

УДК 523.9-72

Ю. И. Федоров, Б. А. Шахов, Ю. Л. Колесник

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
ул. Академика Заболотного 27, Киев, 03680
e-mails: fedorov@mao.kiev.ua, shakhov@mao.kiev.ua, kolesnyk@mao.kiev.ua

**Динамика энергетических спектров космических лучей
во время солнечной вспышки 20 января 2005 года**

На основе кинетического уравнения исследован процесс распространения в межпланетном пространстве космических лучей, ускоренных во время солнечной вспышки 20 января 2005 г. Рассмотрены случаи мгновенной и продолжительной инжекции частиц в межпланетную среду. На основе аналитического решения кинетического уравнения показано, что при мгновенной инжекции частиц имеет место резкое увеличение интенсивности космических лучей на орбите Земли, тогда как при продолжительной инжекции увеличение их концентрации происходит постепенно. Проанализирована динамика энергетического распределения солнечных космических лучей.

ДИНАМІКА ЕНЕРГЕТИЧНИХ СПЕКТРІВ СОНЯЧНИХ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ ПІД ЧАС СОНЯЧНОГО СПАЛАХУ 20 СІЧНЯ 2005 РОКУ, Федоров Ю. І., Шахов Б. О., Колесник Ю. Л. — На основі кінетичного рівняння досліджено процес поширення у міжпланетному просторі космічних променів, прискорених під час сонячного спалаху 20 січня 2005 р. Розглянуто випадки миттєвої та тривалої інжекції частинок у міжпланетне середовище. На основі аналітичного розв'язку кінетичного рівняння показано, що при миттєвій інжекції частинок має місце різке збільшення інтенсивності космічних променів на орбіті Землі, тоді як при тривалій інжекції збільшення концентрації відбувається поступово. Проаналізовано динаміку енергетичного розподілу сонячних космічних променів.

DYNAMICS OF SOLAR COSMIC RAY ENERGETIC SPECTRA DURING THE SOLAR FLARE ON JANUARY 20, 2005, by Fedorov Yu. I., Shakhov B. A., Kolesnyk Yu. L. — The process of propagation in the interplane-

tary space of the cosmic rays accelerated during the solar flare on January 20, 2005 is investigated on the basis of kinetic equation. The instantaneous and prolonged particle injection in the interplanetary medium is considered. On the basis of analytical solution of the kinetic equation it was shown that under instantaneous particle injection the sharp increase of cosmic ray intensity on the Earth orbit occurs, whereas the cosmic ray density increases gradually in the case of the prolonged particle injection. The dynamics of solar cosmic ray energetic distribution was analyzed.

ВВЕДЕНИЕ

Космические лучи (КЛ) являются одним из определяющих факторов, влияющих на ход эволюции биосферы. При этом галактические КЛ, происхождение и энергетические характеристики которых связаны с процессами, происходящими в Галактике и метagalактике, оказывают воздействие на биосферу в течение длительного промежутка времени. Кроме относительно медленного изменения фона галактических космических лучей в связи с солнечной активностью, наблюдаются экстремальные всплески интенсивности КЛ (например от близких сверхновых). С другой стороны, солнечные космические лучи (СКЛ), которые генерируются на Солнце во время хромосферных вспышек, оказывают воздействие на биосферу в течение короткого промежутка времени, и эффект их влияния на биосферу напрямую связан с мощностью вспышки. В частности, генерация СКЛ вызывает существенное повышение радиационного фона в околоземном космическом пространстве, верхних слоях атмосферы, что представляет опасность для космонавтов и экипажей авиалайнеров, особенно при полетах в полярных областях, влияет на работу бортовых электронных устройств [9, 11, 20, 21]. Таким образом, наряду с электромагнитными полями и потоками частиц плазмы солнечного ветра СКЛ являются одним из компонентов, формирующих космическую погоду. Иногда во время солнечных вспышек генерируются заряженные частицы высоких энергий, которые регистрируются на мировой сети нейтронных мониторов и мюонных телескопов в виде увеличения интенсивности космических лучей [9, 11, 21]. Эти релятивистские частицы движутся со скоростями, близкими к скорости света, и достигают орбиты Земли раньше, чем основной поток солнечных космических лучей, и значительно раньше, чем межпланетная ударная волна, сопровождающая солнечную вспышку. Поэтому солнечные космические лучи часто оказываются предвестниками мощных магнитных бурь и являются важным средством прогноза магнитосферных событий [9, 20].

Вспышка солнечных космических лучей 20 января 2005 г. (далее — Событие) является самым мощным событием СКЛ за последние полвека [7, 8, 15, 19, 24, 26]. Это увеличение интенсивности КЛ наблюдалось на нейтронных мониторах по всему земному шару, причем

наибольшее увеличение было зарегистрировано на антарктических станциях КЛ [7—9, 11, 21, 26]. Так, интенсивность КЛ, зарегистрированная на некоторых южных полярных мониторах во время События, в несколько десятков раз превысила уровень фона галактических КЛ [8, 9, 11, 21]. Это гигантское увеличение интенсивности потока КЛ было вызвано солнечной вспышкой с началом 6 ч 39 мин мирового времени и координатами 14 N 61 W. Вспышка наблюдалась в различных диапазонах электромагнитных волн (включая рентгеновские лучи и гамма-излучение) и сопровождалась быстрым корональным выбросом массы [9, 19, 21, 25].

Важной особенностью События является выраженная анизотропия потока релятивистских частиц на начальной фазе вспышки СКЛ [9, 11, 21, 23]. Если в первые минуты вспышки интенсивность КЛ на антарктических нейтронных мониторах стремительно увеличивалась, причем время от момента прихода первых частиц до времени максимальной интенсивности КЛ составляло 5-6 мин, то северные мониторы в это время вообще не зафиксировали увеличения интенсивности КЛ [8, 9, 11, 21, 26]. Такие различия временных профилей интенсивности КЛ свидетельствуют о предельно высокой анизотропии углового распределения СКЛ в начале События [8, 9, 11, 21]. Стремительное увеличение интенсивности СКЛ, а также быстрое уменьшение потока релятивистских частиц в первые десять минут после максимума интенсивности КЛ обусловлены слабым рассеянием КЛ на неоднородностях межпланетного магнитного поля [9, 23]. Транспортный пробег релятивистских частиц во время данной вспышки оказался значительным, сравнимым с расстоянием от Солнца до орбиты Земли.

Релятивистские солнечные космические лучи содержат важную информацию относительно процессов ускорения частиц в области солнечной вспышки, их «убегания» из атмосферы Солнца и распространения в межпланетной сфере [1, 2, 20]. Анализ наблюдательных данных, зарегистрированных во время События на сети нейтронных мониторов и на космических аппаратах, позволил получить сведения о характерном времени инжекции СКЛ в межпланетную среду, транспортном пробеге, анизотропии и энергетическом спектре КЛ [9, 11, 21, 23, 25, 26]. Полученные на основании наблюдательных данных результаты дают возможность провести теоретическое исследование процесса распространения солнечных космических лучей от источника до Земли во время События.

Процесс распространения частиц, ускоренных в солнечных вспышках, от источника до точки наблюдения контролируется гелиосферными магнитными полями. Характер распространения КЛ зависит от уровня возмущенности межпланетного магнитного поля. Если уровень турбулентности в межпланетном пространстве достаточно высок, то частицы интенсивно рассеиваются, функция распределения КЛ быстро изотропизуется, и распространение КЛ описывается диффузионными уравнениями [1, 2, 20]. Наблюдательные данные показы-

вают, что во время некоторых солнечных вспышек (в том числе и во время События) уровень турбулентности в межпланетной среде невысок, рассеяние частиц слабое, а транспортный пробег сравним с астрономической единицей. В данном случае диффузионное приближение неприменимо, и необходимо описывать процесс распространения КЛ на основе кинетического уравнения [1, 2, 20]. Заметим, что кинетическое описание распространения СКЛ в межпланетных магнитных полях применялось для анализа ряда солнечных протонных событий [4, 10, 14, 17, 22].

В настоящей работе на основе кинетического уравнения, описывающего распространение КЛ в межпланетном пространстве, рассмотрим пространственно-временное распределение и динамику энергетического спектра СКЛ в Событии. Ниже приведено аналитическое решение кинетического уравнения, соответствующее мгновенному испусканию ускоренных частиц в межпланетную среду. Рассмотрена также продолжительная инжекция СКЛ и проанализирован временной профиль интенсивности СКЛ на орбите Земли и эволюция энергетического распределения частиц.

КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ

Последовательное описание распространения КЛ основывается на кинетическом уравнении, которое описывает рассеяние заряженных частиц высокой энергии на магнитных неоднородностях и их фокусировку регулярным межпланетным магнитным полем [13, 18]. Кинетический подход позволяет рассчитывать пространственно-временное распределение интенсивности СКЛ, анизотропию углового распределения частиц и эволюцию их энергетического спектра [3, 4, 6, 13].

Запишем кинетическое уравнение в следующем виде:

$$\frac{df}{dt} + \mathbf{v} \cdot \frac{df}{d\mathbf{r}} - stf = Q, \quad (1)$$

где $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ — функция распределения космических лучей, \mathbf{v} — скорость частиц, Q — источник частиц. Интеграл столкновений stf , описывающий рассеяние частиц на неоднородностях магнитного поля, определен следующим выражением [2, 13, 16, 18]:

$$stf = \frac{v}{4} \int d\Omega f' - \frac{v}{4} f, \quad (2)$$

где $\int d\Omega$ — транспортный пробег КЛ, а интегрирование проводится по углам вектора скорости частицы.

Предположим, что в начальный момент времени происходит мгновенное изотропное испускание частиц сферой радиуса r_0 . В этом случае источник частиц Q , который записан в правой части кинетического уравнения (1), имеет вид

$$Q(r, p, t) = q(p) \frac{(r - r_0) \delta(t)}{16 \pi^2 r^2}, \quad (3)$$

где $\delta(x)$ — дельта-функция, а величина $q(p)$ описывает энергетическое распределение частиц, инжектированных в межпланетное пространство вблизи Солнца.

Таким образом, кинетическое уравнение (1) приобретает вид

$$\frac{df}{dt} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f - \frac{v}{2} \frac{d^2 f}{dr^2} = q(p) \frac{(r - r_0) \delta(t)}{16 \pi^2 r^2}, \quad (4)$$

где $\cos \theta$ — косинус пичч-угла частицы. Решение кинетического уравнения (4) может быть получено при помощи метода интегральных преобразований. А именно, применялось преобразование Фурье по пространственной переменной r и преобразование Лапласа по времени t [3, 5, 6, 13].

Концентрация частиц с данным значением импульса определяется соотношением

$$N(r, p, t) = \int d^3 \mathbf{p} f(r, \mathbf{p}, t). \quad (5)$$

Оказывается, что концентрация КЛ (5) представляет собой сумму концентраций нерассеянных (N_0) и рассеянных (N_s) частиц [13]:

$$N(r, p, t) = N_0(r, p, t) + N_s(r, p, t). \quad (6)$$

В случае мгновенной инжекции частиц сферой радиуса r_0 , когда источник КЛ определен согласно формуле (3), концентрация нерассеянных частиц имеет вид [3]

$$N_0(r, p, t) = \frac{q(p) \exp(-vt/r_0)}{8 \pi r_0 vt} [H(vt - |r - r_0|) - H(vt - r - r_0)], \quad (7)$$

где $H(x)$ — единичная функция Хевисайда.

Согласно соотношению (7) в точке r нерассеянные частицы будут наблюдаться только в интервале времени $(r - r_0)/v \leq t \leq (r + r_0)/v$.

Концентрация рассеянных частиц N_s имеет следующий вид [3]:

$$N_s(r, p, t) = N(r, p, t) - N_0(r, p, t), \quad (8)$$

где

$$N(r, p, t) = \frac{q(p)}{2 \pi^2 r r_0} \int_0^\infty d^2 \sin^2 \left(\frac{r}{r_0} \right) \sin^2 \left(\frac{r_0}{r} \right) \exp \left(-\frac{vt}{r} \left(\cotg \theta - 1 \right) \right), \quad (9)$$

$$N_0(r, p, t) = \frac{q(p) \exp(-vt/r_0)}{16 \pi^2 r r_0}$$

$$d_0^1 = \cos \frac{\alpha_1}{2} (r^2 - r_0^2) \sin \frac{\alpha_1}{2} \exp \frac{r - r_0}{2vt},$$

$$d_0^2 = \cos \frac{\alpha_2}{2} (r^2 - r_0^2) \sin \frac{\alpha_2}{2} \exp \frac{r - r_0}{2vt}, \quad (10)$$

$$\ln \frac{1}{1}, \quad (11)$$

$$d_1 = \frac{1}{|r - r_0| - vt}, \quad d_2 = \frac{1}{(r - r_0) - vt}. \quad (12)$$

Пределы интегрирования в формуле (10) определяются соотношениями

$$d_1 = \frac{|r - r_0|}{vt} (vt - |r - r_0|) - (|r - r_0| - vt), \quad (13)$$

$$d_2 = \frac{r - r_0}{vt} [(vt - r - r_0) - (r - r_0 - vt)]. \quad (14)$$

Таким образом, функция d_1 (13) равна либо величине $|r - r_0|/vt$, либо единице, в зависимости от того, превышает ли время t значение $|r - r_0|/v$.

Если рассеяние на неоднородностях межпланетного магнитного поля достаточно слабое, так что транспортный пробег КЛ значительно превышает величину vt , то экспоненту в формуле (7) можно положить равной единице. В этом случае из соотношения (7) получаем пространственно-временное распределение концентрации нерассеянных частиц, которое соответствует решению кинетического уравнения (4) при неограниченном увеличении t .

В противоположном предельном случае, когда время, прошедшее после инъекции частиц, значительно превышает время между столкновениями ($vt \gg \lambda$), можно не учитывать нерассеянные частицы N_0 и пренебречь величиной N , вследствие наличия в соотношениях (7), (10) экспоненциально малого множителя.

Подынтегральная функция в соотношении (9) имеет резкий максимум в точке $r = 0$ (при условии $vt \gg \lambda$), поэтому, распространяя интегрирование по r в формуле (9) до бесконечности, получим соотношение

$$N(r, p, t) = \frac{q(p)}{8^{3/2} r r_0 \sqrt{t}} \exp \frac{(r - r_0)^2}{4t} \exp \frac{(r - r_0)^2}{4t}, \quad (15)$$

описывающее диффузию частиц после их мгновенного испускания сферой радиуса r_0 [1]. Величина $q(p)$ представляет собой коэффициент диффузии КЛ, который пропорционален транспортному пробегу КЛ и скорости частицы:

$$\frac{v}{3}. \quad (16)$$

Транспортный пробег КЛ увеличивается при увеличении энергии частицы и может быть аппроксимирован степенной функцией жесткости [2, 12]. Предположим, что транспортный пробег КЛ пропорционален импульсу частицы в некоторой степени :

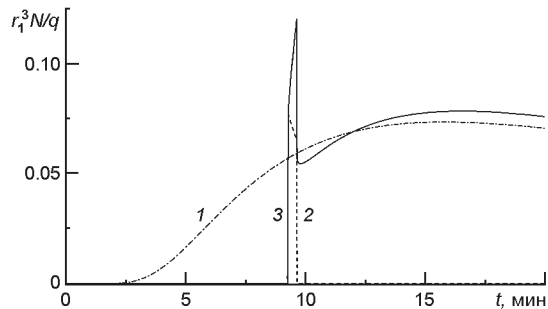
$$(p) \quad p_0 \frac{P}{P_0}, \quad (17)$$

где величина p_0 соответствует импульсу протона с кинетической энергией 1 ГэВ. Импульс частицы p можно вычислить согласно формуле

$$p = \frac{1}{c} \sqrt{k_k (k_k + 2mc^2)}, \quad (18)$$

где k_k и mc^2 — кинетическая энергия и энергия покоя частицы. Величина p_0 в формуле (17) представляет собой транспортный пробег протона, кинетическая энергия которого равна 1 ГэВ.

Рис. 1. Зависимость концентрации космических лучей от времени: кривая 1 — диффузионное приближение, 2 — нерассеянные частицы, 3 — все частицы



На рис. 1 представлена зависимость концентрации КЛ от времени в точке $r_1 = 1$ а. е.

Испускание частиц сферой радиуса $r_0 = 0.02$ а. е. предполагается мгновенным и изотропным. Отметим, что величина r_0 соответствует гелиоцентрической координате вспышки. По оси ординат приведены значения безразмерной величины $r_1^3 N/q$, которая пропорциональна концентрации частиц. Транспортный пробег КЛ выбран равным 0.3 а. е., кинетическая энергия частиц равна 1 ГэВ. Кривая 1 соответствует диффузионному распространению частиц (15), кривая 2 — нерассеянными частицам (7). Сплошная кривая 3 иллюстрирует временной профиль концентрации всех частиц (как рассеянных, так и нерассеянных). Видно, что в отличие от диффузионного режима распространения КЛ (кривая 1) при кинетическом описании движения увеличение концентрации происходит скачком в момент времени, соответствующий приходу первых частиц (кривая 3). Заметим, что протон

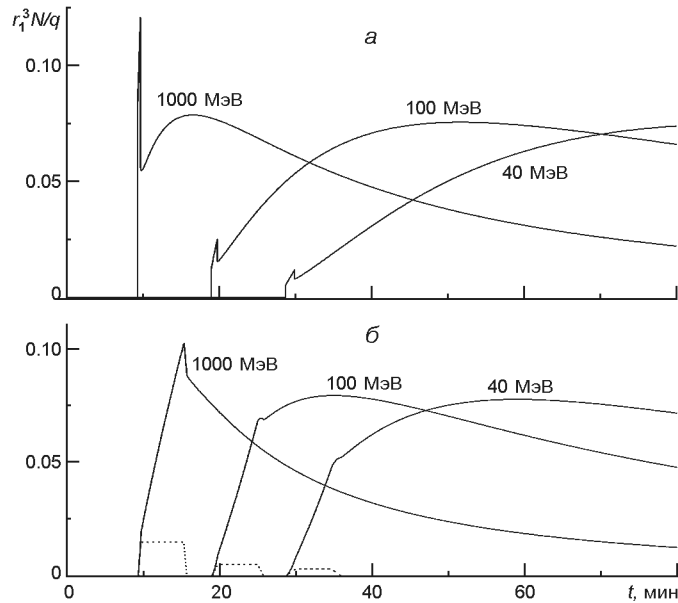


Рис. 2. Зависимость концентрации космических лучей от времени, прошедшего после начала инъекции частиц с кинетической энергией 40, 100 и 1000 МэВ: *a* — импульсная инъекция, *б* — продолжительная инъекция (штриховые кривые — нерассеянные частицы, сплошные — все частицы)

с кинетической энергией 1 ГэВ преодолевает расстояние до орбиты Земли за время, равное 9.3 мин. Импульсное увеличение концентрации КЛ обусловлено нерассеянными частицами, а его длительность равна величине $2r_0/v$ (рис. 1). После импульсного всплеска концентрация нерассеянных частиц (7) становится равной нулю, так что в данной точке пространства будут наблюдаться только рассеянные частицы. С течением времени концентрация КЛ постепенно приближается к величине, соответствующей диффузионному распространению частиц.

Во время События на ряде нейтронных мониторов имело место быстрое увеличение интенсивности КЛ [11, 21, 25]. Однако резкого импульсного увеличения интенсивности СКЛ, соответствующего приходу первых частиц, не наблюдалось, а концентрация КЛ увеличивалась постепенно в течение первых 5-6 мин этого события [9, 11, 21, 25]. По-видимому, использованное приближение мгновенной инъекции не соответствует динамике испускания ускоренных частиц в межпланетную среду. Длительность импульса в начале вспышки зависит от геометрии межпланетного магнитного поля, что требует отдельного рассмотрения.

На рис. 2, *a* представлена зависимость от времени концентрации частиц различных энергий в точке $r_1 = 1$ а. е. Предполагается, что частицы различных энергий были инжектированы в межпланетную среду одновременно. Транспортный пробег протона с кинетической энергией 1 ГэВ выбран равным $r_0 = 0.3$ а. е., зависимость величины от

импульса частицы предполагалась степенной (17) с показателем степени $\alpha = 1/3$. Отметим, что приход первых частиц с меньшей энергией наблюдается позднее в силу зависимости скорости от энергии частиц, а импульсное увеличение концентрации КЛ в начале события обусловлено нерассеянными частицами.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПРИ ДЛИТЕЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИИ ЧАСТИЦ

Экспериментальные данные, полученные на мировой сети нейтронных мониторов и на космических аппаратах, свидетельствуют о продолжительной инжекции СКЛ в межпланетную среду [9, 11, 19, 21, 23—25]. Длительность испускания релятивистских протонов, ускоренных во время вспышки, составляет, по-видимому, несколько минут [9, 23, 25]. На продолжительный характер инжекции СКЛ указывает также величина анизотропии углового распределения частиц, которая длительное время остается значительной [11, 21, 23].

Чтобы учесть длительный характер инжекции СКЛ в межпланетную среду, определим источник частиц Q следующим образом:

$$Q(r, p, t) = q(p) \frac{(r - r_0)(t)}{16 \pi^2 r^2}, \quad (19)$$

где (t) — функция инжекции КЛ, определяющая продолжительность испускания частиц. В случае продолжительной инжекции концентрацию КЛ \tilde{N} можно вычислить как свертку концентрации частиц N , соответствующей мгновенной инжекции, и функции (t) :

$$\tilde{N}(r, p, t) = \int_0^t dt_1 N(t - t_1) (t_1). \quad (20)$$

Предположим, что инжекция СКЛ происходит на протяжении конечного времени t_0 с постоянной интенсивностью. Тогда функция (t) имеет следующий вид:

$$(t) = \frac{1}{t_0} (t_0 - t). \quad (21)$$

Согласно формуле (21) испускание частиц происходит на протяжении времени t_0 , начиная с момента $t = 0$.

Введем безразмерные переменные

$$\frac{r}{r_1}, \quad \frac{r_0}{r_1}, \quad \frac{ct}{r_1}, \quad \frac{ct_0}{r_1}, \quad (22)$$

где $r_1 = 1$ а. е. Таким образом, будем измерять расстояние в астрономических единицах, а единица безразмерного времени соответствует времени, необходимому электромагнитному излучению для достижения орбиты Земли.

Проинтегрируем выражение для концентрации КЛ (15), соответствующее диффузии КЛ, вместе с функцией инъекции СКЛ (21) согласно формуле (20). При условии $t < t_0$ приходим к следующему выражению для концентрации частиц:

$$\begin{aligned} \tilde{N}(r, p, t) &= \frac{q(p)\sqrt{3}}{4^{3/2}r_1^{5/2}\sqrt{v/c}} \exp\left[-\frac{3cr_1}{4v}(t-t_0)^2\right] \exp\left[-\frac{3cr_1}{4v}(t_0)^2\right] \\ &\quad \frac{1}{2}\sqrt{3\frac{cr_1}{v}} \operatorname{erfc}\left[\frac{|r-t_0|}{2}\sqrt{3\frac{cr_1}{v}}\right] \\ &\quad (t-t_0) \operatorname{erfc}\left[\frac{t-t_0}{2}\sqrt{3\frac{cr_1}{v}}\right], \end{aligned} \quad (23)$$

где $\operatorname{erfc}(x)$ — дополнительный интеграл вероятности. Если $t > t_0$, то концентрация СКЛ, описывающая диффузию частиц при их продолжительной инъекции в межпланетную среду, имеет вид

$$\begin{aligned} \tilde{N}(r, p, t) &= \frac{q(p)\sqrt{3}}{4^{3/2}r_1^{5/2}\sqrt{v/c}} \exp\left[-\frac{3cr_1}{4v}(t-t_0)^2\right] \exp\left[-\frac{3cr_1}{4v}(t_0)^2\right] \\ &\quad \sqrt{t-t_0} \exp\left[-\frac{3cr_1}{4v}(t-t_0)^2\right] \exp\left[-\frac{3cr_1}{4v}(t_0)^2\right] \\ &\quad \frac{|r-t_0|}{2}\sqrt{3\frac{cr_1}{v}} \operatorname{erf}\left[\frac{|r-t_0|}{2}\sqrt{3\frac{cr_1}{v}}\right] \operatorname{erf}\left[\frac{|r-t_0|}{2}\sqrt{3\frac{cr_1}{v}}\right] \\ &\quad - \frac{t-t_0}{2}\sqrt{3\frac{cr_1}{v}} \operatorname{erf}\left[\frac{t-t_0}{2}\sqrt{3\frac{cr_1}{v}}\right] \operatorname{erf}\left[\frac{t-t_0}{2}\sqrt{3\frac{cr_1}{v}}\right], \end{aligned} \quad (24)$$

где $\operatorname{erf}(x)$ — интеграл вероятности.

Рассмотрим временной профиль концентрации СКЛ в данной точке пространства при кинетическом описании распространения частиц в случае их продолжительного испускания в межпланетную среду. При мгновенной инъекции нерассеянные частицы в точке r наблюдаются в течение времени $2r_0/v$. Если инъекция СКЛ происходит на протяжении времени t_0 , то время пребывания нерассеянных частиц в данной точке пространства будет равно величине $2r_0/v + t_0$.

Таким образом, при $t < |r - r_0|/v$ и $t < (r - r_0)/v + t_0$ нерассеянные частицы будут отсутствовать в точке r . Рассмотрим случай, когда время инжекции превышает величину $2r_0/v$ ($t_0 > 2r_0/v$). Тогда на основании соотношений (7), (20), (21) получим следующее выражение для концентрации нерассеянных частиц (справедливое для интервала времени $|r - r_0|/v < t < (r - r_0)/v$):

$$\tilde{N}_0(r, p, t) = \frac{q(p)}{8 r_1^3} \text{Ei} \left(\frac{v r_1}{c} \left(t - \frac{|r - r_0|}{v} \right) \right), \quad (25)$$

$\text{Ei}(x)$ — интегральная показательная функция.

Если время, прошедшее с момента начала инжекции КЛ, удовлетворяет условию $(r - r_0)/v < t < |r - r_0|/v + t_0$, то концентрация нерассеянных частиц не зависит от времени:

$$\tilde{N}_0(r, p, t) = \frac{q(p)}{8 r_1^3} \text{Ei} \left(\frac{r_1}{v} \left(t - \frac{|r - r_0|}{v} \right) \right) \text{Ei} \left(\frac{r_1}{v} \left(t_0 - \frac{|r - r_0|}{v} \right) \right). \quad (26)$$

При условии $|r - r_0|/v < t_0 < t < (r - r_0)/v + t_0$ концентрация нерассеянных частиц имеет вид

$$\tilde{N}_0(r, p, t) = \frac{q(p)}{8 r_1^3} \text{Ei} \left(\frac{r_1}{v} \left(t - \frac{|r - r_0|}{v} \right) \right) \text{Ei} \left(\frac{r_1 v}{c} \left(t_0 - \frac{|r - r_0|}{v} \right) \right). \quad (27)$$

При длительной инжекции СКЛ концентрация рассеянных частиц описывается соотношением, аналогичным формуле (8):

$$\tilde{N}_s(r, p, t) = \tilde{N}(r, p, t) - \tilde{N}(r, p, t_0). \quad (28)$$

Учитывая вид функции инжекции $q(t)$ (21), из формулы (20) получим

$$\tilde{N}(r, p, t) = \int_0^t dt_1 N(r, p, t - t_1) (t_1) \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} dt_1 N(r, p, t - t_1), \quad (29)$$

где функция N определена соотношением (9). Величина \tilde{N} может быть получена интегрированием по времени концентрации КЛ N (10):

$$\tilde{N}(r, p, t) = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} dt_1 N(r, p, t - t_1). \quad (30)$$

Выполнив интегрирование согласно формуле (29), получим

$$\tilde{N}(r, p, t) = \frac{q(p)}{2^2 r_1^3 (v/c)} \int_0^{t_0} dt_1 \int_0^{t_1} dt_2 \frac{k^2}{\text{sinc}(k \cos k - \text{sinc} k)} \sin kr_1 - \sin kr_1 - 0$$

$$\exp \frac{v r_1}{c}(k \operatorname{ctg} k - 1) = \exp \frac{v r_1}{c}(k \operatorname{ctg} k - 1) | \dots |, \quad (31)$$

если $|r - r_0|/v \ll t \ll |r - r_0|/v + t_0$.

При условии $t \ll |r - r_0|/v + t_0$ приходим к следующему соотношению:

$$\begin{aligned} \tilde{N}(r, p, t) &= \frac{q(p)}{2 \pi^2 r_1^3 (v/c)} \\ & \int_0^{t_0} dk \frac{k^2}{\sin k(k \cos k - \sin k)} \sin k r_1 - \sin k r_1 - 0 \\ \exp \frac{v r_1}{c}(k \operatorname{ctg} k - 1) &= \exp \frac{v r_1}{c}(k \operatorname{ctg} k - 1) (\dots). \quad (32) \end{aligned}$$

Согласно формуле (30) в выражении (10) можно изменить порядок интегрирования и проинтегрировать величину N по времени t_1 . В результате получим сумму нескольких интегралов по переменной k . Вследствие того что выражения для подынтегральных функций оказываются весьма громоздкими, не будем приводить выражение для величины \tilde{N} , отметим только, что для больших значений времени ($t \gg |r - r_0|/v, t \gg t_0$) величина \tilde{N} становится пренебрежимо малой по сравнению с \tilde{N} (32).

На рис. 2, б представлена зависимость концентрации КЛ в данной точке пространства ($r = 1$ а. е.) от времени в случае продолжительной инжекции частиц с кинетической энергией 40, 100 МэВ и 1 ГэВ. Длительность испускания СКЛ в межпланетную среду $t_0 = 6$ мин. Зависимость транспортного пробега КЛ от импульса предполагается степенной (17) с показателем степени $\alpha = 1/3$. Транспортный пробег протона с кинетической энергией 1 ГэВ $r_0 = 0.5$ а. е. Пунктирные кривые описывают концентрацию нерассеянных частиц (25)—(27), а сплошные кривые — концентрацию всех частиц (как рассеянных, так и нерассеянных).

Концентрация частиц, кинетическая энергия которых равна 1 ГэВ, характеризуется временным профилем с резким максимумом, а время максимальной интенсивности КЛ определяется продолжительностью их инжекции. Отметим, что временные профили интенсивности СКЛ, зарегистрированные во время События на арктических нейтронных мониторах, обнаруживают резкое увеличение интенсивности КЛ на протяжении первых 5-6 мин, а затем быстрое уменьшение интенсивности КЛ за следующие 10 мин события [7—9, 15, 26]. Заметим, что форма временного профиля концентрации СКЛ на начальной фазе события существенно зависит от функции инжекции частиц. Кривые, соответствующие меньшим значениям энергии КЛ, характеризуются более плавным максимумом и более длительным периодом времени

от момента прихода первых частиц до максимума их интенсивности (рис. 2, б). При уменьшении энергии вклад нерассеянных частиц в концентрацию КЛ уменьшается.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

На основании полученных соотношений можно вычислить интенсивность КЛ, которая пропорциональна концентрации частиц:

$$I(r, p, t) \propto p^2 N(r, p, t). \quad (33)$$

На рис. 3 приведена зависимость интенсивности СКЛ (33) от кинетической энергии частиц. Числа у кривых соответствуют времени (в минутах), прошедшему после испускания частиц в межпланетную среду. Длительность инжекции СКЛ составляет $t_0 = 6$ мин. Пробег частиц с кинетической энергией 1 ГэВ равен 0.5 а. е., зависимость пробега от импульса описывается формулой (17), $\alpha = 1/3$. Энергетический спектр КЛ, генерированный источником, предполагается степенным по жесткости с показателем степени, равным -5 [9, 23]. При расчете энергетических спектров СКЛ были использованы соотношения (23), (24), описывающие концентрацию КЛ при диффузионном режиме распространения частиц. Видно, что с течением времени

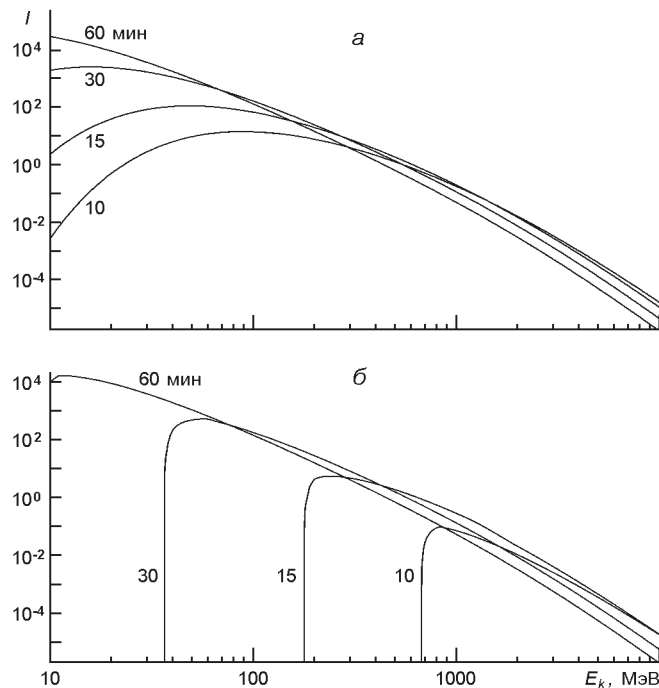


Рис. 3. Зависимость интенсивности I солнечных космических лучей от кинетической энергии E_k частиц: a — расчеты в диффузионном приближении, b — расчеты на основе кинетического уравнения. Числа у кривых — время (в минутах), прошедшее после начала инжекции частиц

интенсивность КЛ высоких энергий уменьшается, а низких энергий — увеличивается. Спектр КЛ в начале вспышки (10 мин) обеднен частицами низких энергий по сравнению с энергетическим распределением в более поздние моменты времени. Таким образом, с течением времени энергетический спектр СКЛ становится все менее жестким.

Рассмотрим эволюцию энергетического распределения СКЛ на основе кинетического уравнения. Интенсивность СКЛ (33) на гелиоцентрическом расстоянии 1 а. е. будем вычислять при помощи полученных соотношений для концентрации КЛ при продолжительной инжекции частиц. Зависимость интенсивности СКЛ от кинетической энергии частиц представлена на рис. 3, б. Числа у кривых равны времени, прошедшему после начала инжекции СКЛ в межпланетную среду. Значение параметров следующие: $t_0 = 6$ мин, $r_0 = 0.5$ а. е., $\alpha = 1/3$. Показатель спектра СКЛ в источнике равен -5 . Видно, что спектры СКЛ, полученные на основе решения кинетического уравнения, резко обрываются в области малых энергий. При этом низкоэнергетичная граница спектра КЛ и максимум энергетического распределения частиц сдвигаются с течением времени в направлении низких энергий. Такая форма энергетических спектров обусловлена более поздним приходом КЛ низких энергий при одновременном испускании частиц всего энергетического диапазона. Отметим отличие приведенных энергетических зависимостей (рис. 3, б) от соответствующих кривых, рассчитанных в диффузионном приближении (рис. 3, а). В частности, при кинетическом описании распространения КЛ есть граница спектра СКЛ в области низких энергий, которой нет в диффузионном приближении.

Рассмотрим, как изменяется со временем показатель энергетического спектра космических лучей:

$$\frac{I(r, k, t)}{I(r_0, k, t_0)} \quad (34)$$

Если источник частиц мгновенный и применимо диффузионное приближение, концентрация КЛ описывается соотношением (15), а показатель спектра имеет вид

$$\frac{r^2 - r_0^2 + 2 r r_0 \operatorname{cth}[r r_0 / (2 t)]}{4 t} \frac{k}{k_0} \quad (35)$$

где k_0 — показатель спектра инжектируемых частиц.

При малых временах после инжекции частиц ($t \ll r r_0 / \dots$) из (35) следует соотношение

$$\frac{(r - r_0)^2}{4 t} \frac{1}{2} \frac{k}{k_0} \quad (36)$$

Коэффициент диффузии КЛ увеличивается при увеличении энергии частицы, поэтому из формулы (36) следует, что при малых

временах показатель спектра (36) положителен. Таким образом, интенсивность СКЛ увеличивается при увеличении энергии частиц. При больших временах после инъекции частиц ($t \gg r r_0 / v$) из формулы (35) получим

$$\gamma_0 = \frac{r^2}{4t} - \frac{r_0^2}{12t^2} + \frac{r^2 r_0^2}{2} \frac{3}{k} \frac{1}{k}. \quad (37)$$

Из данных соотношений видно, что с течением времени показатель спектра СКЛ стремится к пределу

$$\gamma_0 = \frac{3}{2} \frac{1}{k}. \quad (38)$$

Если транспортный пробег КЛ является степенной функцией импульса частицы (17), то:

$$\frac{1}{k} = \frac{m^2 c^4}{(k mc^2)(k 2mc^2)} = \frac{1}{k} \frac{mc^2}{2mc^2}. \quad (39)$$

Отметим, что показатель спектра СКЛ (38) оказывается больше по абсолютной величине, чем показатель спектра испускаемых частиц γ_0 . Таким образом, спектр частиц при больших временах оказывается более мягким, чем спектр СКЛ в источнике.

Зависимость показателя спектра от времени представлена на рис. 4, а. Расчет проведен в диффузионном приближении, когда концентрация СКЛ представлена соотношениями (23), (24). Величина ки-

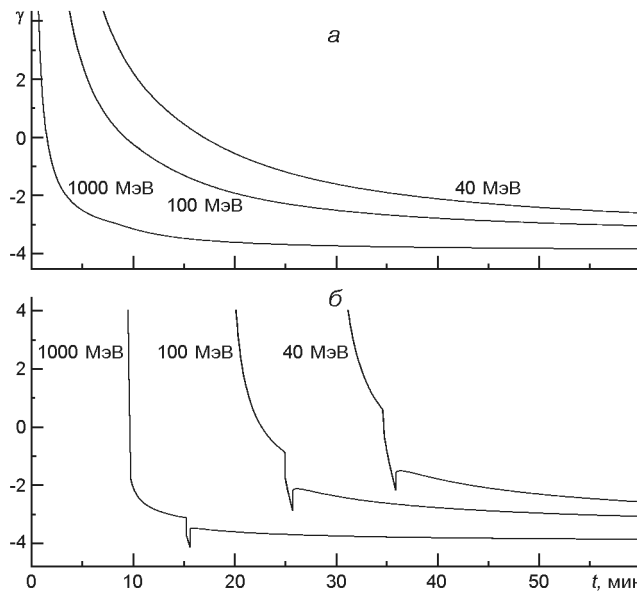


Рис. 4. Зависимость показателя спектра космических лучей от времени, прошедшего после начала инъекции частиц с кинетической энергией 40, 100 и 1000 МэВ: а — диффузионное приближение, б — кинетическое рассмотрение

нетической энергии приведена у соответствующей кривой. Транспортный пробег частицы с кинетической энергией 1 ГэВ $v_0 = 0.5$ а. е., зависимость транспортного пробега от импульса частицы степенная (17) с показателем степени $\alpha = 1/3$. Время инжекции частиц равно 6 мин. Видно, что в диффузионном приближении показатель энергетического спектра монотонно уменьшается с течением времени. При малых временах после начала испускания частиц показатель спектра положителен, а при больших временах приближается к значению (38), которое зависит от энергии частицы.

На рис. 4, б представлена зависимость от времени показателя спектра СКЛ (34) в случае кинетического режима распространения частиц. У кривых приведены значения кинетической энергии частиц. Выбраны следующие значения параметров: $v_0 = 0.5$ а. е., $\alpha = 1/3$, $t_0 = 6$ мин. Видно, что первые пришедшие в данную точку частицы имеют положительный показатель спектра, который быстро уменьшается с течением времени. Чем больше энергия частицы, тем быстрее происходит изменение знака показателя спектра СКЛ. При дальнейшем увеличении времени величина $\gamma(t)$ асимптотически приближается к значению (38).

Отметим характерную особенность зависимости $\gamma(t)$, которая имеет место в период окончания инжекции частиц. А именно, происходит резкое скачкообразное уменьшение показателя спектра до локального минимума, а затем быстрое увеличение до локального максимума величины γ . Такой характер зависимости $\gamma(t)$ в период окончания испускания частиц обусловлено выбором функции инжекции СКЛ в виде (21). Отметим, что при более плавном временном профиле функции инжекции подобной особенности временной зависимости показателя спектра СКЛ не наблюдается [4].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрен процесс распространения солнечных космических лучей в межпланетной среде на основе кинетического уравнения. Показано, что при мгновенной инжекции частиц, ускоренных во время солнечной вспышки, в начале события имеет место резкое, импульсное увеличение интенсивности КЛ, обусловленное нерассеянными частицами. При продолжительной инжекции концентрация КЛ увеличение происходит постепенно, а длительность испускания частиц в межпланетную среду существенно влияет на форму временного профиля интенсивности СКЛ на начальной фазе вспышки. Показано, что при одновременной инжекции частиц различных энергий спектр СКЛ резко обрывается в области низких энергий. Максимум спектра СКЛ и его низкоэнергетическая граница с течением времени сдвигаются в сторону малых энергий, а энергетическое распределение частиц постепенно становится менее жестким.

Работа выполнена в рамках проекта «Роль нормальных и экстремальных гелио-геофизических процессов в эволюции биосферы» — Грант НАНУ и РФФИ №36-02-14.

1. Дорман Л. И., Мирошниченко Л. И. Солнечные космические лучи. М.: Наука, 1968.—468 с.
2. Топтыгин И. Н. Космические лучи в межпланетных магнитных полях. — М.: Наука, 1983.—304 с.
3. Федоров Ю. И. Распространение солнечных космических лучей в межпланетном пространстве в приближении радиального регулярного магнитного поля // Геомагнетизм и аэронавигация.—1999.—**39**, № 3.—С. 16—23.
4. Федоров Ю. И. Кинетическое рассмотрение динамики энергетических спектров солнечных космических лучей // Кинематика и физика небес. тел.—2003.—**19**, № 4.—С. 307—327.
5. Шахов Б. А. Нестационарная функция Грина кинетического уравнения переноса для изотропного источника // Кинематика и физика небес. тел.—1995.—**11**, № 1.—С. 49—67.
6. Шахов Б. А., Федоров Ю. И., Кызыльоров Ю. В., Носов С. Ф. Распространение солнечных космических лучей на основе аналитического решения кинетического уравнения // Изв. РАН. Сер. физ.—1995.—**59**.—С. 48—51.
7. Belov A. V., Eroshenko E. A., Mavromichalaki H., et al. Ground level enhancement of the solar cosmic rays on January 20, 2005 // Proc. 29-th Intern. Cosmic Ray Conf., Pune 2005, v. 1.—P. 189.
8. Bieber J. W., Clem J., Evenson P. A., et al. Largest GLE in half a century: Neutron monitor observations of the January 20, 2005 event // Proc. 29-th Intern. Cosmic Ray Conf. Pune, 2005. Vol. 1.—P. 237—240.
9. Bieber J. W., Clem J., Evenson P., et al. Giant ground level enhancement of relativistic solar protons on 2005 January 20. I. Spaceship Earth observations // Astrophys. J.—2013.—**771**. 13 p.
10. Bieber J. W., Droge W., Evenson P. A., et al. Energetic particle observation during the 2000 July 14 solar event // Astrophys. J.—2002.—**567**, N 1.—P. 622—634.
11. Bombardieri D. J., Duldig M. L., Humble J. E., Michael K. J. An improved model for relativistic solar proton acceleration applied to the 2005 January 20 and earlier events // Astrophys. J.—2008.—**682**, N 2.—P. 1315—1327.
12. Droge W. The rigidity dependence of solar particle scattering mean free path // Astrophys. J.—2000.—**537**, N 2.—P. 1073—1079.
13. Fedorov Yu. I., Shakhov B. A., Stehlik M. Non-diffusive transport of cosmic rays in homogeneous regular magnetic fields // Astron. and Astrophys.—1995.—**302**, N 2.—P. 623—634.
14. Fedorov Yu. I., Stehlik M., Kudela K., Kassavicova J. Non-diffusive particle pulse transport: Application to an anisotropic GLE // Solar Phys.—2002.—**208**, N 2.—P. 325—334.
15. Flückiger E. O., Bütikofer R., Moser M. R., Desorgher L. The cosmic ray ground level enhancement during the Forbush decrease in January 2005 // Proc. 29-th Intern. Cosmic Ray Conf. Pune, 2005.—Vol. 1.—P. 225.
16. Gleeson L. J., Axford W. I. Cosmic rays in the interplanetary medium // Astrophys. J.—1967.—**149**.—P. L 115—L 118.
17. Hatzky R., Wibberenz G. Angular distributions of solar energetic particles and the nature of pitch angle scattering // Proc. 25-th Intern. Cosmic Ray Conf. Durban, 1997.—P. 273—276.

18. *Kota J.* Coherent pulses in the diffusive transport of charged particles // *Astrophys. J.*—1994.—**427**, N 2.—P. 1035—1040.
19. *Kuznetsov S. N., Kurt V. G., Yushkov B. Yu., et al.* Proton accelerations during 20 January 2005 solar flare: Cononas-F observations of high-energy gamma emission and GLE // *Proc. 29-th Intern. Cosmic Ray Conf.* Pune, 2005.—Vol. 1.—P. 49.
20. *Miroshnichenko L. I.* Solar cosmic rays. — Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2001. —480 p.
21. *Plainaki C., Belov A., Eroshenko E., et al.* Modeling ground level enhancements: Event of 20 January 2005 // *J. Geophys. Res.*—2007.—**112**.—A04102 (16 p.).
22. *Ruffolo D.* Effect of adiabatic deceleration on the focused transport of solar cosmic rays // *Astrophys. J.*—1995.—**442**, N 2.—P. 861—874.
23. *Saiz A., Ruffolo D., Bieber J. W., Evenson P.* Modeling relativistic solar particles in the inner solar system during an extreme event // *Proc. 32-nd Intern. Cosmic Ray Conf.* Beijing, 2011.—Vol. 10.—P. 210—213.
24. *Saiz A., Ruffolo D., Rujiwarodom M., et al.* Relativistic particle injection and interplanetary transport during the January 20, 2005 Ground level Enhancement // *Proc. 29-th Intern. Cosmic Ray Conf.* Pune, 2005.—Vol. 1.—P. 229—232.
25. *Simnett G. M.* The timing of relativistic proton acceleration in the 20 January 2005 flare // *Astron. and Astrophys.*—2006.—**445**.—P. 715—724.
26. *Vashenyuk E. V., Balabin Yu. V., Grozdevsky B. B., et al.* Relativistic solar cosmic rays in January 20, 2005 event on the ground based observations // *Proc. 29-th Intern. Cosmic Ray Conf.* Pune, 2005.—Vol. 1.—P. 209.

Статья поступила в редакцию 25.12.2014