

# УСКОРЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ В НИЖНЕЙ КОРОНЕ СОЛНЦА 7 МАЯ 1978 г.

*С. Н. Танеев* \*

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

Поступила в редакцию 17 октября 2022 г.,  
после переработки 6 декабря 2022 г.  
Принята к публикации 6 декабря 2022 г.

На основе теории диффузионного ускорения заряженных частиц проведены теоретические исследования численными методами спектров протонов, произведенных ударной волной, образованной корональным выбросом массы (КВМ), в нижней короне Солнца с известными параметрами солнечной плазмы для события солнечных космических лучей (СКЛ), зарегистрированного вблизи орбиты Земли 7 мая 1978 г. (ground level enhancement № 31, GLE31). Для анализа события использовались данные регистрации потоков протонов прибором CPME, установленным на космическом аппарате IMP-8, и мировой сети наземных нейтронных мониторов, совмещенных с измерениями частиц телескопами на спутниках IMP-7 и IMP-8. В расчетах для удовлетворительного воспроизведения измеренного на орбите Земли спектра протонов скорость КВМ была принята постоянной и равной 600 км/с. Процесс ускорения СКЛ ударной волной протекал до  $1.4R_{\odot}$  солнечных радиусов в течении 256 с.

DOI: 10.31857/S0044451023040077  
EDN: LRIIOR

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие теории диффузионного ускорения (см., например, пионерские работы Крымского [1], в которой автор назвал эту теорию регулярным механизмом ускорения, Аксфорда и др. [2], Блэндфорда и Острайкера [3]; монографию Бережко и др. [4] и обзор Бережко и Крымского [5], а также ссылки в них) применительно к явлениям во внутренней гелиосфере (области, ограниченной орбитой Земли) необходимо для детального понимания процессов формирования спектров энергичных ионов на фронтах ударных волн.

Обоснование предмета исследований генерации солнечных космических лучей (СКЛ) ударной волной в нижней короне Солнца приведено во введениях работ Бережко и Танеева [6, 7]; см. также обзоры Мирошниченко [8], Панасюка и Мирошниченко [9], работу Ли [10] и ссылки там.

Отметим, что для понимания и детального объяснения явления генерации СКЛ ударными волна-

ми, бегущими от Солнца в межпланетное пространство, в статье [6] была разработана линейная (несамосогласованная) теория ускорения СКЛ ударной волной до релятивистских энергий в нижней солнечной короне, в которой ускоряемые частицы имеют коэффициенты диффузии, задаваемые аналитически.

Линейная (несамосогласованная) теория [6] 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.

В дальнейшем учет генерации альфвеновских волн ускоряемыми частицами привел к созданию квазилинейной (самосогласованной) теории диффузионного ускорения СКЛ на фронте корональной ударной волны [7], в которой коэффициент диффузии частиц определяется степенью генерации ими альфвеновских волн.

В статье [11] впервые рассмотрено влияние коронального выброса массы (КВМ) на процесс ускорения СКЛ ударной волной в рамках линейной (несамосогласованной) теории. Отметим, что в англо-

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

язычной литературе для обозначения КВМ используют аббревиатуру СМЕ (coronal mass ejection).

В дальнейшем в работе [12] были проведены теоретические исследования численными методами квазилинейного (самосогласованного) варианта теории ускорения СКЛ ударной волной с учетом влияния на этот процесс КВМ.

Целью настоящей работы является исследование события СКЛ, зарегистрированного вблизи орбиты Земли 7 мая 1978 г. (GLE31), основанное на результатах, полученных в [12]. События с релятивистскими СКЛ принято называть GLE (ground level enhancement) с присвоением порядкового номера.

## 2. МОДЕЛЬ

Так как модель подробно изложена в работе [12], здесь мы остановимся только на основных ее элементах, сохраняя обозначения.

Как и в предшествующих наших работах [6, 7, 12–18], мы рассматриваем только квазипараллельные ударные волны, на которых наиболее эффективно процесс ускорения частиц протекает на лобовом участке сферического ударного фронта, имеющего наибольшую скорость  $V_S$ , а силовые линии магнитного поля  $\mathbf{B}$  составляют небольшой угол  $\psi$  с нормалью к ударному фронту  $\mathbf{n}$  ( $\psi \lesssim 45^\circ$ ).

Будем считать, что в области гелиоцентрических расстояний  $r < 5R_\odot$  магнитное поле  $\mathbf{B}$  направлено радиально, как и скорость течения вещества  $\mathbf{w}$ .

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 ( $\kappa_\parallel \gg \kappa_\perp$  [19], где  $\kappa_\parallel$  ( $\kappa_\perp$ ) — коэффициент продольной (поперечной) по отношению к магнитному полю  $\mathbf{B}$  диффузии  $\kappa$  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 [20, 21], 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 сре-

ды (плазмы),  $c_c$  — скорость рассеивающих центров относительно среды.

Предпоследний член в правой части уравнения (1) описывает адиабатическое замедление частиц в расширяющемся потоке, которое является одним из факторов, ограничивающим спектр ускоренных частиц со стороны больших энергий.

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 влияет на процесс ускорения частиц. Как и раньше [6, 7, 12–17], нами 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 предшествующих наших работах [6, 7, 12–18], мы не учитываем модификацию ударной волны обратным воздействием ускоренных частиц, так как их давление  $P_c$  [4, 5] значительно меньше динамического давления среды на ударный фронт  $P_m = \rho(V_S - w)^2$  (подробнее см. в [6]);  $\rho$  — плотность среды в точке  $r = R_S + 0$ .

Поэтому ударный фронт трактуется нами как разрыв, на котором скорость среды  $u = V_S - w$  относительно ударного фронта испытывает скачок от значения  $u_1$  в точке  $r = R_S + 0$  до

$$u_2 = u_1 / \sigma \quad (2)$$

в точке  $r = R_S - 0$ , где

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

— 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

$$\frac{u'_1 - u_2}{3} p \frac{\partial f}{\partial p} = \left( \kappa \frac{\partial f}{\partial r} \right)_1 - \left( \kappa \frac{\partial f}{\partial r} \right)_2 + Q_0, \quad (4)$$

где  $u' = u - c_c$  — скорость рассеивающих центров относительно ударного фронта,

$$Q_0 = u_1 \frac{N_{inj}}{4\pi p_{inj}^2} \delta(p - p_{inj}) \quad (5)$$

— 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.

Ввиду отсутствия разработанной теории механизма инжекции безразмерный параметр  $\eta$ , который принято называть темпом инжекции, является свободным в используемой нами модели. В расчетах  $\eta = 10^{-3}$ .

Величину импульса инжектируемых в процесс ускорения протонов  $p_{inj}$  мы принимаем, как обычно [6, 7, 12–18],  $p_{inj} = \lambda mc_{s2}$  (см., например, [22]), где  $\lambda > 1$ , а

$$c_{s2} = \frac{u_1 \sqrt{\gamma_g(\sigma - 1) + \sigma/M_1^2}}{\sigma} \quad (6)$$

— скорость звука за фронтом ударной волны; у нас  $\lambda = 4$ . Для иона с массовым числом  $A$  импульс инжекции  $p_{inj,A} = Ap_{inj}$ .

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

$$f(r, p, t_0) = 0, \quad f(r = \infty, p, t) = 0, \quad (7)$$

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

Коэффициент диффузии  $\kappa_{\parallel}$  частиц, входящий в уравнение (1), определяется выражением [23]

$$\kappa_{\parallel} = \frac{v^2 B^2}{32\pi^2 \omega_B E_w (k = \rho_B^{-1})}, \quad (8)$$

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  $\kappa_{\parallel}\kappa_{\perp} = \rho_B^2 v^2/3$  [24].

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

$$\frac{\partial E_w^{\pm}}{\partial t} + u_1^{\pm} \frac{\partial E_w^{\pm}}{\partial x} = \pm \Gamma E_w^{\pm}, \quad (9)$$

где

$$\Gamma(k) = \frac{32\pi^3 c_A}{kc^2 v^2} \sum_s \frac{(Ze)^2}{Am} \kappa_{\parallel} (\rho_B = k^{-1}) \times \int_{p_{min}}^{\infty} dp p^2 v \left(1 - \frac{m^2 \omega_B^2}{k^2 p^2}\right) \frac{\partial f}{\partial x} \quad (10)$$

— инкремент раскачки (декремент затухания) волн ускоренными частицами [25];  $x = R_S - r$ ,  $p_{min} = \max(p_{inj}, m\omega_B/k)$ ; « $s$ » — 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 (−);  $E_w = E_w^+ + E_w^-$ ;  $u_1^{\pm} = V_S - w \mp c_A$ .

Поскольку рассеяния СКЛ осуществляются 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

$$c_c = c_A(E_w^+ - E_w^-)/E_w, \quad (11)$$

где

$$c_A = B/\sqrt{4\pi\rho} \quad (12)$$

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

Процесс эволюции спектра ускоренных ионов 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, [4, 5])

$$f(R_S, p, t) = \frac{q\eta N_g}{4\pi p_{inj}^3} \left(\frac{p}{p_{inj}}\right)^{-q}, \quad (13)$$

где показатель спектра определяется выражением

$$q = 3\sigma_{ef}/(\sigma_{ef} - 1), \quad (14)$$

а

$$\sigma_{ef} = u_1'/u_2 = \sigma(1 - c_{c1}/u_1) \quad (15)$$

— эффективная степень сжатия на ударном фронте. По достижении предельного (максимального) импульса  $p_{max}$  в области  $p > p_{max}$  спектр сильно укрупняется и оканчивается квазиэкспоненциальным хвостом.

В случае, когда в области перед ударным фронтом ( $r > R_S$ ) преобладают волны, бегущие в направ-

лении от Солнца ( $c_c = c_A$ ), получаем

$$\sigma_{ef} = \sigma(1 - 1/M_A), \quad (16)$$

где

$$M_A = u_1/c_c = u_1/c_A \quad (17)$$

— альфвеновское число Маха. Условие  $E_w(\nu) \approx E_w^+(\nu)$  выполняется для большей части спектра альфвеновских волн, резонансно взаимодействующих с ускоренными частицами за счет преобладающего вклада волн, раскачиваемых ими.

Мы взяли начальный радиус КВМ  $R_P(t_0)$  равным радиусу Солнца  $R_\odot$ , величину его скорости  $V_P$  положили равной 600 км/с и приняли ее постоянной при удалении от Солнца:  $V_P(r) = \text{const}$ .

Следуя работе [22], начальный радиус ударной волны нами принят равным

$$R_S(t_0) = 1.1 R_P(t_0). \quad (18)$$

Поскольку связь между скоростью коронального выброса  $V_P$  и скоростью порождаемой им ударной волны  $V_S$  из наблюдений не известна, было использовано соотношение

$$V_S = V_P \sigma / (\sigma - 1), \quad (19)$$

справедливое для равномерно движущегося со скоростью  $V_P$  поршня.

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

$$w(r) = V_P + \frac{r - R_P}{R_S - R_P} (w_2 - V_P), \quad (20)$$

где

$$w_2 = V_S - u_2. \quad (21)$$

Применимость такой линейной аппроксимации подтверждается результатами полного численного расчета газодинамических уравнений за фронтом ударной волны.

Дивергенцию скорости солнечного ветра  $w$  за ударным фронтом ( $R_P \leq r \leq R_S$ ) мы приняли в виде

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial(w r^2)}{\partial r} = \frac{2w}{r} + \frac{w_2 - V_P}{R_S - R_P}. \quad (22)$$

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

$$B_2 = B_1 \sigma \quad (23)$$

за ударным фронтом  $\kappa_2$  определяется выражением

$$\kappa_2 = \kappa_{\parallel}(r = R_S + 0) / \sigma. \quad (24)$$

Соотношение (23), справедливое при  $\psi \neq 0^\circ$  из-за наложения сложных геометрий ударной волны и магнитного поля, а также большого числа неустойчивостей на ударном фронте, имеет очень высокую степень вероятности иметь место на ударных волнах.

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 при граничных условиях на поршне [22]

$$\left. \frac{\partial f}{\partial r} \right|_{r=R_P-0}^{r=R_P+0} = 0 \quad (25)$$

и ударном фронте

$$f_2(r = R_S - 0) = f_1(r = R_S + 0). \quad (26)$$

Сформулированная задача (1)–(26) решается численно. Алгоритм численного решения и применяемые численные методы в области перед ударным фронтом ( $r \geq R_S$ ) кратко изложены в работе [18]. Для расчета области за ударным фронтом ( $r \leq R_S$ ) нами была адаптирована численная схема из работы [26].

### 3. ПАРАМЕТРЫ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

В работе [7] был определен спектр фоновых альфвеновских волн  $E_{w0}(k, r)$ , исходя из современного представления о том, что поток энергии альфвеновских волн в основании короны

$$F_w = W(3w + 2c_c) \quad (27)$$

является основным источником энергии солнечного ветра. Здесь

$$W = \int E_{w0}(\nu) d\nu \quad (28)$$

— суммарная по спектру волн плотность магнитной энергии,

$$E_{w0}(\nu) = \nu^{-1} E_{w0}(k) \quad (29)$$

— спектральная плотность магнитной энергии альфвеновских волн, где частота  $\nu$  и волновое число  $k$  связаны соотношением

$$\nu = k(w \pm c_A) / (2\pi), \quad (30)$$

в котором знаки « $\pm$ » отвечают волнам  $E_w^\pm(\nu)$ , распространяющимся от Солнца (+) и к Солнцу (–).

Следуя результатам статьи [27], в работе [7] сделано предположение, что спектр волн в основании короны имеет вид

$$E_{w0}(\nu) \propto \nu^{-1} \quad \text{при} \quad 10^{-3} < \nu < 5 \cdot 10^{-2} \text{ Гц.} \quad (31)$$

В области высоких частот  $\nu > 5 \cdot 10^{-2}$  Гц спектр ожидается более «мягким» [28]. Мы предполагаем, что в этом инерциальном частотном диапазоне он имеет такой же вид, как в солнечном ветре [29]:

$$E_{w0}(\nu) \propto \nu^{-5/3}. \quad (32)$$

Принимая типичное значение потока энергии  $F_w \approx 10^6$  эрг/(см<sup>2</sup> · с) [27], скорости плазмы  $w = 0$  и скорости  $c_c = 200$  км/с в основании короны, имеем  $W = 2.5 \cdot 10^{-2}$  эрг/см<sup>3</sup> и

$$E_{w0}(r_0, \nu_0) = 1.3 \cdot 10^9 \text{ Гц}^2/\text{Гц}, \quad (33)$$

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

Эта энергия делится между противоположно распространяющимися волнами в соответствии с соотношениями

$$E_{w0}^+ = 0.7E_{w0}, \quad E_{w0}^- = 0.3E_{w0}. \quad (34)$$

Согласно спутниковым измерениям у орбиты Земли [29, 30]

$$E_{w0}(r_e = 1 \text{ а.е.}, \nu_0) = 10^{-2} \text{ Гц}^2/\text{Гц}, \quad (35)$$

где  $r_e = 1$  а.е. — астрономическая единица.

Принимая степенную зависимость плотности энергии волн от гелиоцентрического расстояния  $E_{w0}(\nu, r) \propto r^{-\delta}$ , имеем  $\delta = 5$ . В итоге спектральное и пространственное распределение альфвеновских волн в области частот  $\nu > 5 \cdot 10^{-2}$  Гц может быть представлено в виде

$$E_{w0}(k, r) = E_0(k/k_0)^{-\beta}(r/r_0)^{-\delta}, \quad (36)$$

где  $\beta = 2/3$ ,  $E_0 = 6.5 \cdot 10^{-3}$  эрг/см<sup>3</sup>,  $k_0 = 2.4 \cdot 10^5$  см<sup>-1</sup>.

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

$$N_g(r) = N_{g0} [a_1 e^{a_2 z} z^2 \times \\ \times (1 + a_3 z + a_4 z^2 + a_5 z^3)], \quad (37)$$

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

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

$$w(r) = w_0 [N_{g0}/N_g(r)](r_0/r)^2, \quad (38)$$

где  $w_0 = w(r_0) = 1$  км/с.

Напряженность магнитного поля принимается в виде

$$B(r) = B_0(r_0/r)^2, \quad (39)$$

где  $B_0 = 2.3$  Гс [32].

Температура солнечной короны положена равной  $T = 2 \cdot 10^6$  К [33].

Помимо протонов мы принимаем во внимание также ускорение  $\alpha$ -частиц, предполагая, что содержание ядер гелия в корональной плазме составляет 10% от содержания водорода.

#### 4. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

Применим теорию [12] ускорения СКЛ ударной волной в нижней короне Солнца к исследованию события GLE31, которое произошло 7 мая 1978 г.

Вспышка балла X2/2B в линии  $H_\alpha$  на Солнце имела максимум в 03:30 UT (UT — мировое время по Гринвичу) и положение с координатами N22W64 [34].

Согласно измерениям вспышка произошла в относительно спокойный период на фазе восстановления интенсивности галактических космических лучей (ГКЛ). Радиоизлучения начали регистрироваться в период времени 03:21.7–03:22.2 UT, достигли максимума в 03:28.5–03:35.4 UT и продолжались в течении 39.4–48.2 мин. Поток мягкого X-излучения начались в 03:21 UT и достигли максимума в 03:31 UT. Первые СКЛ были зарегистрированы на Земле в 03:36±1 UT. Рост потока частиц, измеренный нейтронным монитором (Durham), продолжался менее 10 мин. [35].

Решаем задачу в два этапа. На первом этапе, приведенном в этом разделе, мы исследуем ускорение СКЛ в нижней короне Солнца.

Для начала предположим, что накопление магнитной энергии на Солнце в области предстоящей вспышки сопровождается возмущением магнитной среды над ней. Из-за этого, например, поток энергии альфвеновских волн  $F_w$  в основании короны может быть значительно больше приведенной выше величины  $10^6$  эрг/(см<sup>2</sup> · с), необходимой для разгона солнечного ветра. Мы взяли  $F_w$  в 140 раз больше:  $F_w = 1.4 \cdot 10^8$  эрг/(см<sup>2</sup> · с).

Следовательно, амплитуда спектра волн  $E_{w0}(\nu)$  в основании короны в области частот  $10^{-3} < \nu < 5 \cdot 10^{-2}$  Гц будет больше в 140 раз, так как суммарная по спектру волн плотность магнитной энергии  $W \propto F_w$  (27).

Как было показано в работе [6], с помощью параметра  $\beta$  в выражении (36) можно в вычислениях задавать форму квазиэкспоненциального хвоста в спектре ускоренных частиц. Мы положили в области высоких частот  $\nu > 5 \cdot 10^{-2}$  Гц параметр  $\beta = 1$ , что делает переход «бампов» в спектрах частиц в более «жесткие» квазиэкспоненциальные хвосты, чем при  $\beta = 2/3$ .

На основе предложенных величин  $F_w$  и  $\beta$  был построен новый спектр фоновых альфвеновских волн  $E_{w0}(k, r)$  (см. рис. 1).

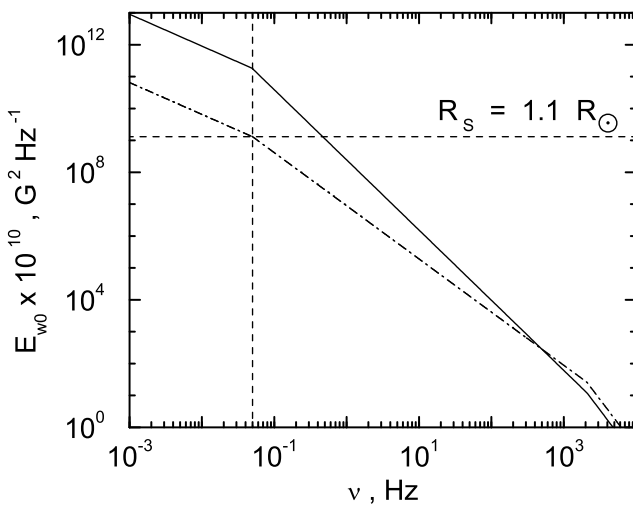


Рис. 1. Сплошные линии — фоновый спектр альфвеновских волн  $E_{w0}(\nu)$  в зависимости от частоты  $\nu$  на расстоянии  $R_S = 1.1 R_\odot$  от Солнца для потока энергии волн  $F_w = 1.4 \cdot 10^8$  эрг/(см<sup>2</sup> · с) и параметра  $\beta = 1$ . Штрихпунктирные линии — спектр  $E_{w0}(\nu)$  для потока  $F_w = 10^6$  эрг/(см<sup>2</sup> · с) и параметра  $\beta = 2/3$ . Вертикальной штриховой линией выделена частота  $\nu_0 = 5 \cdot 10^{-2}$  Гц. Горизонтальной штриховой линией приведена амплитуда волн  $E_{w0} = 1.3 \cdot 10^9$  Гц<sup>2</sup>/Гц. После частоты  $\nu \approx 2 \cdot 10^3$  Гц спектр волн имеет вид  $E_{w0}(\nu) \propto \nu^{-3}$ . Подробнее см. в тексте

На рис.1 сплошными линиями приведен фоновый спектр альфвеновских волн  $E_{w0}(\nu)$  в зависимости от частоты  $\nu$  на расстоянии  $R_S = 1.1 R_\odot$  от Солнца для потока энергии волн  $F_w = 1.4 \cdot 10^8$  эрг/(см<sup>2</sup> · с) и параметра  $\beta = 1$ . Штрихпунктирными линиями представлен спектр  $E_{w0}(\nu)$  для потока  $F_w = 10^6$  эрг/(см<sup>2</sup> · с) и параметра  $\beta = 2/3$ . Вертикальной штриховой линией отмечена частота  $\nu_0 = 5 \cdot 10^{-2}$  Гц, горизонтальной штриховой

линией — амплитуда волн  $E_{w0} = 1.3 \cdot 10^9$  Гц<sup>2</sup>/Гц. После частоты  $\nu \approx 2 \cdot 10^3$  Гц спектр волн имеет вид  $E_{w0}(\nu) \propto \nu^{-3}$ , что связано с учетом нами всегда затухания волн на тепловых протонах [7, 16, 17], которое никак не сказывается на процессе ускорения частиц и необходимо, если приходится сравнивать вычисленный спектр волн  $E_w(\nu)$  с измеренным экспериментально [16, 17]. В месте пересечения сплошной и штрихпунктирной линий находится частота  $\nu_{inj} = 500$  Гц, резонансная с протонами, имеющими энергию инжекции в процесс ускорения  $\varepsilon_{inj} = 20$  кэВ.

Роль рассеивателей для протонов с энергиями  $\lesssim 10^4$  МэВ выполняют волны с частотами  $\nu \gtrsim 5 \cdot 10^{-2}$  Гц. Протоны с энергиями  $> 10^4$  МэВ взаимодействуют с волнами, у которых частота  $\nu < 5 \cdot 10^{-2}$  Гц. Мы приняли зависимость спектра фоновой альфвеновской турбулентности  $E_{w0}(\nu)$  от частоты  $\nu$  в виде

$$E_{w0}(\nu) \propto \nu^{-2} \tag{40}$$

во всей области частот  $\nu \lesssim \nu_{inj}$ , где показатель 2 соответствует параметру  $\beta = 1$ .

В соответствии с приведенными выше моделью и параметрами было сделано два расчета согласно квазилинейной (самосогласованной) теории. Первый расчет был сделан в полном соответствии с изложенной моделью. Во втором расчете влияние КВМ на процесс ускорения СКЛ не учитывалось, т. е. в уравнении (4) член  $(\kappa \partial f / \partial r)_2 = 0$ .

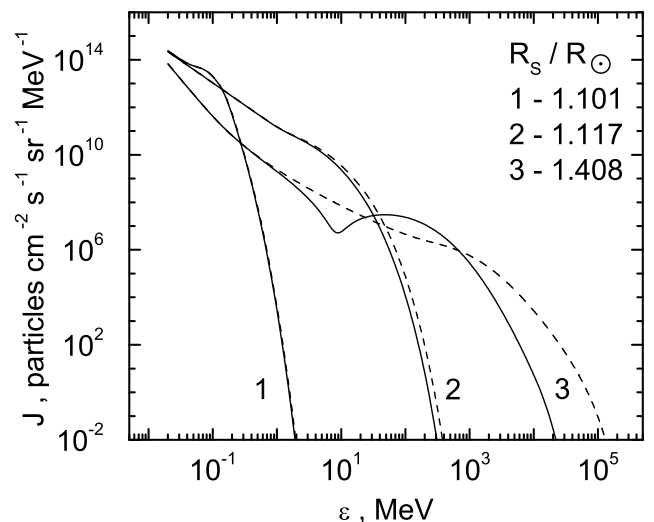


Рис. 2. Интенсивность  $J(\varepsilon)$  протонов, ускоренных в солнечной короне, на фронте ударной волны как функция кинетической энергии  $\varepsilon$  для трех значений радиуса ударной волны:  $R_S = 1.101, 1.117, 1.408 R_\odot$ . Сплошные кривые соответствуют первому расчету, штриховые — второму

Спектр интенсивности

$$J(\varepsilon) = p^2 f(r = R_S, p, t) \quad (41)$$

протонов, ускоренных в солнечной короне, на фронте ударной волны как функция кинетической энергии  $\varepsilon$  приведен на рис. 2 для трех значений радиуса ударной волны:  $R_S = 1.101, 1.117, 1.408R_\odot$ . Усложнение форм спектров  $J(\varepsilon)$  протонов с ростом  $R_S$  вызвано сильно меняющимся темпом ускорения частиц.

Темп ускорения частиц ударной волной в расчетах непрерывно уменьшается с ростом ее радиуса  $R_S$  до  $1.408R_\odot$  в течении 256 с, где почти полностью прекращается. Причиной этого является рост альфвеновской скорости  $c_A$  (12) (с удалением от Солнца до своего максимума  $\sim 740$  км/с в солнечной короне на расстоянии  $\sim 3.8R_\odot$  [36]), который ведет к непрерывному уменьшению альфвеновского числа Маха  $M_A$  (17) и, соответственно, эффективной степени сжатия  $\sigma_{ef}$  (15) на ударном фронте.

Отметим, что эффективная степень сжатия на ударном фронте  $\sigma_{ef}$  (15), которую испытывали ускоряемые частицы, уменьшилась в два раза: от 3 в начале расчетов до 1.5 в конце. Степень сжатия вещества на ударном фронте  $\sigma$  (3) и скорость ударной волны  $V_S$  (19) в расчетах можно считать почти постоянными:  $\sigma \approx 3.57$  и  $V_S \approx 833$  км/с. Величина давления ускоренных частиц  $P_c < 0.05 P_m$  оправдывает пренебрежение модификацией ударной волны.

Форма интенсивности  $J(\varepsilon)$  протонов для первого расчета при  $1.408R_\odot$  (см. сплошную кривую 3 на рис. 2) сигнализирует об истощении процесса ускорения частиц: при энергии  $\varepsilon_{loc} \approx 9$  МэВ образовался локальный минимум. Протоны с энергиями  $\varepsilon < \varepsilon_{loc}$  еще подвержены влиянию ударной волны, а протоны «бампа» с энергиями  $\varepsilon \gtrsim \varepsilon_{loc}$  интенсивно покидают область ускорения [6, 7, 12].

Во втором расчете (см. штриховую кривую 3 на рис. 2) с ростом энергии  $\varepsilon$  от  $\sim 10$  до  $\sim 100$  МэВ наблюдается плавный переход от протонов, привязанных к ударному фронту, к протонам, интенсивно покидающим его окрестности.

Как видно из рис. 2, темп ускорения частиц в первом расчете в соответствии с теорией [12] убывал быстрее с ростом  $R_S$  из-за влияния КВМ, чем во втором, в котором КВМ не учитывался.

Фактором, определяющим эффективность ускорения, является количество вовлекаемых в ускорение частиц на данной стадии эволюции ударной волны  $R_S(t)$ . Этот фактор непосредственно определяет величину (амплитуду) суммарного спектра ускоренных частиц:

$$N(\varepsilon, t) = \frac{4\pi p^2}{v} \int f(r, p, t) dV, \quad (42)$$

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

Суммарный спектр  $N(\varepsilon)$  (42) можно приближенно представить в виде

$$N(\varepsilon) \propto N'(\varepsilon) \exp[-(\varepsilon/\varepsilon_{max})^\alpha], \quad (43)$$

где

$$N'(\varepsilon) \propto \varepsilon^{-\gamma} \quad (44)$$

— степенной участок спектра  $N(\varepsilon)$  (42) с показателем  $\gamma$ . Значение параметра  $\alpha$  затруднительно предсказать аналитически по причине значительного изменения показателя  $q$  (14) в области ускорения.

Максимальная энергия  $\varepsilon_{max}$  в (43) определяется из соотношения

$$N(\varepsilon_{inj})(\varepsilon_{max}/\varepsilon_{inj})^{-\gamma} / N(\varepsilon_{max}) = e, \quad (45)$$

где  $e$  — основание натурального логарифма. Под предельно большими (предельными) энергиями частиц мы считаем энергии  $\varepsilon \gtrsim \varepsilon_{max}$ .

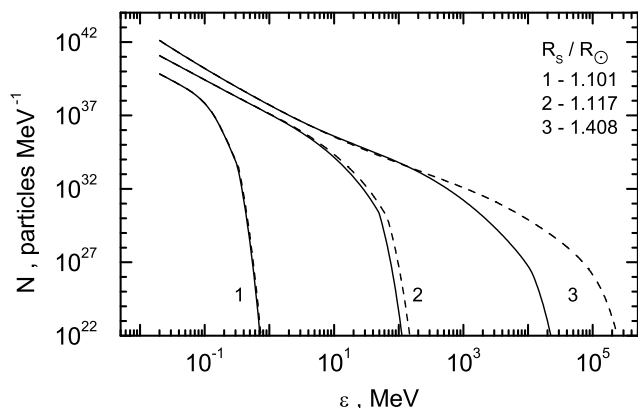


Рис. 3. Суммарный спектр  $N(\varepsilon)$  протонов, ускоренных в солнечной короне, как функция кинетической энергии  $\varepsilon$  для трех значений радиуса ударной волны:  $R_S = 1.101, 1.117, 1.408R_\odot$ . Сплошные кривые соответствуют первому расчету, штриховые — второму

На рис. 3 приведен суммарный спектр  $N(\varepsilon)$  протонов, ускоренных в солнечной короне, как функция кинетической энергии  $\varepsilon$  для трех значений радиуса ударной волны:  $R_S = 1.101, 1.117, 1.408R_\odot$ .

Сравним на рис. 3 сплошную кривую (первый расчет) со штриховой (второй расчет) для радиусов ударных волн  $1.408R_\odot$ . Показатели коротких (до  $\sim 1$  МэВ) степенных участков спектров  $N(\varepsilon)$  на кривых одинаковы:  $\gamma = 2.5$ . С энергии  $\sim 1$  МэВ на суммарных спектрах начали формироваться «бампы». Согласно выражению (45) максимальная энергия  $\varepsilon_{max} = 9 \cdot 10^3$  МэВ на сплошной

кривой в 18.7 раза меньше, чем на штриховой, на которой  $\varepsilon_{max} = 1.7 \cdot 10^5$  МэВ.

### 5. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ НА ОРБИТЕ ЗЕМЛИ

Поскольку измерения потоков СКЛ чаще всего осуществляются вблизи орбиты Земли, т. е. на расстояниях, много больших  $1.4R_{\odot}$ , необходимо установить связь между спектром СКЛ, сформированным в процессе ускорения, и ожидаемым потоком СКЛ в последующие моменты времени на больших расстояниях  $r \gg R_{\odot}$ .

Упрощенная постановка задачи о распространении ускоренных ударной волной СКЛ и ее решение, приводящее к формуле Кримигиса [37], получено и детально рассмотрено для условий межпланетной среды в работе [6].

На втором этапе решения задачи, приведенном в этом разделе, мы распространяем полученные в предыдущем разделе в нижней короне Солнца суммарные спектры  $N(\varepsilon)$  СКЛ на орбиту Земли для сравнения с данными измерений. Для этого на рис. 3 были взяты сплошная (первый расчет) и штриховая (второй расчет) кривые  $N(\varepsilon)$  для радиуса ударной волны  $R_S = 1.408R_{\odot}$ .

Далее спектры  $N(\varepsilon)$  с помощью формулы Кримигиса [37] преобразовываются во временные профили дифференциальной интенсивности  $J'(r_e, t, \varepsilon)$  на орбите Земли (подробнее см. в [6]).

На IMP-8 прибор CPME измерял потоки  $I(r_e, t, \Delta\varepsilon_i)$  протонов в 10 дифференциальных энергетических каналах [38], поэтому из расчета интенсивности  $J'(r_e, t, \varepsilon)$  вычисляем теоретически определяемые потоки по формуле

$$I'(r_e, t, \Delta\varepsilon_i) = \frac{1}{\Delta\varepsilon_i} \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} J'(r_e, t, \varepsilon) d\varepsilon, \quad (46)$$

где  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  — соответственно нижняя и верхняя энергии приема частиц каналом прибора;  $\Delta\varepsilon_i = \varepsilon_2 - \varepsilon_1$ , где  $i$  — номер канала от 1 до 10.

Чтобы достичь согласия с экспериментом, рассчитанные значения потоков  $I'(r_e, t, \Delta\varepsilon_i)$  СКЛ уменьшены на фактор  $f_{re} \approx 10^{-3}$ , необходимость введения которого дано в работах [7, 14].

На рис. 4 приведена зависимость от времени дифференциальных по кинетической энергии  $\varepsilon$  потоков протонов  $I(r_e, t, \Delta\varepsilon_i)$ , измеренных прибором CPME в 10 энергетических каналах в течении 7–9 мая 1978 г. на борту космического аппарата IMP-8 [38], находившегося вблизи орбиты Земли.

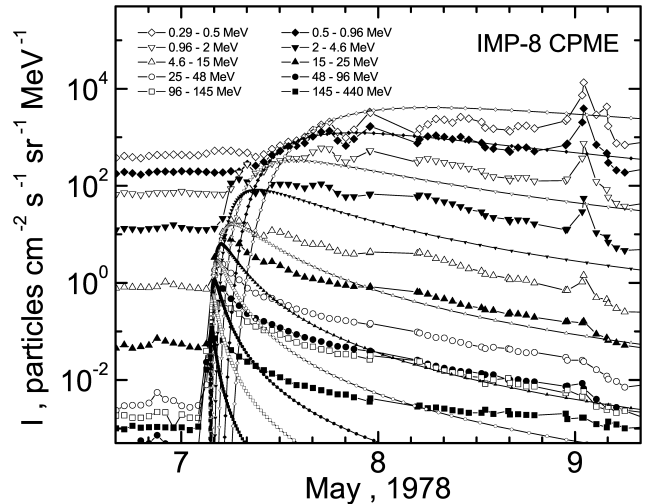


Рис. 4. Зависимости от времени дифференциальных потоков протонов, измеренных прибором CPME 7–9 мая 1978 г. на борту космического аппарата IMP-8. Линии, обозначенные крупными значками, представляют измерения прибором CPME на IMP-8, а линии, выделенные такими же, но мелкими значками, представляют расчет для того же канала энергий протонов. Приведены диапазоны энергий и обозначающие их значки для каждого из 10 каналов измерений протонов. Детали см. в тексте

Линии  $I(r_e, t, \Delta\varepsilon_i)$ , обозначенные на рис. 4 крупными значками, представляют измерения прибором CPME на IMP-8, а линии  $I'(r_e, t, \Delta\varepsilon_i)$ , выделенные такими же, но мелкими значками, представляют расчет для того же канала энергий протонов. Для каждого из 10 каналов измерений протонов диапазоны энергий и значки, обозначающие их, приведены на рис. 4.

На рис. 4 в пяти измеренных каналах самых низких энергий 9 мая наблюдаются максимумы в потоках протонов, свидетельствующие о приходе на IMP-8 межпланетной ударной волны. Это может служить указанием на то, что СКЛ в короне Солнца были получены на этой ударной волне.

В пяти измеренных каналах самых больших энергий потоки к 9 мая были смодулированы ударной волной в сторону их увеличения так, что наблюдаются сильные расхождения рассчитанных кривых с данными эксперимента (см. рис. 4).

Как видно на рис. 4, в целом наблюдается удовлетворительное согласие между расчетом и экспериментом, по крайней мере, максимумы в потоках имеют близкие по величине значения.

На рис. 5 десятью черными ромбами с указанием диапазонов ошибок по энергии  $\varepsilon$  показаны максимумы измерений потоков протонов  $J(\varepsilon) = \max[I(r_e, t, \Delta\varepsilon_i)]$  прибором CPME в 10



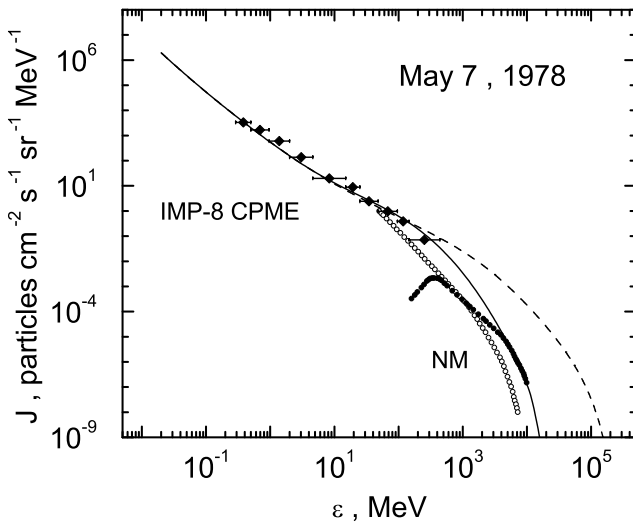


Рис. 5. Сопоставление наблюдаемых и рассчитанных спектров СКЛ на орбите Земли в событии 7 мая 1978 г. Десятью черными ромбами с указанием диапазонов ошибок по энергии  $\varepsilon$  приведены максимумы измерений потоков протонов прибором CPME в 10 энергетических каналах на космическом аппарате IMP-8. Черными кружками для периода времени 03:35–03:45 UT 7 мая и белыми кружками для периода времени 04:30–05:00 UT 7 мая приведены измерения нейтронными мониторами, совмещенные с измерениями на IMP-7 и IMP-8 (область измерений по энергии  $\varepsilon$  отмечена как NM) пиковых потоков протонов. Сплошной (расчет с учетом влияния КВМ) и штриховой (расчет без учета влияния КВМ) кривыми приведены дифференциальные по кинетической энергии  $\varepsilon$  рассчитанные спектры интенсивности протонов. Подробнее см. в тексте

энергетических каналах на космическом аппарате IMP-8, взятые в период времени от 00:00 UT 7 мая до 16:00 UT 8 мая 1978 г. (см. рис. 4).

Черными кружками для периода времени 03:35–03:45 UT 7 мая (первый из 5) и белыми кружками для периода времени 04:30–05:00 UT 7 мая (пятый из 5) на рис. 5 приведены измерения нейтронными мониторами, совмещенные с измерениями на IMP-7 и IMP-8 (область измерений по энергии  $\varepsilon$  отмечена как NM) пиковых потоков протонов, которые были взяты из работы [39].

На рис. 5 сплошной (расчет с учетом влияния КВМ) и штриховой (расчет без учета влияния КВМ) кривыми приведены дифференциальные по кинетической энергии  $\varepsilon$  рассчитанные спектры интенсивности протонов  $J(\varepsilon) = \max[J'(r_e, t, \varepsilon)]$  на орбите Земли для события GLE31, произошедшего 7 мая 1978 г.

Сравнение на рис. 5 сплошной линии с данными измерений показывает, что квазилинейная теория [12] способна удовлетворительно описывать эксперимент во всем наблюдаемом широком диапазоне

энергий СКЛ.

Из измерений нейтронных мониторов, совмещенных с измерениями частиц на IMP-7 и IMP-8 [39], в событии GLE31 мы наблюдаем эффект убегания протонов с энергиями  $\varepsilon > 450$  МэВ (в данном случае релятивистскими) из области ускорения, описанный в работах [6, 7] для процесса ускорения СКЛ ударной волной в нижней короне Солнца (см. также [4, 5, 22]). На рис. 5 видно, что предельные энергии  $\varepsilon \gtrsim \varepsilon_{max}$  протонов, согласно эффекту убегания частиц, уменьшаются в спектрах от периода времени 03:35–03:45 UT к периоду 04:30–05:00 UT.

Таким образом, мы видим, что с ростом коэффициента диффузии частиц при удалении от Солнца растет их мобильность и способность убегать в межпланетное пространство. Чем больше энергия частицы, тем раньше она получает возможность покинуть область ускорения [6, 7].

Оценим грубо, до какого расстояния от Солнца ускоренные ударной волной протоны с энергиями  $\varepsilon \gtrsim 50$  МэВ (см. на рис. 5 минимальную энергию на кривой из белых кружков) покидали окрестности ударного фронта.

Предположим, что начало первого периода времени 03:35 UT измерений нейтронными мониторами на Земле связано с моментом генерации протонов с максимально большими энергиями  $\varepsilon \gtrsim \varepsilon_{max}$  ударной волной на расстоянии  $1.408R_{\odot}$ . Также предположим, что измерения протонов с энергиями  $\varepsilon \gtrsim 50$  МэВ прекратились по окончании последнего периода, т. е. после 05:00 UT. За 5100 с ударная волна, бегущая от Солнца со скоростью 833 км/с, пройдет расстояние  $\approx 4.2 \cdot 10^6$  км, удалившись на  $\approx 6.1R_{\odot}$ , т. е. до  $7.5R_{\odot}$ . Время распространения до Земли ускоренных ударной волной протонов с энергиями  $\varepsilon \gtrsim 50$  МэВ в этот период времени будем считать неизменным.

Следовательно, можно допустить, что в этом событии все ускоренные протоны с энергиями  $\varepsilon \gtrsim 50$  МэВ инжектировались в межпланетное пространство к моменту достижения ударной волной расстояния  $7.5R_{\odot}$  от Солнца.

Протоны с энергиями  $\varepsilon < 450$  МэВ, как видно из измерений нейтронными мониторами и измерений телескопами на IMP-7 и IMP-8 [39] в событии GLE31, прибывают на орбиту Земли с задержкой во времени по сравнению с протонами, имеющими энергию  $\varepsilon > 450$  МэВ, из-за того, что их коэффициент диффузии в межпланетном пространстве  $\kappa_{\parallel}(\varepsilon < 450 \text{ МэВ}) < \kappa_{\parallel}(\varepsilon \geq 450 \text{ МэВ})$ . Вследствии этого на рис. 5 мы видим рост амплитуды измерений протонов от периода време-

ни 03:35–03:45 UT к периоду 04:30–05:00 UT в области энергий  $\varepsilon < 450$  МэВ. Это соответствует теоретическим представлениям об исследуемом здесь процессе ускорения СКЛ ударной волной в нижней солнечной короне [6,7,12] и их последующем распространении на 1 а.е. [6].

## 6. ВЫВОДЫ

Впервые проведено исследование экспериментальных данных для события GLE согласно квазилинейной (самосогласованной) теории [12] ускорения СКЛ ударной волной, образованной КВМ, в нижней короне Солнца с известными параметрами солнечной плазмы и с учетом влияния КВМ на процесс ускорения частиц.

Исследование события GLE31, произошедшего 7 мая 1978 г., с помощью теории [12] показало, что она способна удовлетворительно описывать эксперимент во всем наблюдаемом широком диапазоне энергий СКЛ.

Наилучшее согласие между теорией и измерениями получено в предположении, что скорость КВМ  $V_P = 600$  км/с, поток энергии альфвеновских волн в основании короны  $F_w = 1.4 \cdot 10^8$  эрг/(см<sup>2</sup> · с) и в выражении (36)  $\beta = 1$ .

Сделано предположение, что в событии GLE31 до  $7.5R_\odot$  все ускоренные ударной волной протоны с энергиями  $\varepsilon \gtrsim 50$  МэВ инжектировались в межпланетное пространство.

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

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

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

Примененный к событию GLE31 сценарий ускорения СКЛ ударной волной в нижней короне Солнца, в котором над местом предстоящей вспышки может быть поток энергии альфвеновских волн в основании короны  $F_w > 10^6$  эрг/(см<sup>2</sup> · с) и в выражении (36)  $\beta > 2/3$ , обсуждался автором с безвременно ушедшим от нас 28 ноября 2020 г. Е. Г. Бережко при написании работы [7].

**Финансирование.** Работа выполнена в рамках государственного задания, регистрационный номер ЕГИСУ НИОКТР 122011700180-7.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Ф. Крымский, ДАН 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. R. D. Blandford and J. P. Ostriker, *Astrophys. J.* **221**, L29 (1978), doi:10.1086/182658.
4. Е. Г. Бережко, В. К. Ёлшин, Г. Ф. Крымский, С. И. Петухов, *Генерация космических лучей ударными волнами*, Наука, Новосибирск (1988).
5. Е. Г. Бережко, Г. Ф. Крымский, УФН **154**, 49 (1988) [E. G. Berezhko and G. F. Krymskii, Sov. Phys. Usp. **31**, 27 (1988)].
6. 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)].
7. 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].
8. Л. И. Мирошниченко, УФН **188**, 345 (2018), doi:https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.03.038091.
9. М. И. Панасюк, Л. И. Мирошниченко, УФН **192**, 413 (2022), doi:https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.07.039022.
10. M. A. Lee, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **158**, 38 (2005), doi:10.1086/428753.
11. A. S. Petukhova, I. S. Petukhov, S. I. Petukhov, and L. T. Ksenofontov, *Astrophys. J.* **836**, 36 (2017), https://doi.org/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. Г. Ф. Крымский, В. Г. Григорьев, С. А. Стародубцев, С. Н. Танеев, Письма в ЖЭТФ **102**, 372 (2015), doi:10.7868/S0370274X15180046 [G. F. Krymsky, V. G. Grigoryev, S. A. Starodubtsev, and S. N. Taneev, *JETP Lett.* **102**, 335 (2015), doi:10.1134/S0021364015180071].
14. 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, *JETP* **129**, 375 (2019), doi:10.1134/S1063776119080089].

15. 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].
16. Е. Г. Бережко, С. Н. Танеев, Письма в Астрон. ж. **42**, 148 (2016), doi:10.7868/S0320010816010010 [E. G. Berezhko and S. N. Taneev, Astron. Lett. **42**, 126 (2016), doi:10.1134/S1063773716010011].
17. С. Н. Танеев, С. А. Стародубцев, Е. Г. Бережко, ЖЭТФ **153**, 765 (2018), doi:10.7868/S0044451018050085 [S. N. Taneev, S. A. Starodubtsev, and E. G. Berezhko, JETP **126**, 636 (2018), doi:10.1134/S106377611804009X].
18. E. G. Berezhko, S. N. Taneev, and K. J. Trattner, J. Geophys. Res. **116**, A07102 (2011), doi:10.1029/2010JA016404.
19. G. P. Zank, Gang Li, and V. Florinski, J. Geophys. Res. **109**, A04107 (2004), doi:10.1029/2003JA010301.
20. Г. Ф. Крымский, Геомагн. и аэронав. **4**, 977 (1964) [G. F. Krymskiy, Geomagn. Aeron. **4**, 763 (1964)].
21. E. N. Parker, in *Proc. 9th ICRC*, 1965, London, United Kingdom **1**, 26 (1966).
22. Е. Г. Бережко, В. К. Ёлшин, Л. Т. Ксенофонтов, ЖЭТФ **109**, 3 (1996) [E. G. Berezhko, V. K. Elshin, and L. T. Ksenofontov, Zh. Éksp. Teor. Fiz. **109**, 3 (1996)].
23. M. A. Lee, J. Geophys. Res. **88**, 6109 (1983), doi:10.1029/JA088iA08p06109.
24. M. A. Lee, J. Geophys. Res. **87**, 5063 (1982), doi:10.1029/JA087iA07p05063.
25. B. E. Gordon, M. A. Lee, E. Möbius, and K. J. Trattner, J. Geophys. Res. **104**, 28263 (1999), doi:10.1029/1999JA900356.
26. E. G. Berezhko, V. K. Elshin, and L. T. Ksenofontov, Astropart. Phys. **2**, 215 (1994).
27. T. K. Suzuki and S. Inutsuka, J. Geophys. Res. **111**, A06101 (2006), doi:10.1029/2005JA011502.
28. W. H. Matthaeus, D. J. Mullan, P. Dmitruk et al., Nonlin. Processes Geophys. **10**, 93 (2003), doi:10.5194/npg-10-93-2003.
29. C.-Y. Tu and E. Marsh, Space Sci. Rev. **73**, 1 (1995), doi:10.1007/BF00748891.
30. C. T. Russell, *Solar Wind*, ed. by C. P. Sonett et al., Washington, NASA SP-308 (1972), p. 365.
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. D. V. Reames, Space Sci. Rev. **90**, 413 (1999), doi:10.1023/A:1005105831781.
34. <https://umbra.nascom.nasa.gov/SEP>.
35. H. Debrunner and J. A. Lockwood, in *Proc. 16th ICRC*, 1979, Kyoto, Japan **5**, 218 (1979).
36. G. Mann, A. Klassen, H. Aurass, and H.-T. Classen, Astron. Astrophys. **400**, 329 (2003), doi:10.1051/0004-6361:20021593.
37. S. M. Krimigis, J. Geophys. Res. **70**, 2943 (1965).
38. [http://sd-www.jhuapl.edu/IMP/imp\\_index.html](http://sd-www.jhuapl.edu/IMP/imp_index.html).
39. H. Debrunner, E. Flückiger, J. A. Lockwood, and R. E. McGuire, J. Geophys. Res. **89**, 769 (1984), doi:10.1029/JA089iA02p00769.