

# ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УСКОРЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ СО СКОРОСТЯМИ МЕНЬШЕ 1000 км/с

С. Н. Танеев\*

*Институт космических исследований и астрономии им. Ю. Г. Шафера  
Сибирского отделения Российской академии наук  
Якутск, 677027, Россия*

Поступила в редакцию 20 марта 2025 г.,  
после переработки 20 марта 2025 г.  
Принята к публикации 16 апреля 2025 г.

На основе теории диффузионного ускорения заряженных частиц проведено исследование численными методами спектров солнечных космических лучей, произведенных ударными волнами, образованными корональными выбросами массы, в нижней короне Солнца с известными параметрами солнечной плазмы. Показано, что на ударных волнах со скоростями, меньшими 1000 км/с, протоны могут быть ускорены до энергий  $\gtrsim 10^5$  МэВ на расстоянии до  $\lesssim 1.3R_\odot$  ( $R_\odot$  — радиус Солнца). Проанализировано формирование суммарного спектра  $N(\varepsilon)$  ускоренных протонов и его квазиэкспоненциального «завала» (область кинетических энергий  $\varepsilon \gtrsim \varepsilon_{max}$ , где максимальная энергия  $\varepsilon_{max}$  — это энергия, разграничивающая основную часть и «завал» в спектре  $N$ ), поскольку наиболее высокоэнергичные солнечные космические лучи, регистрируемые во время особенно мощных событий наземными детекторами (нейтронными мониторами и мюонными телескопами), принадлежат именно к «завалу» спектра  $N$  ускоренных частиц. Рассмотрено влияние величины напряженности магнитного поля и потока энергии альфвеновских волн в основании солнечной короны, а также показателя наклона спектра альфвеновских волн от частоты, на процесс ускорения протонов.

DOI: 10.31857/S0044451025070089

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие теории диффузионного ускорения заряженных частиц применительно к явлениям во внутренней гелиосфере (области, ограниченной орбитой Земли) необходимо для детального понимания процессов формирования спектров энергичных ионов ударными волнами.

Теория диффузионного ускорения берет свое начало с пионерских работ Крымского [1], в которой автор назвал эту теорию регулярным механизмом ускорения, и Аксфорда и др. [2]. Более подробно ознакомиться с теорией можно, например, в монографии Бережко и др. [3], а также в обзоре Бережко и Крымского [4]. Обзор Мирошниченко [5] охватывает современное состояние исследований солнеч-

ных космических лучей (СКЛ), а теоретическое исследование Ли [6] вводит в теорию диффузионного ускорения СКЛ ударными волнами.

Анализ механизмов ускорения частиц в космической плазме, а также поиск среди них доминирующих, одним из которых является диффузионное ускорение заряженных частиц на фронтах ударных волн, проведены в обзоре Панасюка и Мирошниченко [7].

Цикл работ Бережко и Танеева по развитию теории диффузионного ускорения заряженных частиц во внутренней гелиосфере начался со статьи по исследованию этого явления на околоземной ударной волне [8]. В ней был обнаружен ряд новых особенностей, заключающихся в немонотонном ходе установления энергетического спектра ускоренных частиц и самосогласованного спектра альфвеновских волн.

Для понимания и детального объяснения явления генерации СКЛ ударными волнами, бегущими

\* E-mail: taneev@ikfia.ysn.ru

от Солнца в межпланетное пространство, Бережко и Таневым [9] была разработана линейная (несамосогласованная) теория ускорения СКЛ ударными волнами до релятивистских энергий в нижней солнечной короне, в которой ускоряемые частицы имеют коэффициенты диффузии  $\kappa(\varepsilon, r)$ , задаваемые аналитически.

Линейная теория [9] является первым примером применения теории диффузионного ускорения заряженных частиц с учетом конечности размеров ударной волны (в сферическом приближении), адиабатического замедления ускоренных частиц в расширяющемся потоке солнечного ветра, а также известных параметров плазмы солнечной короны.

Как показано в работе [9], эффективность ускорения частиц уменьшается с увеличением гелиоцентрического расстояния  $r$  от Солнца из-за ослабления ударной волны (уменьшения ее альфвеновского числа Маха  $M_A$ ) и роста коэффициента диффузии  $\kappa(\varepsilon, r)$ , отчего основная часть СКЛ производится в области  $r < 4R_\odot$ , где  $R_\odot$  — радиус Солнца.

Учет генерации альфвеновских волн ускоряемыми частицами привел к созданию Бережко и Таневым [10] квазилинейной (самосогласованной) теории диффузионного ускорения СКЛ на фронте корональной ударной волны, в которой коэффициент диффузии  $\kappa(\varepsilon, r)$  частиц определяется степенью генерации ими альфвеновских волн.

Влияние коронального выброса массы (КВМ) на процесс ускорения СКЛ ударной волной в рамках линейной теории впервые рассмотрено в статье Петуховой и др. [11]. Отметим, что в англоязычной литературе для обозначения КВМ используют аббревиатуру CME (coronal mass ejection).

Далее в работе Танеева и др. [12] были проведены теоретические исследования численными методами квазилинейного варианта теории ускорения СКЛ ударными волнами с учетом влияния на этот процесс КВМ. В рамках теории [12] и ее применения к исследованию события 7 мая 1978 г. [13] показано, что учет КВМ существенно уменьшает величину максимальной энергии  $\varepsilon_{max}$  суммарного спектра  $N(\varepsilon)$  ускоренных частиц.

На основе изученной в обзоре [5] литературы можно сделать два обобщения. Во-первых, события со спектрами СКЛ, содержащими протоны релятивистских энергий  $> 10^3$  МэВ, происходят в наиболее сильных вспышках на Солнце благодаря ускорению заряженных частиц электрическим полем в токовом слое. Во-вторых, события со спектрами СКЛ, в которых энергии протонов  $\lesssim 10^3$  МэВ, могут быть

связаны как с ускорением в токовом слое в слабых вспышках, так и с ударными волнами.

Исследование Танеева и Бережко [14] показало возможность ускорения протонов до энергий  $\gtrsim 10^5$  МэВ (вероятность появления которых в СКЛ приведена в [5]) на фронте быстрой ударной волны (без учета КВМ), бегущей от Солнца с постоянной скоростью  $V_S = 5000$  км/с.

Также в [14] показано сильное влияние уровня фоновой альфвеновской турбулентности (расчеты проводились с «типичным» [10], а также с увеличенным и с уменьшенным в 10 раз относительно него) в среде перед ударным фронтом ( $r > R_S$ , где  $R_S$  — радиус ударной волны) на величину  $\varepsilon_{max}$  в спектре  $N(\varepsilon)$ : как и в теории [3, 4], чем больше магнитной энергии в альфвеновских волнах (меньше коэффициент диффузии  $\kappa(\varepsilon, r > R_S)$  частиц), тем больше максимальная энергия  $\varepsilon_{max}$  и «жестче» квазиэкспоненциальный хвост («завал»). В работе [14] все расчеты проводились с показателем наклона  $\beta = 5/3$  спектра волн от частоты  $\nu$ .

В статье принят сценарий ускорения СКЛ ударной волной в нижней короне Солнца, приведенный в работе [14]. Согласно ему в момент начала пересоединения силовых линий магнитного поля  $\mathbf{B}$  происходит образование КВМ и начинается его разгон из хромосферы в нижнюю солнечную корону. Часть энергии КВМ передается на образование ударной волны, на фронте которой самые быстрые ионы разогретой фоновой плазмы вовлекаются в процесс диффузионного ускорения. По мере распространения ударной волны от Солнца частицы ускоряются до предельно возможных энергий  $\varepsilon \gtrsim \varepsilon_{max}$ , содержащихся в «завале» суммарного спектра  $N(\varepsilon)$ , которые далее будем называть частицами предельных энергий.

Как и в [13], в настоящей работе принято, что поток энергии альфвеновских волн  $F_w$  в диапазоне частот  $10^{-3} < \nu < 5 \cdot 10^{-2}$  Гц в основании солнечной короны может значительно превышать типичную величину  $\approx 10^6$  эрг/(см<sup>2</sup>·с) (см. [15]), необходимую для разгона солнечного ветра, над местом вспышки до начала ее главной фазы — взрыва.

Отметим, что под «типичным» фоновым уровнем альфвеновской турбулентности здесь подразумевается фоновый спектр, предложенный в работе [10], который сформирован потоком энергии  $F_w = 10^6$  эрг/(см<sup>2</sup>·с) альфвеновских волн и имеет показатель наклона  $\beta = 5/3$  во всей области частот.

Поток энергии волн  $F_w \gg 10^6$  эрг/(см<sup>2</sup>·с) может быть вызван распространением перед главной фазой вспышки вдоль открытых силовых линий

магнитного поля  $\mathbf{B}$ , охватывающих активную область на Солнце или примыкающих к ней, в солнечную корону неустойчивостей в виде низкочастотных альфвеновских волн большой амплитуды и плотностью магнитной энергии, многократно превышающей средние значения, которые, предположим, были возбуждены передачей в пространство вне пределов области формирования вспышки сильных импульсных возмущений среды, вызванных наиболее динамичными предвспышечными процессами внутри активной зоны.

Часть энергии этих волн до достижения высоты  $\lesssim 1.1R_{\odot}$  уходит на формирование, вызванное прямым энергетическим каскадом, «мягкого» участка (инерционного поддиапазона) фонового альфвеновского спектра волн с частотой  $\nu > 5 \cdot 10^{-2}$  Гц. Ожидание «мягкого» спектра волн в этой области высоких частот приводится в работе Матхауса и др. [16]. Предположим, что у него показатель наклона  $\beta \geq 5/3$  от частоты  $\nu$ .

Для успешного начала реализации процесса ускорения частиц на фронте ударной волны необходимо, чтобы плазма над местом предстоящей на Солнце вспышки до начала ее импульсной фазы содержала хотя бы небольшую долю горячих (разогретых до сверхтепловой энергии) фоновых ионов.

Разогреть ионы на открытых силовых линиях  $\mathbf{B}$ , соседствующих с активной областью, по которым частицы, распространяясь от Солнца, имеют возможность заполнить собой зону в месте возникновения ударной волны, предположительно, способны фоновый поток альфвеновских волн, потоки косых магнитозвуковых волн и, допустим, тепловой энергии, идущие изнутри активной зоны. Кроме этого, возможно, диффузионно-дрейфовые механизмы способствуют «просачиванию» на открытые линии  $\mathbf{B}$  разогретых ионов из слоев горячей плазмы находящейся близко к периферии области формирования вспышки.

Как будет далее понятно из описания модели, доля горячих частиц в фоновой плазме определяет их темп инжекции в процесс ускорения. Полное отсутствие горячих ионов в фоновой плазме в нашем случае будет означать полное отсутствие СКЛ в событиях с ударной волной.

В работе Дулка и др. [17] в результате анализа события на Солнце, начавшегося вспышкой в 05:54 UT (UT — мировое время по Гринвичу) 4 ноября 1997 г., после которой образовались КВМ и ударная волна, был сделан вывод: вспышки, КВМ и ударные волны тесно взаимосвязаны, а ансамбль

из КВМ и ударной волны может встречаться, начиная с расстояний  $\lesssim 1.3R_{\odot}$ . Принимая во внимание, что вспышки происходят на высотах  $15000 \pm 5000$  км ( $1.015\text{--}1.03R_{\odot}$ ) (см., например, статью Лифшица и Белова [18]), можно допустить возможность возникновения этого ансамбля на расстояниях  $1.05\text{--}1.1R_{\odot}$  от Солнца.

Целью настоящей работы является выяснение возможности генерации СКЛ релятивистских энергий  $\gtrsim 10^5$  МэВ ударными волнами со скоростями  $450 < V_S < 1000$  км/с в нижней солнечной короне на близком расстоянии  $\lesssim 1.3R_{\odot}$  от Солнца с помощью увеличения потока энергии альфвеновских волн  $F_w$ , а также изменения формы их фонового спектра (показатель наклона  $\beta$ ), как это делалось в статье [13]. Возможно, это исследование позволит по-новому взглянуть на природу многих событий GLE. События с релятивистскими СКЛ принято называть GLE (ground level enhancement) с присвоением порядкового номера, например, событие 7 мая 1978 г. — это GLE31.

В обзоре [19] И. М. Подгорный и А. И. Подгорный настаивают на том, что СКЛ появляются только благодаря ускорению заряженных частиц в токовом слое, при этом по их расчетам энергия протонов может достигать  $\sim 2 \cdot 10^4$  МэВ. Настоящая работа показывает альтернативный подход к решению проблемы происхождения СКЛ, в котором энергия протонов может быть  $\gtrsim 10^5$  МэВ. Далее рассматривается генерация СКЛ ударными волнами без учета влияния на этот процесс вспышки.

В работе не рассматриваются ударные волны со скоростью  $V_S < 450$  км/с из-за того, что при принятом в ней уровне фоновой альфвеновской турбулентности на них невозможно ускорение СКЛ до энергий  $\gtrsim 10^5$  МэВ, что будет видно далее из расчетов. Также в работе не рассматриваются ударные волны со скоростью  $V_S > 1000$  км/с, так как для этого случая лучше провести отдельное исследование.

Об инструментах и методах анализа наблюдений за вспышечной активностью на Солнце можно узнать, например, из статьи Струминского и др. [20], в которой изучались солнечные протонные события 4–10 сентября 2017 г.

Развитие теории ускорения СКЛ на ударных волнах нужно для объяснения генерации на них различных форм суммарного спектра  $N(\varepsilon)$  и его «завалов», содержащих частицы предельных энергий, так как это одна из фундаментальных задач солнечно-земной физики [5]. Ее решение позволит определить сходства и различия в спектрах СКЛ, рожденных во вспышках и на фронтах ударных волн, а также

покажет, какое из этих явлений является основным источником релятивистских СКЛ на Солнце.

## 2. МОДЕЛЬ

Модель подробно изложена в работе [12]. Ниже приводятся ее основные элементы с сохранением обозначений.

Диффузионное ускорение ионов наиболее эффективно протекает на квазипараллельном сегменте ударной волны, находящемся на лобовом участке сферического ударного фронта, имеющего наибольшую скорость  $V_S$ , а силовые линии магнитного поля  $\mathbf{B}$  составляют небольшой угол  $\psi$  с нормалью  $\mathbf{n}$  к ударному фронту ( $\psi \lesssim 45^\circ$ ).

Полуширина характерного поперечного размера  $L_\perp$  лобового участка (т.е. области ускорения) достаточно велика ( $L_\perp \sim R_S$ ), а быстрые частицы в сильной степени замагничены ( $\kappa_\parallel \gg \kappa_\perp$  [21], т.е. допустимо полагать, что  $\kappa \approx \kappa_\parallel$ ; здесь  $\kappa_\parallel$  ( $\kappa_\perp$ ) — коэффициент продольной (поперечной) по отношению к магнитному полю  $\mathbf{B}$  диффузии  $\kappa(\varepsilon)$  частиц), поэтому приближение сферической симметрии в нашем случае означает, что все физические величины являются функциями только одной пространственной переменной — гелиоцентрического расстояния  $r$ .

В этом случае уравнение переноса для функции распределения частиц  $f(r, p, t)$ , впервые выведенное в работах [22, 23], в области  $r > R_S$  имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \kappa_\parallel r^2 \frac{\partial f}{\partial r} \right) - w' \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{p}{3r^2} \frac{\partial(w'r^2)}{\partial r} \frac{\partial f}{\partial p} - \frac{f}{\tau_\perp}, \quad (1)$$

где  $p$  — импульс частиц,  $t$  — время,  $w' = w + c_c$  — скорость рассеивающих центров,  $w$  — скорость среды (плазмы),  $c_c$  — скорость рассеивающих центров относительно среды.

Последний член в уравнении (1) описывает выход частиц из области ускорения за счет поперечной диффузии с характерным временем  $\tau_\perp = L_\perp^2/\kappa_\perp$ . Реальные значения коэффициента диффузии  $\kappa_\perp$  таковы, что член  $f/\tau_\perp$  мало сказывается на процессе ускорения частиц. Как и раньше, принято  $L_\perp = 0.6R_S$ , что соответствует величине  $\Omega_S = 1.26$  ср. Угол  $\Omega_S$  влияет только на полное количество произведенных ударной волной СКЛ, которое прямо пропорционально  $\Omega_S$ .

Как и в последних работах автора, модификация ударной волны обратным воздействием ускоренных

частиц не учитывается, так как их давление  $P_c$  существенно меньше динамического давления среды на ударный фронт  $P_m = \rho(V_S - w)^2$  (подробнее см. в [9]);  $\rho$  — плотность среды в точке  $r = R_S + 0$ .

Поэтому ударный фронт трактуется как разрыв, на котором скорость среды

$$u_1 = V_S - w \quad (2)$$

относительно ударного фронта испытывает скачок от значения  $u_1$  в точке  $r = R_S + 0$  до

$$u_2 = u_1/\sigma \quad (3)$$

в точке  $r = R_S - 0$ , где

$$\sigma = 4/(1 + 3/M_1^2) \quad (4)$$

— степень сжатия вещества на ударном фронте,  $M = u/c_s$  — число Маха,  $c_s = \sqrt{\gamma_g k_B T/m}$  — скорость звука,  $T$  — температура,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $m$  — масса протона; для показателя политропы плазмы принято значение  $\gamma_g = 5/3$ ; индексом 1 (2) помечаются величины, соответствующие точке непосредственно перед (за) ударным фронтом.

Функция распределения на ударном фронте, расположенном в точке  $r = R_S$ , удовлетворяет условию

$$\frac{u'_1 - u_2}{3} p \frac{\partial f}{\partial p} = \left( \kappa \frac{\partial f}{\partial r} \right)_1 - \left( \kappa \frac{\partial f}{\partial r} \right)_2 + Q_0, \quad (5)$$

где

$$u' = u - c_c \quad (6)$$

— скорость рассеивающих центров относительно ударного фронта,

$$Q_0 = u_1 \frac{N_{inj}}{4\pi p_{inj}^2} \delta(p - p_{inj}) \quad (7)$$

— сосредоточенный на ударном фронте источник, обеспечивающий инжекцию в режим ускорения некоторой доли  $\eta = N_{inj}/N_{g1}$  от концентрации частиц среды  $N_{g1} = N_g(r = R_S + 0)$ , натекающей на ударный фронт.

Величина импульса инжектируемых в процесс ускорения протонов  $p_{inj}$ , условно разделяющего в едином спектре тепловые и ускоренные, определяется выражением

$$p_{inj} = \lambda m c_{s2} \quad (8)$$

(см., например, [24]), где  $\lambda > 1$ , а

$$c_{s2} = u_2 \sqrt{\gamma_g(\sigma - 1) + \sigma/M_1^2} \quad (9)$$

— скорость звука за фронтом ударной волны; как и в [24], принято  $\lambda = 4$ . Для иона с массовым числом  $A$  импульс инжекции  $p_{inj,A} = Ap_{inj}$ .

Безразмерный параметр  $\eta$ , который принято именовать темпом инжекции, является свободным в используемой модели. Как и в предшествующих работах, в расчетах принято  $\eta(p_{inj,A}) = 10^{-3}$ .

Как видно из (8) и (9), импульс инжекции  $p_{inj}$  частиц зависит от параметров плазмы и особенно от скорости ударной волны (чем больше  $V_S$ , тем больше  $p_{inj}$ ). Функция распределения  $f(p)$  у разогретых частиц с ростом импульса  $p$  убывает, поэтому с увеличением  $V_S$  темп инжекции  $\eta$ , вероятнее всего, может быть значительно меньше, чем  $10^{-3}$ .

Поскольку ударный фронт является единственным источником, где осуществляется инжекция частиц в режим ускорения, задачу необходимо решать при начальном и граничном условиях:

$$f(r, p, t_0) = 0, \quad f(r = \infty, p, t) = 0, \quad (10)$$

которые означают отсутствие фоновых частиц рассматриваемого диапазона энергий в солнечном ветре.

Коэффициент диффузии  $\kappa_{\parallel}$  частиц, входящий в уравнение (1), определяется выражением [25, 26]

$$\kappa_{\parallel} = \frac{v^2 B^2}{32\pi^2 \omega_B E_w (k = \rho_B^{-1})}, \quad (11)$$

в котором  $v$  — скорость частиц,  $\rho_B = p/(Am\omega_B)$  — гирорадиус,  $\omega_B = ZeB/Amc$  — гирочастота,  $e$  — элементарный заряд,  $Z$  — зарядовое число,  $c$  — скорость света,  $E_w(k) = d(\delta B^2/8\pi)/d \ln k$  — дифференциальная плотность магнитной энергии альфвеновских волн. Частицы рассеиваются за счет взаимодействия только с теми волнами, волновое число  $k$  которых равно обратному гирорадиусу  $\rho_B$  частиц. Коэффициенты диффузии частиц  $\kappa_{\parallel}$  и  $\kappa_{\perp}$  связаны между собой соотношением [25]

$$\kappa_{\parallel} \kappa_{\perp} = \rho_B^2 v^2 / 3.$$

Фоновый спектр волн  $E_{w0}(k, r)$  модифицируется за счет генерации альфвеновских волн ускоренными частицами. С учетом этого уравнение переноса альфвеновской турбулентности в области перед ударным фронтом ( $r > R_S$ ) имеет вид

$$\frac{\partial E_w^{\pm}}{\partial t} + u_1^{\pm} \frac{\partial E_w^{\pm}}{\partial x} = \pm \Gamma E_w^{\pm}, \quad (12)$$

где

$$\Gamma(k) = \frac{32\pi^3 c_A}{kc^2 v^2} \sum_s \frac{(Ze)^2}{Am} \kappa_{\parallel} (\rho_B = k^{-1}) \times \int_{p_{min}}^{\infty} dp p^2 v \left(1 - \frac{m^2 \omega_B^2}{k^2 p^2}\right) \frac{\partial f}{\partial x} \quad (13)$$

— инкремент раскачки (декремент затухания) волн ускоренными частицами [27];  $x = R_S - r$ ,  $p_{min} = \max(p_{inj}, m\omega_B/k)$ ; « $s$ » — сорт иона (для упрощения записи индекс сорта иона у соответствующих величин опущен); плотности энергии  $E_w^+$  и  $E_w^-$  отвечают волнам, бегущим в среде в направлении от Солнца (+) и к Солнцу (−) соответственно;  $E_w = E_w^+ + E_w^-$ ;  $u_1^{\pm} = V_S - w \mp c_A$ .

Поскольку рассеяние частиц осуществляется посредством их взаимодействия с альфвеновскими волнами, распространяющимися в противоположных направлениях вдоль силовых линий регулярного магнитного поля  $\mathbf{B}$ , скорость рассеивающих центров в области перед ударным фронтом ( $r > R_S$ ) определяется выражением

$$c_c = c_A (E_w^+ - E_w^-) / E_w, \quad (14)$$

где

$$c_A = B / \sqrt{4\pi\rho} \quad (15)$$

— альфвеновская скорость. В области за фронтом ( $r < R_S$ ) распространение альфвеновских волн в значительной степени изотропизуется, поэтому  $c_c = 0$ .

Важно отметить, что скорость рассеивателей  $c_c(k)$  является функцией волнового числа  $k$ , а следовательно, она является функцией импульса  $p$  частиц с учетом того, что частицы взаимодействуют (рассеиваются) с волнами, волновое число которых  $k = \rho_B^{-1} \propto p^{-1}$ .

Процесс эволюции спектра ускоренных частиц на ударном фронте состоит в формировании степенного спектра для функции распределения  $f(r, p, t)$ , которую в случае немодифицированной ударной волны в области импульсов  $p_{inj} \leq p < p_{max}$  можно представить в виде (см., например, [3, 4])

$$f(R_S, p, t) = \frac{q\eta N_{g1}}{4\pi p_{inj}^3} \left(\frac{p}{p_{inj}}\right)^{-q}, \quad (16)$$

где показатель спектра определяется выражением

$$q = 3\sigma_{eff} / (\sigma_{eff} - 1), \quad (17)$$

а

$$\sigma_{eff} = u_1' / u_2 = \sigma(1 - c_{c1} / u_1) \quad (18)$$

— эффективная степень сжатия на ударном фронте, которую испытывают ускоряемые частицы. По достижении предельного (максимального) импульса  $p_{max}$  в области  $p \gtrsim p_{max}$  спектр сильно укрупняется и оканчивается квазиэкспоненциальным хвостом («завалом»).

В случае, когда в области перед ударным фронтом ( $r > R_S$ ) преобладают волны, бегущие в направлении от Солнца ( $c_c = c_A$ ), получаем

$$\sigma_{eff} = \sigma(1 - 1/M_A), \quad (19)$$

где

$$M_A = u_1/c_c = u_1/c_A \quad (20)$$

— альфвеновское число Маха. Условие

$$E_w(\nu) \approx E_w^+(\nu)$$

выполняется для большей части спектра альфвеновской турбулентности за счет преобладающего вклада волн, раскачиваемых ускоренными частицами.

Начальный радиус  $R_P(t_0)$  КВМ взят равным радиусу  $R_\odot$  Солнца, т. е. считается, что развитие всплывающего процесса стартует максимально близко к солнечной поверхности. Как и в работе [24], начальный радиус ударной волны задан выражением

$$R_S(t_0) = 1.1 R_P(t_0). \quad (21)$$

Поскольку связь между скоростью коронального выброса  $V_P$  и скоростью  $V_S$  порождаемой им ударной волны из наблюдений в данной области высот ( $\lesssim 1.3R_\odot$ ) неизвестна, то, как и в предшествующих работах, было использовано соотношение

$$V_S = V_P \sigma / (\sigma - 1), \quad (22)$$

справедливое для равномерно движущегося со скоростью  $V_P$  поршня. Это предполагает, что уже к  $1.1R_\odot$  КВМ набрала наибольшую скорость, величина которой далее считается постоянной:  $V_P(r \geq r_0) = \text{const}$ .

Скорость солнечного ветра  $w$  за фронтом ударной волны ( $R_P \leq r \leq R_S$ ) аппроксимируется выражением

$$w(r) = V_P + \frac{r - R_P}{R_S - R_P} (w_2 - V_P), \quad (23)$$

в котором

$$w_2 = V_S - u_2, \quad (24)$$

а ее дивергенция принимается в виде

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial(wr^2)}{\partial r} = \frac{2w}{r} + \frac{w_2 - V_P}{R_S - R_P}. \quad (25)$$

Применимость к  $w$  линейной аппроксимации (23) подтверждается результатами полного численного расчета газодинамических уравнений за фронтом ударной волны [28, 29].

Коэффициент диффузии частиц  $\kappa_2(p, r)$  за фронтом ударной волны ( $R_P \leq r \leq R_S$ ) взят независимым от  $r$  ( $\kappa_2(r) = \text{const}$ ), а также с учетом усиления напряженности магнитного поля

$$B_2 = B_1 \sigma \quad (26)$$

за ударным фронтом определяется выражением

$$\kappa_2 = \kappa_{\parallel}(r = R_S + 0) / \sigma. \quad (27)$$

Соотношение (26) справедливо при  $\psi \neq 0^\circ$ . Наложение низкочастотных фоновых альфвеновских волн большой амплитуды на крупномасштабное магнитное поле Солнца перед фронтом ударной волны делает маловероятным значение  $\psi = 0^\circ$ .

Уравнение переноса (1) для функции распределения частиц  $f(r, p, t)$  в области за ударным фронтом ( $R_P < r < R_S$ ), после исключения из него последнего члена, решается (как и в [24]) при граничных условиях на поршне

$$\left. \frac{\partial f}{\partial r} \right|_{r=R_P-0}^{r=R_P+0} = 0 \quad (28)$$

и ударном фронте

$$f_2(r = R_S - 0) = f_1(r = R_S + 0). \quad (29)$$

Сформулированная задача (1)–(29) решается численно. Кратко изложенные в работе [30] для околосолнечной ударной волны алгоритм численного решения и применяемые численные методы в области перед ударным фронтом ( $r \geq R_S$ ) были скорректированы с использованием результатов работ [28, 29] и применены при решении задачи ускорения СКЛ ударной волной, бегущей от Солнца в нижней короне. Для расчета области за ударным фронтом ( $r \leq R_S$ ) была адаптирована численная схема, изложенная в работах [28, 29].

### 3. ПАРАМЕТРЫ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

В работе [10] был определен спектр фоновых альфвеновских волн  $E_{w0}^\pm(\nu, r)$  исходя из современного представления о том, что их поток энергии  $F_w$  в основании короны является основным источником энергии солнечного ветра.

Принимая типичные значения потока энергии  $F_w = 10^6$  эрг/(см<sup>2</sup>·с) [15], скорости плазмы  $w = 0$

и скорости  $c_c = 200$  км/с в основании короны, имеем (подробнее см. в [10])

$$E_{w0}(\nu_0, r_0) = 1.3 \cdot 10^9 \text{ Гц}^2 / \text{Гц}, \quad (30)$$

где  $\nu_0 = 5 \cdot 10^{-2}$  Гц и  $r_0 = 1.1 R_\odot$ .

Эта энергия делится между противоположно распространяющимися волнами в соответствии с соотношениями

$$E_{w0}^+ = 0.7 E_{w0}, \quad E_{w0}^- = 0.3 E_{w0}. \quad (31)$$

Волновое число  $k$  и частота  $\nu$  связаны между собой выражением

$$\nu = k(w \pm c_A) / (2\pi), \quad (32)$$

в котором знаки  $\pm$  отвечают волнам  $E_w^\pm(\nu)$ , распространяющимся от Солнца (+) и к Солнцу (-); для суммы волн  $E_w = E_w^+ + E_w^-$  частота  $\nu = k(w + c_c) / (2\pi)$ .

Следуя результатам работы [15], в статье [10] сделано предположение, что спектр волн в основании короны имеет вид

$$E_{w0}(\nu) \propto \nu^{-1} \quad \text{при} \quad 10^{-3} < \nu < 5 \cdot 10^{-2} \text{ Гц}. \quad (33)$$

В области высоких частот  $\nu > 5 \cdot 10^{-2}$  Гц спектр ожидается более «мягким» [16]. Поэтому в таком инерциальном частотном диапазоне он может быть представлен в виде

$$E_{w0}(\nu, r) = E_{w0}(\nu_0, r_0) (\nu/\nu_0)^{-\beta} (r/r_0)^{-\delta}, \quad (34)$$

где  $\beta = 5/3$ , а параметр  $\delta = 5$  был определен в [10].

«Типичный» спектр  $E_{w0}(\nu, r_0)$  (34) приведен в работе [13] штрихпунктирными линиями на рис. 1.

Зависимость «типичного» спектра фоновой альфвеновской турбулентности  $E_{w0}(\nu) \propto \nu^{-\beta}$  принята во всей резонансной с ускоряемыми частицами области частот  $\nu \lesssim \nu_{inj}$ , где  $\nu_{inj}$  — частота волн, резонансных с протонами, имеющими импульс  $p_{inj}$ .

Для радиального распределения концентрации протонов в низкоширотной короне нами используются результаты полуэмпирической модели [31]:

$$N_g(r) = N_{g0} [a_1 e^{a_2 z} z^2 (1 + a_3 z + a_4 z^2 + a_5 z^3)], \quad (35)$$

где  $N_{g0} = N_g(r_0) = 10^8 \text{ см}^{-3}$ ,  $a_1 = 3.2565 \cdot 10^{-3}$ ,  $a_2 = 3.6728$ ,  $a_3 = 4.8947$ ,  $a_4 = 7.6123$ ,  $a_5 = 5.9868$ ,  $z = R_\odot / r$ .

Скорость среды (плазмы)  $w$  определяется из условия непрерывности потока вещества:

$$w(r) = w_0 [N_{g0} / N_g(r)] (r_0 / r)^2, \quad (36)$$

где  $w_0 = w(r_0) = 1$  км/с.

Напряженность магнитного поля принимается в виде

$$B(r) = B_0 (r_0 / r)^2, \quad (37)$$

где  $B_0 = 2.3$  Гс [32].

Применение формул (37) и (35) дает рост альфвеновской скорости  $c_A$  (15) с удалением от Солнца к своему максимуму  $\sim 750$  км/с в солнечной короне на расстоянии  $\sim 4R_\odot$  (как и в [33]), что ведет к непрерывному уменьшению альфвеновского числа Маха  $M_A$  (20) и, соответственно, к эффективной степени сжатия  $\sigma_{eff}$  (18) на ударном фронте.

Температура солнечной короны положена равной  $T = 2 \cdot 10^6$  К [34].

Помимо протонов принимается во внимание также ускорение  $\alpha$ -частиц в предположении, что содержание ядер гелия в корональной плазме составляет 10% от содержания водорода [35].

#### 4. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

Результаты расчетов, приведенные ниже, получены на основе численного решения задачи ускорения СКЛ ударной волной в нижней короне Солнца [12].

В отличие от текущего спектра СКЛ

$$J(\varepsilon) = p^2 f(r = R_S, p, t) \quad (38)$$

на фронте ударной волны, удобнее анализировать их суммарный спектр

$$N(\varepsilon, t) = \frac{4\pi p^2}{v} \int f(r, p, t) dV, \quad (39)$$

где  $\varepsilon = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} - mc^2$ . Здесь интегрирование ведется по всему объему, занятому частицами.

Суммарный спектр  $N(\varepsilon)$  (39) можно приближенно представить в виде

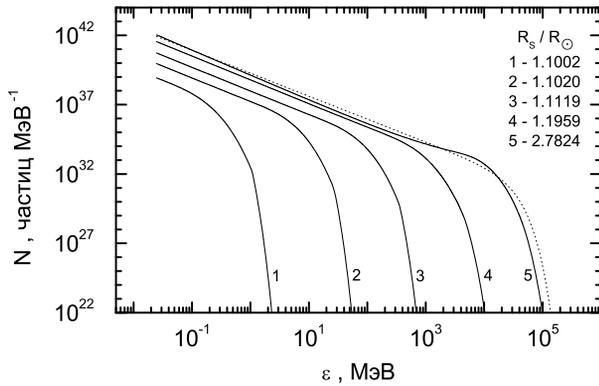
$$N(\varepsilon) \propto \varepsilon^{-\gamma} \exp[-(\varepsilon/\varepsilon_{max})^\alpha], \quad (40)$$

в котором  $\gamma$  — показатель степенного участка, а  $\alpha$  — параметр, определяющий форму «завала».

Максимальная энергия  $\varepsilon_{max}$  в (40) определяется из соотношения

$$N(\varepsilon_{inj})(\varepsilon_{max}/\varepsilon_{inj})^{-\gamma} / N(\varepsilon_{max}) = e, \quad (41)$$

где  $e$  — основание натурального логарифма.



**Рис. 1.** Суммарный спектр  $N(\varepsilon)$  протонов, ускоренных в солнечной короне, как функция кинетической энергии  $\varepsilon$ . Спектры приведены для пяти значений радиуса ударной волны:  $R_S = 1.1002, 1.1020, 1.1119, 1.1959, 2.7824R_\odot$ . Пунктирная кривая — расчет по формуле (40). Подробнее см. в тексте

Во всех приведенных здесь расчетах, как и в предшествующих работах, последним моментом расчета берется момент максимального накопления ускоренных протонов предельных энергий ( $\varepsilon \gtrsim \varepsilon_{max}$ ) в спектре  $N(\varepsilon)$ , после которого либо их число больше не растет, либо их количество идет на убыль, так как это последний момент квазистационарного состояния.

Отметим, что все расчеты начинаются с момента времени  $t_0 = 0.01$  с.

#### 4.1. Расчет на рис. 1

В первом расчете скорость КВМ принята равной  $V_P = 700$  км/с. Степень сжатия вещества на ударном фронте  $\sigma$  (4) и скорость ударной волны  $V_S$  (22) в расчете можно считать почти постоянными:  $\sigma \approx 3.67$  и  $V_S \approx 962$  км/с.

Для напряженности магнитного поля в выражении (37) принято значение  $B_0 = 1$  Гс. Это уменьшает альфвеновскую скорость  $c_A$  на протяжении всего расчета (по сравнению с  $B_0 = 2.3$  Гс) и, соответственно, увеличивает эффективную степень сжатия  $\sigma_{eff}$  (18) на ударном фронте.

На рис. 1 представлены результаты расчета суммарного спектра  $N(\varepsilon)$  протонов, ускоренных ударной волной в нижней солнечной короне, как функции кинетической энергии  $\varepsilon$ . Спектры приведены для пяти моментов времени  $t = 0.13, 1.4, 8.6, 69, 1215$  с от начала расчета процесса ускорения частиц (расстояния от Солнца см. на рис. 1).

Так как эффективная степень сжатия  $\sigma_{eff}$ , уменьшившись от 3.4 в начале расчета до 2.4 в кон-

це, имеет для кривой 5 на рис. 1 по-прежнему значительную величину, то можно сделать вывод, что процесс ускорения протонов предельных энергий прекратился с достижением квазистационарного состояния при радиусе ударной волны  $R_S = 2.7824R_\odot$  из-за роста их коэффициента диффузии  $\kappa(\varepsilon \gtrsim \varepsilon_{max})$  до значения, с которого у них начался процесс убежания из окрестностей ударной волны [9, 10].

Кривая 5 на рис. 1 имеет степенной участок  $2.5 \cdot 10^{-2} - 100$  МэВ с показателем  $\gamma = 1.82$ , после которого в области энергий  $100 - 1.6 \cdot 10^4$  МэВ наблюдается «бамп». «Бамп» содержит частицы, которые были произведены на более ранних стадиях эволюции ударной волны [10]. В дальнейшем при энергиях протонов  $\gtrsim 1.6 \cdot 10^4$  МэВ он переходит в квазиэкспоненциальный хвост, протянувшийся до  $\sim 10^5$  МэВ. Пунктирная кривая на рис. 1 приближенно описывает кривую 5 с помощью формулы (40) с параметрами:  $\gamma = 1.65$ ,  $\alpha = 1.4$  и  $\varepsilon_{max} = 1.6 \cdot 10^4$  МэВ.

В начальный момент расчета на рис. 1 альфвеновские волны с частотой  $\nu \sim 5 \cdot 10^{-2}$  Гц рассеивают протоны с энергиями  $\sim 4 \cdot 10^3$  МэВ, а протоны с энергиями  $\sim 10^5$  МэВ взаимодействуют с волнами, у которых частота  $\nu \sim 2.4 \cdot 10^{-3}$  Гц.

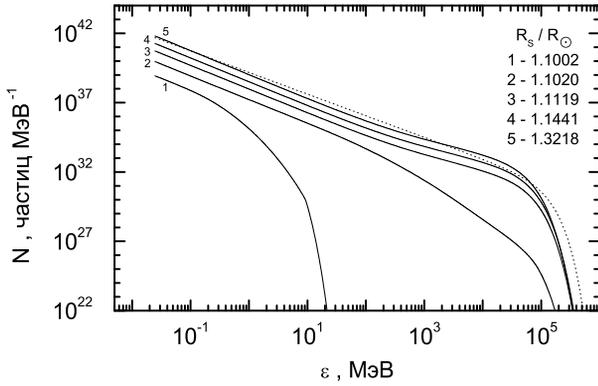
Перепишем часть использованного в расчете на рис. 1 спектра (34) фоновой альфвеновской турбулентности  $E_{w0}(\nu, r)$ , зависящей от частоты  $\nu$ , в виде

$$E_{w0}(\nu) \propto E_{w0}(\nu_{inj}, r_0) (\nu/\nu_{inj})^{-\beta} \quad (42)$$

для всей области частот  $\nu \lesssim \nu_{inj}$ , где  $\nu_{inj} = 35$  Гц,  $E_{w0}(\nu_{inj}, r_0) = 2.3 \cdot 10^4$  Гс<sup>2</sup>/Гц. При любых параметрах  $E_{w0}(\nu_{inj}, r_0)$  в расчетах находится на «типичном» спектре волн (34).

Отметим, что в работе [13] допущена описка: там в выражении (40)  $E_{w0}(\nu) \propto \nu^{-2}$  вместо показателя 2 должен быть 2.2. При показателе 2.2 результаты расчета и эксперимента на нейтронных мониторах совпадают лучше, чем при показателе 2.

В статье [14] после расчета с «типичным» уровнем альфвеновской турбулентности (34) для лучшего согласия выражения (40) и квазистационарного состояния  $N(\varepsilon)$  было взято  $\alpha = 2$ . С увеличением  $E_{w0}(\nu_0, r_0)$  в 10 раз у спектра  $N(\varepsilon)$  квазиэкспоненциальный «завал» стал «жестче» и  $\alpha$  было уменьшено до 1.2. И наоборот,  $\alpha$  было увеличено до 3 при уменьшении  $E_{w0}(\nu_0, r_0)$  в 10 раз, так как «завал» в  $N(\varepsilon)$  получился очень «мягким». Отметим, что во всех трех расчетах диапазоны по энергии и показатели наклонов степенных участков спектров  $N(\varepsilon)$  получились одинаковыми, а все различия проявились на «бампах» и «завалах». Все расчеты в [14] проводи-



**Рис. 2.** Суммарный спектр  $N(\varepsilon)$  протонов, ускоренных в солнечной короне, как функция кинетической энергии  $\varepsilon$ , отличающийся от расчета на рис. 1 увеличением параметра  $\beta$  с  $5/3$  до  $2.5$  в выражении (42). Спектры приведены для пяти значений радиуса ударной волны:  $R_S = 1.1002, 1.1020, 1.1119, 1.1441, 1.3218 R_\odot$ . Пунктирная кривая — расчет по формуле (40). Подробнее см. в тексте

лись без учета влияния на процесс ускорения частиц области за ударным фронтом.

Поскольку во всех расчетах  $E_{w0}(\nu_{inj}, r_0)$  находится на «типичном» спектре волн, при описании «завалов»  $N(\varepsilon)$  выражением (40) везде берется  $\alpha = 1.4$ , как в расчете на рис. 1.

#### 4.2. Расчет на рис. 2

На рис. 2 представлены результаты расчета суммарного спектра  $N(\varepsilon)$  протонов, который отличается от расчета на рис. 1 изменением параметра  $\beta$  в выражении (42) с  $5/3$  на  $2.5$ . Спектры приведены для пяти моментов времени  $t = 0.13, 1.4, 8.6, 32, 160$  с от начала расчета процесса ускорения частиц (расстояния от Солнца см. на рис. 2).

Эффективная степень сжатия  $\sigma_{eff} = 3.4-2.9$  для кривых 1–5 на рис. 2 имеет значительную величину, из чего можно сделать вывод, что процесс ускорения протонов предельных энергий, как и в расчете на рис. 1, прекратился с достижением квазистационарного состояния при радиусе ударной волны  $R_S = 1.3218 R_\odot$  из-за роста у них коэффициента диффузии  $\kappa(\varepsilon \gtrsim \varepsilon_{max}, r)$  до значения, при котором прекращается ускорение [9, 10]. Из рис. 2 видно, что на кривых 3–5 накопление протонов в спектре  $N(\varepsilon)$  продолжалось без изменения их предельно возможной энергии  $\varepsilon_{ext} \sim 3.5 \cdot 10^5$  МэВ.

Кривая 5 на рис. 2 имеет степенной участок  $2.5 \cdot 10^{-2}-100$  МэВ с показателем  $\gamma = 1.74$ , после которого наблюдается «бамп» в диапазоне энергий  $100-6.4 \cdot 10^4$  МэВ. В дальнейшем при энергиях протонов  $\gtrsim 6.4 \cdot 10^4$  МэВ «бамп» переходит в

квазиэкспоненциальный «завал», протянувшийся до  $\varepsilon_{ext} \sim 3.5 \cdot 10^5$  МэВ. Приблизительно кривую 5 можно описать формулой (40) с параметрами:  $\gamma = 1.56$ ,  $\alpha = 1.4$  и  $\varepsilon_{max} = 6.4 \cdot 10^4$  МэВ.

Согласно проведенному в работе [9] исследованию, в нерелятивистской области качественно от параметров рассматриваемой задачи в квазистационарном режиме предельный импульс

$$p_{max} \propto [E_{w0}(k_{inj}, r_0) u_1']^{1/(3-\beta)} \quad (43)$$

растет с ростом  $E_{w0}(k_{inj}, r_0)$  и/или  $u_1'$ , причем тем сильнее, чем больше спектральный индекс  $\beta$  в выражении (42); здесь  $k_{inj}$  — волновое число альфвеновских волн, резонансных с протонами, имеющими импульс  $p_{inj}$ . Спектр  $E_{w0}(k, r_0)$  — это «типичный» спектр волн в зависимости от волнового числа  $k$ .

Увеличение параметра  $\beta$  от расчета на рис. 1 к расчету на рис. 2 с  $5/3$  до  $2.5$  привело к увеличению показателя степени  $1/(3-\beta)$  в (43) с  $3/4$  до  $2$ , что объясняет, почему при равенстве в расчетах оснований степени  $E_{w0}(k_{inj}, r_0) u_1'$  в расчете на рис. 2 произошел значительный прирост  $\varepsilon_{max}$ . Увеличение  $\varepsilon_{max}$  в 4 раза произошло за счет расширения «бампа» в спектре  $N(\varepsilon)$  в сторону больших энергий, что указывает на более интенсивное начало процесса ускорения частиц [10].

В линейном случае, когда не учитывается генерация волн частицами, используя равенство (11) для коэффициента диффузии  $\kappa(\varepsilon)$ , получим при радиусе ударной волны  $R_S(t) \geq R_S(t_0)$  соотношение

$$\kappa_2(p, R_S) = \kappa_1(p, R_S) (p_{inj}/p)^{\beta_2 - \beta_1}, \quad (44)$$

в котором  $\kappa_1(p, R_S)$  и  $\beta_1$  — это коэффициент диффузии  $\kappa(\varepsilon)$  от импульса  $p$  и показатель  $\beta$  в выражении (42) в расчете на рис. 1, а  $\kappa_2(p, R_S)$  и  $\beta_2$  — соответственно в расчете на рис. 2. Из (44) видно, что при  $\beta_2 > \beta_1$  и  $p > p_{inj}$  коэффициент диффузии  $\kappa_2(p, R_S)$  прогрессивно уменьшается с ростом импульса  $p$  относительно  $\kappa_1(p, R_S)$ .

Из выражения (44) следует, что для радиуса ударной волны  $R_{S2} = 1.3218 R_\odot$  (конечного в расчете на рис. 2)  $\kappa_2(p_{max2}, R_{S2}) < \kappa_1(p_{max1}, R_{S2})$ , причем, согласно теории [3, 4] и как видно из рис. 1 и 2,  $p_{max1}(R_{S2}) < p_{max2}(R_{S2})$ . Здесь  $\kappa_1(p_{max1}, R_{S2})$  и  $\kappa_2(p_{max2}, R_{S2})$  — коэффициенты диффузии при значениях предельных импульсов  $p_{max1}(R_{S2})$  и  $p_{max2}(R_{S2})$  в расчетах на рис. 1 и 2 для радиуса ударной волны  $R_{S2}$  соответственно.

Также из выражения (44) следует, что для радиуса ударной волны  $R_{S1} = 2.7824 R_\odot$  (конечного в расчете на рис. 1)  $\kappa_2(p_{max2}, R_{S1}) < \kappa_1(p_{max1}, R_{S1})$ .

После  $R_{S2}$  в расчете на рис. 2 протоны предельных энергий стали покидать область ускорения и их максимальная энергия  $\varepsilon_{max}$  к  $R_{S1}$  уменьшилась до  $4.3 \cdot 10^4$  МэВ, что по-прежнему больше, чем  $\varepsilon_{max} = 1.6 \cdot 10^4$  МэВ в расчете на рис. 1, и означает, что  $p_{max1}(R_{S1}) < p_{max2}(R_{S1})$ .

То есть из рассуждений в двух предыдущих абзацах следует, что  $\kappa_2(p_{max2}, R_{S2}) < \kappa_1(p_{max1}, R_{S1})$  и  $p_{max2}(R_{S1}) < p_{max2}(R_{S2})$ , где  $\kappa_1(p_{max1}, R_{S1})$  и  $\kappa_2(p_{max2}, R_{S2})$  — коэффициенты диффузии при значениях предельных импульсов  $p_{max1}(R_{S1})$  и  $p_{max2}(R_{S2})$  в расчетах на рис. 1 и 2 соответственно.

Тогда характерное время ускорения [3, 4]

$$\tau_{a2} \propto \kappa_2(p_{max2}, R_{S2})/u_1'^2, \quad (45)$$

затраченное в расчете на рис. 2 для достижения импульса  $p_{max2}(R_{S2})$ , меньше, чем  $\tau_{a1} \propto \kappa_1(p_{max1}, R_{S1})/u_1'^2$ , затраченное для достижения импульса  $p_{max1}(R_{S1})$  в расчете на рис. 1. Следовательно, пробег ударной волны  $R_{S2} - R_S(t_0) \propto V_S \tau_{a2}$  в нижней солнечной короне до  $R_{S2}$  в расчете на рис. 2 меньше пробега  $R_{S1} - R_S(t_0) \propto V_S \tau_{a1}$  до  $R_{S1}$  в расчете на рис. 1, т. е. неравенство  $R_{S2} < R_{S1}$  и результаты расчетов находятся в согласии.

Диапазоны по энергии степенных участков в расчетах на рис. 1 и 2 одинаковы. У кривой 5 на рис. 2 показатель наклона  $\gamma = 1.74$  немного «жестче», чем у кривой 5 в расчете на рис. 1, где  $\gamma = 1.82$ .

На кривой 5 в расчете на рис. 2 ( $R_S = 1.3218R_\odot$ ) альфвеновское число Маха (20) больше, чем на кривой 5 в расчете на рис. 1 ( $R_S = 2.7824R_\odot$ ), так как расчет закончился ближе к Солнцу. Следовательно, в этом расчете показатель  $q$  (17) у функции распределения частиц  $f(r, p, t)$  меньше, а ее спектр «жестче», и, согласно (39), спектр  $N(\varepsilon)$  получился также «жестче», чем в расчете на рис. 1.

Отметим еще три отличия кривых 5 в спектрах протонов  $N(\varepsilon)$  на рис. 1 и 2: 1) в расчете на рис. 1 кривая 5 сформировалась одновременно с достижением максимальной  $\varepsilon_{max} = 1.6 \cdot 10^4$  МэВ и предельно возможной  $\varepsilon_{ext} \sim 10^5$  МэВ энергий за 1215 с; 2) в расчете на рис. 2 максимальная  $\varepsilon_{max} = 6.4 \cdot 10^4$  МэВ и предельно возможная  $\varepsilon_{ext} \sim 3.5 \cdot 10^5$  МэВ энергии были достигнуты на кривой 3 за 8.6 с, что в 141 раз быстрее, чем в расчете на рис. 1, а кривая 5 сформировалась за 160 с, что в 7.6 раза быстрее; 3) в расчете на рис. 2 имеется значительное количество протонов с энергией  $\gtrsim 10^5$  МэВ, а в расчете на рис. 1 их почти нет.

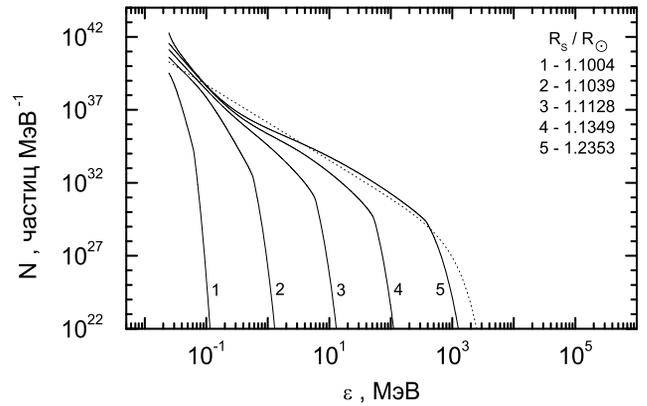


Рис. 3. Суммарный спектр  $N(\varepsilon)$  протонов, ускоренных в солнечной короне, как функция кинетической энергии  $\varepsilon$ , отличающийся от расчета на рис. 2 увеличением  $B_0$  с 1 Гс до 4 Гс в выражении (37). Спектры приведены для пяти значений радиуса ударной волны:  $R_S = 1.1004, 1.1039, 1.1128, 1.1349, 1.2353R_\odot$ . Пунктирная кривая — расчет по формуле (40). Подробнее см. в тексте

### 4.3. Расчет на рис. 3

На рис. 3 представлены результаты расчета суммарного спектра  $N(\varepsilon)$  протонов, который отличается от расчета на рис. 2 изменением напряженности магнитного поля  $B_0$  в выражении (37) с 1 Гс на 4 Гс. Спектры приведены для пяти моментов времени  $t = 0.26, 2.8, 9.3, 25, 98$  с от начала расчета процесса ускорения частиц (расстояния от Солнца см. на рис. 3).

Переход к  $B_0 = 4$  Гс в (37) приводит к значениям  $\nu_{inj} = 546$  Гц и  $E_{w0}(\nu_{inj}, r_0) = 247$  Гц<sup>2</sup>/Гц в соотношении (42), а также к тому, что в расчете на рис. 3 в начальный момент альфвеновские волны с частотой  $\nu \sim 5 \cdot 10^{-2}$  Гц рассеивают протоны с энергиями  $\sim 7.4 \cdot 10^4$  МэВ, а протоны с энергиями  $\sim 10^5$  МэВ взаимодействуют с волнами, у которых частота  $\nu \sim 3.7 \cdot 10^{-2}$  Гц.

Принятое в (37) значение  $B_0 = 4$  Гс увеличивает на протяжении всего расчета альфвеновскую скорость  $c_A$  по сравнению с  $B_0 = 1$  Гс и, соответственно, уменьшает эффективную степень сжатия  $\sigma_{eff}$  (18) на ударном фронте.

Поскольку эффективная степень сжатия  $\sigma_{eff}$ , уменьшившись от 2.7 в начале расчета до 1.03 в конце, имеет для кривой 5 на рис. 3 очень маленькую величину, можно сделать вывод, что процесс ускорения протонов предельных энергий прекратился из-за критически низкого значения эффективной степени сжатия. Для кривой 5 на рис. 3 функция распределения  $f(p \sim p_{inj})$  (16) имеет показатель спектра  $q \approx 110$  (17).

Если в расчетах на рис. 1 и 2 кривые 5 в спектрах  $N(\varepsilon)$  пришли к квазистационарному состоянию, после которого началось убывание протонов предельных энергий ( $\varepsilon \gtrsim \varepsilon_{max}$ ), то в расчете на рис. 3 на кривой 5 мы видим несформировавшийся спектр  $N(\varepsilon)$ . Из-за стремления  $\sigma_{eff} \rightarrow 1$  на фоне роста коэффициента диффузии  $\kappa(\varepsilon \gtrsim \varepsilon_{max}, r)$  можно считать кривую 5 окончательной в расчете на рис. 3, так как не стоит ожидать дальнейшего хоть сколько-нибудь весомого прироста частиц предельных энергий в спектре  $N(\varepsilon \gtrsim \varepsilon_{max})$  при попытках дальнейшего счета.

Обратим внимание на то, что окончательная кривая 5 в расчете на рис. 3 после энергии  $\gtrsim 0.5$  МэВ и промежуточная кривая 2 в расчете на рис. 2 после энергии  $\gtrsim 100$  МэВ имеют похожие формы спектров  $N(\varepsilon)$ , которые с ростом энергии от обозначенных точек состоят из двух последовательных квазиэкспоненциальных участков: первые участки «жесткие» и с широкими размахами по энергии, а после них вторые — по сравнению с первыми «мягкие» и с узкими по энергии диапазонами («завалы»).

Схожесть формы окончательной кривой 5 на рис. 3 с формой находящейся в промежуточной стадии процесса ускорения кривой 2 на рис. 2 косвенно подтверждает, что процесс ускорения на кривой 5 в расчете на рис. 3 не дошел до квазистационарного состояния и является неустановившимся. Такое может происходить на околосредней ударной волне, когда время прохождения связанной с ней данной силовой линии межпланетного магнитного поля (ММП) через область наиболее благоприятного ускорения частиц меньше необходимого для получения квазистационарного решения [30].

У кривой 5 на рис. 3 из-за критически низкого значения эффективной степени сжатия  $\sigma_{eff}$  произошло вырождение степенного участка. Видно, что вместо него в диапазоне энергий  $2.5 \cdot 10^{-2}$ – $0.5$  МэВ имеется круто убывающий и сильно вогнутый отрезок спектра  $N(\varepsilon)$ , после которого на протяженном участке энергий  $0.5$ – $410$  МэВ просматривается протяженная («жесткая») квазиэкспоненциальная часть. В дальнейшем при энергии протонов  $\sim 410$  МэВ «жесткая» квазиэкспоненциальная часть переходит в «мягкую» в виде «завала», протянувшегося до  $\varepsilon_{ext} \sim 1.2 \cdot 10^3$  МэВ. Приблизительно кривую 5 можно описать формулой (40) с параметрами:  $\gamma = 2.58$ ,  $\alpha = 1.4$  и  $\varepsilon_{max} = 410$  МэВ.

Хотя квазистационарный режим в расчете на рис. 3 не достигнут (если только не считать за этот режим сильное замедление процесса ускорения час-

тиц к концу расчета), посмотрим с помощью выражения (43) на влияние по отдельности  $E_{w0}(k_{inj}, r_0)$  и  $u'_1$  на процесс ускорения частиц в этом расчете по сравнению с расчетом на рис. 2.

Заметим, что показатель степени  $1/(3 - \beta)$  в соотношении (43) для расчетов на рис. 2 и 3 одинаков и равен 2, поэтому на разницу форм спектров  $N(\varepsilon)$  и максимальных энергий  $\varepsilon_{max}$  в них оказали влияние отличия оснований степени  $E_{w0}(k_{inj}, r_0)u'_1$  в (43).

Альфвеновские волны, резонансные с протонами, имеющими импульс  $p_{inj}$ , на «типичном» спектре волн  $E_{w0}(k, r_0)$  от волнового числа  $k$  в расчетах на рис. 1 и 2 расположены в точке  $k_{inj} = 3.6 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$  с амплитудой  $E_{w0}(k_{inj}, r_0) = 8 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/см}^3$ , а в расчете на рис. 3 — в  $k_{inj} = 1.5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$  с  $E_{w0}(k_{inj}, r_0) = 1.35 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/см}^3$ .

Понижение в расчете на рис. 3 амплитуды волн  $E_{w0}(k_{inj}, r_0)$  в 5.9 раз по сравнению с расчетами на рис. 1 и 2 оказало влияние, согласно формуле (43), на уменьшение  $\varepsilon_{max}$  в этом расчете, вклад которого сложно оценить, так как и  $u'_1$  уменьшалось с ростом радиуса ударной волны  $R_S$ .

В выражении (43) скорость

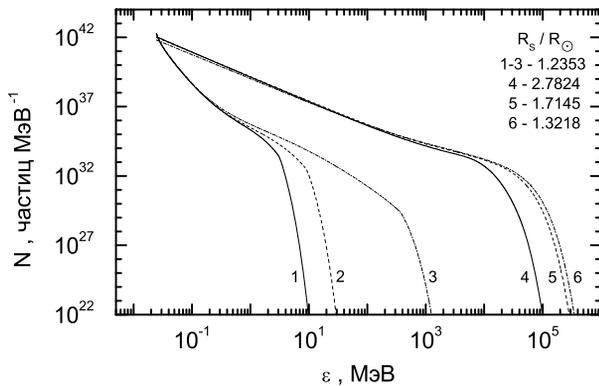
$$u'_1 = V_S - w - c_c \quad (46)$$

для расчета на рис. 3 значительно меньше, чем для расчетов на рис. 1 и 2. Изменение  $B_0$  в (37) с 1 Гс на 4 Гс в 4 раза увеличило скорость рассеивающих центров  $c_c$  (14), что существенно снизило темп ускорения частиц из-за уменьшения эффективной степени сжатия  $\sigma_{eff}$  (18), прямо зависящей от  $u'_1$ , почти до 1.

Поэтому можно считать, что фактор уменьшения скорости  $u'_1$  (46) с ростом радиуса ударной волны  $R_S$  является главной причиной, приведшей к прекращению процесса ускорения частиц на рис. 3.

Одновременное уменьшение  $E_{w0}(k_{inj}, r_0)$  и  $u'_1$  привели к значительному уменьшению  $\varepsilon_{max}$  в расчете на рис. 3: в 156 раз по сравнению с расчетом на рис. 2 и в 39 раз по сравнению с расчетом на рис. 1.

Отметим основные отличия спектров протонов  $N(\varepsilon)$  на рис. 2 и 3: 1) в расчете на рис. 3 кривая 5 сформировалась одновременно с достижением максимальной  $\varepsilon_{max} = 410$  МэВ и предельно возможной  $\varepsilon_{ext} \sim 1.2 \cdot 10^3$  МэВ энергий за 98 с, что в 11 раз дольше, чем на кривой 3 в расчете на рис. 2; 2) кривая 5 на рис. 3 формировалась в 1.6 раза быстрее, чем кривая 5 на рис. 2; 3) в отличие от кривой 5 на рис. 2, имеющей выраженный степенной участок, у кривой 5 на рис. 3 мы видим его вырождение в короткий по энергии круто убывающий и сильно вогнутый отрезок спектра  $N(\varepsilon)$ ; 4) кривая 5 на



**Рис. 4.** Суммарные спектры  $N(\varepsilon)$  протонов для шести вариантов расчетов, ускоренных ударной волной со скоростью  $V_S = 962$  км/с (скорость КВМ  $V_P = 700$  км/с) в нижней солнечной короне, как функции кинетической энергии  $\varepsilon$ . Кривые 1–3 рассчитаны при  $B_0 = 4$  Гс в выражении (37), а 4–6 — при  $B_0 = 1$  Гс. Расчеты кривых 1–3 закончились на одном расстоянии от Солнца:  $R_S = 1.2353R_\odot$ . Расчет 4 закончился на расстоянии  $R_S = 2.7824R_\odot$ , а расчеты 5 и 6 — при радиусах ударной волны  $R_S = 1.7145R_\odot$  и  $R_S = 1.3218R_\odot$  соответственно. Сплошными линиями приведены расчеты с  $\beta = 5/3$ , штриховыми — с  $\beta = 2$ , штрихпунктирными — с  $\beta = 2.5$ .  
 Подробнее см. в тексте

рис. 3 на всем своем протяжении непрерывно и быстро убывает с ростом энергии в отличие от кривой 5 на рис. 2, у которой после степенного участка имеется существенное замедление убывания на «бампе», что говорит о менее интенсивном начале процесса ускорения частиц в расчете на рис. 3 по сравнению с расчетом на рис. 2 [10].

#### 4.4. Расчеты на рис. 4

На рис. 4 представлено шесть вариантов расчетов суммарного спектра  $N(\varepsilon)$  протонов, ускоренных ударной волной со скоростью  $V_S = 962$  км/с (скорость КВМ  $V_P = 700$  км/с) в нижней солнечной короне, как функции кинетической энергии  $\varepsilon$ .

Спектры 1–3 на рис. 4 вычислены при  $B_0 = 4$  Гс в выражении (37) и, согласно возрастанию номера расчета, при  $\beta = 5/3, 2, 2.5$  в соотношении (42). Спектр 3 — это кривая 5 в расчете на рис. 3.

Рост параметра  $\beta$  в соотношении (42) предполагает увеличение потока энергии альфвеновских волн  $F_w$  в диапазоне частот  $10^{-3} < \nu < 5 \cdot 10^{-2}$  Гц в основании солнечной короны. Так как в расчете 1  $\beta = 5/3$ , то поток волн «типичный»:  $10^6$  эрг/(см<sup>2</sup>·с) [15]. В расчете 2  $\beta = 2$  и поток в 22 раза больше, а в расчете 3  $\beta = 2.5$  и  $F_w$  больше в 2300 раз.

Расчеты 1–3 на рис. 4 закончились по причине очень низкой величины эффективной степени сжатия  $\sigma_{eff} = 1.03$  на фоне роста коэффициента диффузии  $\kappa(\varepsilon \gtrsim \varepsilon_{max}, r)$  протонов на одном расстоянии от Солнца  $R_S = 1.2353R_\odot$ , что позволяет увидеть повышение темпа ускорения частиц на фронте ударной волны с ростом  $\beta$ , как предсказывает выражение (43): чем больше  $\beta$ , тем выше темп ускорения и больше  $\varepsilon_{max}$ .

Фактор уменьшения скорости  $u'_1$  (46) с ростом радиуса ударной волны  $R_S$  является главным фактором, приведшим к прекращению процессов ускорения частиц в расчетах 1–3 на рис. 4.

Максимальная энергия  $\varepsilon_{max}$  с ростом  $\beta$  в расчетах 1–3 на рис. 4 увеличивалась нелинейно с прогрессивным возрастанием различия между расчетами: от расчета 1 ( $\beta = 5/3$  и  $\varepsilon_{max} = 3.3$  МэВ) к расчету 2 ( $\beta = 2$  и  $\varepsilon_{max} = 10$  МэВ) в 3 раза, а от расчета 2 к расчету 3 ( $\beta = 2.5$  и  $\varepsilon_{max} = 410$  МэВ) в 41 раз. От расчета 1 к расчету 3  $\varepsilon_{max}$  увеличилась в 124 раза.

Спектры 4–6 вычислены при  $B_0 = 1$  Гс в выражении (37) и, в порядке возрастания номера расчета, при  $\beta = 5/3, 2, 2.5$ . Спектр 4 — это кривая 5 в расчете на рис. 1, а спектр 6 — это кривая 5 в расчете на рис. 2. Расчет 4 закончился на расстоянии  $R_S = 2.7824R_\odot$  от Солнца, а расчеты 5 и 6 — при радиусах ударной волны  $R_S = 1.7145$  и  $R_S = 1.3218R_\odot$  соответственно. В конце расчета 5 эффективная степень сжатия  $\sigma_{eff} = 2.7$ .

С ростом  $\beta$  предполагается увеличение потока энергии волн  $F_w$  в основании солнечной короны в расчетах 4–6 на рис. 4. С величиной  $\beta = 5/3$  в (42) поток волн в расчете 4 «типичный»:  $F_w = 10^6$  эрг/(см<sup>2</sup>·с) [15]. В расчете 5  $\beta = 2$  и поток в 8.5 раза больше, а в расчете 6  $\beta = 2.5$  и  $F_w$  больше в 220 раз.

К концу расчетов 4–6 на рис. 4 максимальное число протонов предельных энергий набиралось в квазистационарном режиме, после чего рост их количества прекращался по причине увеличения у них коэффициента диффузии  $\kappa(\varepsilon \gtrsim \varepsilon_{max}, r)$  до величины, при которой дальнейшее их ускорение на фронте ударной волны становилось невозможным. Следовательно, расчеты 4–6 на рис. 4 показывают пространственно-временную скорость достижения квазистационарного состояния в расчетах с ростом  $\beta$ , как предсказывают выражения (43), (44) и (45): чем больше  $\beta$ , тем быстрее и ближе к Солнцу наступает квазистационарное состояние и больше  $\varepsilon_{max}$ .

Фактор роста коэффициента диффузии  $\kappa(\varepsilon \gtrsim \varepsilon_{max}, R_S)$  у протонов предельных энергий с увеличением радиуса ударной волны  $R_S$  является

главным фактором, приведшим к прекращению процессов ускорения частиц в расчетах 4–6 на рис. 4, что, согласно исследованию в работе [36], обусловлено конечностью размеров ударных волн (см. также [9,10]).

Максимальная энергия  $\varepsilon_{max}$  с ростом  $\beta$  в расчетах 4–6 на рис. 4 увеличивалась нелинейно с прогрессивным уменьшением разности между расчетами: от расчета 4 ( $\beta = 5/3$  и  $\varepsilon_{max} = 1.6 \cdot 10^4$  МэВ) к расчету 5 ( $\beta = 2$  и  $\varepsilon_{max} = 5.3 \cdot 10^4$  МэВ) в 3.3 раза, а от расчета 5 к расчету 6 ( $\beta = 2.5$  и  $\varepsilon_{max} = 6.4 \cdot 10^4$  МэВ) в 1.2 раза. От расчета 4 к расчету 6  $\varepsilon_{max}$  увеличилась в 4 раза.

Все спектры  $N(\varepsilon)$  протонов в расчетах на рис. 4 имеют по три участка.

Первыми в расчетах 4–6 до энергий 100 МэВ идут степенные участки, после них вторыми «бампы» до энергий  $\varepsilon_{max}$  и далее после  $\varepsilon_{max}$  идут третьи участки — «завалы».

В расчетах 1–3 первые участки — это круто убывающие и сильно вогнутые отрезки спектров  $N(\varepsilon)$  протонов до 0.5 МэВ, оставшиеся после вырождения степенных участков. Затем, как и в расчетах 4–6, до энергий  $\varepsilon_{max}$  идут «бампы», а после них от  $\varepsilon_{max}$  — хвосты («завалы»).

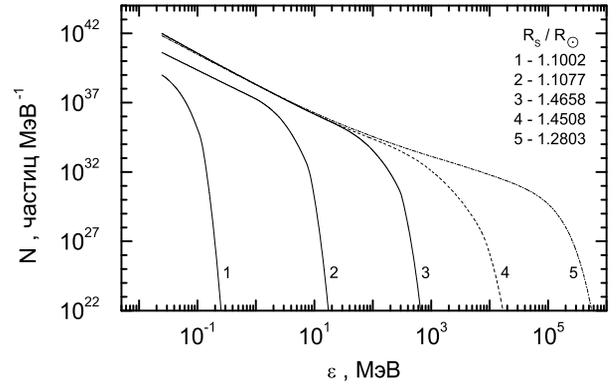
Из расчетов на рис. 4 видно, насколько сильно может меняться форма спектров протонов  $N(\varepsilon)$  и максимальная энергия  $\varepsilon_{max}$  в них в зависимости от напряженности магнитного поля  $B_0$  в выражении (37) и параметра  $\beta$  в соотношении (42).

#### 4.5. Расчеты на рис. 5

На рис. 5 представлено три варианта расчетов суммарного спектра  $N(\varepsilon)$  протонов, ускоренных ударной волной со скоростью  $V_S = 962$  км/с (скорость КВМ  $V_P = 700$  км/с) в нижней солнечной короне, как функции кинетической энергии  $\varepsilon$ , в которых  $B_0 = 2.3$  Гс в выражении (37).

Расчет 1 выполнен с  $\beta = 5/3$  и приведен на рис. 5 сплошными линиями 1–3 для трех значений радиуса ударной волны  $R_S = 1.1002, 1.1077, 1.4658 R_\odot$ . В расчете 2  $\beta = 2$  и он представлен на рис. 5 штриховой линией 4 на расстоянии  $R_S = 1.4508 R_\odot$  от Солнца. В расчете 3  $\beta = 2.5$  и штрихпунктирная линия 5 на рис. 5 соответствует моменту, в котором радиус ударной волны  $R_S = 1.2803 R_\odot$ .

Альфвеновские волны, резонансные с протонами, имеющими импульс  $p_{inj}$ , на «типичном» спектре волн  $E_{w0}(k, r_0)$  от волнового числа  $k$  в расчетах 1–3 на рис. 5 имеют ам-



**Рис. 5.** Суммарные спектры  $N(\varepsilon)$  протонов для трех вариантов расчетов, ускоренных ударной волной со скоростью  $V_S = 962$  км/с (скорость КВМ  $V_P = 700$  км/с) в нижней солнечной короне, как функции кинетической энергии  $\varepsilon$ , в которых  $B_0 = 2.3$  Гс в выражении (37). Сплошными линиями 1–3 для трех значений радиуса ударной волны  $R_S = 1.1002, 1.1077, 1.4658 R_\odot$  приведен расчет 1 с  $\beta = 5/3$ , штриховой линией 4 — на расстоянии  $R_S = 1.4508 R_\odot$  от Солнца расчет 2 с  $\beta = 2$ , штрихпунктирной линией 5 с величиной  $R_S = 1.2803 R_\odot$  представлен расчет 3 с  $\beta = 2.5$ . Подробнее см. в тексте

плитуду  $E_{w0}(k_{inj}, r_0) = 2.8 \cdot 10^{-5}$  эрг/см<sup>3</sup> при  $k_{inj} = 8.4 \cdot 10^{-5}$  см<sup>-1</sup>.

Рост параметра  $\beta$  в соотношении (42) предполагает увеличение потока энергии альфвеновских волн  $F_w$  в диапазоне частот  $10^{-3} < \nu < 5 \cdot 10^{-2}$  Гц в основании солнечной короны. Поскольку в расчете 1  $\beta = 5/3$ , поток волн «типичный»:  $10^6$  эрг/(см<sup>2</sup>·с) [15]. В расчете 2  $\beta = 2$  и поток в 15 раз больше, а в расчете 3  $\beta = 2.5$  и  $F_w$  больше в 920 раз.

Течение процесса ускорения протонов в расчете 1 на рис. 5 такое же, как в расчете на рис. 3, за исключением того, что на кривой 3 в спектре  $N(\varepsilon)$  нет явно выраженного перехода вблизи максимальной энергии  $\varepsilon_{max}$  в область «завала», как на кривой 5 в расчете на рис. 3. Это связано с тем, что эффективная степень сжатия  $\sigma_{eff} = 1.8$  в конце этого расчета значительно больше, чем  $\sigma_{eff} = 1.03$  в конце расчета на рис. 3. В начале расчета 1 на рис. 5  $\sigma_{eff} = 3.1$ . Максимальная  $\varepsilon_{max} = 120$  МэВ и предельно возможная  $\varepsilon_{ext} \approx 660$  МэВ энергии были достигнуты в расчете 1 одновременно на кривой 3 за 235 с. Показатель наклона степенного участка на кривой 3  $\gamma = 2.4$ .

Ускорение протонов в расчете 2 на рис. 5 проходило по такому же сценарию, что и в расчете на рис. 1, но только процесс убегания частиц предельных энергий в конце этого расчета пре-

кратился очень быстро. Кривая 4 сформировалась одновременно с достижением максимальной  $\varepsilon_{max} = 2.3 \cdot 10^3$  МэВ и предельно возможной  $\varepsilon_{ext} \approx 1.7 \cdot 10^4$  МэВ энергии за 261 с. Эффективная степень сжатия  $\sigma_{eff}$  в расчете лежит в диапазоне 3.1–1.8, а показатель наклона степенного участка на кривой 4 на рис. 5  $\gamma = 2.4$ .

Сценарий ускорения протонов в расчете 3 на рис. 5 совпадает со сценарием расчета на рис. 2. Кривая 5 сформировалась за 130 с, в то же время максимальная  $\varepsilon_{max} = 1.5 \cdot 10^5$  МэВ и предельно возможная  $\varepsilon_{ext} \approx 5.2 \cdot 10^5$  МэВ энергии были достигнуты в расчете одновременно за 23.7 с при радиусе ударной волны  $R_S = 1.13R_\odot$ . Эффективная степень сжатия  $\sigma_{eff}$  на кривой 5 равна 2.1, а показатель наклона ее степенного участка  $\gamma = 2.2$ .

На рис. 5 видно, что с  $B_0 = 2.3$  Гс максимальные энергии от расчета к расчету ( $\varepsilon_{max} = 120, 2.3 \cdot 10^3, 1.5 \cdot 10^5$  МэВ) увеличиваются не так контрастно, как в расчетах 1–3 ( $B_0 = 4$  Гс) или в расчетах 4–6 ( $B_0 = 1$  Гс) на рис. 4. Кривая 4 на рис. 5 визуально находится почти посередине между кривыми 3 и 5.

Как и в расчетах на рис. 4, расчеты на рис. 5 показывают, что увеличение  $\beta$  в выражении (42) ведет к тому же эффекту, что и увеличение  $u'_1$  (46): росту темпа ускорения частиц, количества частиц предельных энергий в спектрах  $N(\varepsilon)$ , а также максимальных энергий  $\varepsilon_{max}$  в них.

После степенных участков, протяженностью до  $\sim 30 - 40$  МэВ, в расчетах 1–3 на рис. 5 расширение спектров протонов  $N(\varepsilon)$  в сторону больших энергий от расчета к расчету происходит за счет увеличения «бампов»: чем больше  $\beta$ , тем больше частиц в «бампе» и больше  $\varepsilon_{max}$ . Это говорит о том, что с ростом  $\beta$  растет интенсивность генерации СКЛ на начальной стадии процесса ускорения частиц ударной волной [10].

Все спектры  $N(\varepsilon)$  протонов в расчетах на рис. 5 имеют по три участка, таких же как в расчетах 4–6 на рис. 4.

#### 4.6. Расчеты на рис. 6

На рис. 6 представлено шесть вариантов расчетов суммарного спектра  $N(\varepsilon)$  протонов, ускоренных ударной волной со скоростью  $V_S = 706$  км/с (скорость КВМ  $V_P = 500$  км/с) в нижней солнечной короне, как функции кинетической энергии  $\varepsilon$ .

Степень сжатия вещества  $\sigma \approx 3.43$  на ударном фронте почти не меняется в расчетах с удалением от Солнца.

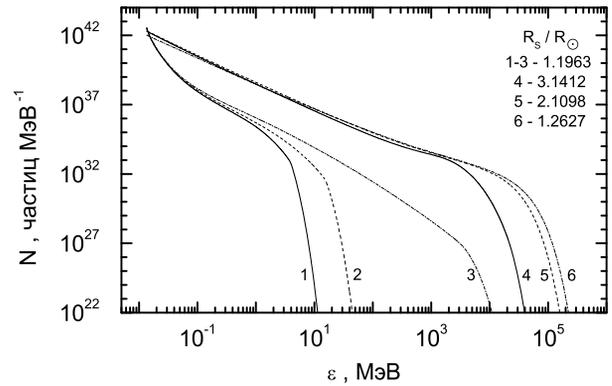


Рис. 6. Суммарные спектры  $N(\varepsilon)$  протонов для шести вариантов расчетов, ускоренных ударной волной со скоростью  $V_S = 706$  км/с (скорость КВМ  $V_P = 500$  км/с) в нижней солнечной короне, как функции кинетической энергии  $\varepsilon$ . Кривые 1–3 рассчитаны при  $B_0 = 3$  Гс в выражении (37), а 4–6 — при  $B_0 = 1$  Гс. Расчеты 1–3 закончились на одном расстоянии от Солнца:  $R_S = 1.1963R_\odot$ . Расчет 4 закончился на расстоянии  $R_S = 3.1412R_\odot$ , а расчеты 5 и 6 — при радиусах ударной волны  $R_S = 2.1098R_\odot$  и  $R_S = 1.2627R_\odot$  соответственно. Сплошными линиями приведены расчеты с  $\beta = 5/3$ , штриховыми — с  $\beta = 2$ , штрихпунктирными — с  $\beta = 2.5$ . Подробнее см. в тексте

Из рис. 6 видно, что в расчетах 4–6 при напряженности магнитного поля  $B_0 = 1$  Гс максимальные энергии  $\varepsilon_{max}$  больше, чем в расчетах 1–3 при  $B_0 = 3$  Гс. Это связано с тем, что в расчетах 4–6 эффективная степень сжатия  $\sigma_{eff}$  изменялась от 3.1 до 1.8 (расчет 4), от 3.1 до 2.06 (расчет 5) и от 3.1 до 2.56 (расчет 6) в процессе распространения ударной волны от Солнца, а в расчетах 1–3  $\sigma_{eff}$  изменялась от 2.5 до 1.03.

Можно сделать вывод, что при  $B_0 = 1$  Гс процесс ускорения протонов предельных энергий остановил рост у них коэффициента диффузии до величины, при которой их дальнейшее ускорение стало невозможным; при  $B_0 = 3$  Гс уменьшение  $\sigma_{eff}$  почти до 1 прекратило ускорение частиц.

Спектры в расчетах 1–3 являются несформированными (неустановившимися) и во всех них расчеты закончились на одном расстоянии от Солнца. Из рис. 6 видно, что в расчетах 1–3 на спектрах протонов  $N(\varepsilon)$  до 0.2 МэВ произошло вырождение степенных участков в круто убывающие и сильно вогнутые отрезки. После 0.2 МэВ до максимальных энергий  $\varepsilon_{max}$  в спектрах  $N(\varepsilon)$  наблюдаются протяженные («жесткие») квазиэкспоненциальные участки («бампы»), оканчивающиеся переходом после  $\varepsilon_{max}$  в «мягкие» квазиэкспоненциальные «завалы» (хвосты).

Спектры в расчетах 4–6 являются сформированными (установившимися на короткий промежуток времени, после которого протоны предельных энергий начали покидать область ускорения) и в каждом из них расчеты закончились на разных расстояниях от Солнца: чем меньше показатель  $\beta$ , тем дальше. На спектрах  $N(\varepsilon)$  примерно до 100 МэВ видны степенные участки, после которых до максимальных энергий  $\varepsilon_{max}$  следуют «бампы», а оканчиваются они после  $\varepsilon_{max}$  «мягкими» квазиэкспоненциальными «завалами» (хвостами).

Протекание расчетов 4–6 на рис. 6 происходило так же, как и расчетов 1–3 на рис. 5. Например, течение и завершение расчета 4 на рис. 6 практически такие же, как расчета 1 на рис. 5, а расчет 5 на рис. 6 и расчет 6 на рис. 6 подобны расчету 2 на рис. 5 и расчету 3 на рис. 5 соответственно.

Из расчетов на рис. 6 видно, как выглядят формы спектров  $N(\varepsilon)$  протонов в зависимости от величины эффективной степени сжатия  $\sigma_{eff}$ : чем меньше  $\sigma_{eff}$ , тем «мягче» спектры  $N(\varepsilon)$ . Отметим также, что чем больше показатель  $\beta$  наклона спектра альфвеновских волн, тем «жестче» спектр  $N(\varepsilon)$  частиц, что особенно заметно при малой величине  $\sigma_{eff}$  в расчетах 1–3.

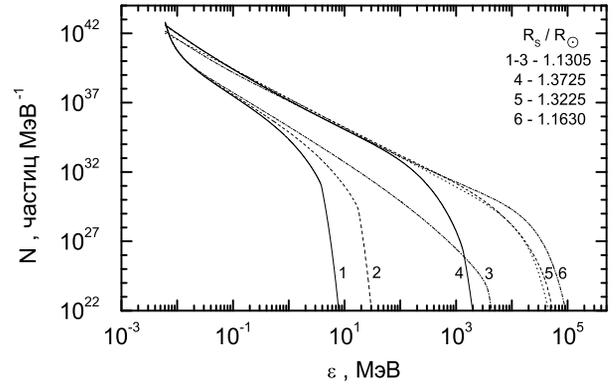
Максимальная энергия  $\varepsilon_{max}$  с ростом  $\beta$  в расчетах 1–3 на рис. 6 увеличивалась нелинейно с прогрессивным возрастанием различия между расчетами: от расчета 1 ( $\beta = 5/3$  и  $\varepsilon_{max} = 4.3$  МэВ) к расчету 2 ( $\beta = 2$  и  $\varepsilon_{max} = 17$  МэВ) в 4.3 раза, а от расчета 2 к расчету 3 ( $\beta = 2.5$  и  $\varepsilon_{max} = 5 \cdot 10^3$  МэВ) в 294 раза. От расчета 1 к расчету 3  $\varepsilon_{max}$  увеличилась в 1163 раза.

Максимальная энергия  $\varepsilon_{max}$  с ростом  $\beta$  в расчетах 4–6 на рис. 6 увеличивалась нелинейно с прогрессивным уменьшением различия между расчетами: от расчета 4 ( $\beta = 5/3$  и  $\varepsilon_{max} = 6 \cdot 10^3$  МэВ) к расчету 5 ( $\beta = 2$  и  $\varepsilon_{max} = 2.6 \cdot 10^4$  МэВ) в 4.3 раза, а от расчета 5 к расчету 6 ( $\beta = 2.5$  и  $\varepsilon_{max} = 3.8 \cdot 10^4$  МэВ) в 1.5 раза. От расчета 4 к расчету 6  $\varepsilon_{max}$  увеличилась в 6.3 раза.

В расчете 6 на рис. 6 энергии  $\varepsilon_{max} = 3.8 \cdot 10^4$  МэВ и  $\varepsilon_{ext} \sim 2.2 \cdot 10^5$  МэВ были достигнуты за 17.4 с при радиусе ударной волны  $R_S = 1.118R_\odot$ .

Наклон степенных участков спектров (до  $\sim 100$  МэВ) в расчетах 4–6 на рис. 6  $\gamma = 2.15, 2.05, 1.91$ , согласно номеру расчета.

В расчетах на рис. 6 все спектры  $N(\varepsilon)$  протонов имеют по три участка, описанных выше для рис. 4.



**Рис. 7.** Суммарные спектры  $N(\varepsilon)$  протонов для шести вариантов расчетов, ускоренных ударной волной со скоростью  $V_S = 460$  км/с (скорость КВМ  $V_P = 300$  км/с) в нижней солнечной короне, как функции кинетической энергии  $\varepsilon$ . Кривые 1–3 рассчитаны при  $B_0 = 2$  Гс в выражении (37), а 4–6 — при  $B_0 = 1$  Гс. Расчеты 1–3 закончились на одном расстоянии от Солнца:  $R_S = 1.1305R_\odot$ . Расчет 4 закончился на расстоянии  $R_S = 1.3725R_\odot$ , а расчеты 5 и 6 — при радиусах ударной волны  $R_S = 1.3225R_\odot$  и  $R_S = 1.1630R_\odot$  соответственно. Сплошными линиями приведены расчеты с  $\beta = 5/3$ , штриховыми — с  $\beta = 2$ , штрихпунктирными — с  $\beta = 2.5$ . Пунктирная кривая — расчет по формуле (40). Подробнее см. в тексте

#### 4.7. Расчеты на рис. 7

На рис. 7 представлено шесть вариантов расчетов суммарного спектра  $N(\varepsilon)$  протонов, ускоренных ударной волной со скоростью  $V_S = 460$  км/с (скорость КВМ  $V_P = 300$  км/с) в нижней солнечной короне, как функции кинетической энергии  $\varepsilon$ .

Степень сжатия вещества на ударном фронте  $\sigma \approx 2.87$  в расчетах 1–6 почти константа.

В расчетах 1–3 на рис. 7, выполненных при напряженности магнитного поля  $B_0 = 2$  Гс, максимальные энергии  $\varepsilon_{max} = 4, 18, 3.4 \cdot 10^3$  МэВ, согласно номеру расчета. Эффективная степень сжатия  $\sigma_{eff}$  в расчетах изменялась от 2.1 до 1.02.

В расчетах 4–6 на рис. 7, в которых напряженность магнитного поля  $B_0 = 1$  Гс, максимальные энергии  $\varepsilon_{max} = 244, 7.4 \cdot 10^3, 1.8 \cdot 10^4$  МэВ, в соответствии с вариантом расчета. Эффективная степень сжатия  $\sigma_{eff}$  в них в начальный момент времени 2.2, после чего она уменьшалась до 1.68, 1.72, 1.89, соответственно номеру расчета.

Можно сделать вывод, что при  $B_0 = 2$  Гс процесс ускорения протонов прекратился из-за уменьшения  $\sigma_{eff}$  почти до 1, а при  $B_0 = 1$  Гс — из-за роста коэффициента диффузии у частиц предельных энергий до величины, при которой перестало увеличиваться их число в области энергий  $\varepsilon \gtrsim \varepsilon_{max}$ . Предельные

энергии у протонов в расчете 3 существенно больше, чем в расчете 4.

Ход и завершение расчета 4 на рис. 7 практически такие же, как в расчете 1 на рис. 5, а расчеты 5 и 6 на рис. 7 подобны расчетам 2 и 3 на рис. 5 соответственно.

В расчете 6 на рис. 7 максимальная  $\varepsilon_{max} = 1.8 \cdot 10^4$  МэВ и предельно возможная  $\varepsilon_{ext} \sim 9.3 \cdot 10^4$  МэВ энергии были достигнуты за 31.9 с при радиусе ударной волны  $R_S = 1.12R_\odot$ .

Спектры протонов  $N(\varepsilon)$  в расчетах 1–3 являются несформированными (неустановившимися) и на них до  $\sim 0.05$  МэВ произошло вырождение степенных участков.

Хотя спектры протонов  $N(\varepsilon)$  в расчетах 4–6 можно считать сформированными (установившимися), но и на них началось вырождение степенных участков: примерно до энергии  $\sim 0.2$  МэВ наблюдается либо квазистепенная часть, либо искривление в виде вогнутости.

Наклон «бампов» (от  $\sim 0.2$  МэВ до  $\varepsilon_{max}$ ), вытянутых в широких по энергии диапазонах и похожих на квазистепенные участки, у спектров  $N(\varepsilon)$  в расчетах 4–6 на рис. 7  $\gamma = 2.20, 2.12, 1.93$ , согласно номеру расчета.

Пунктирной кривой на рис. 7 показана оценка формулой (40) кривой 5 с параметрами:  $\gamma = 2.12$ ,  $\alpha = 1.4$  и  $\varepsilon_{max} = 7.4 \cdot 10^3$  МэВ.

Отметим, что, как и в расчетах на рис. 4 и 6, все спектры  $N(\varepsilon)$  протонов в расчетах на рис. 7 имеют по три участка.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ

Над активными областями (местами вспышек) параметры плазмы могут сильно отличаться от средних величин. Например, магнитное поле в короне изменяется от единиц гауссов в спокойных областях до сотен и даже тысяч гауссов над большими пятнами [37, 38].

Следовательно, из-за незнания точных значений параметров среды в нижней короне Солнца над активной зоной в момент протекания события СКЛ возникает необходимость подбирать для некоторых из них подходящие величины в рамках известных или логически обоснованных диапазонов изменений при получении численного описания спектров частиц, измеренных в межпланетном пространстве и на Земле.

Таковыми параметрами, например, можно считать величину напряженности магнитного поля  $B_0(r_0)$  в

выражении (37), поток энергии альфвеновских волн  $F_w$  в основании солнечной короны, создающий фоновый спектр  $E_{w0}$  (34) альфвеновских волн с показателем наклона  $\beta$  в зависимости от частоты  $\nu$  в инерционном поддиапазоне.

Для ускорения частиц на фронте бегущей от Солнца ударной волны необходимо, чтобы выполнялось условие  $V_S > w + c_c$  (см. выражение (46)), связывающее скорости ударной волны  $V_S$ , плазмы  $w$  и рассеивающих центров  $c_c$ . Скорость плазмы  $w$  и рассеивающих центров  $c_c$  будет определять возможность и эффективность ускорения ионов. Поскольку  $c_c \propto B$ , введем понятие пороговой величины напряженности магнитного поля  $B'_0(r_0)$ , при которой в случае выполнения условия  $B_0 \gtrsim B'_0$  процесс ускорения СКЛ становится невозможным. В каждом конкретном событии величина  $B'_0$  определяется параметрами этого события.

Считается, что к СКЛ относятся протоны с энергией  $\geq 1$  МэВ [5]. По этой причине надо рассматривать рассчитанные выше суммарные спектры  $N(\varepsilon)$  от энергии 1 МэВ. Тогда до энергии 1 МэВ в расчетах на спектрах «теряются» либо вырожденные степенные участки, либо часть степенных. Возможно, предполагается, что спектры СКЛ, ускоренных на ударных волнах, должны начинаться степенными (или квазистепенными) участками.

Сравнение между собой расчетов на рис. 4, а также на рис. 6 и на рис. 7, показывает, что, чем меньше в расчетах эффективная степень сжатия  $\sigma_{eff}$  в начальный момент времени  $t_0$  и/или меньше показатель  $\beta$  в зависимости от частоты  $\nu$  в инерционном поддиапазоне у спектров волн  $E_{w0}$  (34), тем более «мягкими» формируются окончательные спектры частиц.

Отметим, что при сравнении амплитуд спектров  $N(\varepsilon)$  протонов при энергии 1 МэВ между расчетами 1–3 и расчетами 4–6 на рис. 4, 6 и 7 может показаться, что расчеты 1–3 выполнены с темпами инжекции частиц в процесс ускорения, на порядки более низкими по сравнению с расчетами 4–6.

По данным со спутников спектры  $N(\varepsilon)$  протонов имеют сложную форму, а их амплитуда измерений составляет 3–6 порядков величины (см., например, спектры, полученные на Helios-1 [39]).

Не менее сложную форму могут иметь спектры  $N(\varepsilon)$  с релятивистскими протонами, собранные из данных со спутников и измерений на Земле. В этом случае размах амплитуд спектров  $N(\varepsilon)$  протонов имеет 10–12 порядков (см., например, [13, 40, 41]).

Поскольку экспериментальные данные приводятся, как правило, с энергий  $\gtrsim 1$  МэВ, приведенные в измерениях спектров  $N(\varepsilon)$  протонов порядки изменения их по величине позволяют лучше видеть и оценивать представленные выше расчеты.

Отметим, что наиболее сложными для численного описания участками спектров  $N(\varepsilon)$  протонов являются «бампы» и следующие за ними «завалы».

В работе [39] по данным измерений протонов на Helios-1 были рассмотрены три типа событий.

Первый тип — это события 22 ноября 1977 г., 21 июня 1980 г. и 3 июня 1982 г., которые были приписаны автором [39] к стохастическому ускорению и для которых спектры  $N(\varepsilon)$  протонов были описаны модифицированной функцией Бесселя (или второго порядка). Случай 7 мая 1978 г., изученный в работе [13], относится к этому типу событий, при исследовании которого методом подбора  $B_0$ ,  $E_{w0}$  и  $\beta$ , а также скорости ударной волны  $V_S$ , был воспроизведен численно измеренный спектр  $N(\varepsilon)$  протонов во всем широком диапазоне энергий согласно приведенной в настоящей работе теории.

Второй тип — это приведенное в [39] событие 16 февраля 1979 г., в котором наблюдается степенной спектр  $N(\varepsilon)$  протонов до энергий  $\gtrsim 10^3$  МэВ с показателем наклона  $\gamma = 2.16$ . К нему можно, например, примерить расчет 5 на рис. 7, спектр  $N(\varepsilon)$  которого был аппроксимирован формулой (40) в диапазоне энергий 1– $10^3$  МэВ с параметром  $\gamma = 2.12$ .

Третий тип — это события 13 февраля 1978 г. и 1 марта 1979 г., которые по мнению автора [39] не описываются ни модифицированной функцией Бесселя, ни степенным законом. Похожие на эти события случаи 7 и 21 июня 1980 г., измеренные на IMP-8 [42], у которых спектры  $N(\varepsilon)$  протонов были описаны в работе [43] функцией с двумя последовательными с ростом энергии степенными участками, разделенными между собой точкой перелома (или точкой сгиба) — «коленом». При этом второй степенной участок «мягче» первого, т.е.  $\gamma_2 > \gamma_1$ . Расчеты 1–3 на рис. 4, 6 и 7 демонстрируют возможность численного описания таких событий.

Покажем это на примере кривой 5 в расчете на рис. 3. Для этого заметим, что, как видно из приведенных выше расчетов, все они имеют «бампы» или переходные области в суммарных спектрах  $N(\varepsilon)$  протонов между степенными (или вырожденными степенными) участками и «завалами». Также хорошо видно, что все «бампы» имеют участок перехода с ростом энергии  $\varepsilon$  от «жесткого» спектра к «мягкому». Квазистепенной участок энергий 0.5 – 20 МэВ на «бампе» кривой 5 можно приближенно описать

степенной функцией с показателем  $\gamma_1 = 2$ , а квазистепенной участок энергий 30–300 МэВ на нем — степенной функцией с показателем  $\gamma_2 = 2.8$ .

На «бампе» кривой 3 на рис. 6 квазистепенные участки 0.2–20 МэВ и 40–2000 МэВ можно аппроксимировать степенными функциями с показателями  $\gamma_1 = 2.1$  и  $\gamma_2 = 2.9$  соответственно.

Участки 0.05–20 МэВ и 50–1000 МэВ «бампа» кривой 3 на рис. 7 можно приблизительно описать степенными функциями соответственно с показателями  $\gamma_1 = 2.5$  и  $\gamma_2 = 3.3$ .

В расчете 3 на рис. 6 предельно возможная энергия  $\varepsilon_{ext} \sim 1.1 \cdot 10^4$  МэВ почти на порядок больше, чем  $\varepsilon_{ext} \sim 1.2 \cdot 10^3$  МэВ в расчете на рис. 3, хотя эффективная степень сжатия  $\sigma_{eff}(t_0) = 2.5$  в этом расчете немного меньше, чем в расчете на рис. 3, в котором  $\sigma_{eff}(t_0) = 2.7$ .

Это связано с тем, что в расчете 3 на рис. 6 напряженность магнитного поля  $B_0 = 3$  Гс в (37) и, следовательно, протоны с энергией инжекции  $\varepsilon_{inj} = 1.4 \cdot 10^{-2}$  МэВ в процесс ускорения взаимодействуют с волнами, имеющими частоту  $\nu_{inj} = 415$  Гц и амплитуду  $E_{w0}(\nu_{inj}, r_0) = 361$  Гс<sup>2</sup>/Гц в соотношении (42), а в расчете на рис. 3  $B_0 = 4$  Гс и протоны с энергией  $\varepsilon_{inj} = 2.5 \cdot 10^{-2}$  МэВ имеют на спектре волн (42) резонансную частоту  $\nu_{inj} = 546$  Гц, которой соответствует амплитуда  $E_{w0}(\nu_{inj}, r_0) = 247$  Гс<sup>2</sup>/Гц.

То есть в расчете 3 на рис. 6 процесс ускорения для всех частиц с энергиями  $\varepsilon \geq 1.4 \cdot 10^{-2}$  МэВ протекал по сравнению с расчетом на рис. 3 на более высоком уровне турбулентности  $E_w$ , а значит, с меньшим коэффициентом диффузии  $\kappa(\varepsilon) \propto E_w^{-1}$  (11), и, как показано в работе [14], это должно вести к увеличению предельно возможной энергии  $\varepsilon_{ext}$ .

Для расчета 3 на рис. 7  $B_0 = 2$  Гс и протоны с энергией инжекции  $\varepsilon_{inj} = 6.1 \cdot 10^{-3}$  МэВ в процесс ускорения взаимодействуют с волнами, имеющими частоту  $\nu_{inj} = 276$  Гц и амплитуду  $E_{w0}(\nu_{inj}, r_0) = 761$  Гс<sup>2</sup>/Гц на (42), а также в расчете имеем эффективную степень сжатия  $\sigma_{eff}(t_0) = 2.1$  и предельно возможную энергию  $\varepsilon_{ext} \sim 4.3 \cdot 10^3$  МэВ.

В расчете 3 на рис. 7 предельно возможная энергия  $\varepsilon_{ext}$  больше, чем в расчете на рис. 3, из-за того, что протоны ускорялись на более высоком уровне альфвеновского спектра волн  $E_w$  (42), который выше, чем в случае расчета 3 на рис. 6. В то же время в расчете 3 на рис. 7 предельно возможная энергия  $\varepsilon_{ext}$  меньше, чем в расчете 3 на рис. 6, из-за существенно меньшей эффективной степени сжатия  $\sigma_{eff}(t_0)$ .

В работе [44] авторы предполагают, что два последовательных степенных участка на окончательном спектре ускоренных частиц могут возникать в результате суперпозиции спектров, сформированных на смежных сегментах ударного фронта, на которых течения ускорений сильно различаются из-за значительно отличающихся коэффициентов диффузии частиц.

В обзоре [5] со ссылкой на ряд исследований утверждается, что протяженные («жесткие») квазиэкспоненциальные спектры релятивистских СКЛ (там такие спектры называются экспоненциальными или «жесткими» экспоненциальными) формируются в токовом слое во вспышках. Расчеты 3 на рис. 4, 6 и 7 показывают, что такие формы спектры  $N(\varepsilon)$  протонов могут приобретать на фронтах ударных волн при малой величине эффективной степени сжатия  $\sigma_{eff}$ , стремящейся к единице, а также с уровнем фоновой альфвеновской турбулентности (34), имеющим показатель  $\beta \gtrsim 2.5$  в зависимости от частоты  $\nu$  в инерционном поддиапазоне. При значительном увеличении фонового уровня «типичного» спектра волн (34) можно ожидать ускорение протонов до энергий  $\gtrsim 10^5$  МэВ.

Сравнение приведенных на рис. 10 авторами обзора [19] измерений на сети нейтронных мониторов и их расчета для протонов с релятивистскими участками на «бампах» в расчетах 3 на рис. 6 и 7 показывает, что они подобны. Нужно только учесть, что на рис. 10 в [19] полулогарифмический график.

Если  $B_0$  незначительно меньше  $B'_0$ , то многие события, приписываемые к импульсным, могут быть связаны с ударной волной, на которой начальная эффективная степень сжатия  $\sigma_{eff}$  мала и очень быстро уменьшается до единицы. Возможность численного описания таких событий видна по расчетам 1–3 на рис. 4, 6 и 7.

Как показано в работе [9], для обеспечения наблюдаемых на орбите Земли потоков СКЛ минимальный темп инжекции  $\eta$  частиц в режим ускорения на ударной волне должен быть  $\gtrsim 10^{-6}$ . При темпах инжекции  $< 10^{-6}$  может оказаться, что ускоренные ударной волной СКЛ будет трудно выделить из фонового потока частиц. И только от наиболее энергичных СКЛ ( $\gtrsim 10^5$  МэВ) можно будет зарегистрировать на Земле, например, мюоны, пришедшие со стороны Солнца. Низкий темп инжекции  $\eta$ , в частности, возможен при очень большой скорости ударной волны  $V_S$ , распространяющейся в плазме, в которой очень мало частиц со скоростями, существенно большими  $V_S$ , способных вступить в процесс ускорения.

Соотношение  $B_0 \gtrsim B'_0$  и/или очень маленькая величина темпа инжекции  $\eta$  частиц в режим ускорения могут быть одной из причин, почему не от всех вспышек GLE на Солнце измеряются СКЛ, конечно, при условии, что все они ускоряются на фронте ударной волны.

## 6. ВЫВОДЫ

Предложенный в работе сценарий ускорения СКЛ на фронте ударной волны в нижней короне Солнца показывает, что квазилинейная теория диффузионного ускорения СКЛ способна адекватно воспроизводить экспериментальные данные во всем широком диапазоне энергий протонов от  $\lesssim 1$  МэВ до  $\gtrsim 10^5$  МэВ.

Показано, что для того, чтобы протекал процесс ускорения частиц на ударной волне, необходимо, чтобы напряженность магнитного поля  $B_0$  в нижней короне Солнца была меньше некоторой пороговой величины  $B'_0$  для гарантирования значения эффективной степени сжатия  $\sigma_{eff}$  на ударном фронте, существенно большего единицы.

Расчеты демонстрируют формирование двух типов суммарных спектров  $N(\varepsilon)$  протонов, каждому из которых соответствует свой тип ударных волн. Первый — это спектры  $N(\varepsilon)$  на сильных ударных волнах, при формировании которых напряженность магнитного поля  $B_0$  в нижней короне значительно меньше пороговой величины  $B'_0$  и обеспечиваются для эффективной степени сжатия  $\sigma_{eff}$  на ударном фронте значения, значительно большие единицы до конца расчетов, которые заканчиваются из-за роста коэффициента диффузии  $\kappa(\varepsilon)$  у протонов предельных энергий  $\varepsilon \gtrsim \varepsilon_{max}$  до величин, при которых они перестают ощущать размер ударной волны. Второй тип — это спектры  $N(\varepsilon)$  на слабых ударных волнах, при формировании которых напряженность магнитного поля  $B_0$  в нижней короне незначительно меньше пороговой величины  $B'_0$  и процесс ускорения протонов заканчивается из-за стремления к единице эффективной степени сжатия  $\sigma_{eff}$  на ударном фронте.

Все рассчитанные суммарные спектры  $N(\varepsilon)$  протонов имеют по три участка: степенной или вырожденный степенной, «бамп» и «завал». Степенной участок спектра  $N(\varepsilon)$  имеется у волн первого типа, а вырожденный степенной — у второго.

Расчеты со вторым типом ударных волн способны описывать измеренные протяженные («жесткие») по энергии квазиэкспоненциальные суммарные спектры  $N(\varepsilon)$  протонов до релятивистских энергий  $\gtrsim 10^3$  МэВ.

Вычисления показывают, что точка перелома (или точка сгиба — «колени»), которая наблюдается в экспериментальных данных, может быть воспроизведена в расчетах суммарных спектров  $N(\varepsilon)$  протонов со вторым типом ударных волн.

На основе проведенных здесь и в работе [13] исследований можно сформулировать сценарий, согласно которому в диффузионной теории СКЛ ускоряются ударной волной, образованной КВМ, на высоком уровне фоновой альфвеновской турбулентности  $E_{w0}$ , на расстояниях  $1.1\text{--}4R_{\odot}$  от Солнца, после чего модулируются ею до  $6\text{--}10R_{\odot}$ . Процесс заканчивается интенсивным убеганием частиц в межпланетное пространство.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты позволяют говорить о важности развиваемой квазилинейной теории [12] ускорения СКЛ ударной волной в нижней короне Солнца.

Результаты настоящей работы могут быть полезны для анализа энергетического обмена в неоднородных системах, которые представляют интерес в физике плазмы и астрофизике.

Работа по статье планировалась совместно с безвременно ушедшем от нас Е. Г. Бережко.

**Финансирование.** Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект FWRS-2021-0012).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Ф. Крымский, Докл. АН СССР **234**, 1306 (1977) [G. F. Krymskii, Sov. Phys. Dokl. **22**, 327 (1977)].
2. W. I. Axford, E. Leer, and G. Skadron, in *Proc. 15th ICRC*, 1977, Plovdiv, Bulgaria **11**, 132 (1977).
3. Е. Г. Бережко, В. К. Ёлшин, Г. Ф. Крымский, С. И. Петухов, *Генерация космических лучей ударными волнами*, Наука, Новосибирск (1988).
4. Е. Г. Бережко, Г. Ф. Крымский, УФН **154**, 49 (1988) [E. G. Berezhko and G. F. Krymskii, Sov. Phys. Usp. **31**, 27 (1988)].
5. Л. И. Мирошниченко, УФН **188**, 345 (2018), doi: 10.3367/UFNr.2017.03.038091 [L. I. Miroshnichenko, Phys. Usp. **61**, 323 (2018), doi: 10.3367/UFNe.2017.03.038091].
6. M. A. Lee, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **158**, 38 (2005), doi: 10.1086/428753.
7. М. И. Панасюк, Л. И. Мирошниченко, УФН **192**, 413 (2022), doi: 10.3367/UFNr.2021.07.039022 [M. I. Panasyuk and L. I. Miroshnichenko, Phys. Usp. **65**, 379 (2022), doi: 10.3367/UFNe.2021.07.039022].
8. Е. Г. Бережко, С. Н. Танеев, *Космич. исслед.* **29**, 582 (1991) [E. G. Berezhko and S. N. Taneev, *Cosmic Res.* **29**, 500 (1992)].
9. Е. Г. Бережко, С. Н. Танеев, *Письма в Астрон. ж.* **29**, 601 (2003) [E. G. Berezhko and S. N. Taneev, *Astron. Lett.* **29**, 530 (2003)].
10. Е. Г. Бережко, С. Н. Танеев, *Письма в Астрон. ж.* **39**, 443 (2013), doi: 10.7868/S0320010813060016 [E. G. Berezhko and S. N. Taneev, *Astron. Lett.* **39**, 393 (2013), doi: 10.1134/S1063773713060017].
11. A. S. Petukhova, I. S. Petukhov, S. I. Petukhov, and L. T. Ksenofontov, *Astrophys. J.* **836**, 36 (2017), doi: 10.3847/1538-4357/836/1/36.
12. С. Н. Танеев, Л. Т. Ксенофонтов, Е. Г. Бережко, *ЖЭТФ* **161**, 20 (2022), doi: 10.31857/S0044451022010023 [S. N. Taneev, L. T. Ksenofontov, and E. G. Berezhko, *JETP* **134**, 14 (2022), doi: 10.1134/S1063776121120165].
13. С. Н. Танеев, *ЖЭТФ* **163**, 503 (2023), doi: 10.31857/S0044451023040077 [S. N. Taneev, *JETP* **136**, 446 (2023), doi: 10.1134/S106377612304012X].
14. С. Н. Танеев, Е. Г. Бережко, *ЖЭТФ* **158**, 474 (2020), doi: 10.31857/S0044451020090060 [S. N. Taneev and E. G. Berezhko, *JETP* **131**, 422 (2020), doi: 10.1134/S1063776120080075].
15. T. K. Suzuki and S. Inutsuka, *J. Geophys. Res.* **111**, A06101 (2006), doi: 10.1029/2005JA011502.
16. W. H. Matthaeus, D. J. Mullan, P. Dmitruk et al., *Nonlin. Processes Geophys.* **10**, 93 (2003), doi: 10.5194/npg-10-93-2003.
17. G. A. Dulk, Y. Leblanc, and J.-L. Bougeret, *Geophys. Res. Lett.* **26**, 2331 (1999), doi: 10.1029/1999GL900454.
18. М. А. Лившиц, А. В. Белов, *Астрон. ж.* **81**, 732 (2004) [M. A. Livshits and A. V. Belov, *Astron. Rep.* **48**, 665 (2004)].
19. И. М. Подгорный, А. И. Подгорный, *Космич. исслед.* **57**, 403 (2019), doi: 10.1134/S0023420619060062 [I. M. Podgorny and A. I. Podgorny, *Cosmic Res.* **57**, 389 (2019), doi: 10.1134/S0010952519060054].
20. А. Б. Струминский, И. Ю. Григорьева, Ю. И. Логачев, А. М. Садовский, *Физика плазмы* **46**, 139 (2020), doi: 10.31857/S0367292120020134

- [A. B. Struminskii, I. Yu. Grigor'eva, Yu. I. Logachev, and A. M. Sadovskii, *Plasma Phys. Rep.* **46**, 174 (2020), doi: 10.1134/S1063780X20020130].
21. G. P. Zank, Gang Li, and V. Florinski, *J. Geophys. Res.* **109**, A04107 (2004), doi: 10.1029/2003JA010301.
  22. Г. Ф. Крымский, *Геомагн. и аэронав.* **4**, 977 (1964) [G. F. Krymskiy, *Geomagn. Aeron.* **4**, 763 (1964)].
  23. E. N. Parker, in *Proc. 9th ICRC*, 1965, London, United Kingdom **1**, 26 (1966).
  24. Е. Г. Бережко, В. К. Елшин, Л. Т. Ксенофонтов, *ЖЭТФ* **109**, 3 (1996) [E. G. Berezhko, V. K. Elshin, and L. T. Ksenofontov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **109**, 3 (1996)].
  25. M. A. Lee, *J. Geophys. Res.* **87**, 5063 (1982), doi: 10.1029/JA087iA07p05063.
  26. M. A. Lee, *J. Geophys. Res.* **88**, 6109 (1983), doi: 10.1029/JA088iA08p06109.
  27. B. E. Gordon, M. A. Lee, E. Möbius, and K. J. Trattner, *J. Geophys. Res.* **104**, 28263 (1999), doi: 10.1029/1999JA900356.
  28. E. G. Berezhko, V. K. Elshin, and L. T. Ksenofontov, *Astropart. Phys.* **2**, 215 (1994).
  29. Е. Г. Бережко, В. К. Елшин, Л. Т. Ксенофонтов, *Астрон. ж.* **73**, 176 (1996) [E. G. Berezhko, V. K. Elshin, and L. T. Ksenofontov, *Astron. Rep.* **40**, 155 (1996)].
  30. E. G. Berezhko, S. N. Taneev, and K. J. Trattner, *J. Geophys. Res.* **116**, A07102 (2011), doi: 10.1029/2010JA016404.
  31. E. C. Sittler, Jr. and M. Guhathakurta, *Astrophys. J.* **523**, 812 (1999), doi: 10.1086/307742.
  32. A. J. Hundhausen, *Coronal Expansion and Solar Wind*, Vol. 5, Springer, New York (1972).
  33. G. Mann, A. Klassen, H. Aurass, and H.-T. Classen, *Astron. Astrophys.* **400**, 329 (2003), doi: 10.1051/0004-6361:20021593.
  34. D. V. Reames, *Space Sci. Rev.* **90**, 413 (1999), doi: 10.1023/A:1005105831781.
  35. M. J. Aschwanden, *Physics of the Solar Corona. An Introduction*, Praxis Publ. Ltd., Chichester UK and Springer, New York (2004).
  36. E. G. Berezhko, *Astropart. Phys.* **5**, 367 (1996), doi: 10.1016/0927-6505(96)00037-0.
  37. М. А. Челпанов, С. А. Анфиногентов, Д. В. Костарев и др., *Солнечно-земная физика* **8**(4), 3 (2022), doi: 10.12737/szf-84202201 [M. A. Chelpanov, S. A. Anfinogentov, D. V. Kostarev et al., *Solar-Terrestrial Phys.* **8**(4), 3 (2022), doi: 10.12737/stp-84202201].
  38. S. A. Anfinogentov, A. G. Stupishin, I. I. Mysh'yakov, and G. D. Fleishman, *Astrophys. J.* **880**, L29 (2019), doi: 10.3847/2041-8213/ab3042.
  39. W. Dröge, in *Proc. 26th ICRC*, 1999, Salt Lake City, USA **6**, 232 (1999).
  40. С. Н. Танеев, С. А. Стародубцев, В. Г. Григорьев, Е. Г. Бережко, *ЖЭТФ* **156**, 449 (2019), doi: 10.1134/S0044451019090074 [S. N. Taneev, S. A. Starodubtsev, V. G. Grigor'ev, and E. G. Berezhko, *ЖЭТФ* **129**, 375 (2019), doi: 10.1134/S1063776119080089].
  41. J. L. Lovell, M. L. Duldig, and J. E. Humble, *J. Geophys. Res.* **103**, 23733 (1998), doi: 10.1029/98JA02100.
  42. D. C. Ellison and R. Ramaty, *Astrophys. J.* **298**, 400 (1985).
  43. L. I. Miroshnichenko and R. A. Nymmik, *Radiat. Meas.* **61**, 6 (2014), doi: 10.1016/j.radmeas.2013.11.010.
  44. F. Yu, X. Kong, F. Guo et al., *Astrophys. J. Lett.* **925**, L13 (2022), doi: 10.3847/2041-8213/ac4cb3.