

УДК 523.62-726

ВЛИЯНИЕ ГЕЛИОСФЕРНОГО ИНТЕРФЕЙСА НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ ВОДОРОДА ВНУТРИ ГЕЛИОСФЕРЫ

© 2010 г. О. А. Катушкина^{1,2*}, В. В. Измоленов^{1,2,3}

¹Институт космических исследований РАН, Москва

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва

³Институт проблем механики РАН, Москва

Поступила в редакцию 29.04.2009 г.

Работа посвящена моделированию движения межзвездных атомов водорода (H-атомов) в гелиосфере. Изучается влияние области гелиосферного интерфейса (т.е. области взаимодействия солнечного ветра с локальной межзвездной средой) на распределение параметров атомов в окрестности Солнца. Проводится сравнение распределений параметров H-атомов, полученных в рамках полной кинетико-газодинамической модели гелиосферного интерфейса, с результатами, полученными в рамках классической горячей модели. В последней модели предполагается максвелловское распределение атомов на гелиосферной ударной волне. Проведенное сравнение показало, что гелиосферный интерфейс существенно влияет на распределение атомов не только на больших гелиоцентрических расстояниях, но также и вблизи Солнца на расстояниях $\sim 1-5$ а.е. Следовательно, для анализа экспериментальных данных, связанных с прямыми или косвенными измерениями межзвездных атомов, необходимо корректно учитывать влияние гелиосферного интерфейса. В данной работе для описания распределения атомов внутри гелиосферной ударной волны с учетом влияния гелиосферного интерфейса построена новая модель, которая в дальнейшем может быть использована для анализа экспериментальных данных по рассеянному солнечному Лайман-альфа излучению.

Ключевые слова: нейтральные атомы, горячая модель, гелиосферный интерфейс.

ВВЕДЕНИЕ

Солнце находится в частично-ионизованном локальном межзвездном облаке (ЛМО), которое движется относительно солнечной системы со скоростью $V_{\text{LIC}} = 26.4$ км/с (Мебиус и др., 2004). Наибольшее содержание (около 90%) в локальной межзвездной среде имеют нейтральные атомы водорода. Из-за больших длин свободного пробега атомы водорода проникают глубоко в гелиосферу — область, занятую солнечным ветром, и эффективно взаимодействуют посредством перезарядки как с протонами солнечного ветра, так и с протонами межзвездной среды. Будучи измеренными в окрестности Солнца (например, на орбите Земли), атомы водорода могут дать существенную информацию о структуре гелиосферного интерфейса — области взаимодействия солнечного ветра с локальной межзвездной средой (ЛМС), а также о свойствах ЛМС. Теоретическое моделирование распределения нейтральных атомов водо-

рода имеет существенное значение для понимания процессов, происходящих в гелиосфере, а также для интерпретации различных экспериментальных данных. На сегодняшний день существует большое количество измерений по рассеянному Лайман-альфа излучению (SWAN/SOHO, HST, Voyager 1, Voyager 2 и др.), а поскольку спектр рассеянного излучения существенно зависит от распределения атомов водорода (Кемерэ, 2006), то такие измерения широко используются для диагностики свойств межзвездных атомов водорода внутри гелиосферы.

На протяжении многих лет для описания атомов водорода при интерпретации данных по рассеянному Лайман-альфа излучению в основном используется так называемая классическая горячая модель (Ву, Джадж, 1979; Лаллемент и др., 1985). Эта модель предполагает решение кинетического уравнения Больцмана для функции распределения атомов по скоростям, однако она включает в себя ряд существенных ограничений:

* Электронный адрес: okat@iki.rssi.ru

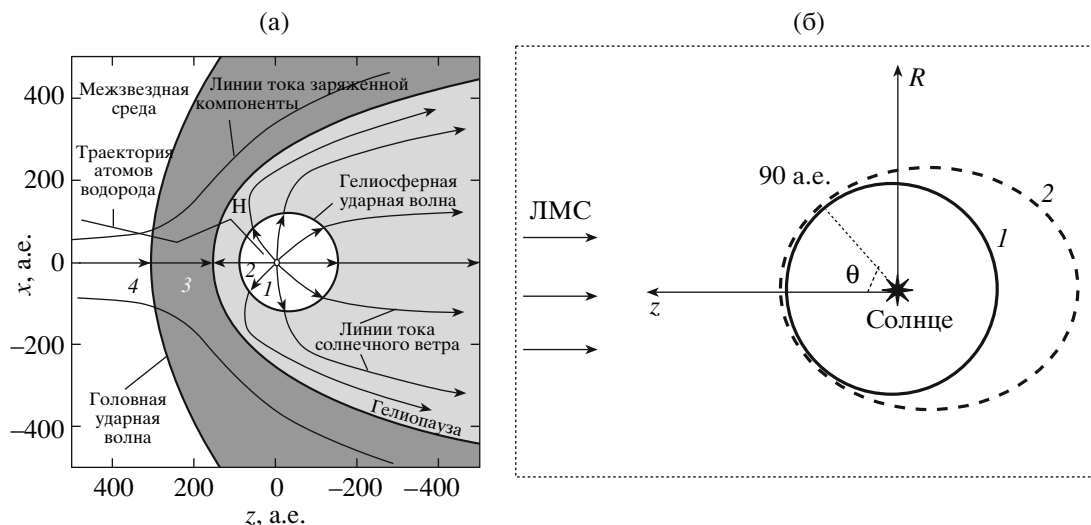


Рис. 1. (а) — Качественная картина гелиосферного интерфейса; (б) — цилиндрическая система координат, используемая в работе. Ось z — ось симметрии, противоположна набегающему потоку ЛМС; кривая 1 — внешняя граница рассматриваемой области; кривая 2 — гелиосферная ударная волна.

1) граничное условие в виде максвелловской функции распределения (f_M) ставится на бесконечности, при этом не учитывается существование сложной структуры гелиосферного интерфейса:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} f(\mathbf{w}_H, \mathbf{r}) = f_M(\mathbf{w}_H);$$

2) рассматривается стационарная задача, т.е. не учитывается изменение параметров солнечного ветра, а значит и изменение характеристик движения атомов в течение 11-летнего цикла солнечной активности;

3) не учитывается трехмерный характер задачи, связанный с гелиоширотной анизотропией параметров солнечного ветра. В более поздних модификациях горячей модели (Лаллемент и др., 1991; Бзовский, Ручинский, 1995) граничное условие в виде максвелловской функции распределения ставилось на некоторой поверхности вдали от Солнца, где влиянием солнечной гравитации, радиационного давления и фотоионизации можно пренебречь (в частности, на сфере радиуса 80–90 а.е.). Параметры максвелловского распределения (концентрация, средняя скорость и средняя температура) в этих моделях подбирались, исходя из наилучшего согласия теоретических и экспериментальных результатов. В работе Косты и др. (1999) на основе анализа данных SWAN/SOHO были определены температура и скорость межзвездных атомов вдали от Солнца (на 50 а.е.). Оказалось, что найденные таким образом значения существенно отличались от параметров локального межзвездного облака, которые известны благодаря измерениям

межзвездных атомов гелия (Мебиус и др., 2004). Это различие объясняется нагревом и торможением потока межзвездных атомов водорода при их прохождении через структуру гелиосферного интерфейса (см., например, Баранов, Малама, 1993), возникающую при взаимодействии сверхзвукового солнечного ветра с набегающим потоком локальной межзвездной среды. На рис. 1а изображена качественная картина гелиосферного интерфейса. Гелиопауза — контактная поверхность, отделяющая полностью ионизованный солнечный ветер от плазменной компоненты межзвездной среды. На гелиосферной ударной волне происходит торможение солнечного ветра со сверхзвуковой скорости до дозвуковой. На внешней ударной волне происходит торможение потока межзвездной среды. Три перечисленные поверхности разрыва разделяют область гелиосферного интерфейса на четыре подобласти с существенно различными свойствами плазмы:

- 1) сверхзвуковой солнечный ветер;
- 2) область дозвукового солнечного ветра между гелиопаузой и гелиосферной ударной волной (внутренний ударный слой);
- 3) область возмущенной межзвездной плазмы между гелиопаузой и внешней ударной волной (внешний ударный слой);
- 4) сверхзвуковая межзвездная среда.

Первая самосогласованная кинетико-газодинамическая модель взаимодействия солнечного ветра с двухкомпонентной (нейтральные атомы и плазма) межзвездной средой была представлена в работе Баранова, Маламы (1993). В этой модели

кинетическое уравнение Больцмана для функции распределения атомов водорода решается само-согласованно с уравнениями Эйлера для заряженной компоненты. Основным процессом взаимодействия нейтральной и заряженной компонент в гелиосферном интерфейсе является процесс перезарядки $H^+ + H \rightleftharpoons H + H^+$. При перезарядке образуется новый атом H, имеющий свойства протона — партнера по перезарядке, и новый протон с параметрами атома H. Поскольку область гелиосферного интерфейса разделена на четыре подобласти с существенно различными свойствами плазмы, то принято различать четыре сорта атомов водорода в зависимости от области их рождения. Атомы сорта 4 — это первичные межзвездные атомы, которые претерпевают существенную фильтрацию в гелиосферном интерфейсе. При этом более медленные атомы имеют меньшие длины свободного пробега по сравнению с быстрыми, поэтому они сильнее подвергаются процессам ионизации. Этот кинетический эффект, называемый эффектом селекции, приводит к асимметрии функции распределения атомов на гелиосферной ударной волне (см., например, Измоденев и др., 2001). Атомами сорта 3 называются вторичные межзвездные атомы, рожденные во внешнем ударном слое. Атомами сорта 2 — атомы, рожденные в области внутреннего ударного слоя. Концентрация таких атомов в несколько раз меньше, чем концентрация вторичных и первичных межзвездных атомов, поэтому они не играют значительной роли для интерпретации измерений по рассеянному Лайман-альфа излучению. Атомам, которые родились в области сверхзвукового солнечного ветра внутри гелиосферной ударной волны, приписывается сорт 1. Отметим, что атомы этого сорта имеют скорости ~ 400 км/с, что приводит к большому доплеровскому сдвигу относительно линии Лайман-альфа, и поэтому атомы сорта 1 не оказывают влияния на спектры рассеянного Лайман-альфа излучения.

Как показано в работе Измоденева и др. (2000), длина свободного пробега по перезарядке атомов всех сортов сравнима с характерным размером гелиосферного интерфейса. Атомы проникают через область интерфейса внутрь гелиосферы, при этом из-за процессов перезарядки происходит значительное изменение их свойств. В работе Измоденева и др. (2001) показано, что функция распределения атомов всех сортов существенно отличается от максвелловской в различных точках гелиосферного интерфейса. Доказательством этого факта является различие между компонентами температуры T_R и T_z (см. также Баранов и др., 1998), значение которых определяется следующим образом:

$$T_R(\mathbf{r}) = \frac{m_H}{kn_H(\mathbf{r})} \int f(\mathbf{r}, \mathbf{w})(V_R(\mathbf{r}) - w_R)^2 d\mathbf{w},$$

$$T_z(\mathbf{r}) = \frac{m_H}{kn_H(\mathbf{r})} \int f(\mathbf{r}, \mathbf{w})(V_z(\mathbf{r}) - w_z)^2 d\mathbf{w},$$

где $f(\mathbf{r}, \mathbf{w})$ — функция распределения атомов по скоростям, \mathbf{r}, \mathbf{w} — положение и индивидуальная скорость атома, $n_H(\mathbf{r})$ — концентрация атомов в данной точке, V_R и V_z — компоненты средней скорости в цилиндрической системе координат с осью симметрии z , m_H — масса атома водорода, k — постоянная Больцмана. Различие между компонентами T_R и T_z говорит о несимметричности функции распределения в различных направлениях. Таким образом, использование горячей модели, не учитывающей многокомпонентный немаксвелловский характер межзвездных атомов, связанный с эффектами гелиосферного интерфейса, может привести к существенным ошибкам при анализе экспериментальных данных.

В данной работе изучается влияние гелиосферного интерфейса на распределение атомов внутри гелиосферы. Для этого проводится сравнение результатов горячей модели с результатами общей модели Баранова—Маламы. В результате сравнения делаются выводы о степени влияния гелиосферного интерфейса на распределение атомов в области сверхзвукового солнечного ветра. Также в работе предлагается усовершенствованная горячая модель, которая объединяет в себе простоту классической горячей модели и возможность учета влияния гелиосферного интерфейса на распределение атомов водорода.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается движение атомов водорода в области сверхзвукового солнечного ветра, т.е. внутри гелиосферной ударной волны. Для удобства внешней границей расчетной области выберем сферу радиуса 90 а.е. с центром на Солнце. Эта сфера находится внутри гелиосферной ударной волны, а в направлении навстречу набегающему потоку ЛМС наиболее приближается к ней (см. рис. 1б). Без ограничения общности будем считать, что ось z противонаправлена набегающему потоку межзвездной среды, ось R цилиндрической системы координат направлена перпендикулярно потоку ЛМС; угол θ — это угол, отсчитываемый от оси z . В данной работе рассматривается стационарная осесимметричная задача (с осью симметрии z), которая соответствует стационарному сферически-симметричному потоку солнечного ветра. Однако разработанный метод также применим в нестационарном трехмерном случае без каких-либо существенных усложнений.

В солнечной системе атом подвергается воздействию силы гравитационного притяжения к Солнцу \mathbf{F}_g , а также силы радиационного отталкивания \mathbf{F}_{rad} . Эти силы противонаправлены и пропорциональны $1/r^2$. Введем безразмерный параметр

$$\mu = |\mathbf{F}_{\text{rad}}|/|\mathbf{F}_g|,$$

определяющий баланс между силами гравитационного притяжения и радиационного отталкивания. Тогда результирующая сила, действующая на единицу массы, представляется в виде:

$$\mathbf{F} = (1 - \mu)\mathbf{F}_g = -\frac{(1 - \mu)GM_\odot \mathbf{r}}{r^2},$$

где G — гравитационная постоянная, M_\odot — масса Солнца, \mathbf{r} — радиус-вектор точки. В общем случае параметр μ зависит от времени, а также от радиальной компоненты скорости v_r . В данной работе мы полагаем $\mu = 1.258$, т.е. в этом случае результирующая сила \mathbf{F} является силой отталкивания. Это значение μ получено в результате осреднения имеющихся экспериментальных данных за один цикл солнечной активности. С учетом сказанного, запишем кинетическое уравнение

$$\begin{aligned} \frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{w})}{\partial t} + \mathbf{w} \frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{w})}{\partial \mathbf{r}} + \\ + \mathbf{F} \frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{w})}{\partial \mathbf{w}} + f(\mathbf{r}, \mathbf{w}) \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{w}} = -\beta(r)f(\mathbf{r}, \mathbf{w}), \end{aligned} \quad (1)$$

где \mathbf{r}, \mathbf{w} — координата и скорость частицы, $f(\mathbf{r}, \mathbf{w})$ — функция распределения атомов водорода по скоростям, \mathbf{F} — введенная выше результирующая сила, действующая на частицу. Последний член в левой части присутствует в общем случае, когда эффективная сила зависит от радиальной компоненты скорости (см., например, Лонгмайр, 1966). В рассматриваемом случае $\mu = \text{const}$ этот член равен нулю. Правая часть уравнения выражает потерю частиц за счет перезарядки, фотоионизации ($\text{H} + h\nu = \text{H}^+ + e$) и ионизации электронным ударом ($\text{H} + e = \text{H}^+ + 2e$), в результате последних двух процессов первичный атом водорода погибает. Коэффициент $\beta(r)$ представляет собой эффективную частоту ионизации и имеет вид: $\beta(r) = \beta_{\text{ex}}(r) + \beta_{\text{ph}}(r) + \beta_{\text{ei}}(r)$, где $\beta_{\text{ex}}(r)$, $\beta_{\text{ph}}(r)$ и $\beta_{\text{ei}}(r)$ — частоты ионизации трех рассматриваемых процессов соответственно. Полагаем, что частоты перезарядки, фотоионизации и ионизации электронным ударом уменьшаются с расстоянием пропорционально $\sim 1/r^2$, где r — расстояние от Солнца. Это предположение связано с тем, что величины β_{ex} , β_{ei} и β_{ph} пропорциональны концентрациям солнечных протонов, электронов и фотонов, соответственно. Приближенно можно считать, что эти концентрации уменьшаются с

расстоянием от Солнца как $\sim 1/r^2$. Таким образом,

$$\beta(r) = (\beta_{\text{ex},E} + \beta_{\text{ph},E} + \beta_{\text{ei},E}) \left(\frac{r_E}{r}\right)^2 = \beta_E \left(\frac{r_E}{r}\right)^2,$$

где $r_E = 1$ а.е. — расстояние от Земли до Солнца. Индекс E обозначает значение величины на орбите Земли. Здесь мы полагали $\beta_E = 6.2 \times 10^{-7} \text{ с}^{-1}$, это значение получено путем осреднения имеющихся экспериментальных данных.

Вообще говоря, внутри расчетной области в результате процесса перезарядки рождаются новые атомы водорода (сорта 1). Такие атомы имеют параметры сверхзвукового солнечного ветра и не оказывают влияния на спектры рассеянного Лайман-альфа излучения из-за большого доплеровского сдвига. Поэтому мы не включаем в рассмотрение атомы сорта 1, т.е. считается, что перезарядка внутри расчетной области приводит только к гибели атомов сортов 2–4.

Кинетическое уравнение является линейным уравнением в частных производных и может быть решено методом характеристик. При этом характеристики уравнения совпадают с траекториями движения атомов. Вдоль характеристик функция распределения $f(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t)$ меняется по следующему закону: $\frac{df(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t)}{dt} = -\beta(r)f(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t)$. Интегрируя последнее выражение с учетом граничного условия, получаем

$$\begin{aligned} f(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) &= f_S(\mathbf{r}_s, \mathbf{w}_s, t_s) \exp\left(-\int \beta(r)dt\right) = \\ &= f_S(\mathbf{r}_s, \mathbf{w}_s, t_s) \exp\left(-\int \frac{\beta_E}{r^2} dt\right), \end{aligned} \quad (2)$$

где $f_S(\mathbf{r}_s, \mathbf{w}_s, t_s)$ — функция распределения атомов на границе расчетной области; $\mathbf{r}_s, \mathbf{w}_s$ — координата и скорость атома, которые он имел на граничной сфере в начале своего движения. Интегрирование ведется вдоль траектории движения атома. Под горячей моделью будем понимать решение уравнения (1) с граничным условием на внешней сфере в виде максвелловской функции распределения

$$\begin{aligned} f_S(\mathbf{w}) &= \frac{n_H}{\pi\sqrt{\pi}c_s^3} \exp\left[-\frac{(\mathbf{V} - \mathbf{w})^2}{c_s^2}\right], \\ c_s &= \sqrt{\frac{2kT_{\text{av}}}{m_H}}, \end{aligned}$$

где значения концентрации (n_H), средней скорости (\mathbf{V}) и средней температуры (T_{av}) остаются постоянными на всей сфере и их значения взяты из результатов модели Баранова–Маламы в точке пересечения сферы с осью z (т.е. направлением навстречу набегающему потоку). В таком случае

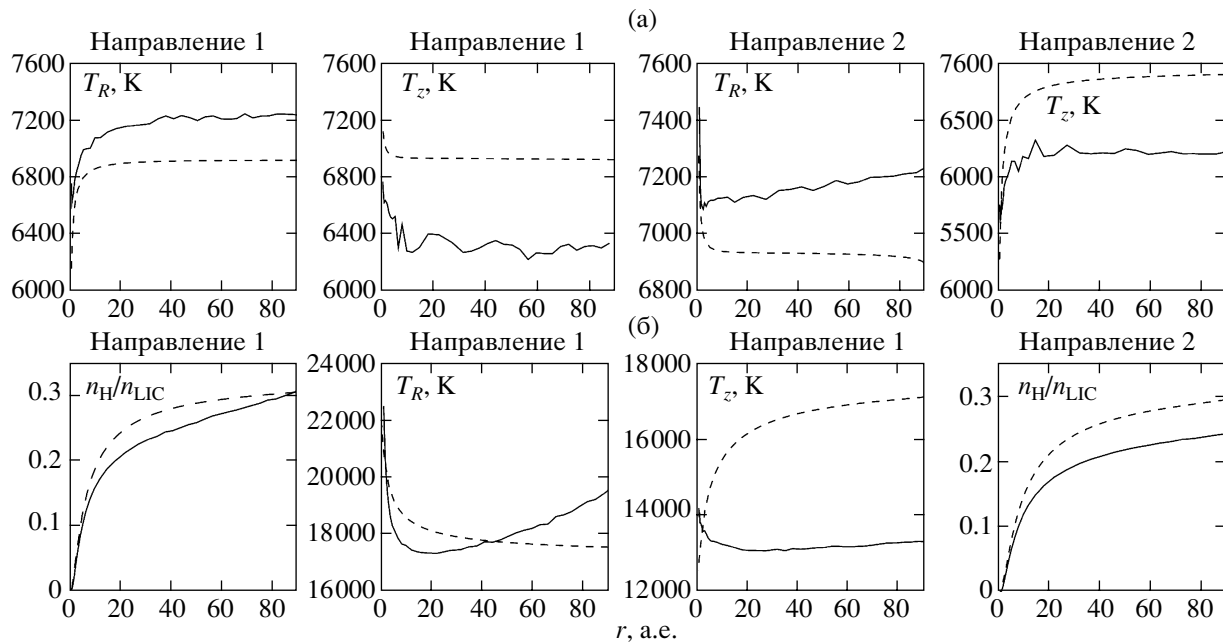


Рис. 2. Сравнение результатов горячей модели и модели Баранова–Маламы: (а) — первичные межзвездные атомы; распределение компонент температуры T_R и T_z вдоль направления 1 — навстречу набегающему потоку и направления 2 — перпендикулярно набегающему потоку; (б) — вторичные межзвездные атомы; распределение безразмерной концентрации и температуры T_R вдоль направления 1; температуры T_z и безразмерной концентрации вдоль направления 2. Графики распределения безразмерной концентрации для первичных атомов не представляют интереса, так как для рассматриваемых моделей кривые практически совпадают. Сплошная кривая — результаты модели Баранова–Маламы; штриховые кривые — результаты горячей модели, в которой граничное условие в виде максвелловской функции распределения ставится вдали от Солнца на сфере радиуса 90 а.е.

функция распределения на границе не зависит ни от положения точки на граничной сфере, ни от времени. Такая горячая модель, соответствующая моделям, используемым при анализе экспериментальных данных по рассеянному Лайман-альфа излучению, учитывает эффекты интерфейса в нулевом приближении. Как будет показано ниже, этого не достаточно для получения корректных результатов.

Сравнение результатов горячей модели с результатами модели Баранова–Маламы

Для того чтобы выяснить насколько существенное влияние оказывает изменение функции распределения атомов в области гелиосферного интерфейса на распределение их параметров в области сверхзвукового солнечного ветра, мы провели сравнение результатов описанной выше горячей модели с результатами полной самосогласованной двухкомпонентной модели Баранова–Маламы. На рис. 2 показаны распределения различных параметров атомов сортов 4 и 3 в зависимости от гелиоцентрического расстояния в направлении навстречу набегающему потоку ЛМС (направление 1) и

в перпендикулярном направлении (направление 2). Как видно из рис. 2, в модели Баранова–Маламы на расстоянии 90 а.е. существенно различаются компоненты температуры T_R и T_z . Это свидетельствует о несимметричном характере функции распределения в различных направлениях. Поскольку стандартная горячая модель учитывает только значение средней температуры, т.е. функция распределения является симметричной относительно максимума, то при сравнении этой модели с моделью Баранова–Маламы наблюдаются ошибки около 5–10% в значениях T_R и T_z для первичных межзвездных атомов, которые сохраняются вплоть до малых гелиоцентрических расстояний. Функция распределения вторичных межзвездных атомов (сорта 3) еще больше отличается от максвелловской, в результате чего возникает отличие в распределении концентрации (10–20%). Отличия в температуре для атомов 3 сорта составляют около 15%. Отметим качественное различие в поведении температуры T_z вторичных межзвездных атомов между рассматриваемыми моделями. Как будет показано ниже, это связано с ненулевыми третьими моментами функции распределения ато-

мов сорта 2 на сфере радиуса 90 а.е., которые не учитываются в рассмотренной горячей модели.

Таким образом, все приведенные графики свидетельствуют о значительных различиях между результатами стандартной горячей модели и модели Баранова—Маламы, что позволяет сделать вывод о существенном влиянии эффектов гелиосферного интерфейса. Функция распределения атомов, а значит, и ее моменты в области сверхзвукового солнечного ветра определяют спектры рассеянного Лайман-альфа излучения, измеряемого на космических аппаратах в солнечной системе. Поэтому использование стандартной горячей модели для расчетов рассеянного Лайман-альфа излучения может привести к существенным ошибкам при интерпретации экспериментальных данных.

Кемерэ и Измоленов (2002) проводили расчеты спектров рассеянного солнечного Лайман-альфа излучения с использованием результатов модели Баранова—Маламы (с учетом трех сортов атомов). Было отмечено существенное влияние на общий спектр горячей популяции атомов (сорта 3), которая отсутствует в классической горячей модели. Влияние различных сортов атомов приводит также к асимметрии спектров рассеянного излучения. Это еще раз подчеркивает необходимость учета многокомпонентного, нематвелловского характера функции распределения атомов водорода. Однако для более корректной интерпретации экспериментальных данных полная модель, описывающая распределение атомов водорода, должна включать нестационарные и трехмерные эффекты, связанные с временной и гелиоширотной зависимостью параметров солнечного ветра. В работах Бзовского и др. (1997, 2008), Бзовского, Ручинского (1995) рассматривалось влияние нестационарных эффектов, а также гелиоширотной анизотропии параметров солнечного ветра на распределение атомов, однако в этих работах функция распределения атомов вдали от Солнца считалась максвелловской, что, как уже обсуждалось, является неверным предположением. В следующем параграфе будет описана модель, которая включает в себя методы классической горячей модели совместно с результатами полной модели Баранова—Маламы, что позволяет учесть в модели эффекты гелиосферного интерфейса.

УСОВЕРШЕНСТВОВАННАЯ ГОРЯЧАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ОПИСАНИЯ АТОМОВ ВОДОРОДА ВНУТРИ ГЕЛИОСФЕРНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Для того чтобы в рамках горячей модели учесть эффекты гелиосферного интерфейса, на внешней

сфере радиуса 90 а.е. зададим специальное граничное условие для функции распределения первичных и вторичных межзвездных атомов, которое бы учитывало результаты модели Баранова—Маламы. Это позволит смоделировать функцию распределения атомов различных сортов после их прохождения области гелиосферного интерфейса.

Проведя расчеты в рамках модели Баранова—Маламы, получим значения нулевого, первых и вторых моментов функции распределения: концентрации n_H , компонент средней скорости V_R, V_z , средней температуры T_{av} , компонент тензора кинетической температуры T_R, T_z и корреляционного коэффициента V_{zR} на сфере радиуса 90 а.е. Заметим, что значения этих параметров будут зависеть от угла θ (угол в сферической системе координат, отсчитываемый от оси z) и от сорта атома. Корреляционный коэффициент выражается через функцию распределения следующим образом:

$$V_{zR}(\mathbf{r}) = \frac{1}{n_H(\mathbf{r})} \int f(\mathbf{r}, \mathbf{w})(V_R - w_R)(V_z - w_z) d\mathbf{w},$$

где \mathbf{w} — индивидуальная скорость атома. Графики зависимости перечисленных выше параметров от угла θ приведены на рис. 3. Отметим, что по определению $3T_{av} = T_R + T_z + T_\varphi$, где T_R, T_z, T_φ — компоненты температуры в трех различных направлениях, соответствующих осям цилиндрической системы координат. Из условия осевой симметрии следует, что $V_\varphi = V_{R\varphi} = V_{z\varphi} = 0$. Здесь мы использовали результаты модели Баранова—Маламы со следующими граничными условиями в межзвездной среде: концентрация протонов и атомов $n_{p,LIC} = 0.06 \text{ см}^{-3}$, $n_{H,LIC} = 0.18 \text{ см}^{-3}$, скорость набегающего потока межзвездной среды $V_{LIC} = 26.4 \text{ км/с}$ и температура $T_{LIC} = 6519 \text{ К}$. На орбите Земли для солнечного ветра полагалось: $n_{p,E} = 6 \text{ см}^{-3}$, $V_E = 441.9 \text{ км/с}$, число Маха $M_E = 4.034$.

Аналитический вид граничного условия

Существуют различные варианты построения аналитических формул для функции распределения с учетом известных моментов. Рассмотрим три варианта, использующиеся нами.

1. Локально-максвелловская функция распределения

$$f_s(\mathbf{w}) = \frac{n_H}{\pi \sqrt{\pi} \cdot c_s^3} \exp \left[-\frac{(\mathbf{V} - \mathbf{w})^2}{c_s^2} \right],$$

$$c_s = \sqrt{\frac{2kT_{av}}{m_H}},$$

где параметры n_H, \mathbf{V}, T_{av} зависят от θ .

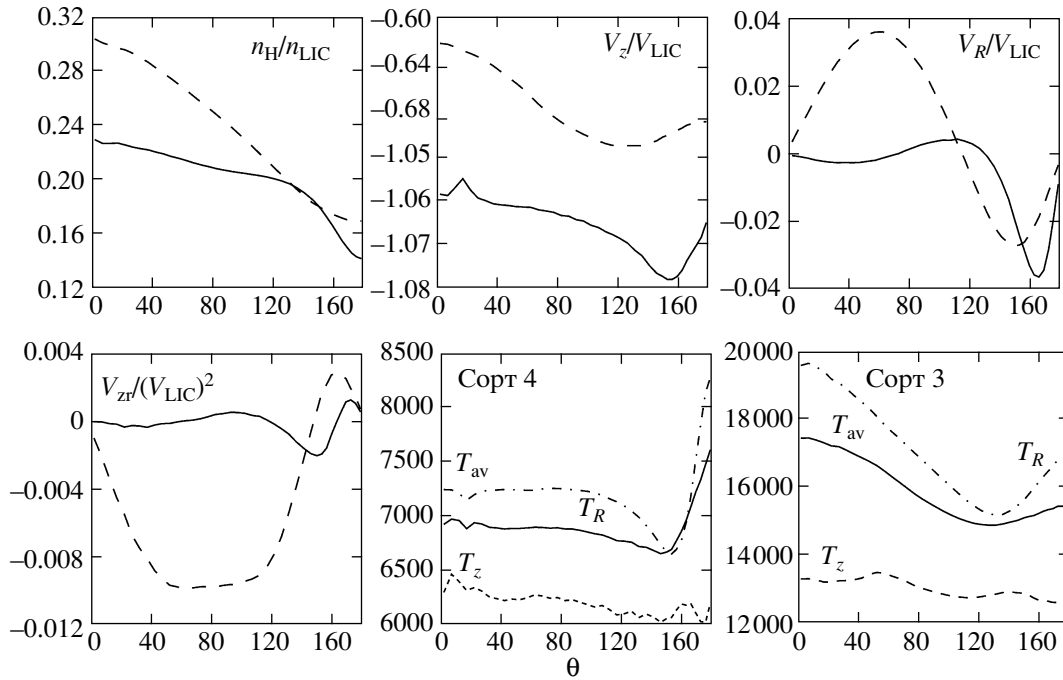


Рис. 3. Зависимости моментов функции распределения, полученной из результатов модели Баранова–Маламы, на внешней границе, от угла (θ). Все величины, кроме температуры, показаны в безразмерных единицах. На первых четырех графиках сплошные кривые соответствуют атомам сорта 4, штриховые кривые — атомам сорта 3. На последних двух графиках показаны значения средней температуры (T_{av}), компонент температуры T_R и T_z для первичных и вторичных межзвездных атомов. По оси абсцисс отложен угол θ в градусах.

2. Трехтемпературное максвелловское распределение — аналитическая формула для функции распределения, включающая в себя различные компоненты тензора кинетической температуры (T_r, T_φ, T_z):

$$f_s(\mathbf{r}, \mathbf{w}) = \frac{n_H}{c_R c_\varphi c_z \pi \sqrt{\pi}} \times \exp \left\{ - \left[\frac{(V_R - w_R)^2}{c_R^2} + \frac{(V_\varphi - w_\varphi)^2}{c_\varphi^2} + \frac{(V_z - w_z)^2}{c_z^2} \right] \right\},$$

$$c_R = \sqrt{\frac{2kT_R}{m_H}}, \quad c_\varphi = \sqrt{\frac{2kT_\varphi}{m_H}}, \quad c_z = \sqrt{\frac{2kT_z}{m_H}}.$$

3. Аналитическая формула для трехмерного нормального распределения, включающая различные кинетические температуры (T_R, T_φ, T_z), а также корреляционный коэффициент (V_{zR}). Тогда выражение для функции распределения имеет следующий вид:

$$f_s(\mathbf{r}, \mathbf{w}) = \frac{n_H}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{(D_R D_z - V_{zR}^2) D_\varphi}} \times \quad (3)$$

$$\times \exp \left\{ - \frac{1}{2} \left[\frac{D_z}{D_R D_z - V_{zR}^2} (V_R - w_R)^2 + \frac{1}{D_\varphi} (V_\varphi - w_\varphi)^2 + \frac{D_R}{D_R D_z - V_{zR}^2} (V_z - w_z)^2 - 2 \frac{V_{zR}}{D_R D_z - V_{zR}^2} (V_R - w_R)(V_z - w_z) \right] \right\},$$

где $D_R = \frac{k}{m_H} T_R$, $D_\varphi = \frac{k}{m_H} T_\varphi$, $D_z = \frac{k}{m_H} T_z$ и k — постоянная Больцмана, m_H — масса атома водорода.

Последний вариант постановки граничного условия включает в себя все вторые моменты, т.е. информация о функции распределения является наиболее полной. Горячую модель с учетом эффектов гелиосферного интерфейса при использовании первого, второго или третьего граничного условия будем называть соответственно первой, второй или третьей усовершенствованной горячей моделью. На рис. 4 приведены результаты усовершенствованных горячих моделей, а также модели Баранова–Маламы. Как видно из графиков, результаты самой простой первой модели, которая учитывает только зависимость параметров на границе от угла θ , но не учитывает немаксвелловский характер функции распределения, наименее

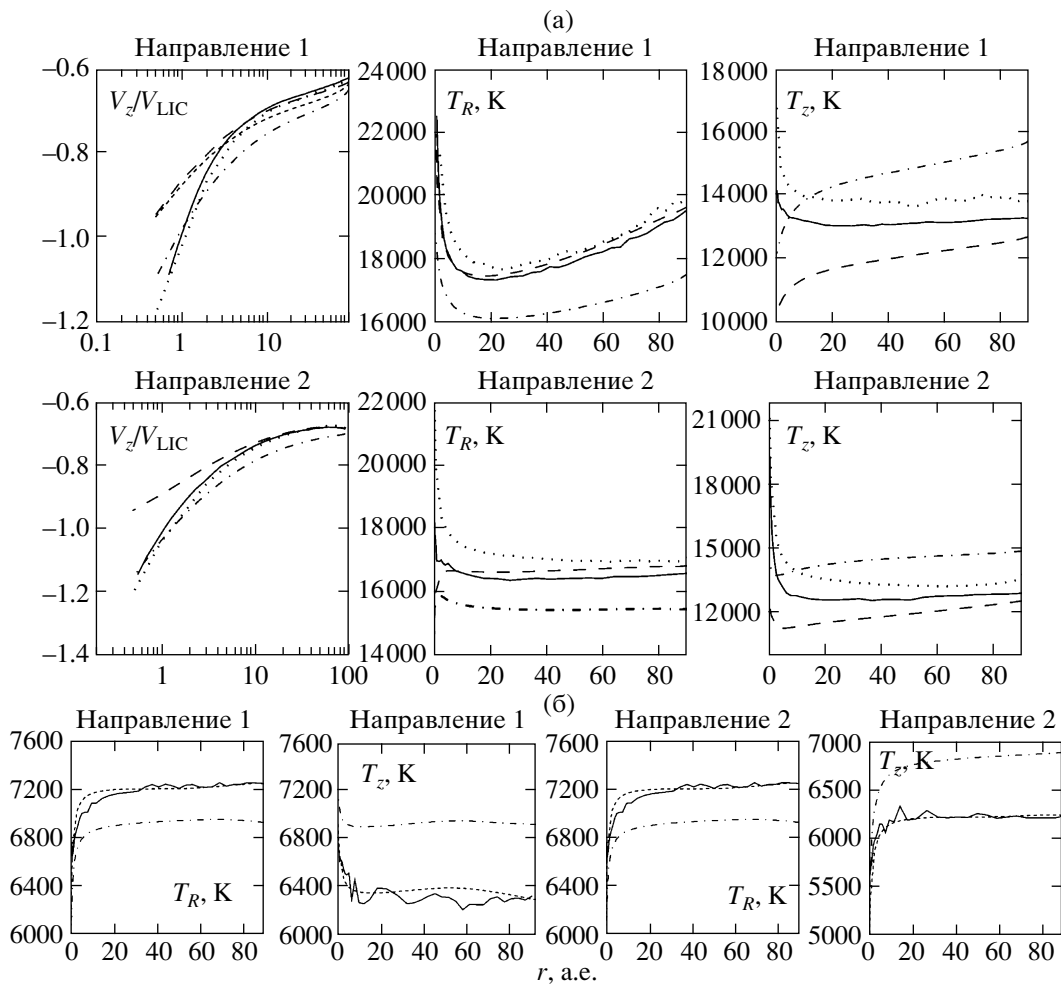


Рис. 4. Сравнение результатов модели Баранова–Маламы и усовершенствованных горячих моделей: (а) — вторичные межзвездные атомы (сорта 3), (б) — первичные межзвездные атомы (сорта 4). Сплошные кривые — модель Баранова–Маламы, штрих-пунктирные кривые — модель 1, штриховые кривые — модель 3, мелкие штрихи на первом графике — модель 2, пунктирные кривые на рис. 4а — модель 4. Описание различных моделей см. в тексте.

шим образом согласуются с результатами модели Баранова–Маламы. Это еще раз подчеркивает, что функция распределения первичных и вторичных межзвездных атомов вдали от Солнца является существенно немаквелловской, и это различие проявляет себя в распределении параметров атомов и на малых гелиоцентрических расстояниях. Отметим, что результаты моделей 2 и 3 практически совпадают, поэтому отдельно кривую, соответствующую второму граничному условию, мы привели только для распределения скорости V_z для атомов сорта 3, где между второй и третьей моделями наблюдается отличие примерно в 5%, связанное с учетом в третьей модели ненулевого коэффициента корреляции, который влияет на значение скорости. Как видно из всех графиков, результаты третьей усовершенствованной горя-

чей модели, которая наиболее полно учитывает немаквелловский характер функции распределения вдали от Солнца (на сфере радиуса 90 а.е.), наиболее хорошо согласуются с результатами модели Баранова–Маламы. Заметим, однако, что поведение графика зависимости температуры T_z атомов сорта 3 от гелиоцентрического расстояния в направлении навстречу набегающему потоку (направление 1) для всех усовершенствованных горячих моделей, описанных выше (т.е. моделей 1–3), качественно отличается от результатов Баранова–Маламы. Это означает, что даже использование всех вторых моментов функции распределения не вполне достаточно для полного описания немаквелловского характера функции распределения вторичных межзвездных атомов. Как мы полагаем, прежде всего это связано с асимметрией функции

распределения, которая вызвана кинетическим эффектом селекции, описанным во введении. То есть на самом деле функция распределения атомов после их прохождения области гелиосферного интерфейса имеет ненулевые третьи моменты, что не учитывается в рассмотренных выше видах граничного условия.

О сложностях при использовании функции распределения, полученной в рамках модели Баранова—Маламы, в качестве граничного условия для горячей модели

Для наиболее корректного задания функции распределения на гелиосферной ударной волне с учетом эффектов гелиосферного интерфейса представляется естественным использование функции распределения, непосредственно полученной из результатов модели Баранова—Маламы. Принципиально метод Монте-Карло с расщеплением по траекториям (см. Малама, 1991), использующийся в модели Баранова—Маламы для расчета параметров атомов водорода, позволяет находить функцию распределения (Измоденев и др., 2001). Однако для того чтобы добиться хорошей точности расчетов функции распределения, включая ее крылья, в методе Монте-Карло необходимо использовать огромное число траекторий, при этом время работы программы многократно возрастает. Существенны также ограничения по оперативной памяти. По этим причинам расчет функции распределения в модели Баранова—Маламы не может быть массовой процедурой, т.е. технически слишком трудоемко было бы использовать полную модель интерфейса для расчета функции распределения во всей гелиосфере. А поскольку для расчетов спектров рассеянного Лайман-альфа излучения требуется знать именно функцию распределения атомов, а не только ее моменты, то возникает необходимость построения упрощенной теоретической модели для нахождения функции распределения атомов внутри гелиосферы с учетом эффектов гелиосферного интерфейса. Корректное использование функции распределения, полученной на сфере радиуса 90 а.е. из результатов модели Баранова—Маламы, в качестве граничного условия для усовершенствованной горячей модели позволило бы полностью учесть глобальные эффекты гелиосферного интерфейса. Такую горячую модель будем называть четвертой усовершенствованной горячей моделью. Отметим, что в таком случае функция распределения на внешней границе задается в узлах некоторой сетки по углу θ , а также по трем компонентам скорости w_r, w_θ, w_φ в сферической системе координат. При этом использование равномерной сетки по скоростям приводит к неудовлетворительным результатам,

так как в окрестность Солнца попадают атомы с небольшими угловыми компонентами скорости, в результате чего незначительная ошибка интерполяции на границе приводит к существенным ошибкам вблизи Солнца. Поэтому более корректным оказалось использование неравномерной сетки по скоростям с более мелкими ячейками в районе близких к нулю угловых компонент скорости. Результаты четвертой усовершенствованной горячей модели для вторичных межзвездных атомов также приведены на рис. 4. Из рисунка видно, что качественное поведение результатов последней описанной горячей модели совпадает с результатами модели Баранова—Маламы; напомним, что модели 1–3 приводили к качественно отличным результатам для компоненты температуры T_z вторичных межзвездных атомов в направлении $upwind$. Однако во всех случаях присутствует некоторая количественная ошибка, связанная скорее всего с недостаточной точностью в методе Монте-Карло при расчете функции распределения на границе, а также, главным образом, с неточностями интерполяции функции распределения на границе между узлами сетки по скоростям и гелиошироте. Отметим также, что для первичных межзвездных атомов результаты третьей усовершенствованной горячей модели (с наиболее полной аналитической формулой в качестве граничного условия) намного лучше согласуются с результатами Баранова—Маламы, чем последняя четвертая горячая модель. Это связано с тем, что функция распределения первичных межзвездных атомов вдали от Солнца достаточно хорошо описывается трехтемпературным максвелловским распределением, и в таком случае не возникает ошибки интерполяции, которая неизбежно присутствует в четвертой модели с реальной функцией, заданной на границе таблично.

В заключение данного раздела можно сделать следующие выводы: 1) использование третьей усовершенствованной горячей модели с граничным условием в виде аналитической формулы (3), учитывающей все вторые моменты функции распределения, приводит в целом к хорошему согласию с результатами модели Баранова—Маламы;

2) для еще более корректного учета глобальных эффектов гелиосферного интерфейса можно использовать реальную функцию распределения, непосредственно полученную в рамках модели Баранова—Маламы. Однако на этом пути существует ряд технических сложностей, связанных с необходимостью интерполировать значения функции распределения на граничной сфере между узлами сетки по гелиошироте и трем компонентам скорости, а также с присутствием неизбежной статистической ошибки метода Монте-Карло, —

все это не позволяет добиться идеального совпадения наших результатов с результатами модели Баранова—Маламы, хотя использование четвертой усовершенствованной горячей модели и приводит к некоторому качественному улучшению результатов для вторичных межзвездных атомов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведено сравнение результатов горячей модели, не учитывающей эффекты гелиосферного интерфейса, с результатами кинетико-газодинамической модели Баранова—Маламы. Представлены возможные способы усовершенствования горячей модели для описания атомов водорода внутри гелиосферной ударной волны с учетом эффектов гелиосферного интерфейса. При этом необходимо использовать специальное граничное условие вдали от Солнца, учитывающее изменение функции распределения Н-атомов в области гелиосферного интерфейса. Рассмотрены различные варианты постановки граничного условия для функции распределения атомов по скоростям. Основные выводы заключаются в следующем.

1. Изменение функции распределения атомов при прохождении ими через область гелиосферного интерфейса оказывает существенное влияние на распределение атомов внутри гелиосферы. Это приводит к значительным отличиям между результатами горячей модели и кинетико-газодинамической модели Баранова—Маламы.

2. Использование первой усовершенствованной горячей модели, подразумевающей локально-максвелловскую функцию распределения атомов на гелиосферной ударной волне (т.е. максвелловское распределение, параметры которого зависят от угла θ), оказывается недостаточным для корректного включения в модель эффектов гелиосферного интерфейса.

3. Моделирование измененной в гелиосферном интерфейсе функции распределения с помощью аналитической формулы (3) приводит к достаточно хорошему согласию результатов третьей усовершенствованной горячей модели с моделью Баранова—Маламы. В формуле (3) учитываются все нулевые, первые и вторые моменты функции распределения, полученные на основе модели Баранова—Маламы. Основное отличие результатов модели 3 и модели Баранова—Маламы заключается в качественном несовпадении распределения компоненты температуры T_z вторичных межзвездных атомов вдоль направления u_{rwind} . Это говорит о том, что даже использование всех вторых моментов функции распределения на гелиосферной ударной волне не совсем достаточно для полного

описания немаксвелловского характера функции распределения атомов сорта 3.

4. Использование в качестве граничного условия функции распределения, непосредственно полученной в рамках модели Баранова—Маламы, не позволяет добиться хорошего совпадения из-за некоторых проблем вычислительного характера, связанных с точностью метода Монте-Карло и интерполяцией. Однако для вторичных межзвездных атомов наблюдается качественное совпадение в распределении T_z между четвертой усовершенствованной горячей моделью и моделью Баранова—Маламы, которое отсутствовало для других рассмотренных горячих моделей.

Авторы выражают благодарность Ю.Г. Маламе за предоставленные расчеты, а также за крайне полезные комментарии и замечания, высказанные им в ходе работы. Работа выполнена при частичной поддержке гранта Президента РФ для молодых докторов наук № 3890.2009.2, Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 06-02-72557 НЦНИЛ, 07-02-01101), а также при поддержке программы ОФН РАН “Плазменные процессы в солнечной системе” (руководитель — акад. Л.М. Зеленый). В. Измоленов также благодарит за поддержку фонд “Династия”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баранов, Малама (V.B. Baranov and Yu.G. Malama), *J. Geophys. Res.* **98**, 15, 157 (1993).
2. Баранов и др. (V.B. Baranov, V.V. Izmodenov, and Yu.G. Malama), *J. Geophys. Res.* **103**, 9575 (1998).
3. Бзовский и др. (M. Bzowski, H.J. Fahr, D. Rucinski, et al.), *Astron. Astrophys.* **326**, 396 (1997).
4. Бзовский, Ручинский (M. Bzowski and D. Rucinski), *Space Sci. Rev.* **72**, 467 (1995).
5. Бзовский и др. (M. Bzowski, E. Moebius, S. Tarnopolski, et al.), *Astron. Astrophys.* **491**, 7 (2008).
6. Ву, Джадж (F.M. Wu and D.L. Judge), *Astrophys. J.* **231**, 594 (1979).
7. Измоленов и др. (V.V. Izmodenov, Yu.G. Malama, A.P. Kalinin, et al.), *Astrophys. Space Sci.* **274**, 71 (2000).
8. Измоленов и др. (V.V. Izmodenov, M. Gruntman, and Yu.G. Malama), *J. Geophys. Res.* **106**, 10, 681 (2001).
9. Кемерэ (E. Quemerais), *The Physics of the Heliospheric Boundaries* (Ed. V. Izmodenov, R. Kallenbach, ISSI Sci. Rep. № 5, p. 283–310, ESA-ESTEC, Paris, 2006).
10. Кемерэ, Измоленов (E. Quemerais and V. Izmodenov), *Astron. Astrophys.* **396**, 269 (2002).
11. Коста и др. (J. Costa, R. Lallement, E. Quemerais, et al.), *Astron. Astrophys.* **349**, 660 (1999).
12. Лаллемент и др. (R. Lallement, J.L. Bertaux, and F. Dalaudier), *Astron. Astrophys.* **150**, 21 (1985).

13. Лаллемент и др. (R. Lallement, J.L. Bertaux, E. Chassefiere, et al.), *Astron. Astrophys.* **252**, 385 (1991).
14. Лонгмайр (К. Лонгмайр), *Физика плазмы* (М.: Атомиздат, 1966).
15. Малама (Yu.G. Malama), *Astrophys. Space Sci.* **176**, 21 (1991).
16. Мебиус и др. (E. Moebius, M. Bzowski, S. Chalov, et al.), *Astron. Astrophys.* **426**, 897 (2004).

ИСПРАВЛЕНИЯ К СТАТЬЕ

М.А. Вашковьяка, Н.М. Тесленко
 “Уточненная модель эволюции далеких спутниковых орбит”
 (Письма в *Астрон. журн.* 2009. т. 35. № 12. с. 934–950).

Выражение для C в формуле (45)

$$C = \frac{2(1 + 12D)z_2 - 5(1 + 3D)c_2}{1 - c_1 - z_2}$$

должно быть заменено на

$$C = \frac{2(1 + 12D)z_2 - 5(1 + 3D)c_2}{K(k^2)(1 - c_1 - z_2)}.$$

Сдано в набор 30.11.2009 г.	Подписано к печати 25.02.2010 г.	Формат бумаги $60 \times 88^{1/8}$
Цифровая печать	Усл. печ. л. 10.0	Усл. кр.-отг. 1.2 тыс.
	Тираж 115 экз.	Уч.-изд. л. 9.9
		Бум. л. 5.0
		Зак. 150

Учредители: Российская академия наук, Институт космических исследований РАН

Издатель: Российская академия наук. Издательство “Наука”, 117997 Москва, Профсоюзная ул., 90

Оригинал-макет подготовлен МАИК “Наука/Интерпериодика”

Отпечатано в ППП “Типография “Наука”, 121099 Москва, Шубинский пер., 6