

УСКОРЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ НА ФРОНТЕ БЫСТРОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В НИЖНЕЙ КОРОНЕ СОЛНЦА

*С. Н. Танеев**, *Е. Г. Бережко*

*Институт космических исследований и астрономии им. Ю. Г. Шафера
Сибирского отделения Российской академии наук —
обособленное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки
Федерального исследовательского центра
«Якутский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук»
(ИКФИА СО РАН)
677027, Якутск, Россия*

Поступила в редакцию 3 февраля 2020 г.,
после переработки 3 февраля 2020 г.
Принята к публикации 17 марта 2020 г.

На основе теории регулярного (диффузионного) ускорения заряженных частиц проведены численные исследования спектров протонов, произведенных быстрой ударной волной со скоростью 5000 км/с в нижней короне Солнца с известными параметрами солнечной плазмы. Показано, что протоны с энергиями $\gtrsim 10^5$ МэВ могут быть получены на расстоянии до $3R_{\odot}$ (R_{\odot} — радиус Солнца) в течение 274 с.

DOI: 10.31857/S0044451020090060

1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие теории регулярного (диффузионного) ускорения (см., например, пионерские работы Крымского [1] и Аксфорда и др. [2], а также монографию Бережко и др. [3] и обзор Бережко и Крымского [4] и 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.

Детальное обоснование предмета исследований генерации солнечных космических лучей (СКЛ) ударной волной в нижней короне Солнца приведено во введении работы Бережко и Танеева [5]; см. также обзор Мирошниченко [6], работу Ли [7] и ссылки там.

В обзоре [6] (см. также ссылки в нем [8] и [9]) обсуждается возможность ускорения протонов на Солнце до энергий $\gtrsim 10^5$ МэВ. Частицы таких энергий в случае прямого попадания на Землю пред-

ставляют радиационную опасность для жизнедеятельности земной биосистемы и мировой экономики [6, 10, 11].

В [6] на основе изученной литературы делается обобщение: 1) события со спектрами СКЛ до релятивистских энергий от 10^3 до $\gtrsim 10^5$ МэВ происходят в наиболее сильных вспышках на Солнце благодаря пересоединениям силовых линий магнитного поля **В** разных направлений после разрушения между ними токового слоя (см., например, пионерские работы Сыроватского [12, 13], в которых была выдвинута идея такого ускорения частиц; а также численное моделирование и теоретическое обоснование применительно к ускорению СКЛ в работах [14–16]); 2) события со спектрами СКЛ до энергий 10^3 МэВ могут быть связаны как с пересоединением силовых линий **В** в слабых вспышках, так и с ударными волнами.

В то же время авторы работ [10, 11] отмечают, что по наблюдениям сильных вспышек на солнцеподобных звездах кроме выделения магнитной энергии в результате магнитных пересоединений обычно одновременно регистрируются крупные хромосферные выбросы плазменной массы с поверхности звезд — СМЕ (coronal mass ejection), которые, по их мнению, и оказывают наибольшее воздействие на окружающие планеты.

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

При этом авторы [10, 11] не отмечают тот факт, что сверхзвуковое всплывание СМЕ с поверхности звезды в нижнюю корону порождает ударную волну, как на Солнце [17], на которой и может происходить ускорение частиц до предельно больших (максимальных) энергий. Частицы этих энергий создают высокую радиационную опасность на пути своего распространения.

На сайте [18] приведены скорости измеренных корональных выбросов массы (СМЕ) с поверхности Солнца. Наиболее быстрое СМЕ со скоростью 3387 км/с было зарегистрировано 10 ноября 2004 г., а 10 сентября 2017 г. СМЕ имело скорость 3163 км/с.

В соответствии с работой [19] мы приняли, что скорость ударной волны V_S в короне Солнца связана со скоростью выброса СМЕ V_{CME} соотношением

$$V_S = V_{CME} \sigma / (\sigma - 1). \quad (1)$$

Отметим, что указанное соотношение между скоростями вытекает из следующих рассуждений. Известно, что в системе фронта скорость натекающего вещества в σ раз больше, чем оттекающего. Тогда в неподвижной системе координат отношение скоростей составляет величину $\sigma/(\sigma - 1)$, где σ — степень сжатия вещества на ударном фронте

Если положить скорость ударной волны $V_S = 5000$ км/с, а степень сжатия $\sigma = 4$ (для сильных ударных волн $\sigma = 3-4$), то получим скорость выброса $V_{CME} = 3750$ км/с. При $\sigma = 3.5$ имеем $V_{CME} = 3571$ км/с, а при $\sigma = 3$ — $V_{CME} = 3333$ км/с. По нашему мнению, скорость V_{CME} может быть больше 3387 км/с в наиболее сильных вспышках на Солнце.

Мы предлагаем сценарий ускорения заряженных частиц (СКЛ) ударной волной в нижней короне Солнца. Согласно ему основная доля энергии пересоединения силовых линий магнитного поля \mathbf{B} уходит на образование и разгон СМЕ из хромосферы в нижнюю солнечную корону, а также на разогрев плазмы до сверхтепловых энергий. Часть энергии СМЕ передается на образование ударной волны, которая уже на входе в нижнюю корону Солнца обнаруживается экспериментальными методами: по жесткому ультрафиолетовому излучению EUV (extreme ultraviolet) [17]. Мы считаем, что с момента возникновения ударной волны самые быстрые частицы разогретой плазмы вовлекаются в процесс регулярного (диффузионного) ускорения на ее фронте. По мере распространения ударной волны от Солнца частицы ускоряются до предельно возможных (максимальных) энергий.

Расчеты, согласно нашему сценарию, показывают, что ударная волна со скоростью 5000 км/с ускоряет протоны до энергий $\gtrsim 10^5$ МэВ на расстоянии до $3R_\odot$ в течение 274 с, распространяясь от Солнца в нижней солнечной короне с известными параметрами плазмы.

Целью данной работы является выяснение возможности генерации протонов с энергиями $\gtrsim 10^5$ МэВ ударной волной в нижней короне Солнца.

2. МОДЕЛЬ

Вначале отметим, что разработанная Бережко и Танеевым [19] линейная теория ускорения СКЛ ударной волной до релятивистских энергий в нижней короне Солнца является первым примером применения теории регулярного (диффузионного) ускорения заряженных частиц с учетом конечности размеров ударной волны (в сферическом приближении), адиабатического замедления ускоренных частиц в расширяющемся потоке солнечного ветра, а также реальных параметров плазмы солнечной короны для понимания и детального объяснения явления генерации СКЛ ударными волнами, бегущими от основания нижней короны Солнца в межпланетное пространство. В дальнейшем учет Бережко и Танеевым самосогласованной генерации альфвеновских волн ускоряемыми частицами привел к созданию квазилинейной (самосогласованной) теории регулярного ускорения СКЛ на фронте корональной ударной волны [5].

Используемая в данной работе модель [5] была применена нами для изучения ускорения СКЛ в событиях 29 сентября 1989 г. (GLE42) [5], 28 октября 2003 г. (GLE65) [20] и 22 ноября 1977 г. (GLE30) [21]. Такие события в англоязычной литературе принято называть ground level enhancement (GLE) с присвоением порядкового номера. Этот термин является общепринятым и в отечественной литературе.

С незначительными модификациями модель [5] использовалась авторами в исследованиях ускорения частиц межпланетными ударными волнами [22, 23] и околоземной ударной волной [24].

Поскольку постановка задачи подробно изложена в работе [5], здесь мы остановимся только на основных ее элементах. Также здесь мы будем использовать обозначения всех физических величин и переменных из статьи [5].

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 ψ с нормалью к ударному фронту \mathbf{n} ($\psi \lesssim 45^\circ$).

Поскольку 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 ($\kappa_\parallel \gg \kappa_\perp$ [25], здесь κ_\parallel (κ_\perp) — коэффициент продольной (поперечной) по отношению к магнитному полю \mathbf{B} диффузии частиц κ), то 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 Крымским [26], в области $r > R_S$ имеет вид

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

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

Предпоследний член в правой части уравнения (2) описывает адиабатическое замедление частиц в расширяющемся потоке, которое является одним из факторов, ограничивающих спектр ускоренных частиц со стороны больших энергий.

Последний член в уравнении (2) описывает выход частиц из области ускорения за счет поперечной диффузии с характерным временем $\tau_\perp = L_\perp^2 / \kappa_\perp$. Реальные значения коэффициента диффузии κ_\perp таковы, что член f/τ_\perp мало сказывается в процессе ускорения частиц. Как и раньше [5, 19–23], нами принято $L_\perp = 0.6R_S$, что соответствует величине $\Omega_S = 1.26$ ср.

Заметим, что угол Ω_S влияет только на полное количество произведенных ударной волной СКЛ (которое прямо пропорционально Ω_S) и совершенно не влияет на их распределение внутри конуса с раствором Ω_S .

Мы не учитываем модификацию ударной волны обратным воздействием ускоренных частиц в силу того, что их давление значительно меньше динамического давления среды на ударный фронт $P_m = \rho_1 V_S^2$.

Ударный фронт трактуется нами как разрыв, на котором скорость среды относительно ударного

фронта, $u = V_S - w$, испытывает скачок от значения u_1 в точке $r = R_S + 0$ до $u_2 = u_1/\sigma$ в точке $r = R_S - 0$. Здесь

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

— 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

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

$u' = u - c_c$ — 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. Плотность среды ρ и концентрация протонов N_g связаны соотношением $\rho = mN_g$, где m — масса протона.

Ввиду отсутствия разработанной теории механизма инжекции (или более точно — теории ударного перехода в сильной ударной волне) безразмерный параметр η , который принято именовать темпом инжекции, является свободным в используемой нами модели. Результаты анализа η авторами в работе [21] для разных астрофизических объектов указывают на возможный диапазон его значений: $\eta = 10^{-5} - 10^{-2}$. В последующих расчетах принята величина $\eta = 10^{-4}$.

Отметим, что в нашей модели ускорение частиц в каждый момент времени по площади ударной волны может быть неоднородным: на ней могут присутствовать наряду с квазипараллельными квазиперпендикулярные участки. Величина η считается нами средней по площади ударной волны за все время ускорения СКЛ.

Выбор величины импульса инжектируемых частиц p_{inj} , который по своему смыслу разделяет в едином спектре медленные (тепловые) и быстрые (ускоренные) частицы, является до некоторой степени условным. По сути дела, он лимитируется лишь

условием применимости для всей рассматриваемой области $p \geq p_{inj}$ диффузионного приближения, основанного на уравнении (2). Поэтому мы принимаем, как обычно, $p_{inj} = \lambda mc_{s2}$, где $\lambda > 1$ (см., например, [27]), а $c_{s2} = u_1 \sqrt{\gamma_g(\sigma - 1) + \sigma/M_1^2} / \sigma$ — скорость звука за фронтом ударной волны. В расчетах использовано значение $\lambda = 4$.

В своих расчетах мы учитываем изменение импульса инжекции частиц p_{inj} в процесс ускорения с увеличением расстояния r от Солнца вследствие изменения параметров солнечной короны и считаем, что темп инжекции частиц η при каждом новом значении p_{inj} не изменяется: $\eta(r, p_{inj}) = \text{const}$.

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

$$f(r, p, t_0) = 0, \quad f(r = \infty, p, t) = 0, \quad (6)$$

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

Как и в предшествующих исследованиях [5, 19–23], мы используем предположение о том, что среда в области за ударным фронтом ($r < R_S$) возмущена значительно сильнее чем перед фронтом ($r > R_S$), что обеспечивает соотношение $\kappa_2 \ll \kappa_1$. Это позволяет пренебречь вторым членом в правой части уравнения (4), в силу чего решение задачи перестает зависеть от каких-либо особенностей области $r < R_S$.

Коэффициент диффузии $\kappa_{||}$, входящий в уравнение (2), определяется выражением [28, 29]:

$$\kappa_{||} = \frac{v^2 B^2}{32\pi^2 \omega_B E_w (k = \rho_B^{-1})}, \quad (7)$$

в котором v — скорость частиц, $\rho_B = p/(Am\omega_B)$ — гирорадиус, $\omega_B = ZeB/Amc$ — гирочастота, e — элементарный заряд, Z — зарядовое число, A — массовое 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 ρ_B частиц. Коэффициенты диффузии $\kappa_{||}$ и κ_{\perp} связаны между собой соотношением $\kappa_{||}\kappa_{\perp} = \rho_B^2 v^2/3$ [28].

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

$$\frac{\partial E_w^{\pm}}{\partial t} + u \frac{\partial E_w^{\pm}}{\partial x} = \mp \Gamma E_w^{\pm}, \quad (8)$$

где

$$\Gamma(k) = \frac{32\pi^3 c_A}{kc^2 v^2} \sum_s \frac{(Ze)^2}{Am} \kappa_{||} (\rho_B = k^{-1}) \times \\ \times \int_{p_{min}}^{\infty} dp p^2 v \left(1 - \frac{m^2 \omega_B^2}{k^2 p^2}\right) \frac{\partial f}{\partial x} \quad (9)$$

— инкремент раскачки (декремент затухания) волн ускоренными частицами [30]; $x = R_S - r$, $p_{min} = \max(p_{inj}, m\omega_B/k)$; « 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; $E_w = E_w^+ + E_w^-$.

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

$$c_c = c_A(E_w^+ - E_w^-)/E_w, \quad (10)$$

где

$$c_A = B/\sqrt{4\pi\rho} \quad (11)$$

— 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 $k = \rho_B^{-1} \propto p$.

Сформулированная задача (2)–(11) решается численно. Алгоритм численного решения и применяемые численные методы кратко изложены в работе [24].

3. ПАРАМЕТРЫ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

Спектр фоновых альфвеновских волн $E_{w0}(k, r)$ может быть определен исходя из современного представления о том, что поток энергии альфвеновских волн в основании короны $F_w = W(3w + 2c_c)$ является основным источником энергии солнечного ветра. Здесь $W = \int dv E_{w0}(v)$ — суммарная по спектру волн плотность магнитной энергии,

$$E_{w0}(\nu) = \nu^{-1} E_{w0}(k) \quad (12)$$

— спектральная плотность магнитной энергии альфвеновских волн, где частота ν и волновое число k связаны соотношением $\nu = k(w \pm c_A)/(2\pi)$, знаки \pm отвечают волнам $E_w^\pm(\nu)$, распространяющимся от Солнца (+) и к Солнцу (−).

Следуя [31], мы предполагаем, что спектр волн в основании короны имеет вид

$$E_{w0}(\nu) \propto \nu^{-1} \text{ при } 10^{-3} < \nu < 5 \cdot 10^{-2} \text{ Гц}. \quad (13)$$

В области высоких частот $\nu > 5 \cdot 10^{-2}$ Гц спектр ожидается более мягким [32]. Мы предполагаем, что в этом инерциальном частотном диапазоне он имеет такой же вид, как в солнечном ветре [33, 34]:

$$E_{w0}(\nu) \propto \nu^{-5/3}. \quad (14)$$

Принимая типичное значение потока энергии $F_w \approx 10^6$ эрг/(см² · с) [31], скорости плазмы $w = 0$ и скорости $c_c = 200$ км/с в основании короны, имеем $W = 2.5 \cdot 10^{-2}$ эрг/см³ и

$$E_{w0}(r = r_0, \nu_0 = 5 \cdot 10^{-2} \text{ Гц}) = 1.3 \cdot 10^9 \text{ Гц}^2/\text{Гц},$$

где $r_0 = 1.1R_\odot$ — расстояние, с которого мы начинаем рассматривать ускорение частиц ударной волной.

Эта энергия делится между противоположно распространяющимися волнами в соответствии с соотношениями $E_{w0}^+ = 0.7E_{w0}$ и $E_{w0}^- = 0.3E_{w0}$.

Согласно спутниковым измерениям у орбиты Земли [33, 34]

$$E_{w0}(r = 1 \text{ а. е.}, \nu_0 = 5 \cdot 10^{-2} \text{ Гц}) = 10^{-2} \text{ Гц}^2/\text{Гц},$$

где 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

$$E_{w0}(k, r) = E_0(k/k_0)^{-\beta}(r/R_\odot)^{-\delta}, \quad (15)$$

где $\beta = 2/3$, $E_0 = 6.5 \cdot 10^{-3}$ эрг/см³, $k_0 = 2.4 \cdot 10^5$ см⁻¹.

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. Далее мы принимаем зависимость спектра фоновой альфвеновской турбулентности $E_{w0}(\nu)$ от частоты ν согласно (14) во всей

частотной области, которая может быть результатом повышенного уровня локальной низкочастотной ($\nu < 5 \cdot 10^{-2}$ Гц) магнитной активности на Солнце перед главной фазой вспышки.

Для радиального распределения концентрации протонов в низкоширотной короне мы используем результаты полуэмпирической модели [35]:

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

где $N_{g0} = N_g(r_0) = 10^8$ см⁻³, $a_1 = 3.2565 \cdot 10^{-3}$, $a_2 = 3.6728$, $a_3 = 4.8947$, $a_4 = 7.6123$, $a_5 = 5.9868$, $z = R_\odot/r$. При этом для простоты всеми сортами ионов, кроме протонов, пренебрегается. Поэтому плотность среды в нашем случае $\rho(r) = N_g(r)m$.

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

$$w(r) = w_0 [N_g(r)/N_{g0}] (r/r_0)^2, \quad (16)$$

где $N_g(r) = \rho(r)/m$ — концентрация протонов, $w_0 = w(r_0) = 1$ км/с.

Напряженность магнитного поля принимается в виде

$$B(r) = B_0 (R_\odot/r)^2, \quad (17)$$

где $B_0 = 2.3$ Гс [36].

Температура солнечной короны принята равной $T = 2 \cdot 10^6$ К [37].

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

4. ЭФФЕКТИВНОСТЬ УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ

Эффективность ускорения ионов высоких энергий на фронте эволюционирующей ударной волны испытывает закономерные изменения во времени. Качественно эти закономерности могут быть установлены на основе выражения для функции распределения $f(r, p, t)$ ускоренных частиц на ударном фронте, которое в случае немодифицированной ударной волны в области импульсов $p_{inj} \leq p < p_{max}$ можно представить в виде (см., например, [3, 4])

$$f(p, t) = \frac{q\eta N_g}{4\pi p_{inj}^3} \left(\frac{p}{p_{inj}} \right)^{-q}, \quad (18)$$

где показатель спектра определяется выражением

$$q = 3\sigma_{ef}/(\sigma_{ef} - 1), \quad (19)$$

а

$$\sigma_{ef} = u'_1/u_2 = \sigma(1 - c_{e1}/u_1) \quad (20)$$

— эффективная степень сжатия на ударном фронте. По достижении предельного (максимального) импульса p_{max} в области $p > p_{max}$ спектр сильно укручается и оканчивается квазиэкспоненциальным хвостом. Мы используем устоявшееся в теории ускорения космических лучей определение максимального импульса p_{max} , согласно которому p_{max} — это импульс, при котором функция распределения ускоренных частиц $f(p)$ в e раз меньше степенного спектра $f \propto p^{-q}$, т. е.

$$f(p_{inj})(p_{max}/p_{inj})^{-q} / f(p_{max}) = e, \quad (21)$$

где e — основание натурального логарифма.

В случае, когда в области перед ударным фронтом ($r = R_S + 0$) преобладают волны, бегущие в направлении от Солнца ($c_c = c_A$), что дает $\sigma_{ef} = u'_1/u_2 = \sigma(1 - 1/M_A)$, где

$$M_A = u_1/c_c = u_1/c_A \quad (22)$$

— 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. Чем меньше значение показателя q , тем большее количество высокоэнергичных ионов производит ударная волна на текущей стадии ее эволюции, т. е. тем выше эффективность ускорения. Поэтому безразмерный параметр q является одним из факторов, определяющих эффективность производства высокоэнергичных частиц.

Вторым фактором, определяющим эффективность ускорения, является величина максимального импульса ускоренных частиц $p_{max}(t)$. В течение начального, относительно непродолжительного периода эволюции ударной волны предельный импульс быстро возрастает и его величина $p_{max}(t)$ определяется временем t от начала эволюции ударной волны [22, 23]. На более поздних стадиях, когда устанавливается квазистационарный спектр ускоренных частиц, величина $p_{max}(t)$ медленно меняется в соответствии с изменениями размера R_S , скорости ударной волны V_S и фонового спектра альфвеновских волн перед ударным фронтом $E_{w0}(\nu, R_S)$ [22, 23]. Как было показано в работе [5], зависимость предельного импульса от параметров рассматриваемой задачи в квазистационарном режиме имеет вид

$$p_{max} \propto \left(E_0 u'_1 / R_S^{\delta-2\beta-3} \right)^{1/(2-\beta)}. \quad (23)$$

Отсюда, в частности, видно, что предельный импульс p_{max} уменьшается с ростом R_S , что приводит к так называемому эффекту убегания [3, 4, 27]. Суть его состоит в том, что в каждый момент эволюции ударной волны $t > 0$ в области перед ударным фронтом во все более значительной мере накапливаются частицы с импульсами $p > p_{max}(t)$, которые были произведены на предшествующих стадиях, когда величина p_{max} была больше текущего значения $p_{max}(t)$. Распространение этих частиц слабо подвержено влиянию ударной волны, скорость роста занимаемого ими объема за счет их диффузии превышает скорость ударной волны, благодаря чему они называются убегающими. Поскольку ускоренные частицы могут существенно повысить уровень альфвеновской турбулентности вблизи ударного фронта, величина предельного импульса может значительно превышать значение, полученное в рамках линейного приближения. Однако влияние альфвеновских волн, возбуждаемых ускоренными частицами с импульсами $p \sim p_{max}$, в рассматриваемом случае не очень велико и значение $p_{max}(t)$ определяется в основном фоновой турбулентностью за исключением экстремально больших значений скорости ударной волны $V_S > 1500$ км/с [5].

Третьим 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:

$$N(\varepsilon, t) = \frac{4\pi p^2}{v} \int f(r, p, t) dV, \quad (24)$$

где $\varepsilon = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} - mc^2$. Здесь интегрирование ведется по всему объему, занятому частицами. Нетрудно видеть, что вклад фазы эволюции $R_S(t)$ в суммарный спектр описывается параметром

$$A = (V_S - w)^{q-3} R_S^3 N_g(R_S). \quad (25)$$

Наличие множителя $(V_S - w)^{q-3}$ в этом выражении происходит от зависимостей $p_{inj} \propto u_1$ и $f \propto p_{inj}^{q-3}$. Множитель $R_S^3 N_g(R_S)$ отражает количество частиц среды, заметенных ударной волной на стадии ее эволюции $R_S(t)$.

Как показано в работе [5], поведение трех существенных параметров $q(R_S)$, $p_{max}(R_S)$ и $A(R_S)$ таково, что наиболее эффективное ускорение высокоэнергичных частиц происходит в пределах солнечной короны $r < 5R_\odot$. Поэтому самосогласованный расчет выполняется в пределах области $R_S < 5R_\odot$. По достижении ударной волной размера

$R_S = 2-5R_\odot$ произведенные ею частицы с энергией $\varepsilon > 10$ МэВ интенсивно покидают область ускорения. Дальнейшее распространение этих частиц почти не зависит от влияния ударной волны.

5. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

Согласно приведенным выше сценарию и параметрам были сделаны расчеты.

В отличие от текущего спектра СКЛ $J(\varepsilon) = p^2 f(r = R_S, p, t)$ на ударном фронте, удобнее анализировать их суммарный спектр $N(\varepsilon)$ (24), так как его приближенно можно представить в виде

$$N(\varepsilon) \propto \varepsilon^{-\gamma} \exp[-(\varepsilon/\varepsilon_{max})^\alpha]. \quad (26)$$

Значение параметра α трудно предсказать аналитически по причине значительного изменения показателя q в области ускорения; $\varepsilon_{max} = \varepsilon(p_{max})$, где величина p_{max} определяется из выражения (21). Далее под предельно большими (предельными) энергиями частиц мы считаем энергии $\varepsilon \gtrsim \varepsilon_{max}$.

На рис. 1 представлен суммарный спектр $N(\varepsilon)$ протонов, ускоренных в солнечной короне, как функция кинетической энергии ε . Спектры приведены для пяти значений радиуса ударной волны: $R_S = 1.11, 1.16, 1.29, 1.64, 5.02R_\odot$ (моменты $t = 1.6, 8.5, 26.8, 75.3, 545.2$ с от начала расчета процесса ускорения частиц). Приведены результаты для

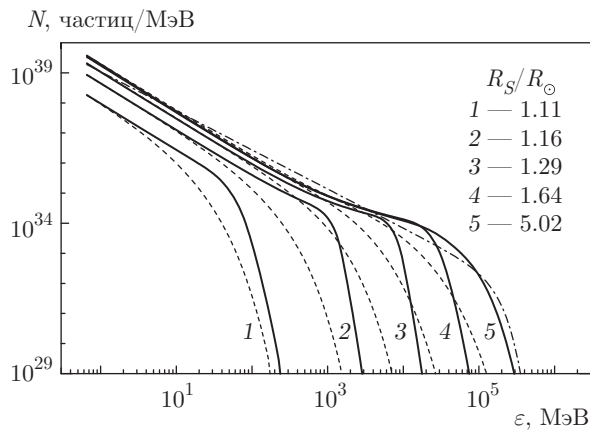


Рис. 1. Суммарный спектр $N(\varepsilon)$ протонов, ускоренных в солнечной короне, как функция кинетической энергии ε . Спектры приведены для пяти значений радиуса ударной волны: $R_S/R_\odot = 1.11, 1.16, 1.29, 1.64, 5.02$. Сплошные и штриховые линии отвечают квазилинейному и линейному вариантам расчетов соответственно. Штрихпунктирная линия приближенно описывает по формуле (26) кривую 5 квазилинейного расчета. Подробнее см. текст

случаев квазилинейного и линейного вариантов расчетов.

Как видно из рис. 1, с ростом r разница между спектрами $N(\varepsilon)$ линейного и квазилинейного расчетов увеличивается из-за роста эффективности ускорения частиц в самосогласованном расчете [5].

На расстоянии $5.02R_\odot$ в квазилинейном расчете наступает момент максимального накопления ускоренных протонов, после которого их число идет на убыль. До энергии ≈ 300 МэВ в этом расчете мы видим степенной спектр $N(\varepsilon) \propto \varepsilon^{-\gamma}$ с показателем $\gamma = 1.54$.

В области энергий $300-1.4 \cdot 10^5$ МэВ спектра $N(\varepsilon)$ наблюдается плавный «бамп». Ему соответствуют частицы, которые были произведены на более ранних стадиях эволюции ударной волны [5]. В дальнейшем при энергиях протонов $\gtrsim 10^5$ МэВ «бамп» переходит в квазиэкспоненциальный хвост спектра $N(\varepsilon)$.

На расстояниях $R_S = 3-5R_\odot$ от Солнца в квазилинейном расчете процесс накопления ускоренных протонов при энергиях $> 10^5$ МэВ протекает с сильным замедлением, т. е. кривые $N(\varepsilon)$ на расстояниях $3R_\odot$ и $5.02R_\odot$ почти совпадают до энергии $\sim 10^5$ МэВ и лишь при величине $N(\varepsilon) = 10^{29}$ частиц/МэВ предельная энергия ($> 10^5$ МэВ) на расстоянии $5.02R_\odot$ всего в 1.3 раза больше, чем на расстоянии $3R_\odot$.

Это позволяет нам утверждать, что протоны с энергиями $\gtrsim 10^5$ МэВ были получены в расчете на расстоянии до $3R_\odot$ в течение 274 с. Объяснить это можно тем фактом, что альфвеновская скорость c_A (11) растет с увеличением расстояния r от Солнца до своего максимума ≈ 740 км/с в солнечной короне на расстоянии $\approx 3.8R_\odot$ [38]. Рост c_A ведет с увеличением расстояния r к уменьшению альфвеновского числа Маха M_A (22) и, соответственно, эффективной степени сжатия вещества σ_{ef} (20) на ударном фронте. Уменьшение σ_{ef} увеличивает безразмерный параметр q (19), определяющий эффективность производства высокоэнергичных частиц, а его рост замедляет процесс их генерации, как показано в предыдущем разделе.

Мы считаем, что в большинстве случаев процесс ускорения частиц ударной волной в нижней короне Солнца формирует практически во всей области энергий спектр $N(\varepsilon)$ на расстояниях до $\lesssim 3R_\odot$. В работе [39] авторы, анализируя протоны с энергией до ≈ 1.12 ГэВ в событии 17 мая 2012 г. (GLE71), пришли к выводу, что они предположительно могли быть ускорены ударной волной от СМЕ на расстоянии до $\approx 3.07R_\odot$, что согласуется с нашим выводом.

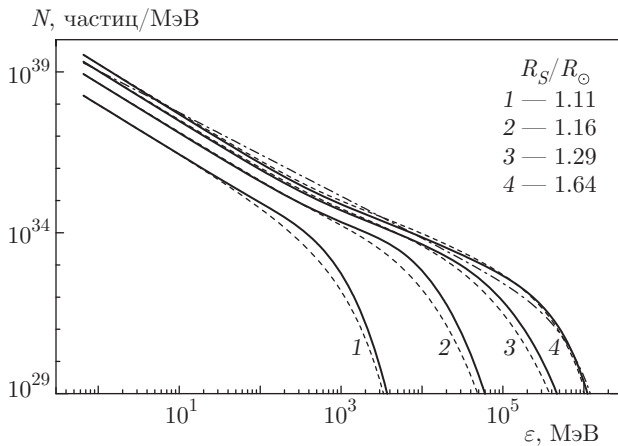


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для в 10 раз более высокого уровня фоновой альфвеновской турбулентности $E_{w0}(k, r)$. Штрихпунктирная линия приближенно описывает по формуле (26) кривую 4 квазилинейного расчета. Подробнее см. текст

Если представить степенной участок спектра $N(\varepsilon, R_S = 5.02R_\odot)$ более «жестким» ($\gamma < 1.5$), то его можно приближенно описать формулой (26), уменьшив в первой точке $N(\varepsilon)$ в 2 раза, приняв $\gamma = 1.3$ и $\alpha = 2$, а также взяв из расчета его максимальную энергию $\varepsilon_{max} = 1.4 \cdot 10^5$ МэВ (см. на рис. 1 штрихпунктирную кривую).

На рис. 2 приведены варианты расчетов, в которых уровень фоновой альфвеновской турбулентности $E_{w0}(k, r)$ (15) взят в 10 раз большим, чем в представленных на рис. 1. То есть максимальный коэффициент диффузии $\kappa_{||0}(\varepsilon, r)$ (7) частиц в них в 10 раз меньше. Уменьшение $\kappa_{||}(\varepsilon, r)$ ведет к росту темпа ускорения частиц [3, 4]. Уже при радиусе $R_S = 1.64R_\odot$ ударной волны произведено максимальное количество ускоренных протонов. С этого момента их число начинает убывать и на расстоянии $R_S = 5.02R_\odot$ спектры $N(\varepsilon)$ для линейного и квазилинейного вариантов расчетов имеют предельные энергии, лишь незначительно превышающие предельные энергии спектров $N(\varepsilon)$ для радиуса ударной волны $R_S = 1.29R_\odot$.

Из выражения (9) видим, что инкремент раскачки альфвеновских волн Γ пропорционален коэффициенту диффузии $\kappa_{||}$ частиц: $\Gamma \propto \kappa_{||}$. Уменьшение $\kappa_{||0}$ в результате увеличения E_{w0} приводит к уменьшению Γ и, соответственно, к более низкой генерации самосогласованных альфвеновских волн E_w над их фоновым уровнем E_{w0} . Это приводит к тому, что самосогласованный коэффициент $\kappa_{||}$ незначительно уменьшается по сравнению с фоновым $\kappa_{||0}$. В итоге мы видим, что на рис. 2 линейный и ква-

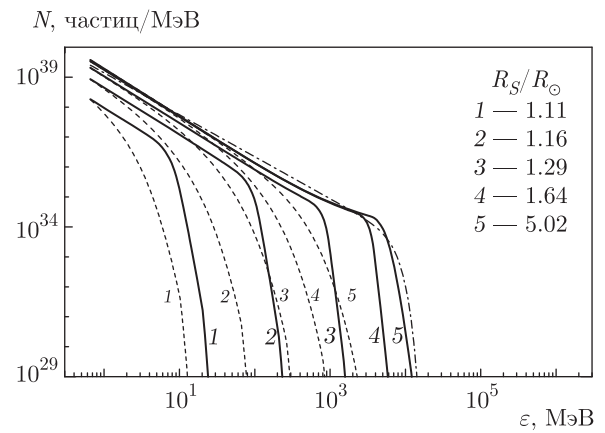


Рис. 3. То же, что на рис. 1, но для в 10 раз более низкого уровня фоновой альфвеновской турбулентности $E_{w0}(k, r)$. Крупными цифрами отмечены кривые квазилинейного расчета, мелкими — линейного. Подробнее см. текст

зилинейный варианты расчетов имеют между собой несущественные отличия, особенно, при радиусе $R_S = 1.64R_\odot$ ударной волны.

Как и в предыдущем расчете (рис. 1), в этом расчете (рис. 2) до энергии ≈ 300 МэВ мы видим степенной спектр $N(\varepsilon) \propto \varepsilon^{-\gamma}$ с показателем $\gamma = 1.52$. Также в области энергий $300-3.2 \cdot 10^5$ МэВ спектра $N(\varepsilon)$ наблюдается плавный «бамп», которому соответствуют частицы, ускоренные на более ранних стадиях эволюции ударной волны [5]. В дальнейшем при энергиях протонов $\gtrsim 3 \cdot 10^5$ МэВ «бамп» переходит в более «жесткий» ($\alpha < 2$), чем на рис. 1, квазиэкспоненциальный хвост спектра $N(\varepsilon)$.

Как и на рис. 1 для квазилинейного спектра $N(\varepsilon, R_S = 5.02R_\odot)$, на рис. 2 мы аппроксимировали для самосогласованного расчета спектр $N(\varepsilon, R_S = 1.64R_\odot)$ формулой (26), уменьшив в первой точке $N(\varepsilon)$ в 1.8 раза, приняв $\gamma = 1.3$ и $\alpha = 1.2$, а также взяв из расчета его максимальную энергию $\varepsilon_{max} = 3.2 \cdot 10^5$ МэВ (в 2.3 раза больше, чем в расчете на рис. 1), см. на рис. 2 штрихпунктирную кривую.

Расчеты на рис. 3 отличаются от расчетов на рис. 1 тем, что они выполнены для в 10 раз более низкого уровня фоновой альфвеновской турбулентности $E_{w0}(k, r)$ (15). То есть максимальный коэффициент диффузии $\kappa_{||0}(\varepsilon, r)$ (7) частиц в них в 10 раз больше. Увеличение $\kappa_{||}(\varepsilon, r)$ ведет к снижению темпа ускорения частиц [3, 4].

В квазилинейных расчетах увеличение фонового коэффициента диффузии $\kappa_{||0}$ ведет к увеличению инкремента раскачки альфвеновских волн Γ , так как $\Gamma \propto \kappa_{||}$ (9), и, соответственно, к более высокой

генерации самосогласованных альфвеновских волн E_w над их фоновым уровнем E_{w0} . В результате с увеличением расстояния r от Солнца из-за сильного роста амплитуды волн E_w , уменьшающей коэффициент диффузии κ_{\parallel} , в самосогласованном расчете имеет место рост эффективности ускорения частиц [5] до достижения квазистационарного состояния. С ростом r разница между спектрами $N(\varepsilon)$ линейного и квазилинейного расчетов значительно увеличивается (см. рис. 3).

На расстоянии $5.02R_{\odot}$ в квазилинейном расчете наступает момент максимального накопления ускоренных протонов. Как и в предыдущих расчетах (рис. 1, 2), в этом расчете (рис. 3) до энергии ≈ 300 МэВ мы видим степенной спектр $N(\varepsilon) \propto \varepsilon^{-\gamma}$ с показателем $\gamma = 1.56$. Также в области энергий $300-6.6 \cdot 10^3$ МэВ спектра $N(\varepsilon)$ наблюдается «бамп», которому соответствуют частицы, ускоренные на более ранних стадиях эволюции ударной волны [5]. В дальнейшем при энергиях протонов $\gtrsim 6.6 \cdot 10^3$ МэВ «бамп» переходит в более «мягкий» ($\alpha > 2$), чем на рис. 1, квазиэкспоненциальный хвост спектра $N(\varepsilon)$.

На рис. 3 для самосогласованного расчета мы, как и на рис. 1 для $N(\varepsilon, R_S = 5.02R_{\odot})$ и на рис. 2 для $N(\varepsilon, R_S = 1.64R_{\odot})$, аппроксимировали спектр $N(\varepsilon, R_S = 5.02R_{\odot})$ формулой (26), уменьшив в первой точке $N(\varepsilon)$ в 1.5 раза, приняв $\gamma = 1.4$ и $\alpha = 3$, а также взяв из расчета его максимальную энергию $\varepsilon_{max} = 6.6 \cdot 10^3$ МэВ (в 21 раз меньше, чем в расчете на рис. 1, и в 48 раз меньше, чем в расчете на рис. 2), см. на рис. 3 штрихпунктирную кривую.

В расчетах, результаты которых приведены на рис. 3, резонансная частота ν альфвеновских волн для ускоряемых протонов $\gtrsim 5 \cdot 10^{-2}$ Гц.

6. ВЫВОДЫ

На основе теоретического анализа, проведенного численными методами, процесса ускорения СКЛ быстрой ударной волной в нижней короне Солнца с известными параметрами солнечной плазмы можно сделать следующие выводы.

1. Мы предлагаем сценарий ускорения заряженных частиц (СКЛ) ударной волной в нижней короне Солнца. Согласно ему основная доля энергии пересоединения силовых линий магнитного поля \mathbf{B} уходит на образование и разгон СМЕ из хромосферы в нижнюю солнечную корону, а также разогрев плазмы до сверхтепловых энергий. Часть энергии СМЕ передается на образование ударной волны, на фронте которой, при ее распространении от Солнца, частицы разогретой плазмы ускоряются до предель-

но возможных (максимальных) энергий в результате процесса регулярного (диффузионного) ускорения ионов.

2. Показано, что протоны с энергиями $\gtrsim 10^5$ МэВ могут быть получены на расстоянии до трех солнечных радиусов, $3R_{\odot}$, в течение 274 с на фронте быстрой ударной волны, имеющей скорость 5000 км/с, в нижней короне Солнца с известными параметрами солнечной плазмы.

3. Анализ рис. 1–3 показывает сильное влияние уровня фоновой альфвеновской турбулентности $E_{w0}(k, r)$ (15) на результирующие суммарные спектры $N(\varepsilon)$ (24) СКЛ в квазилинейной теории ускорения заряженных частиц ударными волнами.

4. Степенные участки результирующих суммарных спектров $N(\varepsilon)$ частиц (см. рис. 1–3) имеют почти одинаковый показатель наклона $\gamma \approx 1.5$, что указывает на его слабую зависимость от фонового уровня спектра альфвеновских волн E_{w0} . Увеличение или уменьшение уровня E_{w0} в 10 раз практически не оказывает влияния на величину γ .

5. Максимальные энергии ε_{max} в результирующих суммарных спектрах $N(\varepsilon)$ протонов (см. рис. 1–3) имеют сильную зависимость от фонового уровня спектра альфвеновских волн E_{w0} . Если в основном варианте расчета на рис. 1 $\varepsilon_{max} = 1.4 \cdot 10^5$ МэВ, то при уменьшении в 10 раз уровня E_{w0} (рис. 3) $\varepsilon_{max} = 6.6 \cdot 10^3$ МэВ, что в 21 раз меньше. При увеличении уровня волн E_{w0} в 10 раз (рис. 2) имеем $\varepsilon_{max} = 3.2 \cdot 10^5$ МэВ, что всего в 2.3 раза больше, чем в расчете на рис. 1. Видим нелинейную зависимость ε_{max} от уровня волн E_{w0} : темпы роста ε_{max} замедляются с увеличением E_{w0} .

6. Ширина (диапазон по энергии $\Delta\varepsilon$) «бампа» в результирующих суммарных спектрах $N(\varepsilon)$ частиц и его форма (см. рис. 1–3) имеют сильную зависимость от фонового уровня спектра альфвеновских волн E_{w0} . С увеличением уровня волн E_{w0} верхняя граница $\Delta\varepsilon$ увеличивается с ростом ε_{max} так же нелинейно, как и ε_{max} : в расчетах, результаты которых приведены на рис. 1–3, ширина «бампа» $\Delta\varepsilon$ имеет диапазон энергий приблизительно от 300 МэВ до ε_{max} .

7. Квазиэкспоненциальный хвост в результирующих суммарных спектрах $N(\varepsilon)$ частиц (см. рис. 1–3) имеет сильную зависимость от фонового уровня спектра альфвеновских волн E_{w0} . С ростом уровня волн E_{w0} квазиэкспоненциальный хвост становится все более «жестким»: показатель α в аппроксимации формулой (26) конечных спектров $N(\varepsilon)$ уменьшается от $\alpha = 3$ (рис. 3) до $\alpha = 2$ (рис. 1) и до $\alpha = 1.2$ (рис. 2).

8. Ширина $\Delta\varepsilon$ «бампа» и форма квазиэкспоненциального хвоста суммарного спектра $N(\varepsilon)$ частиц могут служить индикаторами уровня альфвеновской турбулентности в нижней короне Солнца.

9. Самосогласованный коэффициент диффузии κ_{\parallel} частиц в расчетах $\gtrsim \kappa_B$, где $\kappa_B = \rho_B v / 3$ — боровский коэффициент диффузии.

10. Чем ближе коэффициент диффузии $\kappa_{\parallel 0}$ частиц по фоновой альфвеновской турбулентности E_{w0} к боровскому коэффициенту диффузии κ_B , тем меньше самосогласованные альфвеновские волны E_w превышают свой фоновый уровень E_{w0} , так как инкремент раскачки волн $\Gamma \propto \kappa_{\parallel}$. В этом случае самосогласованный коэффициент диффузии κ_{\parallel} частиц незначительно уменьшается по сравнению с фоновым $\kappa_{\parallel 0}$, а суммарные спектры $N(\varepsilon)$ частиц квазилинейных и линейных расчетов имеют меньше различий (ср., например, результаты расчетов на рис. 2 с результатами на рис. 3).

11. Мы считаем, что в большинстве случаев процесс ускорения частиц ударной волной в нижней короне Солнца формирует практически во всей области энергий суммарный спектр $N(\varepsilon)$ частиц на расстояниях до $\lesssim 3R_{\odot}$, причиной чего является максимум альфвеновской скорости c_A в солнечной короне ≈ 740 км/с на расстоянии $\approx 3.8R_{\odot}$ [38].

12. Если перед вспышкой на Солнце идет накачка магнитной энергией локальной фоновой альфвеновской турбулентности $E_{w0}(k, r)$ (15) и если ее уровень будет увеличен, например, приблизительно в 10 раз, как в расчетах на рис. 2, а ударная волна будет иметь скорость ≈ 5000 км/с, то возможна реализация сценария ускорения протонов на фронте ударной волны в нижней короне Солнца до $\lesssim 3R_{\odot}$, в результате которого максимальная энергия ε_{max} в суммарных спектрах $N(\varepsilon)$ может достигнуть величины $\approx 3 \cdot 10^5$ МэВ.

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

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлено теоретическое исследование, проведенное численными методами, процесса ускорения СКЛ на фронте быстрой ударной волны со скоростью 5000 км/с в нижней короне Солнца с известными параметрами солнечной плазмы. Показано, что протоны с энергиями $\gtrsim 10^5$ МэВ могут быть получены на расстоянии до $3R_{\odot}$ в течение 274 с.

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

Финансирование. Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований Сибирского отделения Российской академии наук на 2017–2020 гг.: Программа П.16.2. «Физика космических лучей и солнечно-земных связей», Проект П.16.2.2. «Происхождение космических лучей в различных астрофизических объектах и динамика их распределения в межпланетном пространстве», регистрационный номер НИОКТР АААА-А17-117021450058-6.

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*, 13–26 August, 1977, Plovdiv, Bulgaria **11**, 132 (1978).
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. 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].
6. Л. И. Мирошниченко, УФН **188**, 345 (2018), doi:https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.03.038091.
7. M. A. Lee, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **158**, 38 (2005), doi:10.1086/428753.
8. S. M. Schindler and P. D. Kearney, in *Proc. of the 13th Int. Conf. on Cosmic Ray*, Denver, CO, USA, Vol. 2, Denver, CO: Univ. of Denver, Dept. of Physics and Astronomy (1973) p. 1554.
9. S. N. Karpov, L. I. Miroshnichenko, and E. V. Vashe-nyuk, *Nuovo Cimento C* **21**, 551 (1998).
10. C. Karoff, M. F. Knudsen, P. D. Cat et al., *Nature Comm.* **7**, 11058 (2016), doi:10.1038/ncomms11058.
11. M. Lingam and A. Loeb, *Astrophys. J.* **848**, 41 (2017), doi:10.3847/1538-4357/aa8e96, arXiv:1708.04241v3.

12. С. И. Сыроватский, *Астрон. ж.* **43**, 340 (1966) [S. I. Syrovatskii, *Sov. Astron.* **10**, 270 (1966)].
13. С. И. Сыроватский, *ЖЭТФ* **50**, 1133 (1966) [S. I. Syrovatskii, *Sov. Phys. JETP* **23**, 754 (1966)].
14. Б. В. Сомов, А. В. Орешина, *Изв. РАН, сер. физ.* **75**, 784 (2011) [B. V. Somov and A. V. Oreshina, *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **75**, 735 (2011)], doi: 10.3103/S1062873811060396.
15. B. V. Somov, *Plasma Astrophysics Pt. I Fundamentals and Practice* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 391), New York, Springer (2013).
16. B. V. Somov, *Plasma Astrophysics Pt. II Reconnection and Flares* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 392), New York, Springer (2013).
17. T. Podladchikova, A. M. Veronig, K. Dissauer et al., *Astrophys. J.* **877**, 68 (2019), doi:10.3847/1538-4357/ab1b3a, arXiv:1904.09427v1.
18. https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/.
19. 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)].
20. Г. Ф. Крымский, В. Г. Григорьев, С. А. Стародубцев, С. Н. Танеев, *Письма в ЖЭТФ* **102**, 372 (2015), doi:10.7868/S0370274X15180046 [G. F. Krymskiy, V. G. Grigoryev, S. A. Starodubtsev, and S. N. Taneev, *JETP Lett.* **102**, 335 (2015), doi: 10.1134/S0021364015180071].
21. 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].
22. Е. Г. Бережко, С. Н. Танеев, *Письма в Астрон. журн.* **42**, 148 (2016), doi:10.7868/S0320010816010010 [E. G. Berezhko and S. N. Taneev, *Astron. Lett.* **42**, 126 (2016), doi:10.1134/S1063773716010011].
23. 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].
24. E. G. Berezhko, S. N. Taneev, and K. J. Trattner, *J. Geophys. Res.* **116**, A07102 (2011), doi:10.1029/2010JA016404.
25. G. P. Zank, Gang Li, and V. Florinski, *J. Geophys. Res.* **109**, A04107 (2004), doi:10.1029/2003JA010301.
26. Г. Ф. Крымский, *Геомагн. и аэронаом.* **4**, 977 (1964) [G. F. Krymskiy, *Geomagn. Aeron.* **4**, 763 (1964)].
27. Е. Г. Бережко, В. К. Ёлшин, Л. Т. Ксенофонтов, *ЖЭТФ* **109**, 3 (1996) [E. G. Berezhko, V. K. Elshin, and L. T. Ksenofontov, *JETP* **109**, 3 (1996)].
28. M. A. Lee, *J. Geophys. Res.* **87**, 5063 (1982), doi: 10.1029/JA087iA07p05063.
29. M. A. Lee, *J. Geophys. Res.* **88**, 6109 (1983), doi: 10.1029/JA088iA08p06109.
30. B. E. Gordon, M. A. Lee, E. Möbius, and K. J. Trattner, *J. Geophys. Res.* **104**, 28263 (1999), doi: 10.1029/1999JA900356.
31. T. K. Suzuki, and S. Inutsuka, *J. Geophys. Res.* **111**, A06101 (2006), doi:10.1029/2005JA011502.
32. W. H. Matthaeus, D. J. Mullan, P. Dmitruk et al., *Nonlin. Processes Geophys.* **10**, 93 (2003), doi: 10.5194/npg-10-93-2003.
33. C. T. Russell, *Solar Wind*, ed. by C. P. Sonett et al., Washington, NASA SP-308 (1972), p. 365.
34. C.-Y. Tu and E. Marsh, *Space Sci. Rev.* **73**, 1 (1995), doi:10.1007/BF00748891.
35. E. C. Sittler, Jr., and M. Guhathakurta, *Astrophys. J.* **523**, 812 (1999), doi:10.1086/307742.
36. A. J. Hundhausen, *Coronal Expansion and Solar Wind*, Vol. 5, Springer, New York (1972).
37. D. V. Reames, *Space Sci. Rev.* **90**, 413 (1999), doi:10.1023/A:1005105831781.
38. G. Mann, A. Klassen, H. Aurass, and H.-T. Classen, *Astron. Astrophys.* **400**, 329 (2003), doi: 10.1051/0004-6361:20021593.
39. C. Li, K. A. Firoz, L. P. Sun, and L. I. Miroshnichenko, *Astrophys. J.* **770**, 34 (2013), doi:10.1088/0004-637X/770/1/34.