

УДК 533.9(201)

СЕРФОТРОННОЕ УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ ВО ФРОНТЕ ОКОЛОЗЕМНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Г.Н. Кичигин

SURFATRON ACCELERATION OF PARTICLES WITHIN THE FRONT OF THE EARTH'S BOW SHOCK

G.N. Kichigin

Исследована эффективность серфотронного ускорения частиц в окрестности околоземной ударной волны. Для исследования используется достаточно простая теоретическая модель, в рамках которой удастся подробно изучить весь процесс ускорения. Рассматривается случай, когда вектор скорости набегающего на ударный фронт потока солнечного ветра и вектор межпланетного магнитного поля ориентированы произвольно по отношению к плоскости фронта.

The efficiency of surfatron acceleration of particles in the Earth's bow shock is investigated. Rather simple theoretical model is used for research which makes it possible to study an acceleration process in detail. The case is considered, in which the vector of solar wind velocity flux oncoming the shock front and the interplanetary magnetic field vector are oriented arbitrary relative to the shock front plane.

Введение

Как известно из теории [1], ударные волны (УВ) в бесстолкновительной плазме – это специфический класс нелинейных волн, которые образуются вследствие конкуренции процессов, приводящих, с одной стороны, к нелинейному укручению волновых возмущений и, с другой стороны, – к дисперсии. К таким волнам относится и околоземная УВ, которая классифицируется как магнитозвуковая ударная волна (МЗУВ). Достаточно мощные возмущения в плазме, приводящие к возбуждению УВ, передают этим волнам значительную часть своей энергии, которая затем переносится УВ на большие расстояния. Часть кинетической энергии УВ может передаваться незначительной доле частиц, приводя к ускорению их до высоких энергий. Большой интерес к ускорительным процессам в УВ объясняется тем, что именно за счет этих процессов происходит формирование в космической плазме потоков частиц больших энергий – космических лучей.

Серфотронный механизм ускорения (коротко – серфинг) впервые был предложен Сагдеевым [1] при рассмотрении движения ионов во фронте МЗУВ, а в работе [2] он впервые был привлечен для объяснения наличия протонов больших энергий на Солнце. В недавней работе [3] на основе серфинга предложена модель происхождения космических лучей в Галактике. Мы покажем, что за счет серфотронного механизма ускорения в ударном фронте околоземной МЗУВ можно получить энергии частиц, значения которых сравнимы с наблюдаемыми величинами. В предлагаемой статье используется модель, описывающая структуру фронта МЗУВ, которая позволяет подробно изучить процесс серфинга во фронте УВ. Данный подход использовался нами ранее [4] и применялся для исследования серфинга и другими авторами.

1. Расчет траекторий и энергии ионов во фронте МЗУВ

Прежде, чем перейти к изложению постановки задачи, приведем основные характеристики околоземной УВ, следующие из анализа спутниковых

измерений ее параметров.

1. Околоземная УВ в связи с переменчивостью параметров плазмы набегающего на Землю солнечного ветра (СВ) нестационарна, что существенно отличает ее от лабораторных, солнечных и межпланетных МЗУВ, которые как правило квазистационарны. Минимальное время изменения макроскопических параметров ударного фронта составляет порядка ионного ларморовского периода.

2. Структура фронта околоземной УВ практически одинакова для векторов межпланетного магнитного поля (ММП), которые располагаются вне поверхности конуса, ось которого совпадает с нормалью к фронту, а угол раствора конуса равен примерно 50° .

3. Ширина фронта околоземной МЗУВ во всех случаях существенно меньше характерных макроскопических размеров УВ, которые сравнимы с размерами магнитосферы. Вследствие этого отдельные достаточно протяженные участки ударного фронта, сопоставимые с поперечными размерами магнитосферы, можно рассматривать как плоские.

4. В межпланетных и солнечных МЗУВ вектор скорости налетающего на фронт потока плазмы СВ перпендикулярен к плоскости фронта. В околоземной МЗУВ это не так, что в общем случае связано со спецификой образования УВ при обтекании тел сверхзвуковым потоком.

5. Важно отметить, что в ударном фронте МЗУВ, кроме скачков магнитного поля, скорости и плотности всегда имеется скачок потенциала. Это означает, что во фронте заряженные частицы движутся в электрическом и магнитном полях, причем влияние электрического поля на динамику частиц во фронте существенно. Скачки потенциала во фронте достаточно часто наблюдаются на масштабах, сравнимых с инерционной длиной c/ω_{pe} и электронным дебаевским радиусом v_{Te}/ω_{pe} (здесь c – скорость света, v_{Te} и ω_{pe} – тепловая скорость и ленгмюровская частота электронов соответственно). Как правило, на размере таких скачков величина магнитного поля во фронте постоянна, поэтому скачок потенциала можно считать изомагнитным.

2.1. Постановка задачи и основные уравнения

Учитывая изложенные выше характеристики околоземной УВ, используем следующую теоретическую модель, описывающую структуру ударного фронта. Для одномерной задачи предположим, что УВ распространяется в плазме **против оси X** со скоростью U , причем считаем, что $U \ll c$, где c – скорость света. Будем считать, что структура ударного фронта задана и не меняется в процессе ускорения частиц, захваченных во фронте. Как показано в [4], при серфинге крайне незначительно число захваченных во фронте волны частиц, которые подвергаются ускорению, поэтому влиянием их на структуру ударного фронта в нулевом приближении можно пренебречь. Учитывая это, можно рассматривать движение ускоряемых ионов в одночастичном приближении.

В принятой упрощенной модели ударного фронта перейдем в систему отсчета волны, в которой ось X направим перпендикулярно фронту. В системе волны будем считать ударный фронт плоским слоем, ограниченным по X от $x = 0$ до $x = d$. В этом слое потенциал $\phi(x)$ принят линейно нарастающим от нуля до величины ϕ_m , а далее за фронтом остается постоянным. Таким образом, электрическое поле в слое направлено **против оси X**, однородно и постоянно, имеет величину $E = \phi_m/d$, а за пределами слоя равно нулю. Предположим, что размер слоя настолько мал, что в пределах слоя и в его окрестности магнитное поле можно считать однородным и постоянным, т. е. мы рассматриваем МЗУВ с изомагнитным скачком потенциала. Считаем, что вектор скорости налетающего на фронт потока плазмы \mathbf{U} и вектор постоянного и однородного магнитного поля \mathbf{B} направлены под произвольными углами к плоскости ударного фронта (рис. 1). Выберем систему координат таким образом, чтобы ось Z была направлена вдоль проекции вектора магнитного поля на плоскость фронта, тогда вектор магнитного будет иметь компоненты B_x, B_z . Если обозначить угол между вектором \mathbf{B} и положительным направлением оси X через α , тогда $B_x = B \cos \alpha$, $B_z = B \sin \alpha$, где B – модуль магнитного поля. Что касается электрического поля, то, кроме упомянутого постоянного электрического поля, направленного **против оси X**, во всем пространстве в системе волны существует однородное постоянное электрическое поле $\mathbf{E}_c = -\mathbf{U} \times \mathbf{B} / c$.

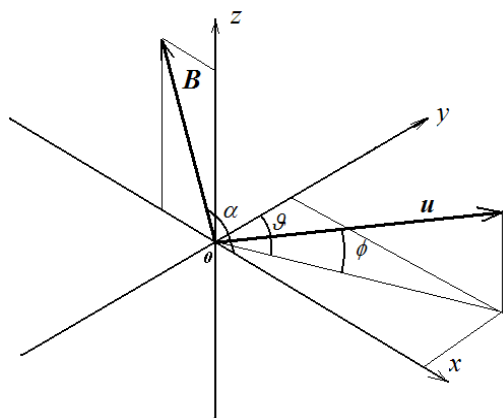


Рис. 1. Ориентация векторов скорости \mathbf{U} и магнитного поля \mathbf{B} относительно фронта УВ, расположенного в плоскости $Y0Z$.

В заданных электромагнитных полях в системе волны ион в окрестности фронта будет двигаться согласно уравнениям движения, которые мы запишем в безразмерном виде:

$$d\beta/d\tau = (\beta_y - D - \beta \cos \Phi \cos \vartheta) \sin \alpha, \quad (1)$$

$$d\beta_y/d\tau = (\beta \cos \Phi \sin \vartheta - \beta_x) \sin \alpha + (\beta_z - \beta \sin \Phi) \cos \alpha, \quad (2)$$

$$d\beta_z/d\tau = (\beta \cos \Phi \cos \vartheta - \beta_y) \cos \alpha, \quad (3)$$

где $\beta_x, \beta_y, \beta_z$ – компоненты скорости иона, нормированные на скорость света, безразмерное время $\tau = \omega_B t$ ($\omega_B = eB/mc$ – ларморовская частота иона с массой m и зарядом e). В уравнениях (1)–(3) параметр D равен величине $D = E/B_z$ в слое $0 \leq x \leq d$ и нулю вне этого слоя, углы α, Φ и ϑ , характеризующие наклон векторов \mathbf{U} и \mathbf{B} к осям координат, показаны на рис. 1. Применение нерелятивистских уравнений (1)–(3) для описания движения иона во фронте УВ оправдано тем, что в околоземной УВ для параметров β и D справедливы неравенства $\beta \ll 1, D \ll 1$.

В данной работе мы проанализируем зависимость от углов α, Φ и ϑ предельной энергии, получаемой ионами при серфинге. Имея в виду приложения рассматриваемой теории, мы подробно исследуем три наиболее важные конфигурации для ударных волн: 1) строго поперечная МЗУВ ($\alpha = \pi/2, \Phi = 0^\circ, \vartheta = \pi/2$); 2) «косая» МЗУВ, в которой направление падающего на фронт потока перпендикулярно фронту ($\Phi = 0^\circ, \vartheta = \pi/2$), но вектор магнитного поля наклонен к плоскости фронта ($\alpha \neq \pi/2$, «лобовая» точка околоземной УВ); 3) углы α, Φ и ϑ имеют произвольные значения. По-видимому, наиболее распространенными в природе для МЗУВ являются случаи 1 и 2, когда вектор скорости набегающего на ударную волну **потока среды** практически перпендикулярен фронту. Геометрия случая 3 характерна для околоземной УВ. Прежде чем перейти к результатам численных расчетов, кроме введенных выше параметров β и D определим еще безразмерный параметр $\psi = 2e\phi_m/(mU^2)$.

2.2. Поперечная МЗУВ

Движение ионов в окрестности фронта поперечной МЗУВ ($\alpha = \pi/2, \Phi = 0^\circ, \vartheta = \pi/2$) для случая, когда параметр $D \ll 1$, подробно изучен в работе [4]. Тогда траектория иона лежит в плоскости $X0Y$. Как показывает анализ [4], захваченная частица, ускоряясь вдоль оси Y под действием поля $E_y = \beta B_z$, колеблется вдоль оси X около точки $x = 0$, медленно дрейфует в положительном направлении оси X и, в конце концов, уходит за фронт волны ($x > d$), причем захват иона прекращается, когда компонента скорости β_y приближается к величине D . Время захвата, т. е. время ускорения иона при этом равно $\tau_y = D/\beta$, а энергия для характерной ширины скачка потенциала $d \approx c/\omega_{pe}$ и $\psi \approx 1$ равна максимально возможной: $E_{km} \approx mc^2 D^2/2 \approx \mu m U^2/2$, где μ – отношение массы иона к электронной массе. Отметим, что оценка максимальной энергии $E_{km} \approx \mu m U^2/2$ при $D \ll 1$ впервые приведена в работе [1].

Интересно знать реальные значения величин, которые следуют из приведенных выше оценок времени ускорения и предельной энергии, для протонов, ускоренных за счет серфинга во фронте околозем-

ной УВ. Для этого возьмем типичное значение скорости солнечного ветра $U \approx 400$ км/с, т. е. $\beta \approx 10^{-3}$, типичное значение параметра $D \approx 3 \cdot 10^{-2}$ ($d \approx c/\omega_{pe}$ и $\psi \approx 1$) и отсюда получим величины предельной энергии $E_{km} \approx 500$ кэВ и времени ускорения $t_y \approx 30/\omega_B$, где ω_B – ларморовская частота протона. Уже из этой грубой оценки следует высокая эффективность серфинга: за время, сравнимое с ларморовским периодом, протоны могут получить энергии порядка нескольких сотен киловольт, что сравнимо с наблюдаемыми энергиями протонов, происхождение которых связывают с ускорительными процессами во фронте околослойной МЗУВ.

2.3. Косая МЗУВ

Перейдем к исследованию процесса серфинга для лобовой точки околослойной УВ, в которой поток плазмы, налетающей на фронт, движется перпендикулярно фронту. Полагаем, что угол α , характеризующий направление вектора ММП, отличается от прямого угла. В этом случае уравнения (2), (3) приобретают вид:

$$d\beta_y/d\tau = (\beta - \beta_x)\sin\alpha + \beta_z\cos\alpha; \quad d\beta_z/d\tau = -\beta_y\cos\alpha.$$

Как следует из [4], для того чтобы частицы попали в разряд идеально захваченных, начальное значение компоненты скорости β_{x0} должно быть очень малым по сравнению с $\beta_x \approx \beta_{x0}$ в процессе всего времени ускорения, поэтому, считая $\beta_x \ll \beta$, положим $\beta_x = 0$, и тогда приведенные выше уравнения можно один раз проинтегрировать, в результате чего получим:

$$\beta_y = \beta\tau\sin\alpha + z\cos\alpha, \quad \beta_z = -y\cos\alpha.$$

Здесь мы приняли $\beta_y = \beta_z = 0$ при $\tau = 0$. Эти уравнения имеют аналитические решения (здесь и ниже мы полагаем $\alpha \neq \pi/2$):

$$\beta_y = \beta\tau\sin\alpha, \quad (4)$$

$$\beta_z = \beta\tau\cos\alpha(1 - \cos\tau), \quad (5)$$

где $\tau_1 = \tau\cos\alpha$. С помощью (4), (5) получим соотношение для кинетической энергии:

$$E_K = mc^2(\beta_y^2 + \beta_z^2)/2 = mU^2\tau^2\alpha^2(1 - \cos\tau_1). \quad (6)$$

Наша основная задача – выяснить, как ведет себя предельная энергия идеально захваченного иона в зависимости от угла α . Как показывает анализ уравнений (1)–(3), закономерности движения ионов по всем осям симметричны относительно угла $\alpha = \pi/2$. Учитывая это, рассмотрим движение ионов в интервале углов $\pi/2 > \alpha > 0$. Как следует из расчетов (рис. 2), при уменьшении угла, начиная от $\alpha = \pi/2$, предельная энергия медленно растет. На этом этапе вышедшие из захвата ускоренные ионы уходят за фронт волны. При дальнейшем уменьшении угла α вблизи некоторого критического угла α_k величина энергии резко возрастает до максимума (см. рис. 2), после чего начинает падать в соответствии с (6) как $\tau^2\alpha$. Как показывают расчеты, при $\alpha < \alpha_k$ условия выхода ионов из процесса ускорения кардинально меняются: выход из захвата, частицы уходят в область перед фронтом, при этом частицы выходят из захвата и прекращают набирать энергию в момент времени $\tau \approx \pi/\cos\alpha$. До этого момента зависимости величин β_y , β_z и E_K от времени описываются формулами (4)–(6), а в момент времени $\tau \approx \pi/\cos\alpha$, когда скорость β_y стано-

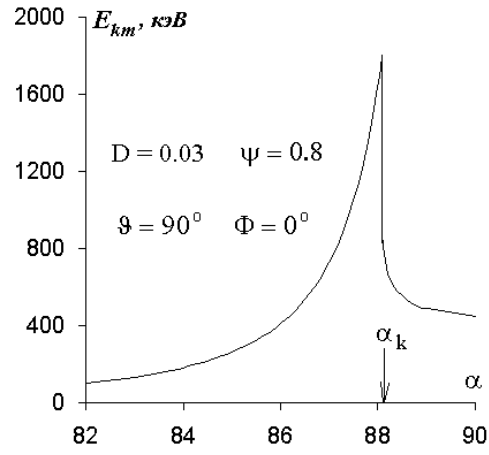


Рис. 2. Зависимость предельной энергии E_{km} от угла α .

вится отрицательной, на частицу перед фронтом ($x < 0$, $D = 0$) согласно уравнению (1) действует сила, отталкивающая ее от фронта, и она, выйдя из захвата, остается перед фронтом и медленно удаляется от него. При $\alpha \approx \alpha_k$ время ускорения возрастает по сравнению со случаем $\alpha > \alpha_k$ примерно вдвое, за счет чего и происходит резкий скачок энергии при прохождении критического угла в процессе изменения α . Энергия иона в этот момент, максимально возможная, определяется величиной компоненты β_z и выражается формулой (6) при $\tau_1 \approx \pi$: $E_{km} = 2m(U\tau\alpha)^2$. Отсюда следует, что при $\alpha < \alpha_k$ предельная энергия E_{km} в косой МЗУВ не зависит от параметра D , а только от скорости волны β и угла α .

Величину критического угла α_k можно оценить из следующих соображений. Принимая во внимание то, что, с одной стороны, время ускорения равно $\tau \approx 2D/\beta$, а с другой стороны, $\tau \approx \pi/\cos\alpha_k$, можно найти соотношение $\cos\alpha_k \approx \pi\beta/2D$, которое дает величины α_k , удовлетворительно согласующиеся с расчетными. Имея оценку угла α_k , можно оценить максимальную энергию при $\alpha = \alpha_k$. Учитывая, что для параметров околослойной МЗУВ $\beta/D \ll 1$ и, следовательно, $\sin\alpha_k \approx 1$, получим величину энергии $E_{km} = 2m(U\tau\alpha_k)^2 \approx 2mc^2(2D/\pi)^2 \approx 2mc^2D^2$, которая, в согласии с расчетами (см. рис. 2), превышает предельную энергию для случая строго поперечной МЗУВ. Как следует из рис. 2, для углов, близких к критическому, энергия для типичных параметров плазмы в ударном фронте достигает значений порядка 1 МэВ, а в интервале углов $\alpha = 90^\circ \pm 10^\circ$ предельная энергия превышает 100 КэВ.

Таким образом, в косой МЗУВ в отличие от строго перпендикулярной мы наблюдаем два варианта прекращения ускорения ионов: 1) при углах $\alpha_k < \alpha \leq \pi/2$ ионы, выходя из захвата, попадают за фронт волны; 2) при углах $\alpha < \alpha_k$ вышедшие из захвата ионы попадают в зону перед фронтом. В первом варианте предельная энергия больше, чем при $\alpha = \pi/2$, за счет того, что, кроме возрастания в процессе ускорения компоненты скорости β_y , как это происходит и при $\alpha = \pi/2$, здесь еще увеличивается компонента β_z . Обратим еще раз внимание на то, что в первом варианте ускоренные во фронте частицы в конце концов выходят из захвата и уносят вместе с собой всю приобретенную энергию за фронт волны, причем

все ускоренные частицы движутся в плоскости $ХОУ$, т. е. под прямым углом к магнитному полю. Во втором варианте в отличие от первого предельная энергия уносится ускоренными частицами в область перед фронтом, а весь поток ускоренных ионов движется по оси Z , т. е. параллельно силовым линиям ММП. В итоге, при углах α , близких к $\alpha = \pi/2$ (фактически при $80^\circ < \alpha < 100^\circ$), в косоугольной МЗУВ за счет серфинга ионы могут ускориться до энергии, по порядку величины сравнимой с предельной энергией, которую ионы приобретают в строго перпендикулярной МЗУВ. При этом ускорение происходит как в параллельных силовым линиям ММП, так и в перпендикулярном им направлениях, а ускоренные ионы могут находиться как перед фронтом волны, так и за ним.

2.4. МЗУВ с произвольными значениями углов α , Φ и ϑ

В данном разделе, полагая, что угол α не слишком мал, мы исследуем зависимость предельной энергии от углов Φ и ϑ , которые определяют направление вектора скорости потока относительно плоскости фронта. Будем полагать, что эти углы изменяются в интервалах: $-\pi/2 \leq \Phi \leq \pi/2$ и $0 \leq \vartheta \leq \pi$. Для углов, лежащих за пределами этих интервалов, скорость потока плазмы будет направлена от фронта, что физически не имеет смысла. На рис. 3, 4 приведена зависимость предельной энергии от Φ и ϑ для $\alpha = \pi/2$ и для критического угла $\alpha = \alpha_k$ соответственно. Как видно из этих рисунков, для α , близких $\pi/2$, зависимость энергии от Φ симметрична относительно $\Phi = 0$ и асимметрична относительно ϑ . Из рис. 5, 6, на которых $\alpha = 75^\circ$ и $\alpha = 60^\circ$, видно, что при уменьшении α максимум энергии смещается в сторону отрицательных Φ и зависимость энергии становится симметричной относительно ϑ . Самый примечательный факт, следующий из этих графиков, состоит в том, что мы наблюдаем ускорение ионов даже в тех случаях, когда вектор скорости потока, падающего на фронт УВ, почти параллелен фронту или магнитному полю. Таким образом, ускорение ионов при серфинге

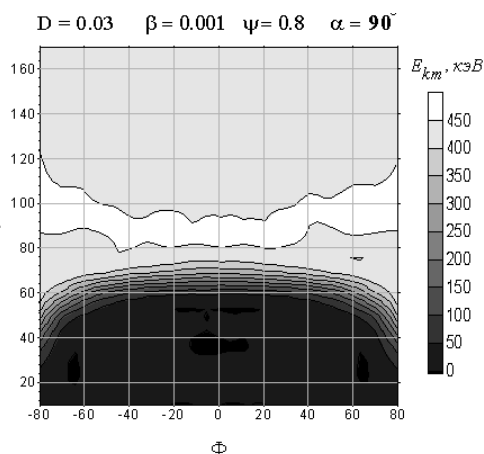


Рис. 3. Зависимость предельной энергии E_{km} от углов Φ и ϑ при заданном значении угла $\alpha = \pi/2$.

имеет место, как при прямом, так и при наклонном падении потока плазмы на фронт, а эффективность серфотронного ускорения остается достаточно высокой для значений $\pi/3 < \alpha < 2\pi/3$, $-\pi/2 < \Phi < \pi/2$,

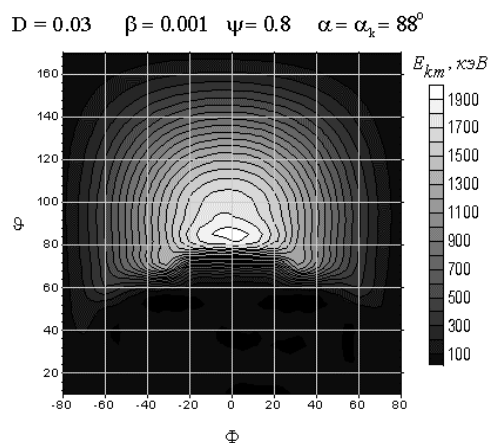


Рис. 4. Зависимость энергии E_{km} от углов Φ и ϑ для угла $\alpha = \alpha_k \approx 88^\circ$.

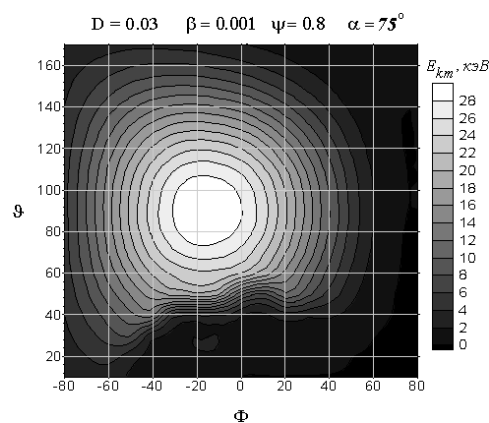


Рис. 5. Зависимость энергии E_{km} от углов Φ и ϑ для угла $\alpha = 75^\circ$.

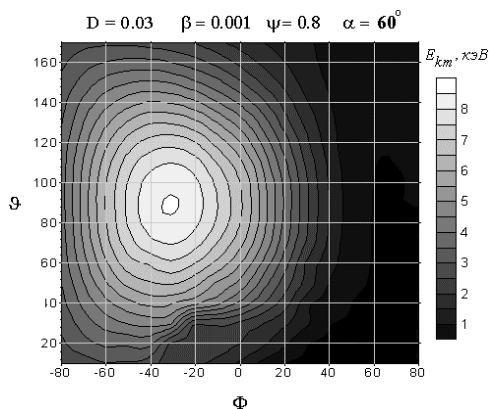


Рис. 6. Зависимость энергии E_{km} от углов Φ и ϑ для угла $\alpha = 60^\circ$.

$80^\circ < \vartheta < 180^\circ$. Как видно из рис. 2–6, для типичных параметров околоземной ударной волны, указанных на рисунках, в приведенном диапазоне углов энергии протонов не опускается ниже 10 кэВ.

3. Выводы

1. Для околоземной УВ показано, что серфотронное ускорение эффективно в случае, когда векторы и магнитного поля, и скорости падающего на фронт потока плазмы СВ наклонены к плоскости фронта, причем величина предельной энергии ускоренных протонов в основном зависит от угла наклона к фронту магнитного поля и очень слабо – от на-

клона вектора потока СВ.

2. В результате серфотронного механизма ускорения ионы получают энергии, величины которых сравнимы с наблюдаемыми в околосветовой УВ.

3. Выход ускоренных ионов наблюдается как за фронт МЗУВ, так и в область перед фронтом УВ. Ускорение происходит по направлению как параллельному ММП, так и перпендикулярному ему. Наиболее эффективен набор энергии в ударном фронте в диапазоне углов $\pi/3 < \alpha < 2\pi/3$, $-\pi/2 < \Phi < \pi/2$, $80^\circ < \vartheta < 180^\circ$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сагдеев Р.З. // Вопросы теории плазмы / Под ред. Леонтовича М.А. М.: Атомиздат, 1964. Вып. 4. С. 20.
2. Gubchenko V.M., Zaitsev V.V. // Solar Phys. 1979. V. 63. P. 337.
3. Кичигин Г.Н. // ДАН. 2003. Т. 392, № 4. С. 470.
4. Кичигин Г.Н. // ЖЭТФ. 1992. Т. 101. Вып. 5. С. 1487.

Институт солнечно-земной физики СО РАН