

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

---

ГЕОМАГНЕТИЗМ  
И  
АЭРОНОМИЯ

Том 32

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

---

МОСКВА · 1992

Журнал основан в январе 1961 года

Выходит 6 раз в год

МОСКВА · "НАУКА"

УДК 524.1-52:523.9

© 1992 г. *Х. Перес-Пераса, А. Гальегос-К, Э.В. Вашенюк, Л.И. Мирошниченко*

## СПЕКТР УСКОРЕННЫХ ЧАСТИЦ В СОЛНЕЧНЫХ ПРОТОННЫХ СОБЫТИЯХ С БЫСТРОЙ КОМПОНЕНТОЙ

Анализируется ряд солнечных протонных событий, в которых наблюдались две компоненты релятивистских протонов — анизотропная быстрая (БК) и изотропная медленная (МК). Для событий 23.02.56, 7.12.82 и 16.02.84 гг. восстановлены спектры испускания БК. Показано, что полученные спектры можно согласовать с моделью источника, расположенного в области пересоединения силовых линий магнитной бутылки и соседней магнитной аркады. Ускорение частиц осуществляется импульсными электрическими полями, возникающими при разрыве токового слоя в области пересоединения. Предложенная модель позволяет, в частности, удовлетворительно описать положение источника, временной профиль, спектр и анизотропию СКЛ в событии 16.02.84 г.

**Введение.** Высокая точность регистрации наземных возрастаний солнечных космических лучей (СКЛ) с помощью нейтронных супермониторов позволяет с точностью до 1 мин отслеживать развитие солнечного протонного события (СПС) в области жестких частиц  $R \geq 1$  ГВ. При этом удается выявить интересные особенности функции распределения СКЛ у Земли и вблизи Солнца. Например, для некоторых событий получены указания [1–3] о возможном существовании двух протонных компонент — анизотропной быстрой и изотропной медленной. Испускание быстрой компоненты начинается через ~8 мин после начала радиовсплеска II типа, а для медленной компоненты это время составляет ~30 мин.

По нашим оценкам, к событиям с быстрой компонентой (I класс) можно отнести случаи наземных возрастаний 23.02.56, 04.05.60, 20.07.61, 18.11.68, 07.05.78, 07.12.82, 16.02.84 гг. и, возможно, 19.11.49 г. События I класса характеризуются малой продолжительностью, жестким спектром и сильной анизотропией, особенно до максимума и вблизи него. События II класса, как правило, имеют "диффузионный" временной профиль интенсивности  $I(t)$  и отличаются слабой анизотропией после максимума (типичным примером может служить событие 12.10.81 г.). В некоторых случаях (например, 23.02.56 и 07.12.82 гг.) удалось выделить обе компоненты, а 16.02.84 г. регистрировалась, по-видимому, только быстрая компонента [1–3].

Ниже предпринята попытка смоделировать свойства источника быстрой компоненты на основе данных наблюдений СКЛ и расчетов спектра генерации при пересоединении силовых линий двух магнитных петель или бутылок высоко в короне.

возникающее в токовом слое в основном за счет пространственных вариаций  $\mathbf{V}$ , когда силовые линии диффундируют внутрь слоя со скоростью  $u$ . В момент  $t = 0$  (перед началом диффузии) частицы имеют начальные координаты  $(x_0, y_0, 0)$ . Как следует из расчетов [11], конечное энергетическое распределение частиц зависит от случайного разброса их начальных координат в области ускорения. В рассматриваемой конфигурации дифференциальный энергетический спектр можно представить в виде

$$N(\epsilon) d\epsilon dz = J_0 |dx_0/d\epsilon| d\epsilon dz, \quad (1)$$

( $N$  – в  $\text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-1}$ ), где  $J_0$  – локальный поток частиц на границе области ускорения,  $x_0$  – начальное положение частицы, которое определяется толщиной диффузионной области (слоя)  $\delta$  и характеристической энергией  $\epsilon_*$ :

$$x_0 = 1,36\delta \exp[-1,12(\epsilon/\epsilon_*)^{3/4}]. \quad (2)$$

Комбинируя (1), (2), получим окончательную расчетную формулу для спектра генерации [11]:

$$N_0(\epsilon) = N_0(\epsilon/\epsilon_*)^{-3/4} \exp[-1,12(\epsilon/\epsilon_*)^{3/4}], \quad (3)$$

где  $N_0$  имеет размерность протон  $\cdot \text{МэВ}^{-1}$ , значения энергии выражены в МэВ. Характеристическая энергия  $\epsilon_*$  связана с параметрами источника следующим образом:

$$\epsilon_* = (eLVm_p^{1/2}/2c) = 8,236 \cdot 10^{-3} (B^3 L/n)^{2/3}, \quad (4)$$

где скорость пересоединения  $u$  (скорость диффузии силовых линий внутрь токового слоя) связана с альфеновской скоростью  $v_A$  соотношением:  $u = 0,057v_A$  [6]. Постоянная  $N_0$  в спектре (1) равна  $N_0 = AL^2/u\epsilon_*$ , где  $A = k\delta nu$ ,  $k = 1,1436$ , толщина токового слоя  $\delta = c^2/(4\pi\sigma u)$ , аномальная проводимость  $\sigma = 4,49 \cdot 10^2 \cdot n^{1/2} \cdot \text{с}^{-1}$  (в ед. СГС), объем области ускорения  $V = \delta L^2$ . После подстановки в выражение для  $N_0$  всех множителей и констант окончательно получим:

$$N_0 = 1,468 \cdot 10^7 (nL^2/B\epsilon_*) \quad (5)$$

( $N_0$  – в ед. протон  $\cdot \text{МэВ}^{-1}$ ).

Расчеты спектров генерации по формулам (3)–(5) были проведены для трех событий – 23.02.56, 07.12.82 и 16.02.84 гг.

Как и следовало ожидать, из модели формирования спектров СКЛ при магнитном пересоединении [12, 13], расчетные спектры генерации (3) отличаются важной особенностью – плавным изменением наклона с постепенным уплотнением (ужесточением) в области малых энергий. Для сравнения использовались соответствующие спектры испускания СКЛ, восстановленные по наблюдениям на поверхности Земли. Предполагается, что реконструированные спектры, полученные по методике [14], относятся к оптимальной гелиодолготе испускания  $\theta_s \approx 60^\circ \text{W}$ . К сожалению, методика [14] не позволяет выделять в спектрах испускания быструю и медленную компоненты. Однако для трех упомянутых событий, используя особенности поведения быстрой компоненты у Земли, нам удалось оценить также ее спектр в момент испускания. Количественные различия между спектрами генерации (3) и спектрами испускания быстрой компоненты и суммарного потока СКЛ обсуждаются ниже для каждого события отдельно.

**Событие 23.02.56 г.** Спектр генерации (кривая 1 на рис. 3а) получен при следующих параметрах источника:  $B = 30$  Гс,  $n = 2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ ,  $L = 10^{10}$  см. Спектр испускания 2, восстановленный в [15] в виде  $D_0(R) = 10^{3,4} R^{-5,4 \pm 0,2} \text{ ГВ}^{-1}$  для интервала  $R = 1\text{--}15$  ГВ, содержит, по-видимому, сумму быстрой и медленной компонент. Для оценки спектра испускания быстрой компоненты нами использован спектр прямого (со значком "п") потока СКЛ, полученный в [16] в виде  $D_8^n(R) \sim R^{-3,4}$  для интервала  $R = 1,3 \div 4$  ГВ по разнице амплитуд возрастаний в ударных зонах и в противоположных пунктах Земли. В абсолютных единицах спектр [16] можно представить в виде  $D_8^n(R) = 2 \cdot 10^3 R^{-3,4 \pm 0,2} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ГВ}^{-1}$ . Пренебрегая рассеянием реляти-

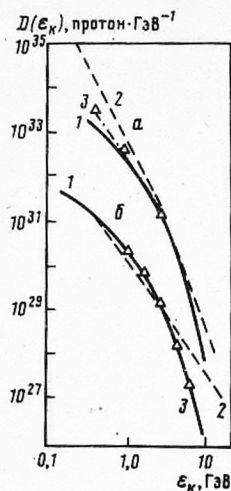


Рис. 3

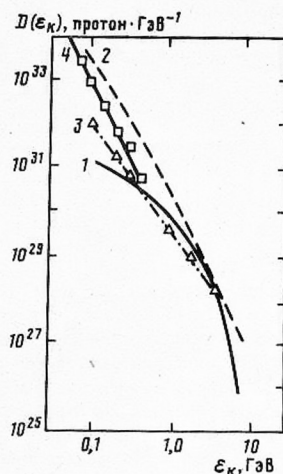


Рис. 4

Рис. 3. Расчетный спектр генерации (1), восстановленный спектр испускания суммарного потока СКЛ (2) и спектр испускания  $\mathcal{E}$  быстрой компоненты (треугольники) для события 23.02.56 г. (а) и события 16.02.84 г. (б)

Рис. 4. Спектры для протонного события 7.12.82 г.: 1 – расчетный спектр генерации; 2 – восстановленный спектр испускания суммарного потока СКЛ; 3 – спектр испускания быстрой компоненты; 4 – спектр генерации, полученный по данным о  $\gamma$ -излучении вспышки

вистских протонов в пространстве между Солнцем и Землей, можно оценить спектр испускания быстрой компоненты по формуле

$$D_{\odot}^{\text{БК}}(R) = (2 \div 4) \pi r_{\oplus}^2 \Delta t D_{\odot}^{\text{п}}(R), \quad (6)$$

где  $r_{\oplus}$  – радиус земной орбиты,  $\Delta t$  – время регистрации прямого потока. Если считать источник мгновенным и резко анизотропным (нулевыеpitch-углы вылета), а рассеяние в межпланетной среде – пренебрежимо малым, то функция распределения частиц у Земли будет иметь вид  $F_{\text{п}} \sim \delta(\tau)$  [32], где  $\tau = t - (z - z_0)/v$ , координата  $z$  отсчитывается вдоль силовой линии ММП,  $z_0$  – координата источника. Это приближение соответствует случаю, когда все частицы, имеющие скорость  $v$ , приходят в точку наблюдения за время  $t = (z - z_0)/v$ . Для релятивистских частиц ( $v \approx c$ ) разброс по энергиям не приводит к разбросу времен прихода. Если учесть, что при типичных условиях в межпланетной среде длина силовой линии  $z_{\oplus} \approx 1,2$  а.е., то получим  $\Delta t \approx 600$  с = 10 мин. Теперь из (6) следует:  $D_{\odot}^{\text{БК}}(R) = (1,11 \div 2,22) \cdot 10^{33} R^{-3,4 \pm 0,2}$  ГВ $^{-1}$  (спектр 3 на рис. 3а). Абсолютные значения числа частиц для спектров 2 и 3 имеют методическую неопределенность  $\geq 2$  [15].

Интересно отметить, что спектр 3 лежит ниже спектра 2, сливаясь с ним при энергии  $\sim 3$  ГэВ ( $R \approx 4$  ГВ). Этот факт не противоречит результату работы [11], где показано, что в процессе ускорения на больших высотах в короне при пересоединении магнитных полей с топологией рис. 2 число ускоренных частиц относительно невелико, а их максимальная энергия  $\epsilon_{\text{max}} = eEL$  ( $E$  – величина электрического поля) достигает значений  $1,8 \div 3,7$  ГэВ ( $R_{\text{max}} \approx 1,25 \div 4,5$  ГВ). Заметим, однако, что величина  $\epsilon_{\text{max}}$  существенно зависит от выбора параметров  $B$ ,  $n$  и  $L$ .

Действительно, учитывая, что  $E = (u/c)B$ , где  $u \leq 0,057 V_A$  [6], получим  $\epsilon_{\text{max}} \sim (1/c)B^2 n^{-0,5} L$ . Для источника с указанными выше значениями параметров и магнитной топологией рис. 2 величина  $\epsilon_{\text{max}}$  для события 23.02.56 г. составляет  $\sim 250$  ГэВ.

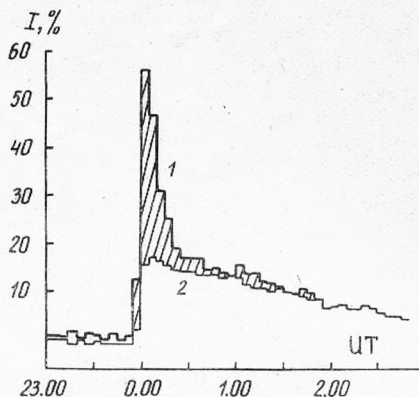


Рис. 1. Временные профили интенсивности в событии 7–8.12.82 г. по данным нейтронных мониторов Кергелен (1) и Дип-Ривер (2). Заштрихованная разность между этими профилями соответствует быстрой компоненте

Свойства быстрой компоненты и модель источника. Существование двух компонент релятивистских СКЛ демонстрирует рис. 1, где по данным нейтронных мониторов построены временные профили интенсивности для события 07.12.82 г. Согласно [4], монитор на ст. Кергелен (1) регистрировал частицы из направления вдоль оси анизотропии, а на ст. Дип-Ривер (2) — из противоположного направления. Заштрихованную нами часть профиля 1 можно приписать быстрой (анизотропной) компоненте [2, 3]. Вычисляя разность площадей, охваченных профилями 1 и 2, получим, что быстрая компонента составляет около 23% интегрального потока релятивистских частиц в данном событии. Все события I класса связаны с солнечными вспышками, наблюдавшимися вблизи западного лимба Солнца. Особый интерес представляет событие 16.02.84 г., для которого источник (вспышка) на видимом диске Солнца не был найден (излучение в линии  $H_{\alpha}$  и в мягком рентгеновском диапазоне  $0,1 \div 0,8$  нм отсутствовали), а ожидаемая гелиодолгота по разным оценкам колеблется в пределах  $\theta_f \leq 95^{\circ}W \div \sim 130^{\circ}W$ .

Возможным источником медленной компоненты является, по-видимому [2, 3], магнитная бутылка [5] при ее раскрытии, а быстрая компонента предположительно генерируется в области пересоединения магнитных петель при стимулирующем воздействии корональной ударной волны или расширяющейся магнитной бутылки.

Ниже предпринята попытка смоделировать свойства источника быстрой компоненты на основе данных наблюдений СКЛ и расчетов спектра генерации при пересоединении силовых линий двух магнитных петель или бутылей высоко в короне.

Физическая модель источника должна адекватно отражать характерные свойства быстрой компоненты [1–3].

1. Вспышки, после которых регистрировалась быстрая компонента, имеют тенденцию располагаться вне оптимального гелиодолготного интервала  $\theta_{\xi} \approx 50 \div 60^{\circ}W$ , где  $\theta_{\xi}$  — гелиодолгота соединения Земли с Солнцем посредством соответствующей силовой линии ММП.

2. Испускание быстрой компоненты начинается еще до начала раскрытия магнитной бутылки.

3. Время нарастания и время спада интенсивности в событиях с быстрой компонентой являются малыми, что свидетельствует о свободном выходе частиц на открытые силовые линии ММП и распространения в межпланетном пространстве почти без рассеяния.

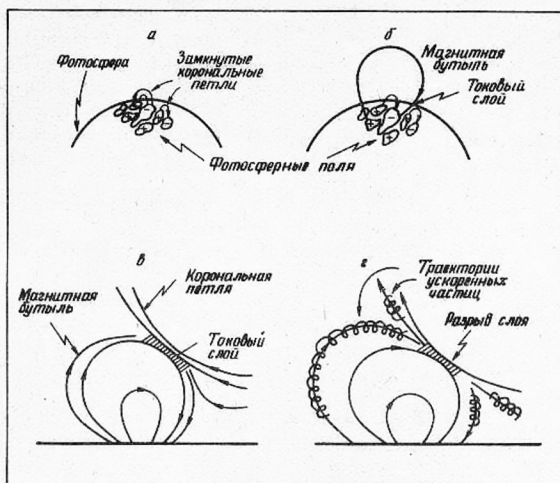


Рис. 2. Модель источника быстрой компоненты СКЛ: а – активная область со сложной магнитной структурой; б – образование магнитной бутылки и начало ее взаимодействия с соседней магнитной аркадой; в – образование токового слоя; г – ускорение частиц

4. Испускание быстрой компоненты имеет анизотропный характер: число протонов с pitch-углами  $\theta_0 \sim \pi/2$  в момент испускания ничтожно мало.

Возрастания потока СКЛ в событиях с быстрой компонентой имеют импульсный характер и аномально жесткий спектр, что может указывать на специфический механизм быстрого ускорения.

Примем, что собственно вспышка развивается на корональных высотах  $h \approx (0,07 \div 0,14)R_{\odot}$  ( $R_{\odot}$  – радиус Солнца) согласно сценарию [5]. Вспышечная магнитная бутылка при расширении приходит в соприкосновение с соседней магнитной петлей на высотах  $h \sim (0,5 \div 1)R_{\odot}$ , где в процессе магнитного пересоединения образуется токовый слой. Ускорение частиц осуществляется импульсными электрическими полями, возникающими при разрыве токового слоя. Эволюция предполагаемой магнитной конфигурации, построенной нами в соответствии с результатами работ [6–10], показана на рис. 2. Как следует из данных по корональным транзиентам [8], плотность плазмы в верхней части магнитной бутылки может быть в несколько раз выше, чем в окружающей короне (для высот  $\sim (0,5 \div 1)R_{\odot}$ , например  $n \sim 10^9 \div 10^7 \text{ см}^{-3}$ ), а величина магнитного поля  $B$  составляет единицы-десятки Гс. Как показано в [9, 10], в конфигурации рис. 2 возможно появление дополнительного потока ускоренных частиц, максимум которого должен наблюдаться до максимума потока собственно вспышечных частиц. Чтобы добиться наилучшего согласия между наблюдаемыми и ожидаемыми спектрами быстрой компоненты, параметры  $n$  и  $B$  в последующих расчетах подбирались в указанных выше пределах, а длина  $L$  токового слоя принималась  $\sim 0,1R_{\odot}$ .

Спектр генерации быстрой компоненты. Чтобы получить энергетический спектр частиц, ускоренных в электрических полях в области пересоединения (рис. 2), авторы [11] рассмотрели движение частиц в конфигурации  $B = (B_x, B_y, 0)$ , где траектория частицы определяется электромагнитной силой. 
$$\mathbf{F} = e\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{v}\mathbf{B}]\right).$$
 Здесь  $v$  и

$e$  – скорость и заряд частицы,  $c$  – скорость света,  $\mathbf{E} = \frac{1}{c}[\mathbf{u}\mathbf{B}]$  – электрическое поле,

Вследствие круто падающего спектра интенсивность частиц с такой энергией должна быть невелика. В действительности существовавшими в то время наземными детекторами была зарегистрирована максимальная энергия солнечных частиц  $\sim 20$  ГэВ.

**Событие 7.12.82 г.** Для анализа этого события нами использованы следующие данные: спектр генерации в виде  $D_0(\epsilon_k) = 2,23 \cdot 10^{3,7} \epsilon_k^{-3,7}$  МэВ $^{-1}$  для протонов с  $\epsilon_k > 30$  МэВ, рассчитанный по наблюдениям  $\gamma$ -излучения [17]; спектр прямого потока СКЛ у Земли в виде  $D_0^n = D_0 R^{-\gamma_R}$ , где  $\gamma_R = 2,8 \pm 0,1$  [18]; спектр испускания суммарного потока СКЛ, восстановленный авторами [19] по данным наблюдений у Земли с помощью методики [12]; данные об анизотропии СКЛ у Земли [20]; аппроксимация зависимости интегральной кратности генерации для нейтронной компоненты от жесткости в виде  $m(R) = 5,8 \cdot 10^{-5} R^{2,1}$  для интервала  $R = 1 \div 10$  ГВ [21].

Как отмечалось выше, в событии 07.12.82 г. удалось выделить и быструю и медленную компоненты. Для прямого потока СКЛ по данным двух различных нейтронных детекторов ст. Санаэ (Антарктика) автор [18] оценил показатель дифференциального спектра протонов по жесткостям в области  $R \gtrsim 1$  ГВ. Величина  $D_0$  при этом не определялась. Для ее вычисления мы использовали метод [16] с учетом данных о различии амплитуд возрастания и временных профилей на ст. Кергелен и Дип-Ривер, которые имеют почти одинаковые пороговые жесткости ( $R_c \approx 1,1$  и  $1,07$  ГВ соответственно), но расположены в противоположных точках Земли [4]. Указанные различия видны из рис. 1, где приведены временные профили амплитуды возрастания на двух станциях. Полагая, что в момент максимума (00.05 UT 8.12) на ст. Кергелен регистрировался преимущественно прямой поток СКЛ, а на ст. Дип-Ривер—рассеянный поток, получим относительную амплитуду возрастания быстрой компоненты:  $A_{БК} = A_K - A_{ДР} = 56\% - 17\% = 39\%$  [18]. Абсолютная величина потока быстрой компоненты связана с ее спектром соотношением [21]:

$$F_{БК} (> 1 \text{ ГВ}) = \int_1^{R_m} D_0^n(R) \cdot 5,8 \cdot 10^{-5} R^{2,1} dR, \quad (7)$$

где по методике [21]  $F_{БК} (> 1 \text{ ГВ}) = 39\% \cdot 10,224 \cdot 10^{-6} \cdot 7 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} = 2,8 \times 10^{-3} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ;  $D_0^n(R) = D_0^n R^{-2,8 \pm 0,1}$ , а  $R_m$  можно положить  $\leq 10$  ГВ. Из (7) следует  $D_0^n \approx 1,5 \cdot 10^1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ГВ}^{-1}$ , так что с помощью (6) получим спектр быстрой компоненты в момент испускания  $D_0^{БК} = (1,06 \div 2,12) \cdot 10^3 R^{-2,8 \pm 0,1} \text{ ГВ}^{-1}$ . На рис. 4 этот спектр (3) показан вместе со спектром генерации 4 [17] и спектром испускания 2 суммарного потока СКЛ [19]. Расчетный спектр 1 был получен на основе соотношений (3)–(5) при следующем наборе параметров:  $B = 20$  Гс,  $n = 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ ,  $L = 0,2 \cdot 10^{10} \text{ см}$ .

Что касается спектра 4, то он, возможно, относится к медленной компоненте и близок к спектру испускания полного потока (2), для которого авторы [17] независимо получили следующие оценки показателя энергетического спектра испускания:  $\gamma_0 = 3,2 \pm 0,7$  для  $\epsilon_p > 60$  МэВ и  $\gamma_0 = 4,5 \pm 1,5$  для  $\epsilon_p \gtrsim 500$  МэВ. Предполагая, что спектр испускания имеет показатель  $\gamma_0 \approx 3,2$  при энергиях  $\epsilon_p < 60$  МэВ (вплоть до  $\epsilon_p \gtrsim 10$  МэВ). Тогда по данным ИСЗ "Метеор" [22] для протонов с  $\epsilon_p > 15$  МэВ можно получить следующую оценку:  $D_0(\epsilon_k) = 5,4 \cdot 10^{3,7} \epsilon_k^{-3,2 \pm 0,7} \text{ МэВ}^{-1}$ , что в пределах точности методики совпадает с результатом [17] для той же области энергий.

**Событие 16.02.84 г.** Свойства источника, а также временные, угловые и спектральные характеристики этого события анализировались во многих работах (см. [1–3, 10, 18, 20, 23–28]) и ссылки в указанных статьях). Однако в этих исследованиях не удалось построить непротиворечивую картину события. Например, скорость корональной ударной волны, привлекаемой авторами [25] для описания процесса ускорения, оказывается слишком большой — около  $10^4 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$  (в предположении о залимбовом положении вспышки  $\theta_f \approx 130^\circ \text{ W}$ ). Более того, выбранный механизм ускорения не обеспечивает формирования спектра с переменным наклоном  $D_0(R) = D_0 R^{-\gamma} \exp(-R/R_0)$ , где  $\gamma = 4 \div 5$ ,  $R_0 \gtrsim 5$  ГВ (в таком виде спектр вблизи Солнца был восстановлен авто-

рами [26] по данным наблюдений у Земли в интервале энергий  $\epsilon_p = 20 \div 10^3$  МэВ). С залимбовым положением источника трудно согласовать также данные наблюдений начал микроволнового всплеска 5,2 ГГц на Земле (08.58:30UT), жесткого рентгеновского излучения с энергией  $> 25$  кэВ на КА ICE (на расстоянии 0,07 а.е. от Земли в 08.58:18UT) и  $> 250$  кэВ (КА PVO на орбите Венеры на долготе  $\sim 106^\circ$ W в 08.57:30UT). Эти данные показывают, что ускорение первых частиц на Солнце имело место не ранее 08.50UT  $\pm 2$  мин [27]. Это не противоречит времени начала регистрации релятивистских протонов 09.04:30  $\pm 1$  мин на поверхности Земли (в предположении об их распространении в ММП практически без рассеяния вдоль ведущей силовой линии с малымиpitch-углами). С другой стороны, время пребывания ускоренных частиц в короне оказывается малым и практически одинаковым для протонов в широком интервале энергий  $\epsilon_p \geq 10 \div 10^3$  МэВ [1–3]. По существу единственным аргументом в пользу залимбового положения источника наблюдавшихся СКЛ является отсутствие вспышки в линии  $H_\alpha$  на видимом диске Солнца. Ниже приведен ряд доказательств в пользу предположения, что источник мог находиться на видимом диске в магнитной конфигурации рис. 2. При этом мы опираемся прежде всего на данные о спектре и анизотропии СКЛ.

Как следует из анализа [1–3], 16.02.84 г. вблизи Земли регистрировалась, по-видимому, только быстрая компонента СКЛ. По данным двух нейтронных детекторов, чувствительных к различным эффективным энергиям первичных частиц и расположенных в одном пункте (Антарктида, ст. Саназ,  $R_c = 0,91$  ГВ), спектр прямого потока в максимуме возрастания (09.05–09.10UT) имел вид  $D_\delta^+(R) = D_0 R^{-2,6 \pm 0,1} \text{ см}^{-2} \times \text{Хс}^{-1} \cdot \text{ГВ}^{-1}$  [18]. На весьма жесткий спектр в начале события указывает аналогичное сравнение амплитуд возрастания, зарегистрированных неэкранированным нейтронным счетчиком и нейтронным монитором на ст. Саут Поул, где расчетная жесткость геомагнитного обрезания  $R_c = 0,10$  ГВ, а медианное значение энергии регистрируемых солнечных протонов для данного события составляло  $\sim 10^3$  МэВ (1,7 ГВ) [25]. По оценкам [25], среди 10 самых выдающихся событий до 1984 г. событие 26.01.84 г. имело наиболее жесткий спектр. Однако наклон спектра, согласно оценкам [25], был несколько больше, чем в [18], для того же интервала времени:  $D_\delta(R) = 9,23 \cdot 10^1 R^{-3,5} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ГВ}^{-1}$ , что в пределах точности методики (множитель  $\geq 2$ ) совпадает с результатом [24], полученным независимым методом. Максимум интегральной интенсивности наблюдалась в интервале 09.15–09.20UT, причем спектр имел вид  $D_\delta(R) = 1,06 \cdot 10^2 R^{-4,45} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ГВ}^{-1}$ ; в дальнейшем спектр постепенно смягчался и в интервале 09.45–10.00UT принял форму  $D_\delta(R) \approx 5 \cdot 10 R^{-5,00}$  [25], типичную для многих событий на поздних стадиях [29].

Как считают авторы [25], неопределенность спектральных точек, полученных по данным нейтронных мониторов, не превышает множителя 2. Таким образом, если судить по временной эволюции спектра у Земли, событие 16.02.84 г. напоминает многие другие события, однако его шкала времени сжата в несколько раз по сравнению с другими аналогичными событиями: в  $\sim 5$ –6 раз по отношению к СПС 7.12.82 г. и примерно в 12 раз – по сравнению с событием 23.02.56 г. Сказанное подтверждается также поведением анизотропии [25]. В течение первых 40 мин амплитуда анизотропии удерживалась на уровне  $\sim 1$ , а в интервале 09.45–10.00UT понизилась до  $\sim 0,5$ . Это означает, что на поздних стадиях события измеряемый спектр протонов высокой энергии не имеет непосредственной связи со спектром испускания (протоны подверглись заметному рассеянию на неоднородностях ММП).

Для оценки спектра испускания быстрой компоненты используем данные о максимальной амплитуде возрастания на поверхности Земли  $A_m = 95\%$  (ст. Гус-Бей,  $t_m = 09.05$ –09.10UT,  $R_c = 0,57$  ГВ, медианная энергия регистрируемых солнечных протонов в данном событии  $\sim 1300$  МэВ ( $R \approx 2,03$  ГВ) [25]). По оценкам [25], направление на источник (ось анизотропии) в 09.07UT было близко к основному конусу асимптотических направлений прихода частиц на ст. Гус-Бей. С учетом этого получим из (7)  $D_\delta = 1,7 \cdot 10 R^{-2,6 \pm 0,1} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ГВ}^{-1}$ . При использовании данных ст. Саназ



( $A_m = 65\%$ , угол между направлением максимального потока и осью анизотропии  $\sim 30^\circ$ ) величина  $D_0$  в полученном спектре уменьшится в  $\sim 1,5$  раза. Теперь с помощью формулы (6) вычислим наиболее вероятный спектр испускания быстрой компоненты  $D_{\text{БК}}^{\text{К}}(R) = 6 \cdot 10^{30} \cdot R^{-2,6 \pm 0,1} \text{ ГВ}^{-1}$  в предположении, что вблизи Земли из-за сильной анизотропии частицы занимали телесный угол не более  $\pi$ . Эта оценка близка к спектру испускания  $D_{\text{Б}}(R) = (5 \pm 2) \cdot 10^{30} R^{-3,3 \pm 1,2} \text{ ГВ}^{-1}$ , который был получен авторами [24] методом численного решения обратной задачи распространения СКЛ. Уместно отметить, что наклон спектра у Земли, полученного в [24, 25] для интервала 09.05–09.10 UT, в пределах ошибок методики совпадает с наклоном восстановленного спектра испускания [24] и не очень существенно отличается от наклона спектра испускания быстрой компоненты.

На рис. 3б приведены расчетный спектр генерации 1, полученный при  $B = 20 \text{ Гс}$ ,  $n = 5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ ,  $L = 0,2 \cdot 10^{10} \text{ см}$ , спектр испускания 2 (штрихи) [24] и спектр испускания быстрой компоненты 3 (треугольники), оцененный выше. Видно, что спектр быстрой компоненты в пределах точности методики практически совпадает со спектром испускания [24] и удовлетворительно согласуется с расчетным спектром генерации.

**Положение и свойства источника СПС 16.02.84 г.** С учетом асимптотических направлений прихода частиц на ст. Гус-Бей в [25] для момента 09.07 UT было определено направление на источник, проекция которого на поверхность Земли имела географические координаты  $6^\circ \text{ S}$ ,  $5^\circ \text{ E}$ . За пределами магнитосферы это соответствовало углу  $\Psi = 40^\circ$  между радиальным направлением от Солнца и силовой линией ММП. Такое значение угла представляется маловероятным. Действительно, на КА ICE, находившемся в момент события на расстоянии 0,07 а.е. от Земли вверх по потоку межпланетной плазмы и вблизи номинальной силовой линии, связывающей Землю с Солнцем, была зафиксирована скорость солнечного ветра  $u \approx 300 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ . Активная область AR 4408, отвечающая за предполагаемую заливбовую вспышку на гелиодолготе  $\theta_f \approx 130^\circ \text{ W}$ , находилась в момент события на гелиошироте  $\varphi \approx 12^\circ \text{ S}$ . Согласно Аллену [30], угловая скорость вращения Солнца (на гелиошироте  $\varphi = 12^\circ$ ) составляет  $\Omega_\odot = 2,865 \cdot 10^{-6} \text{ рад} \cdot \text{с}^{-1} \approx 14,2^\circ \text{ сут}^{-1}$  (на экваторе  $14,3^\circ \text{ сут}^{-1}$ ). Для вычисления  $\Psi$  воспользуемся формулой:

$$\Psi = \arctg[(r\Omega_\odot/u) \sin(\pi/2 - \varphi)]. \quad (8)$$

При  $r = 1 - 0,07 = 0,93$  а.е.,  $\varphi = 12^\circ$  и  $u = 300 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$  отсюда следует  $\Psi = 52^\circ, 5$ . Из формулы (8) видно также, что значению  $\Psi = 40^\circ$  должна соответствовать скорость  $u = 476 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Чувствительность формулы (8) к значениям  $r$ ,  $\Omega$  и  $u$  сказывается и на определении положения источника, поскольку его гелиодолгота зависит от той же комбинации параметров:  $\theta_\odot = \theta_{\text{ЦМ}} + r\Omega/u$ , где  $\theta_{\text{ЦМ}}$  – долгота центрального меридиана Солнца, принимаемая обычно за начало отсчета ( $\theta_{\text{ЦМ}} = 0^\circ$ ). При  $u = 300 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$  и  $r = 1$  а.е. получим  $\theta_\odot \approx 82^\circ \text{ W}$ . Это означает, что точка испускания СКЛ 16.02.84 г. находилась, по-видимому, на видимом диске Солнца, вдали от предполагаемого места вспышки. С учетом спектральных и временных характеристик события мы вправе допустить, что и ускорение происходило на видимой стороне Солнца, возможно, в магнитной конфигурации рис. 2.

Для понимания особенностей генерации СКЛ 16.02.84 г. необходимо сравнить времена испускания с характеристиками переноса частиц в ММП. Длина силовой линии, связывающей Солнце с Землей, вычисляется по формуле

$$s = \frac{r(1 + \alpha^2 r^2)^{1/2}}{2} + \frac{\ln[\alpha r + (1 + \alpha^2 r^2)^{1/2}]}{2\alpha}, \quad (9)$$

где  $\alpha = \Omega \cos \varphi / u$ . При  $\Omega = 2,865 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ ,  $\varphi = 12^\circ$ ,  $u = 300 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$  и  $r = 1$  а.е. получим из (9)  $s = 1,282$  а.е., что для частицы с энергией 1300 МэВ и нулевым начальнымpitch-углом дает время пролета от Солнца до Земли  $t_s = s/\beta c = 12$  мин. Согласно оценкам [27], протоны с  $\epsilon_p \approx 1300 \text{ МэВ}$  были генерированы на Солнце в 08.53:30 ±

$\pm 1$  мин, а начали приходить к Земле в  $09.53 \pm 1$  мин, т.е. время их распространения в ММП с точностью до  $\pm 1$  мин совпадает с величиной  $t_s$ . Для частиц с  $\epsilon_p = 75$  МэВ величина  $t_s = 28,3$  мин, что сравнимо с оценкой [27] времени их распространения  $26 \pm 2$  мин. Генерация ускоренных частиц в рассматриваемом событии, согласно оценкам [27] по данным о регистрации жесткого ( $> 250$  кэВ) рентгеновского излучения на КА PVO, произошла около  $08.49 \pm 2$  мин. С учетом неопределенностей временных оценок, приведенных выше, можно, на наш взгляд, считать, что генерация СКЛ 16.02.84 г. произошла в  $\delta$ -образном или, во всяком случае, весьма кратковременном процессе. Испускание ускоренных частиц, по-видимому, было облегчено из-за значительной высоты источника и выхода на открытые линии ММП, а перенос в межпланетном пространстве происходил вдоль силовых линий почти без рассеяния. Последнее подтверждается сильной анизотропией и большими значениями транспортного пробега  $\Lambda > 2$  а.е., полученными авторами [23] для релятивистских протонов. Пич-угловое распределение таких протонов в момент испускания (вдоль Солнца), восстановленное авторами [24] по наблюдениям у Земли, имеет вид узкой гауссовой кривой  $f(\theta) \sim \exp(-\theta^2/\theta_0^2)$  с характерным параметром  $\theta_0 \approx \pi/4,15$ , причем около половины потока вылетающих частиц имеют пич-углы  $\theta_0 \leq \pi/5$ .

**Обсуждение результатов.** Из изложенных выше аргументов и результатов других исследований события 16.02.84 г. вытекают по крайней мере три возможных варианта генерации, переноса и испускания СКЛ в событии 16.02.84 г. (что может быть обобщено на быструю компоненту в общем случае).

1. Вспышка происходит за лимбом, генерирует ударную волну, которая является источником ускоренных частиц. При достижении волной благоприятной долготы соединения  $\theta_0 \approx 82^\circ$  ускоренные частицы уходят к Земле вдоль открытых силовых линий. Возражением против такой возможности является то, что интенсивность частиц, ускользающих из бутылки и ускоренных на ударной волне, не может быть очень большой. Вместе с тем наблюдаемая интенсивность быстрой компоненты в максимуме обычно значительно выше интенсивности медленной компоненты, составляющей основную массу частиц (рис. 1).

2. Вспышка происходит за лимбом, частицы ускоряются в импульсной фазе и затем переносятся в расширяющейся магнитной бутылки. При разрушении бутылки (вследствие неустойчивости Релея-Гэйлора [5]) ее периферия ( $\theta = \theta_f \pm 50^\circ$ ) может оказаться вблизи благоприятной гелиодолготы соединения  $\theta_0 = 82^\circ W$  и частицы смогут достигнуть Земли вдоль открытых силовых линий. В этом случае, однако, трудно объяснить аномально жесткий спектр частиц в событии 16.02.84 г. [19], так как обычно частицы медленной компоненты, источником которых является магнитная бутылка [2, 3], характеризуются сравнительно мягким спектром.

3. Вспышка происходит за лимбом и генерирует частицы по варианту 2, однако из-за гелиодолготной удаленности они к Земле не попадают. Вместе с тем расширяющаяся магнитная бутылка при наличии петлевой структуры рис. 2 стимулирует пересоединение силовых линий, образование токового слоя с последующим быстрым ускорением значительного количества частиц до высоких энергий. Если этот процесс происходит вблизи благоприятной долготы соединения ( $\theta_0 \approx 82^\circ W$ ), то ускоренные частицы беспрепятственно достигнут Земли. Всплеск жесткого рентгеновского излучения, по-видимому, был связан с вторжением в нижние слои солнечной атмосферы части ускоренных частиц. Однако, судя по очень жесткому спектру (рис. 3б), трудно было бы ожидать заметного излучения в мягком рентгене и линии  $H_\alpha$ . Таким образом, из рассмотренных выше возможностей объяснения события 16.02.84 г. наиболее подходит, по нашему мнению, вариант 3.

Генерация и испускание частиц быстрой компоненты происходит еще до раскрытия магнитной бутылки, среднее время жизни которой составляет  $\sim 10^3$  с [5]. Ускорение в моделях с магнитным пересоединением происходит за время  $T_a \sim 1 \div 10$  с [14], причем форма спектра отличается уменьшением наклона в области малых энергий, что можно видеть в расчетных спектрах генерации быстрой компоненты на рис. 3, 4. Сильная ударная волна дает строго степенной спектр по жесткостям, что противоречит

уже упоминавшемуся результату [25] и рассчитанному нами спектру  $I$  на рис. 3б. Плавное меняющаяся форму спектра (в виде бesselевых кривых) дает, например, модель стохастического ускорения [31] на МГД-неоднородностях солнечной плазмы. Однако оценки показывают [14], что эффективность (темп) стохастического механизма недостаточна для объяснения импульсного ускорения СКЛ; кроме того, при задании одинакового темпа ускорения для протонов и электронов расчетный спектр электронов оказывается круче, чем наблюдаемый.

Как видно из рис. 3, 4, спектр быстрой компоненты лежит ниже спектра глобального потока и сливается с ним при энергиях  $\epsilon = 3-4$  ГэВ, что может указывать на то, что при больших энергиях весь поток обусловлен одной только быстрой компонентой. Спектры быстрой компоненты, рассчитанные по модели [9, 10] для реальных параметров магнитного поля и плотностей плазмы, хорошо согласуются со спектрами в источнике, полученными из наблюдений в диапазоне энергий 0,3–5 ГэВ, что свидетельствует в пользу данного механизма генерации быстрой компоненты. Параметры, выбранные для расчета спектров генерации, согласующихся со спектрами, полученными из данных наблюдений, соответствуют корональным высотам  $h \sim 0,5 \div 1 R_{\odot}$ . Следует отметить почти полную идентичность спектра быстрой компоненты в событии 7.12.84 г. (рис. 4) и спектра испускания в событии 16.02.84 г. (оба этих события были близкими по интенсивности). В событии 23.02.56 г., которое по своей мощности значительно превосходило вышеуказанные, расчетные величины  $n$ ,  $B$  и  $L$  оказались большими, но также соответствуют высотам генерации в короне  $\geq 0,5 R_{\odot}$ .

Вместе с тем в области низких энергий расчетные значения спектров генерации быстрой компоненты на рис. 3, 4 лежат ниже спектров, полученных из наблюдений. Это различие может быть связано с неучтенным вкладом мягких частиц, генерированных в импульсной фазе вспышки и ускользящих из замкнутой магнитной конфигурации (рис. 2 з).

В области очень больших энергий,  $\geq 5$  ГэВ, также имеется тенденция к превышению наблюдаемого потока быстрой компоненты над расчетным по формулам (3)–(5). Возможной причиной этого может являться то, что конфигурация рис. 2з позволяет частицам, захваченным в бутылки, многократно пересекать область ускорения (токовый слой) перед тем, как они будут испущены в межпланетное пространство. В этом случае в высокоэнергетичной области спектра ускоренных частиц интенсивность будет выше предсказанной соотношениями (3)–(5), которые предполагают однократное ускорение.

При движении СКЛ в ММП теоретически возможна так называемая когерентная мода распространения [32, 33]. Ее характерным признаком может служить появление узкого пика интенсивности, сопровождаемого медленно меняющимся "кильватерным следом" [34] (типичным примером является временной профиль интенсивности  $I$  на рис. 1). Когерентный пик (заштрихованная часть) и диффузионная полость (кильватерный след) в теории фокусированной диффузии [32, 33] образуются в процессе эволюции изотропного в источнике пич-углового распределения. Однако, как показано в [34], при значениях транспортного пробеге  $\Lambda \geq 1$  а.е. (что соответствует оценкам  $\Lambda$  для событий 7:12.82 г. и 16.02.84 г.) профиль типа  $I$  (рис. 1) с большой величиной интенсивности когерентного пика может наблюдаться только в случае анизотропного источника на Солнце. Таким источником может быть токовый слой (рис. 2), если он образуется достаточно высоко в короне, вблизи открытых корональных структур [2, 3]. Анизотропный характер испускания СКЛ в событии с быстрой компонентой 16.02.84 г. показан в [24]. На основе анализа данных о  $\gamma$ -излучении вспышки 3.06.82 г. авторы [35] также допускают существование двух источников ускоренных частиц, один из которых находится на небольшой высоте (в замкнутой магнитной конфигурации), а другой – высоко в короне (в области с открытыми силовыми линиями). Однако те же данные (а также аналогичные данные для события 7.12.82 г.) можно объяснить и в рамках единой модели ускорения с последующим захватом частиц в магнитной петле [17].

Авторами [36] были рассмотрены эффекты дрейфа СКЛ в ММП, приводящие к

долготному сносу частиц. Для быстрой компоненты возможен долготный снос в корональном магнитном поле [2, 3], однако при распространении в ММП эффекты дрейфа не могут быть значительными из-за сильной коллимации частиц [32]. Кроме того, предсказанное в [36] смягчение энергетического спектра не наблюдается для быстрой компоненты, которая всегда характеризуется очень жестким спектром.

**Выводы.** 1. Генерация частиц быстрой компоненты происходит на корональных высотах  $(0,5 \div 1)R_{\odot}$ . Вероятный механизм генерации является ускорение в токовом слое, возникающем на периферии магнитной бутылки при ее пересоединении с соседней магнитной петлей или с бутылкой с противоположным направлением магнитного поля.

2. Указанный механизм объясняет особенности спектра частиц быстрой компоненты в диапазоне энергий  $0,3 \div 5$  ГэВ. Для описания полного спектра СКЛ необходимо использование комбинированных моделей ускорения.

3. Удаление места генерации (и испускания) быстрой компоненты от области вспышки может быть связано с тем, что токовый слой, в котором ускоряются частицы быстрой компоненты, развивается на периферии магнитной бутылки, отстоящей от места вспышки на расстоянии до  $50^{\circ}$  по гелиодолготе.

Авторы признательны Г.А. Базилевской за внимание к работе и ряд конструктивных замечаний.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Borovkov L.P., Lazutin L.L., Shumilov O.I., Vashenyuk E.V. // Proc. 20th Intern. Cosmic Ray Conf. 1987. V. 3. P. 124.
2. Miroshnichenko L.I., Perez-Peraza J., Alvarez-M.M. et al. // Proc. 21st Intern. Cosmic Ray Conf. 1990. V. 5. P. 5.
3. Vashenyuk E.V., Miroshnichenko L.I., Perez-Peraza J. et al. Preprint PGI 90-01070. Apatity: PGI, 1990. P. 13.
4. Smart D.F., Shea M.A., Fluckiger E.O. // Proc. 20th Intern. Cosmic Ray Conf. 1987. V. 3. P. 135.
5. Mullan D.J. // Astrophys. J. 1983. V. 269. P. 765.
6. Priest E.R. // Astrophys. J. 1973. V. 181. P. 227.
7. Heyvaerts J., Priest E.R., Rust D.M. // Astrophys. J. 1977. V. 216. P. 123.
8. Прутс Э.П. Солнечная магнитогидродинамика. М.: Мир, 1985. 589 с.
9. Perez-Peraza J., Martinell J. // Proc. 17th Intern. Cosmic Ray Conf. 1981. V. 3. P. 55.
10. Perez-Peraza J. // Space Sci. Revs. 1986. V. 44. P. 91.
11. Perez-Peraza J., Galvez M., Lara A.R. // Proc. 15th Intern. Cosmic Ray Conf. 1977. V. 5. P. 23.
12. Мирошниченко Л.И. Препринт № 15 (548). М.: ИЗМИРАН, 1985. 29 с.
13. Буланов С.В., Догель В.А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т. 47. С. 1708.
14. Мирошниченко Л.И. // Итоги науки и техники. Астрономия. Т. 34. М.: ВИНТИ, 1987. С. 238.
15. Мирошниченко Л.И. // Геомагнетизм и аэронавтика. 1970. Т. 10. С. 898.
16. Pfozter G. // Nuovo Cimento. 1958. V. 8. Suppl. № 2. P. 180.
17. Коцаров Г.Е. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т. 52. С. 2462.
18. Stoker P.H. // Proc. 19th Intern. Cosmic Ray Conf. 1985. V. 4. P. 114.
19. Мирошниченко Л.И., Сорокин М.О. // Геомагнетизм и аэронавтика. 1989. Т. 29. С. 309.
20. Vashenyuk E.V., Shumilov O.I., Pantelleva N.I. et al. Preprint PGI 90-05-73. Apatity: PGI, 1990. P. 19.
21. Kerpilova O., Miroshnichenko L.I., Stehlik M. // Phys. Solariterrestris. Potsdam. 1982. № 19. P. 40.
22. Каталог солнечных протонных событий 1980-1986 гг. / Под ред. Ю.И. Логачева. Материалы МЦД Б-2. М., 1990.
23. Bieber J.W., Evenson P.A., Pomerantz M.A. // J. Geophys. Res. 1986. V. 91. P. 8713.
24. Мирошниченко Л.И., Сорокин М.О. // Геомагнетизм и аэронавтика. 1987. Т. 27. С. 893.
25. Debrunner H., Fluckiger E., Gragel H. et al. // J. Geophys. Res. 1988. V. 93. P. 7206.
26. Lockwood J.A., Debrunner H., Fluckiger E.O., Gragel H. // Astrophys. J. 1990. V. 355. P. 287.
27. Kane S.R., Urbarz H.W. // STIP Sympos. on Retrospect. Analysis (ed. by M.A. Shea, D.F. Smart). Bookrafters, Chelsea, Mich., USA, 1987.
28. Smart D.F., Shea M.A. // Proc. 21st Intern. Cosmic Ray Conf. 1990. V. 5. P. 144.
29. Мирошниченко Л.И. // Космические лучи. № 26. М.: Наука, 1991. С. 41.
30. Аллен К.У. Астрофизические величины. М.: Мир, 1977. 446 с.
31. Ramaty R. Particle Accel. Mechanisms in Astrophys / Ed. by J. Arons et al. N.Y.: Amer. Inst. Physics, 1979. P. 135.
32. Топтыгин И.Н. Космические лучи в межпланетных магнитных полях. М.: Наука, 1983. 304 с.

33. *Базилевская Г.А., Голынская Р.М.* // Геомагнетизм и аэрономия. 1989. Т. 29. С. 204.  
34. *Earl J.A.* // Proc. 20th Intern. Cosmic Ray Conf. 1987. V. 3. P. 132.  
35. *Ramaty R., Murphy R.J., Dermer C.D.* // Astrophys. J. Letters. 1987. V. 316. P. L41.  
36. *Коломеец Е.В., Севостьянов В.Н.* // Геомагнетизм и аэрономия. 1988. Т. 28. С. 360.

Институт геофизики  
Национального Автономного Университета  
г. Мехико, Мексика  
Национальный институт астрофизики, оптики  
и электроники, г. Пуэбла, Мексика  
Полярный геофизический институт  
Кольского научного центра АН СССР  
Институт земного магнетизма, ионосферы  
и распространения радиоволн АН СССР

Поступила в редакцию  
11.09.90  
После доработки  
24.06.91