

УДК 523.6

О ПРОИСХОЖДЕНИИ ЭНЕРГИЧНЫХ ЧАСТИЦ В ОБЛАСТИ ФОРШОКА ОКОЛОЗЕМНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

© 2009 г. Г. Н. Кичигин*

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск

Поступила в редакцию 09.04.2008 г.

Рассматриваются процессы, связанные с образованием перед фронтом околоземной бесстолкновительной ударной волны (БУВ), так называемой форшок области. Предлагается модель, основанная на серфинге захваченных во фронте БУВ ионов, в рамках которой находит объяснение механизм ускорения ионов во фронте. Выясняются физические условия, при которых ускоренные ионы оказываются перед ударным фронтом и определено направление движения энергичных ионов. Делается вывод о том, что именно эта популяция энергичных ионов (“продольные пучки”) играет основную роль в формировании границы ионного форшока.

Ключевые слова: плазменная астрофизика, гидродинамика и ударные волны.

ON THE ORIGIN OF ENERGETIC PARTICLES IN THE FORESHOCK REGION OF THE EARTH'S BOW SHOCK, *by G. N. Kichigin.* We consider the processes related to the formation of the so-called foreshock region upstream of the Earth's bow shock. We suggest a model based on the surfing of ions trapped in the bow shock front in terms of which the ion acceleration mechanism in the front can be explained. We ascertain the physical conditions under which the accelerated ions lie upstream of the shock front and determine the direction of motion of the energetic ions. We conclude that it is this population of energetic ions (“longitudinal beams”) that play a major role in forming the boundary of the ion foreshock.

PACS numbers : 52.30.Cv; 95.30.Qd

Key words: plasma astrophysics, hydrodynamics, and shock waves.

ВВЕДЕНИЕ

С помощью космических аппаратов (КА) сейчас твердо установлено (Царатени, Родригес, 1981; Пашман и др., 1981; Бонифази, Морено, 1981; Фаселиер, 1994; Иствуд и др., 2005; Ока и др., 2005), что перед фронтом околоземной бесстолкновительной ударной волны (БУВ) существует так называемая форшок область (foreshock region), образование которой обусловлено кривизной БУВ. Наблюдения показывают (Царатени, Родригес, 1981), что существуют две границы, которые отделяют от невозмущенной плазмы солнечного ветра, соответственно, области электронного и ионного форшочков. Схематически в плоскости эклиптики картина форшока представлена на рис. 1, на котором граница электронного форшока практически совпадает с силовой линией межпланетного магнитного поля, касательной к фронту БУВ (точка “a”), а граница

ионного форшока — это линия (жирная), начинающаяся в точке “b” фронта БУВ. На рис. 1 показана область форшока, которая располагается на утренней стороне магнитосферы. Мы ограничимся рассмотрением именно этой области форшока. На самом деле существует еще и вторая область форшока, которая располагается в вечернем секторе (ниже точки “a” на рис. 1) и в которой происходят те же самые процессы, что и в утреннем форшоке.

В данной работе речь пойдет об области ионного форшока, в которой регистрируются колебания и волны с достаточно большой амплитудой, а также наблюдаются ионы с энергиями от единиц до сотен кэВ (Царатени, Родригес, 1981; Пашман и др., 1981; Бонифази, Морено, 1981; Фаселиер, 1994; Иствуд и др., 2005; Ока и др., 2005). По виду энергетического распределения ионы в форшоке условно подразделяют на 5 групп (Ока и др., 2005): 1) пучки, движущиеся вдоль границы форшока, которые называют или “отраженными ионами”, или “продольными пучками”; 2) диффузные; 3) проме-

* Электронный адрес: king@iszf.irk.ru

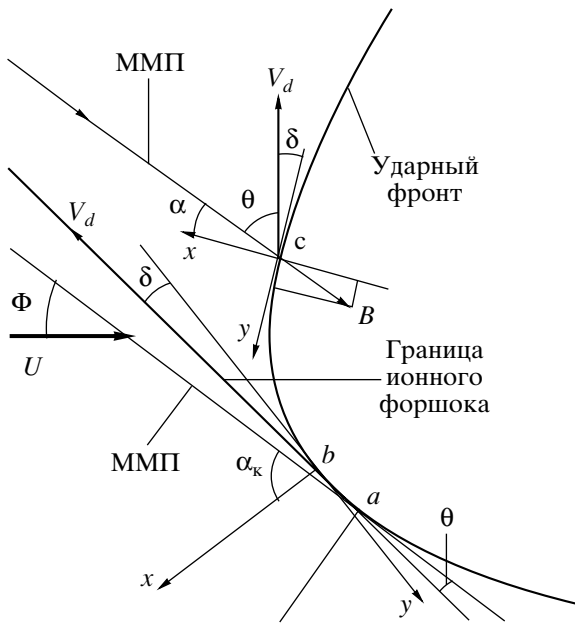


Рис. 1. Схематическое изображение в плоскости эклиптики околоземной ударной волны и форшок области. Поток солнечного ветра со скоростью U набегают на фронт ударной волны слева, под углом Φ к силовым линиям ММП. В точке “ a ” силовая линия ММП касается ударного фронта. Граница, отделяющая форшок область от невозмущенной плазмы солнечного ветра, изображена жирной линией, исходящей из точки “ b ” ударного фронта.

жуточные (с признаками первых двух); 4) гироваращающиеся; 5) ионы, сгруппированные в пакеты с одинаковой гирофазой. Из этих пяти групп только происхождение гироваращающихся ионов имеет достаточно простое объяснение — это ионы, отраженные от скачка потенциала, существующего во фронте БУВ, и затем совершающие вращение в межпланетном магнитном поле (ММП). Механизм образования всех остальных групп энергичных ионов до сих пор точно не установлен.

Наибольший интерес вызывает происхождение пучков ионов, движущихся вдоль границы форшока перед фронтом квазиперпендикулярной волны ($45^\circ < \theta_{Bn} < 90^\circ$, где θ_{Bn} — угол между нормалью к фронту БУВ и вектором межпланетного магнитного поля). Их свойства достаточно хорошо изучены (Царатени, Родригес, 1981; Пашман и др., 1981; Бонифази, Морено, 1981; Фаселиер, 1994; Иствуд и др., 2005; Ока и др., 2005). Мы будем их называть “продольные пучки” и приведем здесь типичные параметры этой популяции энергичных ионов. Свое движение они начинают из некоторой локальной области фронта квазиперпендикулярной БУВ, и продолжают далее двигаться вдоль границы ионного форшока. Считается, что положение границы определяется движением ионов вдоль межпланетного магнитного поля и одновременным

сносом (конвекцией) их потоком солнечного ветра. (Ниже мы рассматриваем модель, в рамках которой предлагается другая, новая интерпретация формирования границы ионного форшока.) Измеренная скорость движения продольного пучка колеблется в пределах $3-5 U$, где U — скорость солнечного ветра. Типичный энергетический спектр протонов пучка имеет максимум в районе 5 кэВ или больше, температура их $100-700$ эВ, полная ширина спектра до 30 кэВ. Концентрация продольных протонных пучков составляет менее одного процента от концентрации протонов в плазме солнечного ветра. Концентрация альфа-частиц в продольных пучках на три-четыре порядка меньше, чем в солнечном ветре. Продольные пучки наблюдаются преимущественно в областях ударного фронта, где угол θ_{Bn} изменяется в интервале $50^\circ < \theta_{Bn} < 75^\circ$, т.е. в тех областях, где БУВ считается квазиперпендикулярной.

Существующие модели (Соннерап, 1969; Пашман и др., 1980; Гослинг и др., 1982; Шварц и др., 1983), претендующие на объяснение происхождения продольных пучков, не находят однозначного подтверждения в эксперименте. В одном из последних обзоров Бэйла и др. (2005), где приведены новые данные, полученные на КА Cluster, и где затрагивается проблема происхождения продольных пучков, приведено наиболее распространенное объяснение их происхождения — это отражение части ионов от скачка потенциала БУВ, затем их ускорение и рассеяние на турбулентных пульсациях, существующих во фронте, так, что часть ионов в итоге движется вдоль границы форшока. Механизм ускорения ионов не установлен. В этом же обзоре основное внимание уделено результатам, полученным на КА Cluster, из которых следует, что продольные пучки образуются внутри фронта БУВ, в области основного скачка магнитного поля и плотности. В настоящей работе предлагается модель, основанная на серфотронном ускорении ионов, захваченных во фронте БУВ (Кичигин, 1992, 1995; Шапиро, Усер, 2003; Кичигин, Строкин, 2007), в рамках которой показано, что энергичные ионы генерируются внутри фронта БУВ. Выяснена также природа появления укоренных частиц перед фронтом БУВ, а также установлено направление движения их по отношению к вектору межпланетного магнитного поля.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Проанализируем механизм серфотронного ускорения частиц — серфинга на примере околоземной БУВ. Здесь и везде ниже движение частиц рассматривается в системе отсчета, связанной с волной. Суть серфинга состоит в том, что

при натекании на фронт БУВ ионов солнечного ветра со средней скоростью U часть частиц плазмы солнечного ветра (из-за наличия теплового разброса по скоростям) не может преодолеть имеющийся во фронте БУВ скачок потенциала и отражается от фронта. При определенных условиях сила Лоренца, действующая перед фронтом БУВ, может эти отраженные частицы повернуть назад в направлении к фронту и таким образом частицы могут оказаться длительное время захваченными волной и могут ускориться силой qUB_{\perp}/c до больших энергий (здесь B_{\perp} — поперечная к направлению движения волны компонента межпланетного магнитного поля, q — заряд частиц, c — скорость света). Замечательная особенность серфинга заключается в том, что как захват, так и ускорение частиц обеспечивается одними и теми же электромагнитными полями, существующими в окрестности фронта БУВ.

Мы рассмотрим задачу о серфотронном ускорении ионов во фронте околоземной БУВ. Подобная задача решена путем численных расчетов в работе Кичигина, Строкина (2007) в самой общей постановке, при которой считается, что как вектор межпланетного магнитного поля, так и скорость падающего на фронт БУВ потока ионов солнечного ветра ориентированы произвольным образом по отношению к плоскости ударного фронта. Здесь мы ограничимся более простой постановкой задачи, которая отражает типичную ситуацию для околоземной БУВ, а именно считаем, что вектор межпланетного магнитного поля лежит в плоскости эклиптики и угол между вектором скорости солнечного ветра и вектором межпланетного магнитного поля постоянен и равен Φ . Учитывая, что ширина фронта околоземной БУВ неизмеримо меньше, чем характерный размер и кривизна околоземной БУВ, которые сравнимы с размерами магнитосферы, мы считаем рассматриваемый участок фронта БУВ плоским и ограничимся одномерным рассмотрением. Для локального плоского куска фронта ось Ox направим от Земли перпендикулярно фронту (по нормали) БУВ. Задачу будем решать в системе отсчета, связанной с БУВ.

Учитывая принятую геометрию фронта БУВ, в системе волны считаем ударный фронт плоским слоем, ограниченным по x от $x = -d$ до $x = 0$. Принципиальным моментом нашего рассмотрения мы считаем введение в рассмотрение скачка потенциала в ударном фронте околоземной БУВ, т.е. мы принимаем во внимание наличие во фронте возмущения потенциала $\varphi(x)$, который в рассматриваемом слое принят линейно нарастающим от нуля до величины φ_m , а далее, за фронтом, остается постоянным. Отсюда следует, что электрическое поле в слое направлено по оси Ox , однородно

и постоянно, имеет абсолютную величину $E = \varphi_m/d$, а за пределами слоя равно нулю. Учитывая, что достаточно часто реализуется ситуация, когда пространственный размер скачка потенциала в ударном фронте много меньше размера рампы магнитного поля (Балихин и др., 2002), в слое и в его окрестности магнитное поле будем считать однородным и постоянным. Таким образом, анализируется движение частиц в рамках упрощенной модели волнового фронта. Основное упрощение состоит в том, что величины электрического E и магнитного полей B в пределах скачка потенциала, характеризующего фронт возмущения, считаются не зависящими от координат. Для серфотронного механизма ускорения важным параметром, в который входят величины E и B , является величина $D = E/B$. Для околоземной БУВ $D \ll 1$.

Выберем систему координат таким образом, чтобы ось Oy была направлена вдоль проекции вектора магнитного поля на плоскость фронта БУВ, тогда вектор магнитного поля будет иметь компоненты B_x, B_y , лежащие в плоскости эклиптики. Если обозначить угол между вектором \mathbf{B} и осью Ox через α ($\alpha \equiv \theta_{Bn}$), то $B_x = -B \cos \alpha$, $B_y = B \sin \alpha$ (рис. 1), где B — модуль магнитного поля. Что касается электрического поля, то в системе волны кроме упомянутого постоянного поля E , направленного по оси Ox , во всем пространстве существует еще однородное постоянное электрическое поле $E_z = UB \sin \Phi/c$, перпендикулярное к плоскости эклиптики.

В заданных электромагнитных полях в системе волны на ион с массой m и зарядом q в окрестности фронта будут действовать силы:

$$\begin{aligned} F_x &= q(E - v_z B_y/c) \text{ во фронте } (-d \leq x \leq 0), \\ \text{и } F_x &= -qv_z B_y/c \text{ вне фронта } (x > 0, x < -d), \\ F_y &= qv_z B_x/c, \\ F_z &= q(UB \sin \Phi/c + v_x B_y/c - v_y B_x/c). \end{aligned}$$

Рассмотрим две точки “а” и “с” на профиле ударной волны (рис. 1). В точке “а” силовые линии межпланетного магнитного поля касаются ударного фронта, при этом угол $\alpha = \pi/2$, т.е. БУВ в этой точке является строго поперечной. Движение ионов в окрестности фронта поперечной БУВ для случая, когда параметр $D \ll 1$ подробно рассмотрено в работе Кичигина (1992). В этом случае ионы совершают двумерное движение в плоскости xOz . Как показывает анализ, захваченная частица, ускоряясь вдоль оси z под действием поля E_z , колеблется вдоль оси x около точки $x = 0$, медленно дрейфует в отрицательном направлении оси x и, в конце концов, уходит за фронт волны ($x < -d$). При $D \ll 1$ захват и, следовательно, ускорение иона прекращается, когда компонента

скорости v_z приближается к величине cD , при этом энергия иона равна максимально возможной: $E_{Km} \approx mc^2 D^2/2$. Выйдя из захвата, ион, медленно удаляясь от фронта, вращается со скоростью cD в магнитном поле за фронтом. В литературе такие частицы называют гировращающимися.

При уменьшении α от значения $\alpha = \pi/2$ предельная энергия начинает расти и достигает максимума при некотором критическом угле α_k (Кичигин, Строкин, 2007). Как мы покажем ниже, при параметрах, характерных для околоземной БУВ, $\beta = U/c < D \ll 1$ отличие критического угла α_k от $\pi/2$ не более 20° . Для углов $\alpha_k \leq \alpha \leq \pi/2$ вышедшие из захвата ускоренные ионы уходят за фронт волны, так же как и при $\alpha = \pi/2$. При углах $\alpha < \alpha_k$ с уменьшением α предельная энергия падает, а вышедшие из захвата ионы попадают в зону перед фронтом БУВ (Кичигин, Строкин, 2007).

Нас интересует динамика ионов, которые оказываются после ускорения перед ударным фронтом, поэтому рассмотрим движение этих частиц в точках ударного фронта околоземной БУВ при углах $\alpha < \alpha_k$. Движение этих ионов в системе волны при значениях параметров $\beta \ll 1$, $D \ll 1$ можно описать безразмерными уравнениями в нерелятивистском приближении:

$$ds/d\tau = D - v \sin \alpha, \quad (1)$$

$$dw/d\tau = -v \cos \alpha, \quad (2)$$

$$dv/d\tau = \beta \sin \Phi + s \sin \alpha + w \cos \alpha. \quad (3)$$

Здесь для компонент скоростей, которые нормированы на скорость света c , введены обозначения $v = v_z/c$, $w = v_y/c$, $s = v_x/c$, безразмерное время $\tau = \omega_B t$, где $\omega_B = qB/mc$, $\beta = U/c$, $D = E/B$. К уравнениям движения (1)–(3) присоединим еще уравнение для энергии:

$$d\varepsilon/d\tau = sD + \beta v \sin \Phi, \quad (4)$$

где $\varepsilon = (s^2 + w^2 + v^2)/2$ – кинетическая энергия частиц, нормированная на массу покоя ионов. В уравнениях (1), (4) $D = 0$ при $x > 0$ и $x < -d$.

Система уравнений (1)–(4) достаточна для решения поставленной задачи. Ее можно решить аналитически, если упростить, используя уместные в данном случае допущения. Начнем с того, что напомним необходимое условие для осуществления оптимального режима серфотронного ускорения – это захват и надежное удержание частиц в окрестности фронта как можно дольше. Известно (Кичигин, 1992, 1995), что захват наиболее оптимален для частиц, компонента скорости v_x которых в системе волны мала ($v_x \approx 0$). Назовем такие частицы идеально захваченными. Отметим, что в работе Шапиро, Усера (2003) и других работах

этих авторов считается, что v_x -компонента скорости идеально захваченной частицы в процессе ускорения растет. Это ошибочное утверждение. На самом деле (Кичигин, 1992, 1995) при серфинге особенность ускорения идеально захваченной частицы заключается в том, что после окончания цикла ускорения величина v_x -компоненты равна величине ее начального значения, а в процессе ускорения величина компоненты v_x остается малой. Учитывая это, положим, что в процессе всего времени ускорения соблюдается условие $s \ll \beta$, при котором мы можем исключить из рассмотрения переменную s , т.е. считать в нулевом приближении в уравнениях (3)–(4) $s = 0$ и получить систему трех уравнений для определения трех переменных w , v , ε :

$$dw/d\tau = -v \cos \alpha, \quad (5)$$

$$dv/d\tau = \beta \sin \Phi + w \cos \alpha, \quad (6)$$

$$d\varepsilon/d\tau = \beta v \sin \Phi. \quad (7)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ

Перейдем к нахождению аналитических решений системы (5)–(7), полагая, что в начальный момент времени $\tau = \varepsilon = v_0 = w_0 = 0$. С учетом начальных условий получим решения в виде

$$v = \rho \sin \tau_1 / \cos \alpha, \quad (8)$$

$$w = -\rho(1 - \cos \tau_1) / \cos \alpha, \quad (9)$$

$$\varepsilon = \rho^2(1 - \cos \tau_1) / \cos^2 \alpha, \quad (10)$$

где $\rho = \beta \sin \Phi$, $\tau_1 = \tau \cos \alpha$. Эти решения получены нами ранее и приведены в работе Кичигина, Строкина (2007). Для точек на профиле БУВ, которые на рис. 1 лежат ниже точки “а”, т.е. для области форшока, лежащей в вечернем секторе магнитосферы, решение будет отличаться от (8)–(10) только тем, что вместо знака “–” перед ρ в уравнении (9) будет знак “+”, т.е. переменная w будет положительна.

Формулы (8)–(10) справедливы до тех пор, пока знак скорости v положителен. Дело в том, что как только знак v станет отрицательным, сила F_x , действующая на ион перед фронтом волны, поменяет знак, т.е. начнет отталкивать ион от фронта, вследствие чего он выйдет из захвата и ускорение, описываемое уравнениями (8)–(10), прекратится. Смена знака скорости v происходит в момент времени $\tau_1 = \pi$. С этого момента теряют силу решения (8)–(10). Далее, ион, удаляясь от фронта, продолжит свое движение (дрейф) в области перед фронтом волны согласно уравнениям (1)–(4), в которых $D = 0$. Эти уравнения тоже легко решаются.

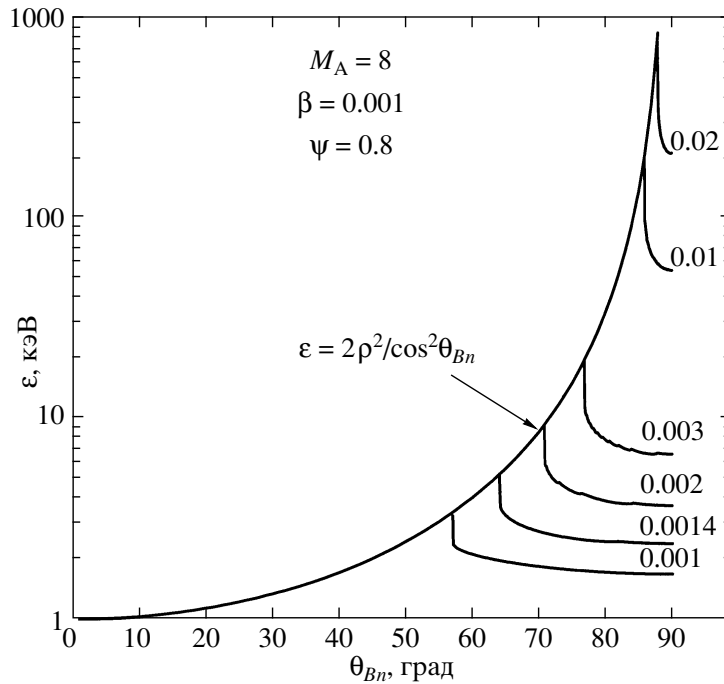


Рис. 2. Зависимость энергии ускоренных за счет серфинга ионов от угла θ_{Bn} для различных значений параметра D . Для каждого значения D энергия иона имеет максимум при некотором критическом угле $\theta_{Bn} = \alpha_k$. Все максимальные значения энергии лежат на кривой $\varepsilon = 2\rho^2 / \cos^2 \theta_{Bn}$.

Отсчитывая время снова от нуля, положим, что в момент времени $\tau = 0$ скорости имеют значения $s = v = 0, w = -2\rho / \cos \alpha$, полученные из (8)–(10) при $\tau_1 = \pi$. Тогда из (1)–(4) для $D = 0$ получим решения

$$s = \rho \sin \alpha (1 - \cos \tau), \quad (11)$$

$$w = \rho \cos \alpha (1 - \cos \tau) - 2\rho / \cos \alpha, \quad (12)$$

$$v = -\rho \sin \tau, \quad (13)$$

$$\varepsilon = \rho^2 [2 / \cos^2 \alpha - (1 - \cos \tau)]. \quad (14)$$

Анализ этих решений, полученных в системе волны, показывает, что ион, который после процесса ускорения вышел из захвата, дрейфует перед ударным фронтом околоземной БУВ, причем его ведущий центр движется в плоскости эклиптики со средней скоростью $V_d = \rho(1 + 4 \operatorname{tg}^2 \alpha)^{1/2}$, а скорость его движения по ларморовской окружности равна ρ . Сразу отметим, что энергия вращения иона не зависит от угла α . Кинетическая энергия иона, связанная с движением ведущего центра, $\varepsilon_d = \rho^2(1 + 4 \operatorname{tg}^2 \alpha)/2$ максимальна при $\alpha = \alpha_k$ и равна $\varepsilon_m \approx 2\rho^2 / \cos^2 \alpha_k$. Подставляя значение $\cos \alpha_k \approx 0.5\pi\beta/D$, найденное в работе Кичигина, Строкина (2007) при $\beta/D \ll 1$, получим для максимальной энергии оценку $\varepsilon_m \approx D^2 \sin^2 \Phi$. При $\alpha <$

α_k зависимость энергии ε от угла α описывается формулой $\varepsilon = 2\rho^2 / \cos^2 \alpha$.

Расчетные зависимости энергии от угла α при различных значениях параметра D представлены на рис. 2. Графики, приведенные на рис. 2, получены путем численного решения уравнений (1)–(4) для параметров, указанных на рис. 2. Начальные скорости в расчетах $s_0 = 10^{-5}, w_0 = v_0 = 0$. На этом рисунке значения параметра D указаны рядом с кривыми. Из вида кривых следует, что при заданном значении параметра D при уменьшении угла α от $\pi/2$ до α_k энергия растет, достигая максимума при $\alpha = \alpha_k$, затем падает согласно формуле $\varepsilon = 2\rho^2 / \cos^2 \alpha$. Расчетные значения энергии при $\alpha < \alpha_k$ с большой точностью ($< 0.1\%$) ложатся на кривую $\varepsilon = 2\rho^2 / \cos^2 \alpha$, полученную из аналитических решений. Как видно из рис. 2, критический угол α_k контролируется параметром D . На рис. 3 приведена расчетная зависимость критического угла α_k от параметра D . При $D \rightarrow 1$ критический угол $\alpha_k \rightarrow \pi/2$.

Итак, мы получили следующие закономерности движения ионов, сначала захваченных в ударном фронте БУВ, ускоренных в нем, а затем уходящих в область перед фронтом. Ускорение этих идеально захваченных ионов описывается уравнениями (5)–(7), которые имеют решения (8)–(10). Эти

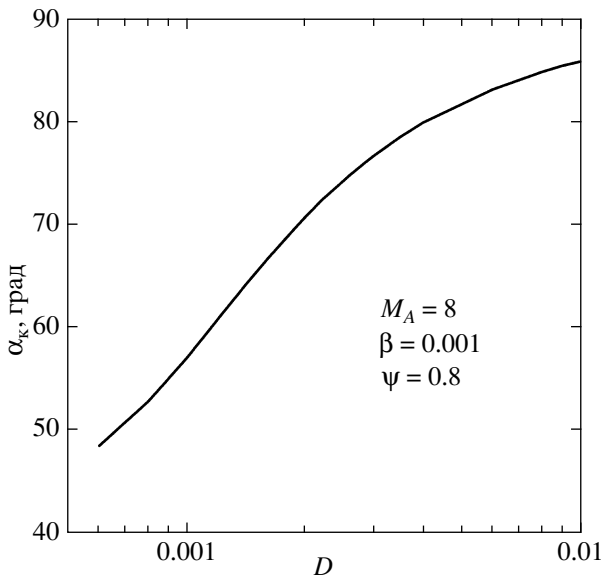


Рис. 3. Зависимость критического угла α_k от параметра D .

решения “работают”, пока ионы не выйдут из захвата. После того, как ионы покинут фронт и окажутся в области перед фронтом, в силу вступают уравнения (1)–(4), в которых параметр $D = 0$. В области перед фронтом динамика ионов определяется решениями (11)–(14). Фактически движение ионов перед фронтом — это дрейф в постоянном электрическом поле $E_z = UB \sin \Phi / c$ и постоянном межпланетном магнитном поле B .

Рассмотрим важный вопрос о направлении движения ускоренных протонов перед фронтом. Обозначим в плоскости эклиптики угол наклона вектора дрейфовой скорости V_d к оси Oy через δ (рис. 1), который определяется из формулы

$$\operatorname{tg} \delta = s/w = \sin \alpha \cos \alpha / (2 - \cos^2 \alpha). \quad (15)$$

Мы видим, что угол δ является функцией только угла α . Зависимость угла δ от α , полученная из (15), представлена на рис. 4, из которой следует, что $\delta = 0$ при $\alpha = 0$ и при $\alpha = \pi/2$ и имеет максимальное значение $\delta_m \approx 20^\circ$ при $\alpha \approx 35^\circ$. Хотя формально угол α на рис. 4 меняется от $\pi/2$ до нуля, на самом деле как формула (15), так и рис. 4 имеют смысл только при $\alpha < \alpha_k$. Таким образом, для определения угла δ необходимо на рис. 4 отсчет в сторону уменьшения угла α производить от значения α_k . Если обозначить угол между вектором скорости V_d и силовыми линиями межпланетного магнитного поля через θ , то, как видно из рис. 1, $\theta = \pi/2 - \alpha - \delta$. Зависимость угла θ от α также представлена на рис. 4, из которого видно, что $\theta \approx \delta$ при углах $\alpha > 60^\circ$. Таким образом, в грубом приближении можно считать, что направление дрейфового движения почти параллельно оси y , т.е. протоны в

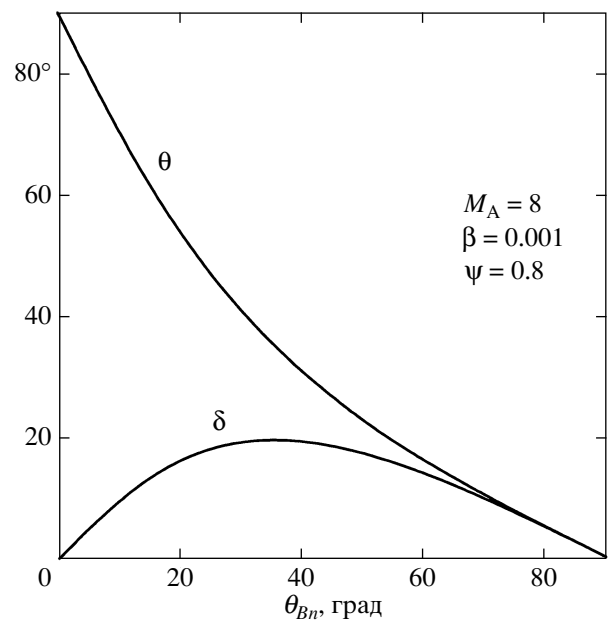


Рис. 4. Зависимость от угла θ_{Bn} наклона линии, изображающей границу форшока в плоскости эклиптики (рис. 1), к плоскости ударного фронта δ и по отношению к направлению силовых линий ММП (θ).

каждой точке ударного фронта дрейфуют в плоскости эклиптики почти по касательной к фронту (максимальное отклонение от касательной — не более 20°). В крайней точке $\alpha = 0$ дрейфовая скорость равна нулю и ускоренный протон перед фронтом вращается поперек магнитного поля, при этом энергия вращения равна $\varepsilon = 2\rho^2$. В другой крайней точке $\alpha = \alpha_k$ протоны с максимальными энергиями движутся (дрейфуют) вдоль границы форшока, вращаясь при этом в магнитном поле со скоростью ρ . В интервале углов $45^\circ < \alpha < 90^\circ$, в котором БУВ является квазиперпендикулярной, протоны отклоняются от направления межпланетного магнитного поля не более, чем на 30° . Обратим внимание на то, что картина движения энергичных протонов перед фронтом БУВ относительно точки “а” такова, что продольные пучки движутся в разные стороны от точки “а” (на рис. 1 в утреннем секторе форшока продольные пучки распространяются вверх, а в вечернем секторе — вправо и вниз).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Мы рассмотрели динамику ионов, движущихся в окрестности околоземной БУВ, и получили следующую картину. Небольшая часть ионов солнечного ветра, натекающих на ударный фронт, может быть захвачена во фронте БУВ и эти частицы могут ускориться за счет серфинга до больших энергий. Наиболее эффективно ускорение происходит в точках фронта, где угол между нормалью

к фронту и вектором межпланетного магнитного поля близок к прямому ($\theta_{Bn} \approx \pi/2$). Как известно (Кичигин, 1992, 1995; Кичигин, Строкин, 2007), при значениях параметра $D < 1$ захваченные ионы ускоряются некоторое конечное время, а затем как захват, так и ускорение их прекращается. Далее поведение прошедших фазу ускорения ионов существенно зависит от угла $\alpha = \theta_{Bn}$. В интервале углов $\alpha_k \leq \alpha \leq \pi/2$ ускоренные ионы попадают за фронт БУВ и там, удаляясь от фронта, вращаются в магнитном поле. На рис. 1 — это ионы, прошедшие этап серфотронного ускорения на участке $a-b$ фронта. Ускорившись во фронте, эти гировращающиеся ионы попадают за фронт БУВ, пересекают магнитослой, входят в магнитосферу Земли и, в принципе, могут захватываться в радиационные пояса. Часть из них может подвергнуться рассеянию по углам в магнитослое на колебаниях большой амплитуды, как правило, существующих за фронтом БУВ, и, двигаясь вдоль силовых линий магнитослоя, могут оказаться в области или утреннего, или вечернего форшока. Ниже в качестве ионов мы будем рассматривать протоны солнечного ветра.

Часть протонов солнечного ветра, попадающие на участки фронта, где $\alpha < \alpha_k$, захватываются во фронте, ускоряются, а после процесса ускорения выходят в область перед фронтом БУВ и далее там дрейфуют, удаляясь от фронта. Дрейфуют эти протоны в плоскости эклиптики. Из зависимости от угла α энергии этих протонов и наклона их траектории по отношению к вектору межпланетного магнитного поля, показанных на рис. 2, 4, видно, что вблизи точки "b" продольные пучки имеют максимальные энергии и движутся под углом δ к плоскости фронта БУВ. Эти протоны и образуют передний фронт ионного форшока, причем, как показано на рис. 1, наклон линии фронта форшока к силовым линиям межпланетного магнитного поля определяется углом θ . Как видно из рис. 4, при уменьшении угла α угол θ между направлением движения энергичных частиц и вектором межпланетного магнитного поля растет.

Обсудим подробно вопрос о формировании границы форшока. Прежде всего проанализируем, чем определяется наклон границы форшока к силовым линиям межпланетного магнитного поля. Сначала изложим общепринятую точку зрения, в которой обычно приводятся такие рассуждения. Ионы неизвестным механизмом ускоряются в области квазиперпендикулярной БУВ, затем часть ионов из области ускорения за счет рассеяния по углам получает возможность двигаться вдоль силовых линий межпланетного магнитного поля и одновременно сносится потоком солнечного ветра. Так как скорость продольных пучков составляет $V_p \approx 3-5 U$, то угол наклона θ , определяемый

соотношением $\tan \theta = U/V_p = 1/3-1/5$, принимает значения $\theta \approx 11^\circ-17^\circ$. Теперь обратимся к предлагаемой в данной работе схеме определения геометрии границы форшока. Для того, чтобы определить угол θ в нашей модели, необходимо сначала знать энергию продольных пучков. Пользуясь экспериментальными данными, полученными из измерений на КА, зададим эту энергию в интервале 3–7 кэВ. Пользуясь данными рис. 2, получим, что для таких значений энергии критический угол $\alpha_k \approx 60^\circ-70^\circ$. И, наконец, замечая из рис. 4, что при $\alpha_k > 60^\circ$ $\delta \approx \theta$, получим для угла θ значения $\theta = (\pi/2 - \alpha_k)/2 \approx 12^\circ-17^\circ$. Как мы видим, значения угла θ в нашей и общепринятой модели совпадают. Однако, в отличие от традиционной точки зрения, где объясняется только угол наклона θ , предлагаемая нами модель, кроме объяснения геометрии форшока, позволяет понять еще следующие закономерности формирования как энергичных ионов, так и форшока: 1) как и до каких энергий ускоряются ионы; 2) из какой области БУВ происходит инжекция продольных пучков, образующих границу форшока; 3) как зависит энергия продольных пучков от угла $\alpha = \theta_{Bn}$, а также объясняет и другие особенности, отмеченные ниже.

Как видно из рис. 2, ионы имеют максимальную энергию при критическом угле α_k , а далее, при уменьшении угла α , энергия продольных пучков падает как $1/\cos^2 \alpha$, т.е. достаточно быстро. Именно по этой причине в наблюдениях (Фаселиер, 1994) продольные пучки с максимальными энергиями регистрируются преимущественно в тонком слое (примерно в пол-радиуса Земли), прилегающем изнутри к границе ионного форшока. Значение критического угла α_k и предельная энергия продольных пучков в основном зависят от параметра D , величина которого, в свою очередь, контролируется шириной скачка потенциала во фронте БУВ, изменяющейся от единиц c/ω_{pe} до единиц c/ω_{pi} (Балихин и др., 2002). Для рассматриваемой нами околоземной БУВ возможные значения параметров: $\beta \approx 10^{-3}$, $D \approx 10^{-3}-10^{-1}$, $\sin^2 \Phi \approx 1/2$. При таких параметрах получим значения углов α_k от 85° до 60° , а предельные энергии от единиц до сотен кэВ. Минимальное значение энергии ε_d достигается на участках ударного фронта, где $\alpha = 0$, т.е. в области фронта, где БУВ является параллельной: $\varepsilon_{d \min} = \rho^2/2$. Значение полной энергии при $\alpha = 0$ равно $\varepsilon_m = 2\rho^2$, т.е. при $\sin^2 \Phi \approx 1/2$ равно удвоенной энергии протонов солнечного ветра: $\varepsilon_m = 2\varepsilon_{СВ}$. Типичное значение энергии протонов солнечного ветра $\varepsilon_{СВ}$ порядка или менее 1 кэВ. В области фронта, где БУВ квазиперпендикулярна ($45^\circ < \alpha < 90^\circ$) при $D \approx 0.1$ и $\sin^2 \Phi \approx 1/2$, энергия протонов будет иметь значения от десятков до сотен кэВ.

На самом деле наиболее типичные значения энергии, зарегистрированные на КА для продольных пучков, находятся в районе 5 кэВ (Царатени, Родригес, 1981; Пашман и др., 1981; Бонифази, Морено, 1981; Фаселиер, 1994; Иствуд и др., 2005; Ока и др., 2005). Так как предельная энергия пропорциональна D^2 , то это означает, что величина параметра D в области фронта, из которой инжектируются продольные пучки в типичных ситуациях мала. Действительно, из рис. 2 мы видим, что при энергиях в 5 кэВ величина $D \approx 0.0014$. В нашем случае справедливо для D соотношение $D = E/B = 0.5M_A\psi\beta/d_P$, где M_A — альвеновское число Маха, $\psi = 2e\varphi_m/(mU^2)$ — безразмерный скачок потенциала, d_P — ширина фронта БУВ в единицах c/ω_{pi} . Пользуясь этим соотношением, для принятых на рис. 2 значений параметров $\beta = 0.001$, $M_A = 8$, $\psi = 0.8$ и полагая $D \sim 0.001$ получим для ширины фронта величину $d_P \approx 3$. При этом критический угол $\alpha_k \approx 60^\circ$, а из рис. 3 следует, что $\delta \approx \theta \approx 15^\circ$. Полученные значения ширины фронта и угла θ вполне согласуются с наблюдениями. Таким образом, в околоземной БУВ ширина фронта в точках фронта, из которых инжектируются продольные пучки относительно велика.

Как следует из измерений на КА, ширина фронта БУВ в точке “а” минимальна и растет при перемещении вдоль фронта к точке “с” (рис. 1), т.е. при уменьшении угла α . Это означает, что при уменьшении α будет уменьшаться параметр D и будет уменьшаться и локальный критический угол α_k , который, согласно рис. 3, является функцией параметра D : $\alpha_k = \alpha_k(D)$. Может получиться так, что при увеличении ширины фронта, т.е. при уменьшении параметра D , в интервале изменения угла $\pi/2 < \alpha < \alpha_k^*$, т.е. на участке $a-b$ фронта БУВ, ионы будут уходить за фронт волны, имея при этом энергию больше (или даже значительно больше), чем в точке “b”. Таким образом, вполне реальна ситуация, когда ионы, попадающие на участок $a-b$ фронта БУВ, которые после процесса ускорения уйдут за фронт БУВ, ускорятся до энергий значительно больших, чем ионы, попадающие на участок $b-c$, где генерируются продольные пучки.

Обсудим вопрос о количестве ионов, которые вовлекаются в процесс серфотронного ускорения и определяют концентрацию продольных пучков. Число таких частиц контролируется в основном температурой ионов в потоке плазмы, натекающей на скачок потенциала во фронте БУВ. Количество ускоренных частиц для широкого диапазона параметров БУВ рассчитано и приведено в работе Кичигина (1992). Как следует из измерений на КА, концентрация продольных пучков протонов составляет около одного процента (или меньше) от концентрации протонов в солнечном ветре. Такое

значение концентрации ускоренных протонов, используя результаты работы Кичигина (1992), получим при температуре во фронте $T \approx 20-50$ эВ. Это вполне разумное значение, если учесть, что перед скачком потенциала наблюдается достаточно высокий уровень колебаний. Ионы набегающего потока солнечного ветра, имеющие температуру порядка 1 эВ, могут нагреваться на этих колебаниях. Рассчитанная при температурах 20–50 эВ плотность ускоренных альфа-частиц $n_{\text{He}^{++}}$, как следует из работы Кичигина (1992), будет примерно на полтора порядка меньше плотности протонов n_{H^+} . Таким образом, при серфинге ионов расчетное отношение плотностей $n_{\text{He}^{++}}/n_{\text{H}^+}$ получается примерно таким же, как и в наблюдениях на КА (Фаселиер, 1994).

Самый главный результат проведенных исследований — это предлагаемый механизм ускорения ионов, который одновременно осуществляет как сам процесс ускорения ионов, так и после ускорения дает направление движения ионов перед фронтом, определяющее геометрию границы форшока. Представим детально основные выводы:

1. Указан механизм ускорения ионов, которые формируют популяцию “продольных пучков” (“отраженных ионов”). Сам процесс ускорения, а также разворот уже ускоренных ионов в направлении силовых линий межпланетного магнитного поля происходит за счет серфинга частиц в ударном фронте БУВ.

2. Наклон линии, определяющей границу, отделяющую плазму солнечного ветра от области ионного форшока, к силовым линиям межпланетного магнитного поля примерно равен $(\pi/2 - \alpha_k)/2$, т.е. определяется критическим углом α_k . Эта интерпретация в корне отличается от общепринятой, где полагается, что этот наклон связан со сносом ионов потоком солнечного ветра (Царатени, Родригес, 1981; Пашман и др., 1981; Бонифази, Морено, 1981; Фаселиер, 1994; Иствуд и др., 2005; Ока и др., 2005).

3. Максимальные энергии продольные пучки получают в точке фронта БУВ, где угол $\theta_{Bn} = \alpha_k$. После окончания процесса ускорения из этой точки пучок движется перед фронтом БУВ под углом $(\pi/2 - \alpha_k)/2$ к вектору межпланетного магнитного поля вдоль линии, которая и определяет границу форшока. В точках фронта, в которых $\pi/2 > \theta_{Bn} > \alpha_k$ продольных пучков нет, что согласуется с данными наблюдений (Царатени, Родригес, 1981; Пашман и др., 1981; Бонифази, Морено, 1981).

4. Для углов $\theta_{Bn} < \alpha_k$ энергия продольных пучков уменьшается при уменьшении θ_{Bn} как $1/\cos^2 \theta_{Bn}$. Этот факт, следующий из наших

расчетов, приводит к тому, что во-первых, продольные пучки максимальных энергий сосредоточены вблизи границы ионного форшока БУВ (Фаселиер, 1994), во-вторых, энергия продольных пучков уменьшается с уменьшением θ_{Bn} . Эти особенности подтверждаются данными измерений на КА (Царатени, Родригес, 1981; Пашман и др., 1981; Бонифази, Морено, 1981; Фаселиер, 1994; Иствуд и др., 2005; Ока и др., 2005).

5. Угол наклона направления движения (дрейфа) пучка к плоскости фронта БУВ растет, начиная от некоторого значения при $\theta_{Bn} = \alpha_k$, достигает максимума в 20° при $\theta_{Bn} \approx 35^\circ$, а затем падает до нуля при $\theta_{Bn} = 0$. Для квазиперпендикулярной БУВ угол между направлением дрейфа пучка и силовыми линиями межпланетного магнитного поля не превышает 30° .

6. Кроме дрейфа в плоскости эклиптики, продольные пучки совершают ларморовское вращение в межпланетном магнитном поле. Энергия этого вращения не зависит от угла θ_{Bn} и определяется только величиной скорости солнечного ветра и углом Φ между векторами скорости солнечного ветра и межпланетного магнитного поля. Для значений $\sin^2 \Phi \approx 1/2$ и $U \approx 300\text{--}500$ км/с энергия вращения $\approx 200\text{--}600$ эВ, что примерно соответствует наблюдаемой поперечной температуре пучков (Царатени, Родригес, 1981).

7. Максимальные энергии продольных пучков и критический угол α_k в основном зависят от пространственной ширины фронта БУВ. Как следует из расчетов, при типичных значениях наблюдаемой на КА энергии пучков в 5–10 кэВ ширина фронта составляет единицы c/ω_{pe} . При этом критический угол примерно равен $60^\circ\text{--}70^\circ$, а угол наклона граничной линии форшока к вектору межпланетного магнитного поля, следовательно, составляет $10^\circ\text{--}15^\circ$. Эти расчетные данные хорошо согласуются с наблюдениями (Царатени, Родригес, 1981; Пашман и др., 1981; Бонифази, Морено, 1981; Фаселиер, 1994; Иствуд и др., 2005; Ока и др., 2005).

8. Как следует из данных наблюдений (Балихин и др., 2002), ширина фронта БУВ минимальна (порядка нескольких c/ω_{pe}) при $\theta_{Bn} = \pi/2$ и затем растет с уменьшением θ_{Bn} . Принимая это во внимание, можно предположить, что ионы, ускоренные за счет серфинга в интервале углов $\pi/2 > \theta_{Bn} > \alpha_k$, попадают за фронт БУВ с энергиями до сотен кэВ. Эти ионы могут раскачивать за фронтом колебания и волны, а далее за счет взаимодействия с волнами, могут приводить к нагреву

плазмы. Часть этих энергичных ионов, рассеиваясь на колебаниях, существующих за фронтом и в магнитослое, могут вдоль силовых линий попасть в область форшока, где проявляются в популяции так называемых диффузных ионов (Царатени, Родригес, 1981; Пашман и др., 1981; Бонифази, Морено, 1981; Фаселиер, 1994; Иствуд и др., 2005; Ока и др., 2005).

9. В рамках предлагаемой модели находит объяснение экспериментальный факт (Фаселиер, 1994) существенно пониженного (более, чем на порядок) отношения $n_{He^{++}}/n_{H^+}$ в продольных пучках по сравнению со значением этого отношения в плазме солнечного ветра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балихин и др. (M.A. Balikhin, M. Nozdrachev, M. Dunlop, et al.), *J. Geophys. Res.* **107**, 1155 (2002).
2. Бонифази, Морено (C. Bonifazi and G. Moreno), *J. Geophys. Res.* **86**, 4397 (1981a).
3. Бонифази, Морено (C. Bonifazi and G. Moreno), *J. Geophys. Res.* **86**, 4405 (1981b).
4. Бэйл и др. (S.D. Bale, M.A. Balikhin, T.S. Horbury, et al.), *Space Sci. Rev.* **118**, 161 (2005).
5. Гослинг и др. (J.T. Gosling, M.F. Thomsen, C. Bame, et al.), *Geophys. Res. Lett.* **9**, 1333 (1982).
6. Иствуд и др. (J.P. Eastwood, E.A. Lucek, C. Mazelle, et al.), *Space Sci. Rev.* **118**, 41 (2005).
7. Кичигин Г.Н., *ЖЭТФ* **101**, 1487 (1992).
8. Кичигин Г.Н., *ЖЭТФ* **108**, 1342 (1995).
9. Кичигин Г.Н., Строкин Н.А., *Геомагнетизм и аэронавигация* **47**, 745 (2007).
10. Ока и др. (M. Oka, T. Terasawa, Y. Saito, et al.), *J. Geophys. Res.* **110**, A05101 (2005).
11. Пашман и др. (G. Paschmann, I. Scokpe, J. Papamastorakis, et al.), *J. Geophys. Res.* **85**, 4689 (1980).
12. Пашман и др. (G. Paschmann, I. Scokpe, J. Papamastorakis, et al.), *J. Geophys. Res.* **86**, 4355 (1981).
13. Соннеуп (B.U. Sonnerup), *J. Geophys. Res.* **74**, 1301 (1969).
14. Фаселиер (S.A. Fuselier), *Theory and observation. "Solar Wind Sources of Magnetospheric UltraLow-Frequency Waves"* (Ed. M.J. Engebretson, K. Takahashi, M. Scholer, Geophysical Monograph 81, Washington, D.C: American Geophysical Union, 1994.), p. 107.
15. Царатени, Родригес (B. Tsurutani and P. Rodriguez), *J. Geophys. Res.* **86**, 4319 (1981).
16. Шапиро, Усер (V.D. Shapiro and D. User), *Planetary Sp. Sci.* **51**, 665 (2003).
17. Шварц и др. (S.J. Schwartz, M.F. Thomsen, and J.T. Gosling), *J. Geophys. Res.* **88**, 2039 (1983).