1\%$ межзвездного кислорода и азота соответственно. Используя вычисленные коэффициенты фильтрации, а также измерения захваченных ионов, полученных на космическом аппарате Ulysses, были определены концентрации атомов кислорода и азота в локальной межзвездной среде, которые оказались равными $n_{O\infty} = (7.8 \pm 1.3) \cdot 10^{-5}$ см⁻³ и $n_{N\infty} = (1.1 \pm 0.2) \cdot 10^{-5}$ см⁻³. Имея оценки для концентраций различных элементов, можно оценить их относительное космическое содержание: $(n_{O\infty}/n_{H\infty})_{\infty} = (4.3 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}$ и $(n_{N\infty}/n_{O\infty})_{\infty} = 0.13 \pm 0.01$. Полученное здесь отношение $(n_{O\infty}/n_{H\infty})_{\infty}$ незначительно отличается от величины $(4.8 \pm 0.48) \cdot 10^{-4}$, полученной на основе спектроскопических наблюдений линий поглощения в звездных спектрах [48].

Заключение. Взаимодействие сверхзвукового потока частично ионизированной водородной плазмы локальной межзвездной среды с солнечным ветром создает сложную структуру течения (фиг. 1), состоящую из двух ударных волн (головной BS и гелиосферной TS) и тангенциального разрыва (гелиопаузы HP). Область между двумя ударными волнами (гелиосферный интерфейс), разделяющая эти сверхзвуковые потоки, играет

роль “фильтра” в проникновении межзвездных атомов H, O, N и др. в солнечную систему вследствие процесса перезарядки. В [20] предложена наиболее обоснованная модель рассмотренного в статье явления. В ней взаимодействие потока полностью ионизированной водородной плазмы солнечного ветра с плазменной компонентой межзвездной среды рассматривается в рамках уравнений механики сплошных сред, а с нейтральной компонентой (атомами H) – в рамках кинетической теории, поскольку число $Kp \sim 1$ для водородных атомов по главному процессу резонансной перезарядки (атомы H на протонах). Исследования в рамках модели [20] и ее дальнейшее развитие привели, как показано в настоящей статье, во-первых, к предсказанию многих физических явлений, обнаруженных позже экспериментально при помощи космических аппаратов (открытие водородной стенки на аппарате HST, наличие интерфейса, подтвержденное, например, измерениями на аппарате Ulysses и др.) и, во-вторых, к интерпретации уже полученных экспериментальных данных (объяснение спектра поглощения в Лайман- α от звезды Sirius в хвостовой области гелиосферы, полученного на HST, интерпретация анизотропии рассеянного солнечного излучения, полученного на спутнике SOHO, объяснение измеренного на аппаратах Voyager роста температуры солнечных протонов на больших гелиоцентрических расстояниях и т.д.). В декабре 2004 г. произошло событие, которого ждали в течение почти 30 лет, а именно пересечение аппаратом Voyager-1 гелиосферной ударной волны TS на расстоянии 94 а.е., предсказанное теоретически более 25 лет назад (см., например [16, 17]). Этому событию посвящен специальный номер журнала Science (2005, v. 309, p. 2016).

Актуальность в исследовании гелиосферного интерфейса поддерживается несколькими причинами: 1) предполагается, что аппараты Voyager 1 и 2, удаляясь от Солнца, будут передавать информацию вплоть до 2020 г., 2) в 2008 г. НАСА планирует запустить космический аппарат IBEX, который с орбиты Земли будет измерять потоки энергичных нейтральных атомов, приходящих из внутреннего интерфейса, 3) в планах НАСА запуск космического аппарата Interstellar Probe, который за 10–15 лет достигнет расстояний порядка 200 а.е. и 4) планируется развитие технологий, позволяющих запустить космический аппарат к ближайшей к Солнцу соседней звезде “Альфа-Центавра”.

Кинетико-газодинамический подход к решению рассмотренной проблемы может быть использован и в других областях механики. Например, он может быть использован в проблемах течений дисперсных сред, в которых несущая фаза описывается в рамках механики сплошных сред, а для взаимодействующей с ней дисперсной компоненты применимость такого подхода ограничена (например, в газопылевой смеси).

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № № 04-01-00594 и 04-02-16559, гранта РФФИ – DFG № 03-02-04020 и программы фундаментальных исследований ОЭММПУ РАН. В.В. Измоденов был также поддержан фондом “Династия” и фондом “Содействие отечественной науке”.

Авторы благодарят А.А. Бармина, внимательно прочитавшего рукопись статьи и сделавшего ряд ценных замечаний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Parker E.* Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields // *Astrophys. J.* 1958. V. 128. № 3. P. 664–676.
2. *Грингауз К.И., Безруких В.В., Озеров В.Д., Рыбчинский Р.Е.* Изучение межпланетного ионизованного газа, энергичных электронов и корпускулярного излучения Солнца при помощи трехэлектродных ловушек заряженных частиц на второй советской космической ракете // *Докл. АН СССР.* 1960. Т. 131. № 6. С. 1301–1304.
3. *Жигулев В.Н., Ромишевский Е.А.* О взаимодействии потоков проводящей среды с магнитным полем Земли // *Докл. АН СССР.* 1959. Т. 127. № 5. С. 1001–1004.
4. *Biermann L., Brosovski B., Schmidt H.* The interaction of the solar wind with a comet // *Solar Physics,* 1967. V. 1. № 2. P. 254–284.

5. Баранов В.Б., Лебедев М.Г. Самосогласованная газодинамическая модель обтекания ионосферы кометы солнечным ветром с учетом эффекта "нагрузки" // Письма в Астрон. ж. 1986. Т. 12. № 7. С. 551–556.
6. Баранов В.Б., Краснобаев К.В., Куликовский А.Г. Модель взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой // Докл. АН СССР. 1970. Т.194, № 1. С. 41–44.
7. Черный Г.Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: Физматгиз., 1959. 220 с.
8. Bertaux J. L., Blamont J. Evidence for a source of an extraterrestrial hydrogen Lyman- α emission: The interstellar wind // Astron. Astrophys. 1971. V. 11. № 2. P. 200–217.
9. Thomas G., Krassa R. OGO-5 measurements of the Lyman- α sky background // Astron. Astrophys. 1971. V. 11. № 2. P. 218–233.
10. Weller C., Meier R. Observations of helium in the interplanetary/interstellar wind: The solar wake // Astrophys. J. 1974. V. 193. № 2. P. 471–476.
11. Lallement R., Bertin P. Northern-hemisphere observations of nearly interstellar gas: possible detection of the local cloud // Astron. Astrophys. 1992. V. 266. № 1. P. 479–485.
12. Wallis M. Local interstellar medium. Nature. 1975. V. 254. № 5497. P. 202, 203.
13. Баранов В.Б., Лебедев М.Г., Рудерман М.С. Структура области взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой и ее влияние на проникновение атомов H в солнечную систему // Astrophys. Space Sci. 1979. V. 66. № 2. P. 429–440.
14. Ripken H.W., Fahr H.-J. Modification of the local interstellar gas properties in the heliospheric interface // Astron. Astrophys. 1983. V. 122. № 1/2. P. 181–192.
15. Bertaux J.L., Lallement R., Kurt V.G., Mironova E.N. Characteristics of the local interstellar hydrogen determined from Prognoz-5 and 6 interplanetary Lyman-alpha line profile measurements with a hydrogen absorption cell // Astron. Astrophys. 1985. V. 150. № 1. P. 1–20.
16. Baranov V.B. Gasdynamics of the solar wind interaction with the interstellar medium // Space Sci. Rev. 1990. V. 52. № 1/2. P. 89–120.
17. Баранов В.Б. Газодинамическая модель сверхзвукового обтекания солнечного ветра локальной межзвездной средой. Связь с экспериментальными данными // Успехи механики. 2002. Т. 1. № 1. С. 3–31.
18. Parker E. The stellar wind regions // Astrophys. J. 1961. V. 134. № 1. P. 20–27.
19. Баранов В.Б., Ермаков М.К., Лебедев М.Г. Трехкомпонентная газодинамическая модель взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой // Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. № 5. С. 123–128.
20. Baranov V.B., Malama Yu.G. Model of the solar wind interaction with the local interstellar medium: numerical solution of self-consistent problem // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. № A9. P. 15, 157–15, 163.
21. Malama Yu.G. Monte Carlo simulation of neutral atom trajectories in the solar system // Astrophys. Space Sci. 1991. V. 176. № 1. P. 21–46.
22. Baranov V.B., Izmodenov V.V., Malama Yu.G. On the distribution function of H atoms in the problem of the solar wind interaction with the local interstellar medium // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. № A5. P. 9575–9585.
23. Myasnikov A.V., Alexashov D.B., Izmodenov V.V., Chalov S.V. Self-consistent model of the solar wind interaction with three-component circumsolar interstellar cloud: Mutual influence of thermal plasma, galactic cosmic rays, and H atoms // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. № A3. P. 5167–5177.
24. Izmodenov V., Malama Yu., Gloeckler G., Geiss J. Effects of interstellar and solar wind ionized helium on the interaction of the solar wind with the local interstellar medium // Astrophys. J. Letters. 2003. V. 594. № 1. P. L59–L62.
25. Chalov S.V., Fahr H.-J. Phase space diffusion and anisotropic pick-up ion distributions in the solar wind: an injection study // Astron. Astrophys. 1998. V. 335. № 2. P. 746–756.
26. Alexashov D.B., Chalov S.V., Myasnikov A.V., Izmodenov V.V., Kallenbach R. The dynamical role of anomalous cosmic rays in the outer heliosphere // Astron. Astrophys. 2004. V. 420. № 2. P. 729–736.
27. Алексашов Д.Б., Баранов В.Б., Барский Е.В., Мясников А.В. Осесимметричная магнито-гидродинамическая модель взаимодействия солнечного ветра с локальной межзвездной средой // Письма в Астрон. ж. 2000. Т. 26. № 11. С. 862–869.

28. *Izmodenov V.V., Alexashov D.B., Myasnikov A.V.* Direction of the interstellar H atom inflow in the heliosphere: Role of the interstellar magnetic field // *Astron. Astrophys.* 2005. V. 437. № 3. P. L35–L38.
29. *Lallement R., Quémerais E., Bertaux J. L., Ferron S., Koutroumpa D., Pellinen R.* Deflection of the Interstellar Neutral Hydrogen Flow across the Heliospheric Interface // *Science.* 2005. V. 307. № 5714. P. 1447–1449.
30. *Gazis P.R.* Solar cycle variation in the heliosphere // *Rev. Geophys.* 1996. V. 34. № 3. P. 379–402.
31. *Baranov V.B., Zaitsev N.A.* On the problem of the heliospheric interface response to the cycles of the solar activity // *Geophys. Res. Lett.* 1998. V. 25. № 21. P. 4051–4054.
32. *Wang C., Belcher J.* The heliospheric boundary response to large-scale solar wind fluctuations: A gasdynamic model with pickup ions // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. № A1. P. 549–556.
33. *Izmodenov V.V., Malama Yu.G.* Variations of interstellar H atom parameters in the outer heliosphere: solar cycle effects // *Adv. Space Res.* 2004. V. 34. № 1. P. 74–78.
34. *Izmodenov V.V., Malama Yu.G., Ruderman M.S.* Solar cycle influence on the interaction of the solar wind with Local Interstellar Cloud // *Astron. Astrophys.* 2005. V. 429. № 3. P. 1069–1080.
35. *Измоленов В.В., Алексашов Д.Б.* Модель хвостовой области гелиосферного интерфейса // *Письма в Астрон. ж.* 2003. Т. 29, № 1. С. 69–75.
36. *Malama Yu.G., Izmodenov V.V., Chalov S.V.* Modeling of the heliospheric interface: multi-component nature of the heliospheric plasma // *Astron. Astrophys.* 2006. V. 445. № 2. P. 693 – 701.
37. *Zank G.P., Pauls H.L., Williams L.L., Hall D.T.* Interaction of the solar wind with the local interstellar medium: a multifluid approach // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. № A10. P. 21, 639–21, 655.
38. *Alexashov D.B., Izmodenov V.V.* Kinetic vs multi-fluid models of the heliospheric interface: a comparison // *Astron. Astrophys.* 2005. V. 439. № 3. P. 1171–1181.
39. *Izmodenov V.V., Gruntman M.A., Malama Yu.G.* Interstellar hydrogen atom distribution function in the outer heliosphere // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. P. 10.681–10.690.
40. *Baranov V.B., Lebedev M.G., Malama Yu.G.* The influence of the interface between heliosphere and the local interstellar medium on the penetration of the H-atoms to the solar system // *Astrophys. J.* 1991. V. 375. № 1. P. 347–351.
41. *Linsky J.L., Wood B.E.* The α Centauri line of sight: D/H ratio, physical properties of local interstellar gas and measurements of heated hydrogen at heliospheric interface // *Astrophys. J.* 1996. V. 463. № 1. P. 254–270.
42. *Linsky J. L.* GHRS observations of the LISM // *Space Sci. Rev.* 1996. V. 78. P. 157–164.
43. *Wood B.E., Linsky J.L., Zank G.P.* Heliospheric, astrospheric and interstellar Ly- α absorption toward 36Ophiuchi // *Astrophys. J.* 2000. V. 537. № 1. P. 304–311.
44. *Izmodenov V.V., Lallement R., Malama Yu.G.* Heliospheric and astrospheric hydrogen absorption towards Sirius: No need for interstellar hot gas // *Astron. Astrophys.* 1999. V. 342. № 1. P. L13–L16.
45. *Wolff B., Koester D., Lallement R.* Evidence for an ionization gradient in the local interstellar medium: EUVE observations of white dwarfs // *Astron. Astrophys.* 1999. V. 346. № 3. P. 969–978.
46. *Witte M.* Kinetic parameters of interstellar neutral helium. Review of results obtained during one solar cycle with the Ulysses / GAS-instrument // *Astron. Astrophys.* 2004. V. 426. № 3. P. 835–844.
47. *Izmodenov V.V., Malama Yu.G., Gloeckler G., Geiss J.* Filtration of interstellar H, O, N atoms through the heliospheric interface: Inferences on local interstellar abundances of the elements // *Astron. Astrophys.* 2004. V. 414. № 3. P. L29–L32.
48. *Linsky J.L., Dipas A., Wood B.E. et al.* Deuterium and the Local Interstellar Medium Properties for the Procyon and Capella Lines of Sight // *Astrophys. J.* 1995. V. 476. № 1. P. 366–384.