

УДК 523.6

## ИОННЫЙ ФОРШОК ОКОЛОЗЕМНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ: ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

© 2021 г. Г. Н. Кичигин\*

*Институт солнечно-земной физики СО РАН (ИСЗФ СО РАН), г. Иркутск, Россия**\*e-mail: king@iszf.irk.ru*

Поступила в редакцию 20.07.2020 г.

После доработки 02.11.2020 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

Рассматриваются процессы, связанные с образованием перед фронтом околоземной бесстолкновительной ударной волны так называемой форшок-области. В рамках предлагаемой теоретической модели показано, что в рампе фронта ударной волны происходит ускорение ионов до значительных энергий. Выясняются физические условия, при которых эти ускоренные в ударном фронте ионы в итоге оказываются перед фронтом ударной волны и удаляются от него, вследствие чего их иногда относят к категории отраженных ионов. Делается вывод о том, что именно эта популяция отраженных энергичных ионов (чаще всего их называют “продольными пучками” — field-aligned beams) играет основную роль в формировании границы ионного форшока. Основные свойства продольных пучков, следующие из рассматриваемой модели, сравниваются с наблюдательными данными, полученными с помощью космических аппаратов.

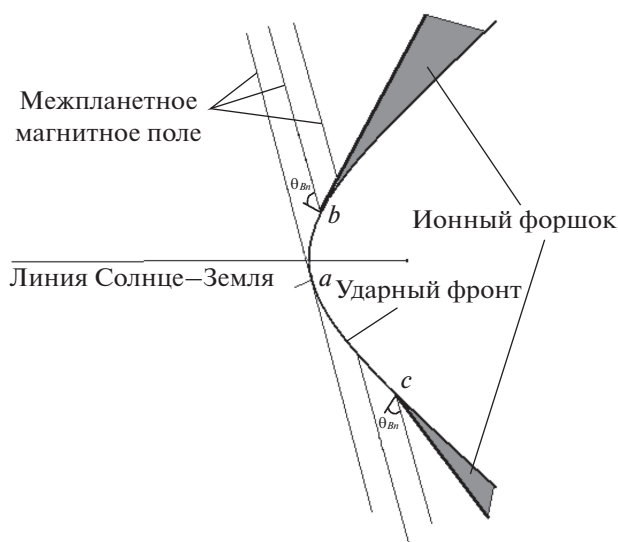
DOI: 10.31857/S001679402103007X

### 1. ВВЕДЕНИЕ

С помощью космических аппаратов (КА) сейчас твердо установлено [Paschmann et al., 1981; Bonifazi and Moreno, 1981; Eastwood et al., 2005; Oka et al., 2005; Balogh and Treumann, 2013], что перед фронтом околоземной бесстолкновительной ударной волны (БУВ) существует так называемая форшок-область (foreshock region). Наблюдения показывают, что существует две границы, которые отделяют от невозмущенной плазмы солнечного ветра (СВ), соответственно, области электронного и ионного форшоков. Схематически в плоскости эклиптики картина форшока представлена на рис. 1 в случае, когда угол между нормалью к фронту БУВ в подсолнечной точке и вектором межпланетного магнитного поля (ММП)  $\theta_{Bn}$  близок к  $90^\circ$ , т.е. силовые линии ММП почти перпендикулярны линии Солнце–Земля. На рисунке 1 граница электронного форшока практически совпадает с касательной к фронту БУВ линии ММП (на рис. 1 — это точка “a”). По обе стороны относительно точки “a” наблюдается две области ионного форшока (на рис. 1 — заштрихованы). Одна из областей располагается на утренней стороне магнитосферы (начало — в точке “b”), другая — в вечернем секторе (начало — в точке “c”), как это показано на рис. 1. Граница ионного форшока на утренней стороне магнитосферы — это линия (жирная), начинающаяся в точке “b” фронта БУВ.

Для наиболее типичного случая, когда  $\theta_{Bn} \approx 45^\circ$ , наибольший интерес представляет утренний ионный форшок, так как он со стороны Солнца занимает значительную часть области перед ударной волной.

Мы ограничимся рассмотрением процессов, происходящих в утреннем ионном форшоке. Здесь, как и в вечернем форшоке, регистрируются колебания и волны с достаточно большой амплитудой, а также наблюдаются ионы с энергиями от единиц до сотен кэВ [Paschmann et al., 1981; Bonifazi and Moreno, 1981; Fuselier, 1994; Eastwood et al., 2005; Oka et al., 2005; Balogh and Treumann, 2013; Burgess et al., 2012]. По виду энергетического распределения ионы в форшоке условно подразделяют на 5 групп [Oka et al., 2005]: (1) — пучки, движущиеся вдоль границы форшока, которые называют или “отраженными ионами”, или “продольными пучками” (FAB), (2) — диффузные, (3) — промежуточные (с признаками первых двух), (4) — гировращающиеся, (5) — ионы, сгруппированные в пакеты с одинаковой гирофазой. Из этих пяти групп только происхождение гировращающихся ионов имеет достаточно простое объяснение — это ионы, отраженные от скачка потенциала, существующего во фронте БУВ. Эти отраженные ионы совершают вращение в ММП перед фронтом БУВ и создают подножье БУВ. По поводу механизма образования всех остальных групп энергичных ионов существует множе-



**Рис. 1.** Схематическое изображение околосолнечной ударной волны и области ионного форшока в плоскости эклиптики. Вектор межпланетного магнитного поля касается в точке *a* фронта ударной волны. Граница, разделяющая область ионного форшока от плазмы невозмущенного солнечного ветра, изображена жирной линией, начинающейся в точках *b* и *c*.

ство предположений и моделей, но до сих пор общепринятого мнения о механизмах их возникновения нет. Весьма актуальная проблема — происхождение продольных пучков в форшоке — вызывает наибольший интерес, ей посвящено много публикаций, в том числе и данная работа.

## 2. СВОЙСТВА ПРОДОЛЬНЫХ ПУЧКОВ, СЛЕДУЮЩИЕ ИЗ НАБЛЮДЕНИЙ

Свойства пучков ионов, движущихся вдоль границы ионного форшока перед фронтом квазиперпендикулярной ударной волны ( $45^\circ < \theta_{Bn} < 90^\circ$ ) достаточно хорошо изучены [Paschmann et al., 1981; Bonifazi and Moreno, 1981; Fuselier, 1994; Eastwood et al., 2005; Oka et al., 2005; Burgess et al., 2012; Balogh and Treumann, 2013]. Мы их будем называть “продольные пучки”. Приведем здесь наблюдательные данные о типичных свойствах и параметрах этой популяции энергичных ионов: (1) — для типичного диапазона параметров околосолнечной БУВ продольные пучки характеризуются относительно узким спектром ионов по энергии и наблюдаются преимущественно в областях ударного фронта, где величина угла  $\theta_{Bn}$  лежит в интервале от  $60^\circ$  до  $85^\circ$ , т.е. в тех областях, где БУВ считается квазиперпендикулярной; (2) — свое движение они начинают из некоторой локальной области фронта квазиперпендикулярной БУВ и продолжают далее остронаправленно двигаться вдоль границы ионного форшока; (3) — из-

меренная скорость движения продольного пучка колеблется в пределах  $3-5 U$ , где  $U$  — скорость СВ; (4) — типичный энергетический спектр протонов пучка имеет максимум в районе 5 кэВ или больше, температура их  $100-700$  эВ, полная ширина спектра до  $30-40$  кэВ; (5) концентрация продольных протонных пучков составляет менее одного процента от концентрации протонов в плазме СВ.

## 3. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОИСХОЖДЕНИЯ ПРОДОЛЬНЫХ ПУЧКОВ

Все перечисленные выше наблюдательные свойства продольных пучков убедительно объясняются в работах [Кичигин, 2009, 2018]. В этих работах предложена простая модель ударного фронта, учитывающая величину перепада потенциала и его пространственный размер в рампе фронта БУВ. Эта модель, схематически представлена на рис. 2 и используется в данной работе. Хотя принятая нами модель довольно проста, тем не менее, она претендует на описание структуры околосолнечной БУВ, но главное достоинство модели — это то, что на ее основе получены почти все основные свойства продольных пучков. Одно из допущений модели — это одномерное приближение для каждого небольшого участка фронта вдоль поверхности ударной волны. Такой упрощенный подход обосновывается тем, что пространственный размер фронта ударной волны бесконечно мал по сравнению с радиусом кривизны околосолнечной БУВ, имеющей примерно форму параболоида. В модели также предполагается, что в пространственной области фронта, где расположен перепад потенциала, влияние магнитного поля на динамику ионов незначительно.

В принятой модели, в системе отсчета волны поток плазмы набегает по нормали к плоскости фронта (плоскость  $yz$ ) со скоростью  $u$ . Вектор магнитного поля  $\mathbf{B}$  направлен под углом  $\theta$  к нормали и имеет компоненты  $B_x$  и  $B_z$ . Перепад потенциала сосредоточен в рампе шириной  $d$ , а электрическое поле на отрезке  $0 \leq x \leq d$  направлено навстречу набегающему потоку плазмы и линейно нарастает от нуля до амплитудного значения  $E_0$ . Конвекционное стационарное электрическое поле  $E_y = uB_z/c$  направлено вдоль оси  $y$ .

В рамках рассматриваемой упрощенной модели ударного разрыва, ион с зарядом  $q$  и массой  $m$  в окрестности фронта будет двигаться согласно уравнениям движения

$$dv_x/dt = qE_x/m + qv_y B_z/mc, \quad (1)$$

$$dv_y/dt = qE_y/m + q(v_z B_x - v_x B_z)/mc, \quad (2)$$

$$dv_z/dt = -qv_y B_x/mc, \quad (3)$$

в которых компоненты поля во всем пространстве

$$B_z = B \sin \theta, \quad B_x = -B \cos \theta, \quad E_y = u B \sin \theta / c,$$

где  $c$  – скорость света.

Для строго перпендикулярной МЗУВ ( $\theta = \pi/2$ ) уравнения (1)–(3), описывающие динамику ионов в рампе в плоскости  $xOy$ , имеют аналитическое решение:

$$x = (v_{x0} - v_d) \sin(\Omega_1 \omega_H t) / \Omega_1 + v_d \omega_H t,$$

$$v_x = (v_{x0} - v_d) \cos(\Omega_1 \omega_H t) + v_d, \quad v_y = \omega_H (ut - x),$$

где  $v_{x0}$  – начальная скорость ионов, попадающих в рампу,  $\omega_H$  – ионная циклотронная частота,  $\Omega = c E_0 (2e\varphi_A/m)^{-1/2} / B$ ,  $\Omega_1 = (1 + \Omega^2)^{1/2}$ ,  $v_d = u / \Omega_1^2$ . Как видно из этих формул, частица в рампе в данном случае совершает движение с постоянной скоростью  $v_d$ , на которое накладываются колебания с частотой  $\omega_H \Omega_1$ .

Для косых МЗУВ ( $0 < \theta < \pi/2$ ) в частном, но чрезвычайно важном для рассматриваемой проблемы случае, а именно, при описании динамики захваченных в рампе частиц, аналитическое решение тоже удалось найти. Это оказалось возможным вследствие того, что для захваченных в рампе ионов величина скорости  $v_x \ll u$ . Учитывая этот факт, в нулевом приближении в уравнении (2) можно положить  $v_x = 0$  и тогда система уравнений (2)–(3) имеет точное решение:

$$v_y = utg\theta \sin \tau_1, \quad v_z = utg\theta(1 - \cos \tau_1),$$

где  $\tau_1 = \omega_H t \cos \theta$ . Эти формулы описывают колебательные движения ионов в плоскости  $yOz$  с частотой  $\omega_H \cos \theta$ . В следующем приближении, учитывая принятые нами неравенства  $v_x \ll u$ ,  $\Omega \gg 1$ ,  $\Omega \gg \cos \theta$ , получим соотношения для координаты  $x$  и компоненты скорости  $v_x$ :

$$x = (v_{x0} - u \sin^2 \theta / \Omega^2) \sin(\Omega \omega_H t) / (\Omega \omega_H) + utg\theta \sin \theta \sin \tau_1 / (\omega_H \Omega^2),$$

$$v_x = (v_{x0} - u \sin^2 \theta / \Omega^2) \cos(\Omega \omega_H t) + u \sin^2 \theta \cos \tau_1 / \Omega^2.$$

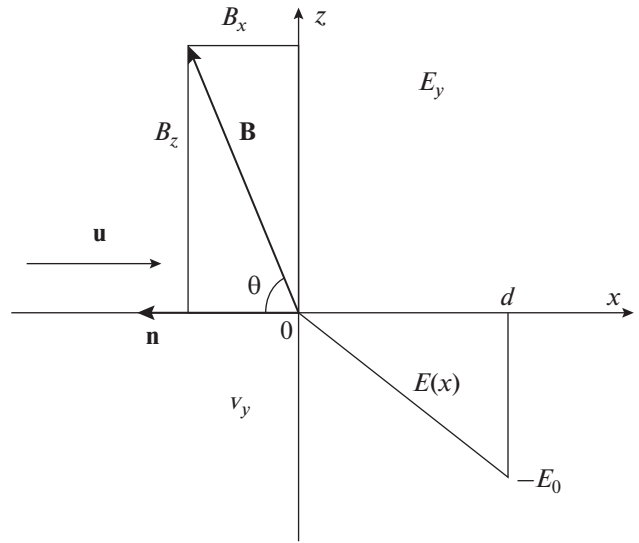
Из этих решений следует, что на колебания иона с частотой  $\omega_H \cos \theta$  накладываются колебания с более высокой частотой ( $\Omega \gg \cos \theta$ ).

Еще один случай – это динамика ионов в косой МЗУВ при  $\Omega \ll 1$ , в котором удалось найти приближенное аналитическое решение уравнений (1)–(3), которое имеет вид

$$x \approx G \sin(\Omega_2 \omega_H t) / (\omega_H \Omega_2),$$

где  $\Omega_2 = \Omega \cos \theta$ ,  $G = (u - v_{x0}) \sin^2 \theta + v_{x0}$ .

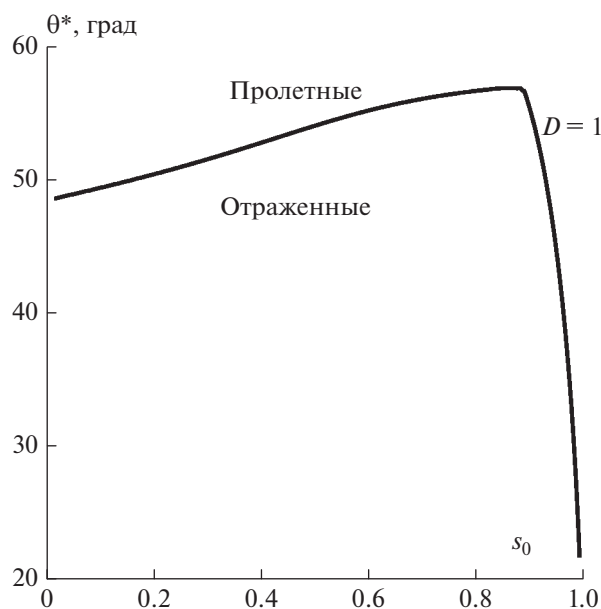
В других, более сложных ситуациях, уравнения (1)–(3) решались численными методами. Анализ полученных аналитических решений и результатов численных расчетов приводят к следующим заключениям:



**Рис. 2.** Модель структуры ударной волны, представленная в системе отсчета волны. Передняя плоскость рампы – это плоскость  $yOz$ ,  $\mathbf{n}$  – вектор нормали к рампе. Поток плазмы набегаёт перпендикулярно к плоскости  $yOz$  со скоростью  $\mathbf{u}$ . Вектор магнитного поля  $\mathbf{B}$  направлен под углом  $\theta$  к нормали  $\mathbf{n}$  и имеет компоненты  $B_x$  и  $B_z$ . Перепад потенциала сосредоточен в рампе шириной  $d$ , электрическое поле на отрезке  $0 \leq x \leq d$  направлено навстречу набегающему потоку плазмы и линейно нарастает от нуля до амплитудного значения  $E_0$ . Конвекционное стационарное электрическое поле  $E_y = u B_z / c$  направлено вдоль оси  $y$  (перпендикулярно плоскости рисунка).

1. В системе отсчета, движущейся вместе с фронтом ударной волны, все ионы, набегающие на рампу косых МЗУВ с безразмерной скоростью  $s_0$  (нормированной на скорость  $u$ ), условно можно разделить на следующие категории: (а) пролетные – это те ионы, которые сходу пересекают рампу и больше никогда в него не возвращаются; (б) отраженные – это ионы, которые после простых или сложных движений в рампе, выходят из него и удаляются от рампы вверх по течению; (в) вращающиеся – это ионы, формирующие перед рампой подножье; (г) захваченные частицы – это ионы, которые в пределах рампы медленно перемещаются относительно него, поэтому длительное, но конечное время находятся в рампе. Как вращающиеся, так и захваченные ионы присутствуют во фронте МЗУВ временно. В итоге, и те и другие оказываются в строго поперечных МЗУВ только пролетными, а в косых МЗУВ – либо пролетными, либо отраженными.

2. Найден критический угол  $\theta^*$ , который разделяет плоскость  $s_0 \theta_{Bn}$ , на которой возможно существование косых МЗУВ, на две области. Пример такой кривой взят из работы [Кичигин, 2018] и приведен на рис. 3. В одной области (с углами  $90^\circ \geq \theta_{Bn} > \theta^*$ ) все набегающие на рампу МЗУВ ио-



**Рис. 3.** Зависимость предельного угла  $\theta^*$  от скорости падающих на рампы ионов  $s_0$  (в системе отсчета, движущейся вместе с фронтом БУВ). Приведенная на рис. кривая разделяет все налетающие на рампы ионы на пролетные (для значений  $\theta$  и  $s_0$ , находящихся выше кривой) и отраженные (для значений  $\theta$  и  $s_0$ , находящихся ниже кривой). Параметр  $D = 1$ .

ны становятся пролетными, а во второй (с углами  $0 < \theta_{Bn} < \theta^*$ ) — все набегающие ионы становятся отраженными. Величина критического угла  $\theta^*$ , разделяющего набегающие на рампы ионы на пролетные и отраженные, зависит как от скорости налетающих на рампы частиц  $s_0$ , так и от пространственного размера рампы ударного фронта БУВ, который контролируется параметром  $D = M_A \psi(c/\omega_{pi})/d$ , где  $M_A$  — альфвеновское число Маха,  $\psi$  — безразмерный перепад потенциала в рампе, нормированный на энергию набегающих на рампы ионов  $mu^2/2$ ,  $\omega_{pi} = (4\pi n_0 e^2/m)^{1/2}$  — плазменная ионная частота ( $n_0$  — плотность невозмущенной ударной волной плазмы).

3. При больших значениях параметра  $D$  ( $D \gg 1$ , что соответствует малым размерам рампы:  $d \ll c/\omega_{pi}$ ) для основной части налетающих на рампы ионов, имеющих скорость, близкую к скорости волны в системе отсчета БУВ ( $s_0 \approx 1$ ), критический угол имеет значение  $\theta^* \approx 52^\circ$ . Когда параметр  $D$  становится меньше единицы ( $D < 1$ , что соответствует размеру рампы  $d > c/\omega_{pi}$ ) для значений критического угла  $\theta^* > 60^\circ$  отраженные ионы полностью отсутствуют (см., например, рис. 3). При дальнейшем уменьшении параметра  $D$  для ионов, имеющих малую скорость (в системе отсчета БУВ  $s_0 \approx 0$ ), максимальное значение критического угла не превышает  $45^\circ$ , а для основной части ионов,

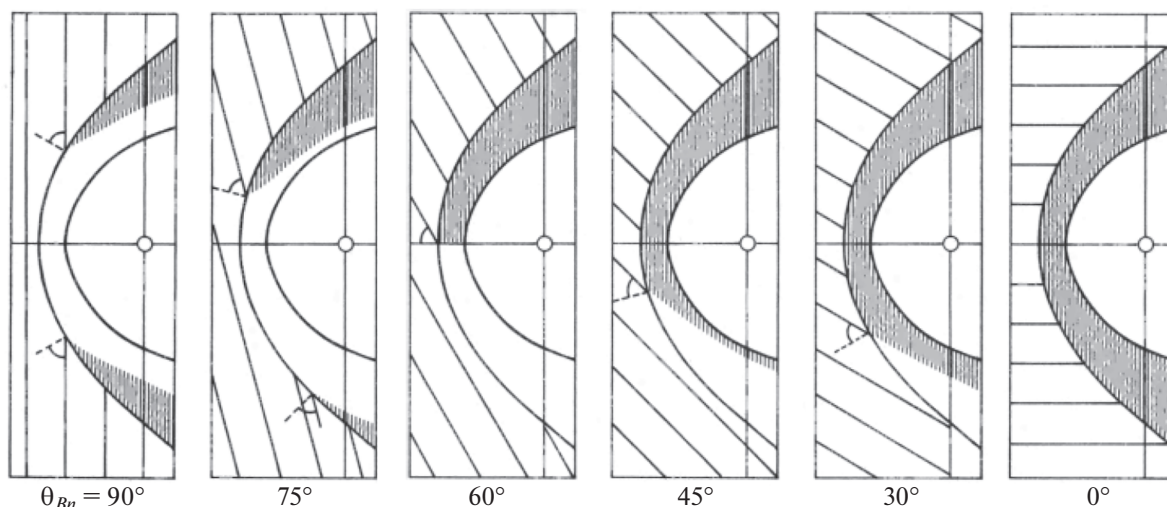
набегающих на рампы (в системе отсчета БУВ  $s_0 \approx 1$ ), критический угол  $\theta^*$  уменьшается и стремится к нулю при  $D \rightarrow 0$ . (Такая тенденция просматривается и на рис. 3).

4. В косых МЗУВ небольшая часть ионов, вследствие малой начальной скорости (в системе отсчета БУВ  $s_0 \approx 0$ ), в процессе медленного разворота в рампе оказываются временно захваченными. Эти ионы за счет серфотронного ускорения в рампе приобретают энергию вплоть до  $2D^2 mu^2$  (при  $\theta^* \approx \pi/2$ ), с такой энергией ионы выходят из рампы навстречу набегающему потоку плазмы под малым углом  $\approx (\pi/2 - \theta^*)/2$  к плоскости фронта БУВ, образуя популяцию отраженных частиц. В околоземной ударной волне предельная энергия отраженных ионов ( $2D^2 mu^2$ ) при  $\theta^* \approx \pi/2$  может достигать значений порядка 1 МэВ. Предельная энергия отраженных ионов уменьшается в зависимости от угла  $\theta^*$  как  $1/\cos^2 \theta^*$  (при условии  $\pi/4 < \theta^* < \pi/2$ ). В работах (Кичигин, 2009; Кичигин 2018) полагается, что эти отраженные ионы формируя границу ионного форшока, движутся остроуправленно вдоль этой границы и именно они представляют популяцию так называемых продольных пучков (field-aligned beam — FAB).

5. Вследствие серфотронного ускорения в рампе энергия захваченных ионов имеет резкий пик в точке, в которой угол  $\theta_{Bn}$  равен критическому ( $\theta_{Bn} = \theta^*$ ). В ближайшей окрестности критического угла  $\theta^*$ , с одной стороны, где  $\theta_{Bn} > \theta^*$ , все захваченные в ударном фронте ионы окажутся в итоге пролетными, имеющими максимальную энергию  $\approx D^2 mu^2$ , с другой стороны, где  $\theta_{Bn} < \theta^*$  все захваченные ионы окажутся в итоге отраженными, максимальная энергия которых  $\approx 2D^2 mu^2$ . Таким образом, если рассматривать случай околоземной БУВ, то около точки  $\theta_{Bn} = \theta^*$  на профиле ударного фронта как пролетные, так и отраженные ионы будут иметь максимальные энергии. Именно из этой точки (точка "b" на рис. 1) энергичные отраженные ионы начинают свое остроуправленное движение, образуя наблюдаемую на КА эжекцию продольных пучков, которые образуют границу ионного форшока.

#### 4. СРАВНЕНИЕ СВОЙСТВ ИОННОГО ФОРШОКА, СЛЕДУЮЩИХ ИЗ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ И ИЗ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ, ПОЛУЧЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

В данной работе мы хотим обратить внимание на то, что в рамках идеологии, приведенной в работах [Кичигин, 2009, 2018], достаточно убедительно объясняются как физические основы происхождения продольных пучков, так и наблюдательные данные, полученные при исследовании



**Рис. 4.** Вид магнитослоя в плоскости эклиптики при различных углах  $\theta_{Bn}$ . Заштрихованные области – это области, заполненные энергичными ионами. Показанный на рисунке угол, расположенный на границе заштрихованной области (локальный в данной точке ударной волны угол  $\theta_{Bn}$ ) равен  $60^\circ$ . (Данный рисунок – это рис. 7 из работы [Crooker et al., 1981]).

ионного форшока околоземной БУВ. Начнем с наблюдений, полученных в работе [Crooker et al., 1981], в которой с помощью приборов, установленных на спутниках ISEE 1 и ISEE 3, в окрестности околоземной ударной волны в августе–сентябре 1978 г. измерялся энергетический спектр ионов и направление ММП. В результате анализа спутниковых данных авторы работы [Crooker et al., 1981] пришли к следующим выводам: (1) – источник энергичных ионов находится не в магнитослое и не на магнитопаузе, а вероятнее всего – во фронте БУВ; (2) – энергичные ионы в магнитослое, а также популяции промежуточных и диффузных ионов перед фронтом БУВ присутствуют (отсутствуют) только тогда, когда угол  $\theta_{Bn} < 60^\circ$  ( $\theta_{Bn} > 60^\circ$ ). На рисунке 4 (это рис. 7 из работы [Crooker et al., 1981]) приведены картинки, на которых изображены области магнитослоя, где, согласно мнению авторов, присутствуют энергичные ионы. Наличие энергичных ионов в указанных на рис. 4 областях магнитослоя вполне объяснимо в рамках нашей модели: энергичные ионы из заштрихованных областей, указанных на рис. 1, вполне закономерно могут оказаться в заштрихованных областях, отмеченных на рис. 4. Далее, если предположить, что ширина фронта околоземной БУВ, которую исследовали авторы работы [Crooker et al., 1981], была порядка  $c/\omega_{pi}$  (параметр  $D \sim 1$ ), что вполне приемлемо, то результаты работы [Crooker et al., 1981] можно уверенно интерпретировать в рамках нашей модели, согласно которой для параметра  $D \sim 1$  критический угол  $\theta^*$ , больше которого перед фронтом БУВ отсутствуют продольные пучки (отраженные ионы), примерно равен  $60^\circ$  (см. рис. 3).

Критический угол  $60^\circ$  фигурирует также в работах [Oka et al., 2005; Kis et al., 2007]. Авторы работы [Oka et al., 2005] в октябре 1995 г. с помощью аппаратуры, расположенной на спутнике Geotail, исследовали свойства продольных пучков в области ионного форшока, расположенного на утренней стороне околоземной ударной волны. Они обнаружили, что если перемещаться от области квазипараллельного участка околоземной БУВ (где  $\theta_{Bn} < 45^\circ$ ) вдоль ударного фронта в направлении к подсолнечной точке (угол  $\theta_{Bn}$  при этом растет), то за точкой ударного фронта околоземной БУВ, где  $\theta_{Bn} = 60^\circ$ , величина потока продольных пучков резко падает. Цитата из абстракта работы [Oka et al., 2005]: “We have then compared the FAB flux normalized by the solar wind flux,  $F$ , with the shock angle  $\theta_{Bn}$  and have found that  $F$  falls off rapidly just above  $\theta_{Bn} > 60^\circ$ , but it maintains significant level ( $F = 0.01\%$ ) up to  $75^\circ$ ”. Это адекватно объясняется нашей моделью, в рамках которой такой поток при  $\theta_{Bn} > 60^\circ$  должен отсутствовать. (Присутствие мизерного количества продольных пучков при  $\theta_{Bn} > 60^\circ$ , наличие которых отмечают авторы работы [Oka et al., 2005], можно объяснить рассеянием пучков на колебаниях и волнах).

В работе [Kis et al., 2007] с использованием данных аппаратуры спутника Cluster (Cluster spacecraft) исследовалось рассеяние продольных пучков перед ударным фронтом околоземной БУВ. Во-первых, авторы работы [Kis et al., 2007] обнаружили, что продольные пучки движутся остронаправленно, а поперечный разброс по скоростям может расти за счет рассеяния их на колебаниях плазмы. Далее, они пишут: “Taking into

consideration the direction of the interplanetary magnetic field, the solar wind and the beam velocities and the position and shape of the bow shock, we have calculated the trajectory and the point of origin of the FAB on the bow shock surface. The results show that the FAB originates on the quasi-perpendicular side of the bow shock at a position where the  $\theta_{Bn} = 60^\circ$ . This is also in good agreement with earlier observations...". Изложенный в приведенной цитате вывод полностью вписывается в нашу концепцию.

### 5. ЭФФЕКТ ТРОИЦКОЙ-БОЛЬШАКОВОЙ В СВЕТЕ ПРЕДЛОЖЕННОЙ МОДЕЛИ

Еще один пример, в котором можно использовать нашу модель, касается эффекта Троицкой-Большаковой [Большакова и Троицкая, 1968; Большакова и др., 1987; Potarov et al., 2018]. Троицкая и Большакова обнаружили влияние ориентации ММП на амплитудный режим дневных устойчивых геомагнитных пульсаций  $Pc3$ . Они установили, что амплитуда регистрируемых на Земле пульсаций  $Pc3$  падает до нуля, когда отклонение вектора ММП от линии Солнце–Земля равно  $90^\circ$ . В настоящее время по поводу происхождения пульсаций  $Pc3$  установлено: (1) – имеется почти стопроцентная корреляция между регистрацией на Земле пульсаций  $Pc3$ , и наличием волн в пространственной области перед ударным фронтом околоземной БУВ, примыкающей к подсолнечной точке; (2) – волны в этой области возникают за счет неустойчивости потока быстрых ионов, движущихся перед фронтом околоземной БУВ [Guglielmi, 1974; Потапов, 1974]. Другими словами, в отсутствие быстрых пучков ионов перед фронтом околоземной БУВ волны в СВ не генерируются, а, следовательно, пульсации  $Pc3$  на Земле не регистрируются.

Эффект Троицкой-Большаковой, т.е. исчезновение пульсаций  $Pc3$  при  $\theta_{Bn} = 90^\circ$ , вполне объясним в рамках нашей модели. Вначале отметим, что для строго перпендикулярной МЗУВ ( $\theta_{Bn} = 90^\circ$ ) перед ее фронтом временно находятся только вращающиеся ионы, создающие подножье, а отраженных ионов (т.е. убегающих от рампа вниз по потоку) здесь не может быть в принципе. Если волна косая ( $\theta_{Bn} < 90^\circ$ ), то, как это следует из нашей модели, быстрые ионы перед фронтом БУВ будут отсутствовать для углов  $\theta_{Bn}$ , больше критического, т.е. в интервале  $\theta^* < \theta_{Bn} < 90^\circ$ . Для околоземной БУВ при  $\theta_{Bn} = 90^\circ$  в подсолнечной точке и для значений параметра  $D \sim 1$  область отсутствия продольных пучков ионов в окрестности подсолнечной точки будет максимальной при величине критического угла  $\theta^* = 60^\circ$ . Таким образом, из нашей модели следует, что если в подсолнечной точке  $\theta_{Bn} = 90^\circ$ , то перед околоземной ударной волной, в конусе углов  $60^\circ < \theta_{Bn} < 90^\circ$  быстрые ио-

ны и, следовательно, колебания будут отсутствовать, поэтому, согласно эффекту Троицкой–Большаковой, пульсации  $Pc3$  на Земле регистрироваться не будут.

### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как величина минимального критического угла, примерно равного  $60^\circ$ , так и другие свойства продольных пучков, следующие из нашей модели, уверенно согласуются с результатами наблюдений, приведенных в работах [Crooker et al., 1981; Oka et al., 2005; Kis et al., 2007]. Также, в рамках нашей модели находит достаточно простое объяснение эффект Троицкой–Большаковой [Большакова и Троицкая, 1968].

### 7. БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит В.Г. Еселевича за внимание к работе и полезные обсуждения. Автор особо признателен рецензенту за весьма полезные замечания.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках базового финансирования программы ФНИ И.16.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Большакова О.В., Троицкая В.А. Связь между направлением межпланетного магнитного поля с режимом устойчивых колебаний // ДАН. Т. 180(№ 2). С. 343–346. 1968.
- Большакова О.В., Троицкая В.А., Русакова Т.Б. Контроль межпланетным магнитным полем пульсаций  $Pc3$  в солнечном ветре и на Земле // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 27. № 2. С. 345–346. 1987.
- Кичигин Г.Н. О происхождении энергичных частиц в области форшока околоземной ударной волны // Письма в астроном. журн. Т. 35. № 4. С. 295–303. 2009.
- Кичигин Г.Н. Динамика ионов во фронте магнито-звуковых ударных волн // Солнечно-земная физика. Т. 4. № 4. С. 23–31. 2018. <https://doi.org/10.12737/szf-44201803>
- Потапов А.С. Возбуждение геомагнитных пульсаций  $Pc3$  перед фронтом околоземной ударной волны пучком отраженных ионов // Исследования по геомагнетизму, аэрномии и физике Солнца. Т. 34. С. 3–12. 1974.
- Balogh A., Treumann R.A. Physics of Collisionless Shocks. Springer Science Business Media. N.Y. 2013. <https://doi.org/10.1007/978-1-4614-6099-2>
- Bonifazi C., Moreno G. Reflected and Diffuse Ions Backstreaming From the Earth's Bow Shock 1. Basic Properties // J. Geophys. Res. V. 86. P. 4397–4404. 1981a.
- Bonifazi C., Moreno G. Reflected and Diffuse Ions Backstreaming From the Earth's Bow Shock 2. Origin // J. Geophys. Res. V. 86. P. 4405–4412. 1981b.

- *Burgess D., Möbius E., Scholer M.* Ion acceleration at the Earth's bow shock // *Space Sci. Rev.* V. 173. P. 5–47. 2012. <https://doi.org/10.1007/s11214-012-9901-5>
- *Crooker N.U., Eastman T.E., Frank L.A., Smith E.J., Russell C.T.* Energetic Magnetosheath Ions and the Interplanetary Magnetic Field Orientation // *J. Geophys. Res.* V. 86. № A6. P. 4455–4460. 1981.
- *Eastwood J.P., Lucek E.A., Mazelle C., Meziane K., Narita Y., Pickett J., Treumann R.A.* Foreshock // *Space Sci. Rev.* V. 118. P. 41–94. 2005. <https://doi.org/10.1007/s11214-005-3824-3>
- *Guglielmi A.V.* Diagnostics of the magnetosphere and interplanetary medium by means of pulsations // *Space Sci. Rev.* V. 16. P. 331–345. 1974.
- *Kis A., Scholer M., Klecker B., Kucharek H., Lucek E.A., Rème H.* Scattering of field-aligned beam ions upstream of Earth's bow shock // *Ann. Geophys.* V. 25. P. 785–799. 2007. <https://www.ann-geophys.net/25/785/2007>
- *Oka M., Terasawa T., Saito Y., Mukai T.* Field-aligned beam observations at the quasi-perpendicular bow shock: Generation and shock angle dependence // *J. Geophys. Res.* V. 110. A05101-116. 2005. <https://doi.org/10.1029/2004JA010688>
- *Paschmann G., Scopke I., Papamastorakis J., Asbridge J.R., Bame S.J., Gosling J.T.* Characteristics of reflected and diffuse ions upstream from the Earth's bow shock // *J. Geophys. Res.* V. 86. P. 4355–4364. 1981. <https://doi.org/10.1029/JA086iA06p0435>
- *Potapov A.S., Polyushkina T.N., Guglielmi A.V.* Troitskaya–Bolshakova effect as a manifestation of the solar wind wave turbulence // *Planet. Space Sci.* V. 151. P. 78–84. 2018.