Письма в ЖЭТФ, том 102, вып. 6, с. 372 – 379 © 2015 г. 25 сентября

Наземное возрастание солнечных космических лучей 28 октября 2003 г.: механизм генерации частиц на Солнце

Г. Ф. Крымский, В. Г. Григорьев, С. А. Стародубцев[1], *С. Н. Танеев*

Институт космофизических исследований и аэрономии им. Шафера СО РАН, 677980 Якутск, Россия

Поступила в редакцию 6 апреля 2015 г.
После переработки 30 июля 2015 г.

С целью выяснения механизмов генерации солнечных космических лучей на основе прямых измерений потоков солнечных частиц на космических аппаратах ACE, GOES и WIND, а также по данным измерений на мировой сети нейтронных мониторов проведен анализ спектра события наземного возрастания 28 октября 2003 г. (GLE65) в максимально широкой области энергий. В релятивистской области энергий оценки спектра получены на основе ранее предложенного авторами „метода эффективных энергий“. В нем каждому наземному прибору приписывается соответствующий эффективный импульс (или энергия) первичных частиц, при котором и определяется поток солнечных космических лучей. При этом величина эффективного импульса подбирается так, чтобы минимизировать возникающие при определении спектра солнечных частиц ошибки. Показано, что в предложенном методе определения потоков солнечных частиц ошибка в оценке эффективного импульса не превосходит 20 МэВ/c. Установлено, что в изучаемом событии энергетический спектр солнечных космических лучей, измеренный на орбите Земли, простирается от ≈ 40 кэВ до ≈ 5 ГэВ и описывается степенной функцией с экспоненциальным обрезанием в области релятивистских энергий. Для выяснения природы солнечных космических лучей используется разработанная в ИКФИА СО РАН квазилинейная теория регулярного ускорения заряженных частиц ударными волнами в нижней короне Солнца. Показано, что в исследуемом событии процесс ускорения солнечных космических лучей на фронте корональной ударной волны завершился на расстоянии до 4 радиусов Солнца.

DOI: 10.7868/S0370274X15180046

1. Введение. Установление механизмов генерации солнечных космических лучей (СКЛ) является одним из ключевых вопросов физики Солнца. При этом возникает ряд важных вопросов: до каких энергий возможно ускорение частиц, где и при каких процессах оно происходит и какова форма энергетического спектра?

На основании анализа экспериментальных данных о потоках энергичных частиц в настоящее время события вспышек солнечных космических лучей (СКЛ) принято разделять на два класса: импульсные и постепенные события (см., например, [1]). Такое разделение обусловлено различием свойств наблюдаемых событий (химический состав элементов, время протекания события в рентгеновских лучах и профилях регистрируемых частиц, тип всплесков радиоизлучения и т.д.). Принято считать, что два класса событий обусловлены разными механизмами генерации частиц на Солнце: при магнитном пересоединении в нижней короне Солнца [2–4] и на корональных ударных волнах [5]. Солнечные протонные события, которые сопровождаются генерацией релятивистских частиц, наблюдаются сравнительно редко. Накопленной статистики недостаточно для получения однозначных выводов о механизмах их генерации. Поэтому исследование таких событий до сих пор остается актуальным. При этом необходимость изучения энергетического спектра в максимально широком диапазоне создает определенные методические трудности, связанные с использованием данных наземных измерений.

В настоящей работе исследуется событие наземного возрастания СКЛ 28 октября 2003 г. В англоязычной литературе для солнечных протонных событий, которые регистрируются приборами на Земле, принят термин “ground level enhancement” (GLE) с присвоением соответствующего номера. Соответственно рассматриваемое нами событие известно в научной литературе как GLE65. Причиной его послужила мощная вспышка на Солнце балла X17/4B, которая произошла в 11:10 UT 28 октября 2003 г. в активной области RA 10486 с координатами S16E08 (*http://umbra.nascom.nasa.gov/SEP/seps.html*).
Вспышка сопровождалась корональным выбросом

[1]e-mail: starodub@ikfia.sbras.ru

массы (КВМ или Coronal Mass Ejection – CME в английской транскрипции), который породил сильную ударную волну [6]. Поэтому есть основания отнести ее к классу постепенных событий. При анализе наземного возрастания СКЛ 28 октября 2003 г. (GLE65) применяется метод эффективных энергий, предложенный нами ранее [7]. На материале этого события производится также дальнейшая отработка метода эффективных энергий: оцениваются методические погрешности в определении энергии частиц. От этого в большой степени зависит надежность получаемых результатов. Спектр возрастания СКЛ определяется во время изотропной фазы события. Далее для выяснения природы полученный спектр сопоставляется с результатами квазилинейной теории, недавно развитой в ИКФИА СО РАН [8].

2. Определение энергетического спектра СКЛ по измерениям нейтронных мониторов "методом эффективных энергий". К сожалению, в настоящее время невозможно осуществить измерения потоков СКЛ во всем измеряемом диапазоне энергий с помощью единого прибора. Использование данных прямых измерений потоков солнечных частиц на космических аппаратах (КА) позволяет получать экспериментальные спектры СКЛ только в нерелятивистской области энергий. В то же время спектры релятивистских СКЛ, генерируемых во время мощных солнечных событий, определяются по косвенным измерениям интенсивности СКЛ на наземных установках, главным образом нейтронных мониторах. Использование всей совокупности данных одновременных наблюдений на Земле и в космическом пространстве позволяет получить энергетические спектры СКЛ в максимально широком диапазоне энергий (от десятков кэВ до ~ 10 ГэВ) и в дальнейшем сделать содержательные заключения о механизмах их генерации.

При использовании данных наземных измерений возникают существенные проблемы с определением энергии и потока СКЛ и ошибок их измерения. Это связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, наземные приборы не измеряют поток СКЛ, а регистрируют темп счета "вторичных" частиц. В основном это нейтроны и мюоны, рожденные при взаимодействии космических лучей с атмосферой Земли. Во-вторых, наземные приборы регистрируют частицы в интегральной области энергий, начиная с некоторой минимальной, зависящей от географического расположения станции, на которой они установлены. При этом минимальная энергия частиц, регистрируемых на полярных станциях, определяется только толщиной атмосферы и составляет величину около 433 МэВ. Последнее соответствует частицам с жесткостью $R = 1$ ГВ, тогда как номинальная жесткость геомагнитного обрезания в полярных областях заведомо меньше 1 ГВ. В отличие от этого на средне- и низкоширотных станциях минимальная энергия регистрируемых частиц определяется величиной геомагнитного обрезания $R_C > 1$ ГВ. Чтобы произвести пересчет от зарегистрированной интенсивности атмосферных нейтронов в поток протонов за пределами магнитосферы Земли, необходимо корректно учитывать указанные обстоятельства. Для этого необходимо знать приемные характеристики станций: географические координаты, высоту над уровнем моря, приемные конусы и коэффициенты связи приборов, которые изменяются с циклом солнечной активности [9].

С целью определения ошибок измерений энергии и потоков СКЛ при использовании данных нейтронных мониторов мы развиваем здесь предложенный нами ранее метод оценки потока СКЛ [7].

Суть данного метода состоит в определении для каждого нейтронного монитора, зарегистрировавшего возрастание СКЛ, некоторого эффективного импульса p_{eff} (или энергии E_{eff}), при котором рассчитанный абсолютный поток СКЛ J при малых изменениях показателя энергетического спектра γ заметно не меняется. Вклад частиц различных импульсов p (или энергий E) в наблюдаемое нейтронным монитором возрастание интенсивности СКЛ пропорционален кратности генерации вторичных частиц в атмосфере Земли $m(p)$ и спектру солнечных частиц $J_s(p)$. Кратность определяет чувствительность нейтронного монитора к первичным космическим лучам и испытывает обрезание со стороны низких энергий, а спектр быстро убывает с ростом энергии. Произведение этих функций представляет собой кривую с острым максимумом, быстро убывающую по обе стороны от него. Данное обстоятельство и используется нами в предложенном методе.

Интенсивность, регистрируемая нейтронным монитором в отсутствие СКЛ и в отсутствие заметной модуляции (в периоды солнечного минимума), обычно принимается за единицу, а все ее изменения выражаются в относительных единицах (в процентах от фонового значения). В этом случае нормировку кратности удобно определить с помощью соотношения [10]

$$\int_{p_{\min}}^{\infty} m(p) J_0(p)\, dp = 1,$$

где $J_0(p)$ – первичный дифференциальный спектр галактических космических лучей. В работе [11] сведения о спектре по данным разных экспериментальных групп собраны воедино. Они могут быть аппроксимированы формулой

$$J_0(p) = A\, e^{-p_1/p}\, (p_1/p)^{\gamma},$$

где $A = 365$ частиц/м$^2\cdot$ с $\cdot$ ср $\cdot$ ГэВ$/c$, $p_1 = 4$ ГэВ$/c$, $\gamma = 2.77$, c – скорость света.

Используя известное выражение для коэффициентов связи [10], $W(p) = m(p)\, J_0(p)$, мы определили кратность как [7] $m(p) = B\, e^{-p_2/p}(p/p_2)^{\gamma_1}$ с параметрами $\gamma_1 = 0.77$, $p_2 = 5.4\,$ГэВ$/c$.

В монографии [9] приведены графики кратности, полученные по совокупности разных способов. Их аппроксимация указанной формулой для $m(p)$ приводит к значениям $\gamma_1 = 0.77$, $p_2 = 5.8\,$ГэВ$/c$. Эти значения мы и будем использовать. Тогда для нормировочного коэффициента имеем $B = \frac{(p_1+p_2)\, p_2^{\gamma_1}}{A\, p_1^{\gamma}} = 2.23\cdot 10^{-3}$ м^2 $\cdot$ с $\cdot$ ср/частиц.

Имея в виду, что наземные возрастания СКЛ, регистрируемые нейтронным монитором, обеспечиваются частицами из довольно узкого энергетического диапазона, мы можем найти эффективный импульс $p_{\rm eff}$, который следует приписывать этим частицам. Спектр этих частиц с удовлетворительной точностью можно описывать степенной функцией с локальным показателем в окрестности $p_{\rm eff}$, равным γ_s. Результаты оценок будут наиболее устойчивыми, если определить $p_{\rm eff}$ так, чтобы интенсивность $J_s(p_{\rm eff})$, оцениваемая по темпу счета монитора, при малых изменениях показателя спектра не менялась.

Это приводит к уравнению

$$\frac{\partial}{\partial\gamma_s}(\delta N) = \frac{\partial}{\partial\gamma_s}\int_{p_{\min}}^{\infty} m(p)\left(\frac{p}{p_{\rm eff}}\right)^{-\gamma_s} dp = 0,$$

где δN – возрастание счета монитора, выраженное в относительных единицах. Отсюда находим

$$\ln p_{\rm eff} = \int_{p_{\min}}^{\infty} m(p) p^{-\gamma_s} \ln p\, dp \Big/ \int_{p_{\min}}^{\infty} m(p) p^{-\gamma_s} dp\ .$$

Поток СКЛ при $p = p_{\rm eff}$ определяется из уравнения $\delta N = \int_{p_{\min}}^{\infty} m(p) J_s(p) dp = k^{-1} J_s(p_{\rm eff})$. Коэффициент $k = 1\Big/\int_{p_{\min}}^{\infty} m(p)\,(p/p_{\rm eff})^{-\gamma_s}\, dp$ позволяет находить интенсивность по темпу счета монитора: $J_s(p_{\rm eff}) = k\delta N$.

Нетрудно понять, что при малых изменениях спектра коэффициент k не меняется, если зафиксировать $p_{\rm eff}$. Увеличивая отклонения γ_s от начального значения, мы обнаружим, что коэффициент k уменьшается независимо от знака отклонения. Таким образом, если спектру приписан локальный показатель γ_s с некоторой ошибкой, то это может привести к ошибке в оценке потока СКЛ $J_s(p_{\rm eff})$. Последняя оказывается заниженной.

Можно поступить по-другому: зафиксировать оценку $k(\gamma_s)$ и изменить $p_{\rm eff}$, т.е. ввести горизонтальную ошибку для оценки $p_{\rm eff}$. Так как спектр СКЛ круто падает, такой подход более удобен. Естественно, отклонения $p_{\rm eff}$ во всех случаях будут меньше нуля.

Оценим соответствующую горизонтальную ошибку. Пусть истинный показатель спектра равен $\gamma_\star$ вместо принятого γ_s. Тогда мы будем иметь новые значения $p_{\rm eff}(\gamma_\star)$ и $k(\gamma_\star)$. Если мы хотим вернуться к прежнему коэффициенту $k(\gamma_s)$, нам необходимо изменить $p_{\rm eff}$, перемещая точку вдоль спектра:

$$p_{\rm eff\star} = p_{\rm eff}(\gamma_\star)\left[\frac{k(\gamma_\star)}{k(\gamma_s)}\right]^{1/\gamma_\star}.$$

Соответствующие сдвиги $p_{\rm eff}$ (с обратным знаком и в предположении, что истинный показатель степени больше принятого на 0.5) малы: при изменении $p_{\min}$ от 0.5 до $3\,$ГэВ$/c$ и соответствующих изменениях γ_s от 5 до 7 для каждого минимального $p_{\min}$ эффективный импульс $p_{\rm eff}$ варьируется в пределах от 3 до $20\,$МэВ$/c$. Отсюда видно, что методические ошибки в определении эффективного импульса солнечных частиц, зарегистрированных наземными детекторами, весьма невелики.

Следует сделать замечание о нормировке кратности в виде интеграла, использованного нами выше. Мы видим, что нормировка зависит от спектра галактических космических лучей, который меняется с солнечным циклом, и от порога геомагнитного обрезания. Чтобы не менять каждый раз нормировку кратности, нужно относить проценты возрастания δN не к текущему уровню счета монитора, а к тому уровню, который был бы у него в период солнечного минимума, если бы он был расположен в точке с нулевым геомагнитным порогом. Иными словами, цифра возрастания в процентах должна быть уменьшена на фактор, показывающий снижение общего уровня счета.

На практике при оценке потоков СКЛ указанным методом используются данные регистрации мировой сети нейтронных мониторов, характеризующиеся различным уровнем счета. Исходя из показаний этих приборов, необходимо также учесть статистические ошибки при определении величин наземных возрастаний СКЛ над некоторым “нулевым” уровнем. Затем с учетом этих ошибок проводится повторный расчет ожидаемых потоков СКЛ. Разница в результатах первичных и повторных расчетов и будет

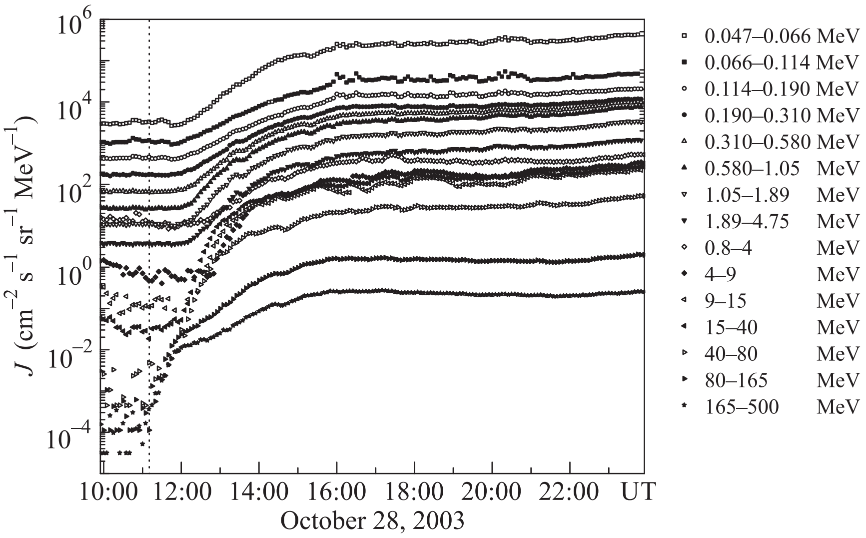

Рис. 1. Вспышка СКЛ 28 октября 2003 г. по пятиминутным данным прямых измерений потоков протонов в 15 дифференциальных энергетических каналах на борту КА ACE (от 0.047 до 4.75 МэВ) и GOES-10 (от 0.8 до 500 МэВ). Вертикальной штриховой линией отмечено время вспышки на Солнце. Символами показаны измерения потоков частиц в соответствующих дифференциальных энергетических каналах (легенда приведена справа)

ошибкой в определении потока СКЛ, обусловленной статистической точностью приборов.

Проведенные нами исследования спектров СКЛ во время 15 наземных возрастаний [12] в релятивистской области энергий с помощью метода эффективных энергий показывают, что полученные спектры удовлетворительно согласуются с результатами других авторов [13–16], а сам метод дает высокое качество. Наряду с достоинствами метод эффективных энергий имеет и недостаток: в полной мере он применим лишь к изотропной фазе возрастания.

3. Данные наблюдений. Чтобы определить энергетический спектр СКЛ в максимально широкой области энергий, мы использовали данные регистрации частиц в околоземном космическом пространстве и на Земле.

Для получения энергетического спектра СКЛ в нерелятивистской области энергий мы привлекали корректированные пятиминутные данные регистрации заряженных частиц на трех КА: ACE, располагающегося вблизи точки либрации L1, GEOS-10, находящегося на геостационарной орбите, и WIND, находившегося в это время в хвосте магнитосферы на удалении около 150 радиусов Земли, влияние которой на энергичные частицы было минимальным. Это позволило нам анализировать данные измерений в 17 дифференциальных энергетических каналах. К ним относятся восемь каналов регистрации ионов (главным образом протонов) прибора EPAM/LEMS120, установленного на КА ACE: 0.047–0.66, 0.066–0.114, 0.114–0.190, 0.190–0.310, 0.310–0.580, 0.580–1.050, 1.050–1.890 и 1.890–4.750 МэВ; семь каналов регистрации протонов детекторами TELESCOPE и DOME, установленными на борту КА GOES-10, в области энергий 0.8–4, 4–9, 9–15, 15- 40, 40–80, 80–165 и 165–500 МэВ; два канала измерений протонов в области энергий 19–28 и 28–72 МэВ прибора EPACT, установленного на КА WIND.

Данные измерений этих КА находятся в открытом доступе по следующим адресам:
http://www.srl.caltech.edu/ACE,
http://spidr.ngdc.noaa.gov и
http://cdaweb.gsfc.nasa. gov/cdaweb/sp_phys/.

С целью анализа СКЛ в области релятивистских энергий мы привлекли одно- и пятиминутные данные измерений на 16 станциях мировой сети нейтронных мониторов с различными порогами геомагнитного обрезания R_C, на которых было зарегистрировано возрастание солнечных частиц. Это станции МакМердо ($R_C = 0.01$ ГВ), Терра Адели (0.01), Туле (0.10), Инювик (0.18), Найн (0.40), Апатиты (0.65), Оулу (0.81), Санае (1.06), Кергелен (1.19), Якутск (1.65), Нью-Арк (1.97), Магадан (2.10), Киль (2.29), Москва (2.46), Ларк (3.00) и Иркутск (3.66).

4. Энергетический спектр СКЛ в событии GLE65. Совместный анализ всех упомянутых выше данных измерений позволил нам определить наблюдаемый на земной орбите энергетический спектр СКЛ в максимально широкой области энергий (от десятков кэВ до нескольких ГэВ). На рис. 1 приведе-

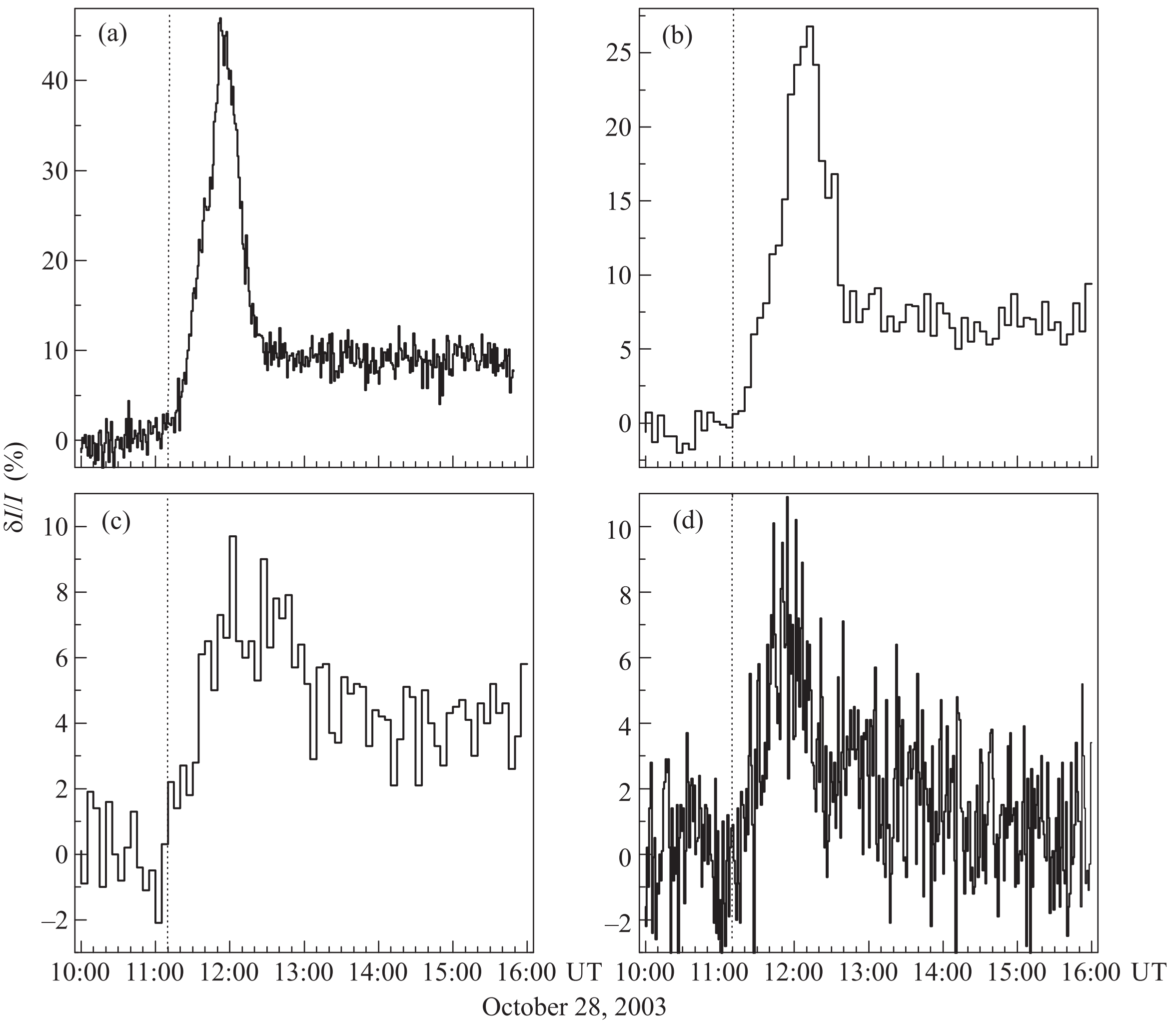

Рис. 2. Вспышка СКЛ 28 октября 2003 г. (GLE65) по измерениям нейтронных мониторов станций космических лучей МакМердо (одноминутные данные, панель a), Терра Адели (пятиминутные данные, панель b), Якутск (пятиминутные данные, панель c) и Иркутск (одноминутные данные, панель d). Вертикальной штриховой линией отмечено время вспышки на Солнце

ны временные профили интенсивности СКЛ, полученные по данным измерений на КА ACE и GOES-10. Видно, что временные профили ускоренных солнечных частиц с энергиями ниже 500 МэВ отличаются плавным нарастанием, причем в пределах рассматриваемого интервала времени (до 24:00 UT 28 октября) они так и не достигают максимума интенсивности и выходят на плато. В этом случае следует ожидать коллективных эффектов взаимодействия ускоренных частиц с межпланетной средой [17].

В качестве примера измерений, произведенных на Земле, на рис. 2 приведена зависимость от времени интенсивности космических лучей, зарегистрированная нейтронными мониторами на станциях МакМердо, Терра Адели, Якутск и Иркутск. Это событие имеет следующие особенности. Во-первых, был зарегистрирован очень быстрый (менее 10 мин от момента вспышки на Солнце) приход релятивистских СКЛ на орбиту Земли. Во-вторых, возрастание потока солнечных частиц проявилось в очень низких энергиях (по данным КА ACE в области 47–66 кэВ) (см. рис. 2 и 1 соответственно). Из рис. 2 видно, что величина наземного возрастания для разных станций изменялась от нескольких до $\approx 50\,\%$. Анизотропия частиц высоких энергий отчетливо видна в начальной стадии события. Затем она последовательно уменьшается. Хотя период наступления изотропизации трудно формализовать, на практике это не представляет трудностей. Оценки, выполненные нами для различных событий, показывают, что она наступает примерно через 1–2 ч после начала события GLE. В общем случае степень анизотропии (или изотропии) потока СКЛ зависит от их энергии и условий переноса в межпланетном магнитном поле. Степень анизотропии определяется из данных наземных наблюдений по временной динамике питч-углового распределения приходящих частиц. В случае рассматриваемого события перенос ускоренных частиц от источника с юго-восточными координатами отличался некоторыми особенностями [18]. Однако согласно [19, 20] к 14:00 UT интенсивность космических лучей стала практически изотропной. Это время мы и выбрали для определения энергетического спектра СКЛ.

На рис. 3 представлен полученный нами на основе анализа совокупности всех измерений энергетиче-

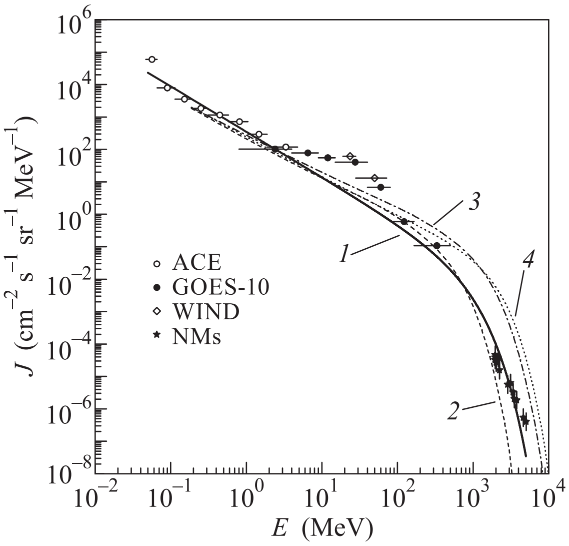

Рис. 3. Энергетический спектр СКЛ в 14:00 UT 28 октября 2003 г. в максимально широкой области энергий по измерениям на КА ACE (открытые кружки), GOES-10 (закрытые кружки) и WIND (ромбы), а также сети нейтронных мониторов (звездочки). Горизонтальными отрезками показаны ширины дифференциальных энергетических каналов, вертикальными — неопределенности измерений потоков СКЛ. Кривые линии: *1* – аппроксимация функцией $J(E) = 350E^{-1.4}\exp(-E/450)$; *2* и *3* – расчеты по модели [8] при величине магнитного поля в короне Солнца $B = 3$ и 2 Гс соответственно и спектре фоновой альвеновской турбулентности $E_w(\nu) \propto \nu^{-\lambda}$, где показатель $\lambda = 5/3$; *4* – аналогичный расчет при $B = 3$ Гс и $\lambda = 3/2$

ский спектр СКЛ. Видно, что в изучаемом событии энергетический спектр солнечных космических лучей, измеренный на орбите Земли, простирается от ≈ 40 кэВ до ≈ 5 ГэВ. Из рис. 3 также видно, что весь наблюдаемый спектр СКЛ может быть в целом (за исключением области энергий от 4 до 80 МэВ) описан степенной функцией с экспоненциальным обрезанием вида $J(E) = J_0 E^{-\gamma} \exp(-E/E_0)$, где E_0 – энергия экспоненциального обрезания. Это согласуется с результатами, полученными ранее различными авторами при изучении других событий GLE [13, 21]. С учетом данного обстоятельства полученный нами спектр СКЛ в изучаемом событии может быть с удовлетворительной точностью аппроксимирован функцией $J(E) = 350E^{-1.4}\exp(-E/450\,\text{МэВ})$ (кривая *1*). Отметим, что неопределенности измерений величин потоков СКЛ на КА малы. Они на несколько порядков меньше величин самих потоков СКЛ. Ошибки же определения эффективных энергий частиц по данным наземных измерений в рассматриваемом случае не превышают 20 МэВ. Поэтому на рис. 3 эти неопределенности не видны.

5. Сопоставление с результатами применения квазилинейной теории ускорения СКЛ на корональных ударных волнах. Довольно часто химический состав, зарядовое состояние [22], а также зависимость интенсивности СКЛ от времени, регистрируемая наземными установками [23], свидетельствуют о том, что в случае постепенных (в отличие от импульсных) солнечных событий генерация СКЛ происходит на фронте ударной волны, порожденной сверхзвуковым движением выброшенной с поверхности Солнца массы вещества. Теоретический анализ показывает, что физические параметры в короне Солнца обеспечивают условия реализации эффективного процесса регулярного ускорения ионов, который способен сформировать спектр СКЛ с требуемыми свойствами [21, 24, 25]. Выполненные до настоящего времени исследования процесса ускорения СКЛ носят приближенный, оценочный характер [21, 24, 26–29]. Все они либо основаны на упрощенном линейном плосковолновом варианте теории, либо не учитывают реальное распределение параметров корональной плазмы. Работа [25] продемонстрировала важное значение указанных факторов при генерации частиц посредством регулярного механизма ускорения на фронтах ударных волн [30]. В частности, в [25] показано, что последовательная теория регулярного ускорения СКЛ должна включать в себя учет реальной геометрии ударной волны и зависимости ее параметров от времени на всем протяжении ее распространения от верхней короны Солнца до орбиты Земли, учет генерации ускоренными частицами турбулентности, которая, в свою очередь, определяет характер их диффузии, учет обратного воздействия давления ускоренных частиц на структуру и динамику ударной волны. Разработанная линейная теория ускорения СКЛ [25] является первым примером применения теории регулярного ускорения заряженных частиц с учетом конечности размеров ударной волны (в сферическом приближении), адиабатического замедления ускоренных частиц, а также реальных параметров плазмы солнечной короны для объяснения явления генерации СКЛ. В дальнейшем учет самосогласованной генерации альвеновских волн ускоряемыми частицами привел к созданию квазилинейной теории регулярного ускорения СКЛ вплоть до релятивистских энергий на фронте корональной ударной волны [8].

Мы привлекли эту теорию для физического объяснения установленного спектра изучаемого события. На ее основе нами были проведены три расчета. В соответствии с работой [25] мы приняли, что скорость ударной волны V_S в короне Солнца связана со скоростью выброса корональной массы солнечного вещества $V_{\rm CME}$ соотношением $V_S = V_{\rm CME}\sigma/(\sigma-1)$. При этом степень сжатия на фронте сильной ударной волны $\sigma = 4$, а наблюдаемая скорость выброса $V_{\rm CME} = 2500$ км/с [6]. 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 $\sigma/(\sigma-1)$. Таким образом, скорость ударной волны в короне Солнца принималась равной $V_S = 3300$ км/с, а темп инжекции частиц в процесс ускорения $\eta = 10^{-5}$. Параметры плазмы в короне Солнца были приняты такими же, как и в работе [8]. В первом варианте расчета напряженность магнитного поля B в основании короны Солнца принималась равной 3 Гс, а во втором – 2 Гс. Третий вариант расчета отличался от первого зависимостью спектра фоновой альвеновской турбулентности E_w от частоты ν в степенном представлении $E_w(\nu) \propto \nu^{-\lambda}$ с показателем λ. При этом энергия экспоненциального обрезания E_0 в первом варианте расчета составляла 0.6 ГэВ, во втором – 1.2 ГэВ, в третьем – 1.8 ГэВ. Более подробное описание выбора фоновой альвеновской турбулентности приведено в работе [8]. В третьем варианте расчета принималось $\lambda = 3/2$ вместо используемого обычно значения 5/3.

6. Возможный сценарий события GLE65. Проведенные расчеты показывают, что процесс ускорения СКЛ в данном событии завершился при распространении ударной волны до высоты около $4R_\odot$, где $R_\odot$ – радиус Солнца. Эта величина зависит от нескольких факторов, определяющих эффективность ускорения частиц на ударных волнах в короне Солнца (подробности см. в [8, 25]). Для сравнения спектров ускоренных на Солнце частиц с наблюдаемыми спектрами нами была использована упрощенная модель чисто диффузионного распространения СКЛ до орбиты Земли [25].

Из рис. 3 видно, что теоретически рассчитанные спектры (кривые *2*, *3* и *4*) в основном правильно воспроизводят экспериментальные измерения на орбите Земли и демонстрируют возможность подбором нескольких параметров определить наиболее подходящий спектр.

При более детальном рассмотрении рис. 3 видно, что в области энергий ~ 10 МэВ в спектре наблюдается бамп. Природа подобных бампов, которые часто наблюдаются в спектрах частиц при их ускорении на фронтах ударных волн в различных астрофизических условиях, неоднократно обсуждалась в литературе [8, 25, 31, 32]. Однако полной ясности в этом вопросе все еще нет.

Анализ полученных результатов позволяет заключить, что разработанная в [8] теория дает возможность объяснить механизм генерации СКЛ в событии GLE65 на основе регулярного ускорения частиц ударными волнами в нижней короне Солнца.

Хорошо известная особенность механизма ускорения такова, что частицы максимально высоких энергий покидают область ускорения первыми, тогда как частицы меньших энергий остаются захваченными и погибают при расширении. Таким образом, наблюдаемые частицы меньших энергий производятся на поздних стадиях ускорения. Подробное теоретическое описание такого поведения можно найти, например, в работе [33]. Истечение космических лучей из области ускорения в начальной фазе события резко анизотропно. Это свидетельствует о том, что частицы высоких энергий при истечении заполняют полость, свободную от рассеяний, и их пучок коллимируется магнитным полем. По мере заполнения полости анизотропия сходит на нет. Частицы меньших энергий запаздывают как по причине более позднего испускания, так и вследствие медленного распространения.

Сравнение спектра генерации частиц и спектра частиц, заполняющих полость, конечно, возможно при дополнительном предположении о том, что их диффузия за границей полости не слишком велика.

Описанный здесь сценарий не требует привлечения какого-либо другого механизма ускорения частиц. Однако недостаточная надежность соответствующих выводов и не исключает такую возможность.

7. Заключение. Таким образом, на основе проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

1. В предложенном нами ранее способе оценки дифференциальных энергетических спектров СКЛ по данным наземных измерений [7] методические ошибки определения эффективной энергии солнечных частиц являются весьма незначительными и составляют величину менее 20 МэВ.

2. В рассматриваемом событии GLE65 процесс ускорения СКЛ на фронте корональной ударной волны завершился на высоте до $4R_{\odot}$, т.е. ниже области истечения солнечного ветра из поверхности Солнца.

3. Для события GLE65 наблюдаемый в широкой области энергий (от десятков кэВ до ~ 10 ГэВ) спектр СКЛ на орбите Земли может быть представлен в виде степенной функции с экспоненциальным обрезанием: $J(E) = 350E^{-1.4}\exp(-E/450\,\text{МэВ})$.

4. Предложенный сценарий генерации СКЛ в событии GLE65 находит свое естественное объяснение в рамках квазилинейной теории регулярного ускорения частиц в нижней короне Солнца [8].

Авторы благодарят Goddard Space Flight Center (GSFC), National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) и ACE Science Center за обеспечение данными измерений на КА, а также менеджмент станции космических лучей Оулу (Финляндия) за предоставление данных измерений мировой сети нейтронных мониторов для событий GLE на сайте *http://gle.oulu.fi*. Авторы также благодарят рецензента за добросовестную работу с рукописью и его критические замечания, которые существенно повлияли на содержание статьи. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект # 14-12-00760).

1. D. V. Reames, Rev. Geophys. **33**, 585 (1995).
2. E. Priest and T. Forbes, *Magnetic Field Reconnection (MHD Theory and Applications)*, Cambridge University Press (2000).
3. B. V. Somov, *Plasma Astrophysics: 1. Fundamentals and Practice*, Springer (2012).
4. B. V. Somov, *Plasma Astrophysics: 2. Reconnection and Flares*, Springer (2013).
5. D. V. Reames, Space Sci. Rev. **175**, 53 (2013).
6. W. B. Manchester IV, A. Vourlidas, G. Tóth, N. Lugaz, I. I. Roussev, I. V. Sokolov, T. I. Gombosi, D. L. De Zeeuw, and M. Opher, Astrophys. J. **684**, 1448 (2008).
7. G. F. Krymsky, V. G. Grigoryev, and S. A. Starodubtsev, JETP Lett. **88**, 411 (2008).
8. E. G. Berezhko and S. N. Taneev, Astron. Lett. **39**, 393 (2013).
9. L. I. Dorman, *Cosmic Rays in the Earth's Atmosphere and underground*, Kluwer Academic Publishers, Netherlands (2004).
10. L. I. Dorman, *Cosmic Ray Variations*, Gos. Izd. Tekh.–Teor. Liter. M. (1957) (in Russian).
11. M. Hareyama, T. Shibata, and Runjob Collaboration, J. Mod. Phys. A. **20**, 6769 (2005).
12. V. G. Grigoryev, S. A. Starodubtsev, and M. A Evstafieva, J. Phys.: Conf. Ser. **409**, 012173 (2013).
13. J. L. Lovell, M. L. Duldig, and J. E. Humble, J. Geophys. Res.: Space Phys. **103**, 23733 (1998).
14. D. J. Bombardieri, K. J. Michael, M. L. Duldig, and J. E. Humble, Astrophys. J. **665**, 813 (2007).
15. E. V. Vasheyuk, Yu. V. Balabin, and L. I. Miroshnichenko, Adv. Space Res. **41**, 926 (2008).
16. E. V. Vasheyuk, Yu. V. Balabin, A. V. Germanenko, and B. B. Gvozdevskii, Bull. RAS: Physics **75**, 770 (2011).
17. D. Lario, A. Aran, and R. B. Decker, Solar Phys. **260**, 407 (2009) .
18. L. I. Miroshnichenko, K.-L. Klein, G. Trottet, P. Lantos, E. V. Vashenyuk, Yu. V. Balabin, and B. B. Gvozdevsky, J. Geophys. Res. **110**, A09S08 (2005).
19. J. W. Bieber, J. Clem, P. Evenson, R. Pyle, D. Ruffolo, and A. Sáiz, Geophys. Res. Lett. **32**, L03S02 (2005).
20. V. M. Dvornikov, V. E. Sdobnov, and M. V. Yudina, Bull. RAS.: Physics **69**, 924 (2005).
21. D. C. Ellison and R. Ramaty, Astrophys. J. **298**, 400 (1985).
22. D. V. Reames, AIP Conf. Proc. **374**, 35 (1996).
23. S. W. Kahler, Astrophys. J. **428**, 837 (1985).
24. M. A. Lee and J. M. Ryan, Astrophys. J. **303**, 829 (1986).
25. E. G. Berezhko and S. N. Taneev, Astron. Lett. **29**, 530 (2003).
26. G. P. Zank, W. K. M. Rice, and C. C. Wu, J. Geophys. Res. **105**, 25079 (2000).
27. W. K. V. Rice, G. P. Zank, and G. Li, J. Geophys. Res. **108**, 1369 (2003).
28. C. K. Ng, D. V. Reames, and A. J. Tylka, Astrophys. J. **591**, 461 (2003).
29. L. I. Miroshnichenko and J. Perez-Peraza, Int. J. Mod. Phys. A **23**, 1 (2008).
30. G. F. Krymskii, Sov. Phys. Dokl. **22**, 327 (1977).
31. E. G. Berezhko and G. F. Krymskii, Sov. Phys. Usp. **31**, 27 (1988).
32. E. G. Berezhko, S. N. Taneev, S. I. Petukhov, and A. A. Turpanov, Astron. Lett. **22**, 260 (1996).
33. L. O'C. Drury, Proc. 32nd ICRC **6**, 171 (2011).