

УДК 523.165

## ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА И ВРЕМЕННОЙ ДИНАМИКИ ПОТОКОВ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЯМИ 0.8–6.0 МэВ НА ГЕОСТАЦИОНАРНОЙ ОРБИТЕ НА ФАЗЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ МАГНИТНОЙ БУРИ 6 АПРЕЛЯ 2000 г.

© 2007 г. М. Ф. Бахарева, Л. В. Тверская, Т. А. Иванова, Н. Н. Веденькин

*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына  
Московского государственного университета, Москва*

*e-mail: tverskaya@taspd.sinp.msu.ru*

Поступила в редакцию 13.05.2005 г.

После доработки 15.05.2006 г.

Проведен анализ формы энергетического спектра электронов в диапазоне энергий 0.8–6.0 МэВ и временной динамики потоков электронов на длительной (~10 суток) фазе восстановления магнитной бури 6 апреля 2000 г. по данным геостационарного спутника “Экспресс-A2”. Проведена интерпретация этих данных на основе аналитического решения нестационарного уравнения для функции распределения частиц с учетом статистического ускорения и катастрофического вылета частиц из области ускорения.

PACS: 94.30.Lr

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование проблемы больших и долгоживущих (>3 суток) потоков электронов с энергиями  $\geq 1$  МэВ в магнитосфере Земли на фазе восстановления магнитной бури и представляющих большую опасность в связи с возможными повреждениями аппаратуры ИСЗ продолжает оставаться весьма актуальной.

В последнее время многие авторы склоняются к мнению, что причиной длительных возрастных потоков электронов в периоды сильной геомагнитной возмущенности является неадиабатический процесс стохастического ускорения, связанный с резонансным взаимодействием волна – частица в магнитосфере Земли [Horne and Thorne, 1998; Summers and Ma, 2000; Dmitriev et al., 2001; Meredith et al., 2003; Horne et al., 2003; Summers et al., 2004]. Такая точка зрения подтверждается спутниковыми данными, согласно которым возрастания потоков электронов с энергиями  $\geq 1$  МэВ в магнитосфере Земли ( $3 < L < 7$ ) сопровождаются возрастаниями интенсивности свистовой турбулентности, достаточной для эффективного стохастического ускорения электронов за время  $\geq 1$  сутки. В эти же периоды наблюдаются возрастания потоков электронов с энергиями ~100–200 кэВ, могущих играть роль инжектора первичных частиц (англ. “seed electrons”) [Meredith et al., 2003]. Соответствующее теоретическое исследование проводилось на основе квазилинейной кинетической теории известных стохастических механизмов ускорения и учета катастрофического выле-

та электронов из области ускорения [Summers and Ma, 2000; Бахарева и Дмитриев 2002; Бахарева, 2003, 2005; Summers et al., 2004]. Было показано, что при определенных условиях эти механизмы могут обеспечить наблюдаемый медленный темп ускорения и большие потоки электронов в магнитосфере Земли.

При анализе экспериментальных спутниковых данных большое внимание уделяется исследованию временной динамики долгоживущих потоков мэвных электронов на фазе восстановления магнитных бурь [Reevs et al., 1998; McAdams et al., 2001]. Развитие нестационарной теории стохастического ускорения с учетом катастрофических потерь позволило объяснить некоторые общие свойства длительной временной динамики электронов [Бахарева, 2003, 2005; Summers et al., 2004].

Для решения проблемы ускорения весьма важна информация об энергетическом спектре электронов в период послебурового возрастания потоков, особенно в высокоэнергичных каналах ( $\geq 2$  МэВ). Однако таких данных в литературе мало, и они относятся, главным образом, к малоэнергичным каналам (от десятков кэВ до ~1 МэВ). Исключением является ранняя работа [Baker et al., 1986], в которой по данным геостационарного спутника 1979 – 52 был исследован дифференциальный энергетический спектр электронов в диапазоне энергий ~3–10 МэВ, наблюдавшийся через несколько дней после магнитной бури 11 июня 1980 г.

В данной работе мы анализируем энергетический спектр электронов в диапазоне энергий 0.8–6.0 МэВ и особенности временной динамики электронов на длительной фазе (~10 суток) восстановления магнитной бури 6 апреля 2000 г. по данным геостационарного спутника “Экспресс-А2”. Для анализа этих данных мы используем аналитическое решение нестационарного уравнения для функции распределения релятивистских электронов с учетом стохастического ускорения и катастрофического вылета электронов из области ускорения и на этой основе оцениваем параметры ускорения и потерь. В разделе 5 в предположении, что ускорение происходит непосредственно на геостационарной орбите, рассматриваются стохастические механизмы ускорения, которые могут обеспечить наблюдаемую эффективность ускорения.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЭЛЕКТРОНОВ

Искусственный спутник Земли (ИСЗ) “Экспресс-А2” был запущен на геостационарную орбиту (высота 36.6 тыс. км; долгота ~80°) в марте 2000 г. На этом спутнике был установлен дифференциальный спектрометр, который регистрировал электроны в следующих интервалах энергий: 0.8–1.0, 1.0–1.2, 2.0–4.0, 4.0–6.0 и >6 МэВ [Балашов и др., 2003]. На рис. 1 представлен временной ход интенсивности электронов по данным двух каналов спектрометра 0.8–1.0 и 4.0–6.0 МэВ за период с 4 по 18 апреля 2000 г. (нижние две панели на рис. 1).

6 апреля началась сильная магнитная буря ( $|Dst|_{\max} \sim 300$  нТл), после которой во внутренней магнитосфере сформировался пояс релятивистских электронов с максимумом на  $L \approx 3$ . На фазе восстановления этой бури была зарегистрирована еще одна слабая магнитная буря 10 апреля ( $|Dst|_{\max} \sim 60$  нТл), которая привела к появлению второго максимума потоков релятивистских электронов на  $L \approx 4.5$  [Tverskaya et al., 2003]. На геостационарной орбите ( $L \approx 6.6$ ), как видно из рис. 1, потоки электронов заметно возросли на фазе восстановления сильной магнитной бури 6 апреля (по сравнению с добуравым уровнем). Эти возросшие потоки удерживались на одном и том же уровне вплоть до 16 апреля 2000 г., когда началась очередная магнитная буря. Аналогичный эффект наблюдался во всех остальных указанных выше энергетических каналах. Аналогичная временная динамика потоков электронов с энергиями >0.6 МэВ и >2 МэВ наблюдалась с 7 по 18 апреля 2000 г. на геостационарной орбите по данным ИСЗ GOES-8 и 10 [http://www.sec.noaa.gov/Data/goes.html]. Таким образом, можно утверждать, что после бури 6 апреля наблюдалась (за вычетом суточных вариаций) длительная (~8 суток) “пла-

тообразная” форма потоков релятивистских электронов во всех энергетических каналах.

Так как временные профили электронов имеют большие суточные вариации, то для анализа спектра электронов мы выбрали в течение каждого суток один и тот же момент времени 00 UT (~05 LT), когда потоки электронов были близки к среднесуточным значениям. Наблюдаемые в эти моменты времени потоки  $j$  сохранялись практически на одном и том же уровне с ~9 по 15 апреля включительно и равнялись  $j \sim 4 \times 10^4$ ;  $1.4 \times 10^4$ ;  $7.6 \times 10^2$ ;  $4 \times 10^1$  (см<sup>2</sup> с ср)<sup>-1</sup>, соответственно, в интервалах энергий 0.8–1.0; 1.0–1.2; 2.0–4.0; 4.0–6.0 МэВ [Балашов и др., 2003]. Эти значения  $j$  использовались для установления формы дифференциального энергетического спектра  $dJ/dE \approx j/\Delta E$ , где  $\Delta E = 0.2$  МэВ для первых двух и  $\Delta E = 2$  МэВ – для последних двух интервалов  $E$ . В результате было установлено, что  $dJ/dE$  имеет четко выраженную степенную по импульсу  $p$ , а не по энергии, форму с показателями  $q = 6.45$  во всем диапазоне энергий от 0.8 до 6.0 МэВ. А именно:

$$dJ/dE = 8.9 \times 10^7 p^{-6.45} (\text{см}^2 \text{ с ср МэВ})^{-1}. \quad (1)$$

Здесь  $p = \sqrt{\kappa(\kappa + 2)}$  – безразмерный импульс электронов, где  $\kappa = E/mc^2$ ,  $E$  – кинетическая энергия в МэВ,  $mc^2 = 0.51$  МэВ. При получении (1) значения  $p$  рассчитывались для средней энергии в каждом из 4-х указанных интервалов  $E$  и равнялись, соответственно, 2.57; 3.0; 6.8; 10.74. Полученный спектр (1) изображен на рис. 2 в двойном логарифмическом масштабе.

Как следует из (1), интегральный энергетический спектр электронов определяется выражением:

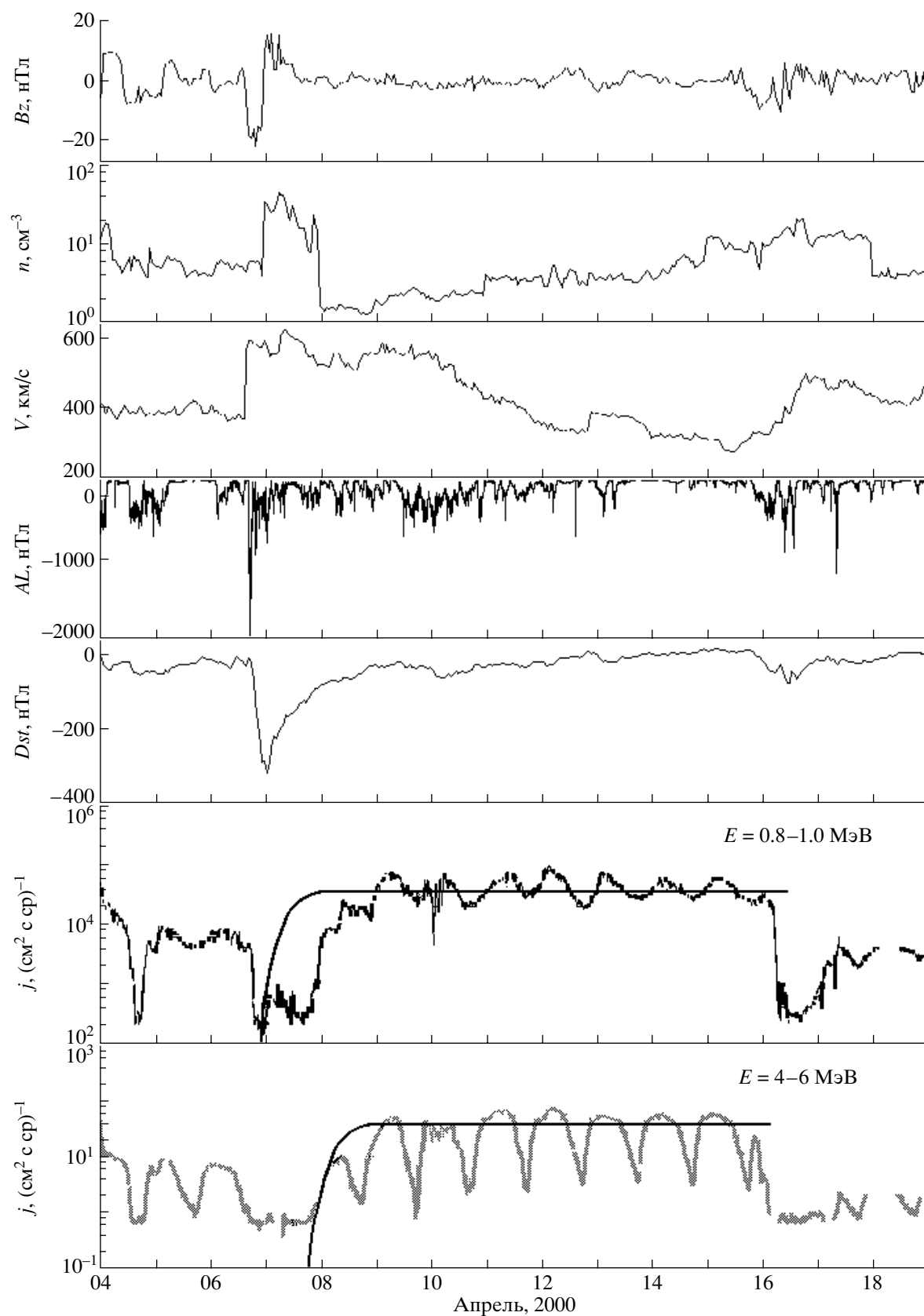
$$J(>E) = \int_E^{\infty} (dJ/dE) dE = 8.9 \times 10^6 p^{-5.45} (\text{см}^2 \text{ с ср})^{-1}. \quad (2)$$

При получении (2) мы учли, что  $dE = mc^2 p(1 + p^2)^{-1/2} dp \approx mc^2 dp$ . Из (1) и (2) следует, что дифференциальный и интегральный спектры связаны простым соотношением:

$$dJ/dE = (q - 1)(mc^2 p)^{-1} J(>E), \quad (3)$$

где  $q$  – показатель дифференциального спектра (1),  $p$  – безразмерный импульс.

Далее мы рассмотрели значения потоков электронов с энергиями  $E > 0.6$  и >2 МэВ по данным геостационарного спутника GOES-10 [http://www.sec.noaa.gov/Data/goes.html]. Согласно этим данным, с 9 по 15 апреля 2000 г. среднесуточные потоки электронов с энергиями >0.6 МэВ и >2 МэВ оставались практически постоянными и равнялись, соответственно,  $\sim (2\text{--}2.5) \times 10^5$  (см<sup>2</sup> с ср)<sup>-1</sup> и  $\sim (1\text{--}2) \times 10^3$  (см<sup>2</sup> с ср)<sup>-1</sup>. Расчет по формуле (2) (с учетом того, что  $p = 1.93$  и 4.81, соответственно, при  $E = 0.6$  и 2 МэВ) дает  $J(>0.6 \text{ МэВ}) =$



**Рис. 1.** Вариации потоков электронов с энергиями 0.8–1 МэВ и 4–6 МэВ по данным ИСЗ “Экспресс-А2” в период 4–18 апреля 2000 г. Гладкие кривые (на нижних двух панелях) – расчетные временные профили электронов. Сверху вниз:  $B_z$  – компонента ММП, плотность и скорость солнечного ветра, геомагнитные индексы  $AL$  и  $Dst$ .

$= 2.3 \times 10^5 \text{ (см}^2 \text{ с ср)}^{-1}$  и  $J (> 2 \text{ МэВ}) = 1.6 \times 10^3 \text{ (см}^2 \text{ с ср)}^{-1}$ . Таким образом, данные GOES-10 хорошо согласуются с установленным нами степенным по импульсу энергетическим спектром (1). Для наглядного сравнения с данными “Экспресс-A2” мы на рис. 2 привели значения  $dJ/dE$  при  $E = 0.6$  и  $2.0$  МэВ, рассчитанные по формуле (3) с использованием указанных значений  $J(>0.6 \text{ МэВ})$  и  $J(>2 \text{ МэВ})$  по данным GOES-10.

Очевидно, что формулы (1–3) описывают установившийся стационарный энергетический спектр. Эти формулы не применимы для времени нарастания потоков электронов после начала фазы восстановления бури. Вопрос о временной динамике спектра в начальные моменты времени (до установления стационарного спектра (1)) будет рассмотрен в разделе 4.

### 3. РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Для описания наблюдаемой временной динамики потоков и энергетического спектра электронов мы воспользуемся теорией статистического (стохастического) ускорения частиц. Как известно, в квазилинейном приближении по турбулентным пульсациям стохастическое ускорение частиц сводится к диффузии в импульсном пространстве. В магнитосферной плазме большую роль играют потери, связанные с вылетом частиц из области ускорения (т. н. катастрофические потери) за счет питч-углового рассеяния в конус потерь. Кинетическое уравнение для функции распределения частиц  $f$ , описывающее стохастическое ускорение и катастрофические потери, имеет вид [Гинзбург и Сыроватский, 1963; Тверской, 1967 а, б]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left[ p^2 D(p) \frac{\partial f}{\partial p} \right] - \frac{f}{t_{esc}}. \quad (4)$$

Здесь  $p = \varepsilon v/c$  – безразмерный импульс,  $\varepsilon = \sqrt{1 + p^2}$  – безразмерная полная энергия,  $D(p)$  – коэффициент диффузии в импульсном пространстве,  $t_{esc} = \text{const}$  – среднее характерное время катастрофических потерь ( $t_{esc}^{-1}$  – средний темп потерь). Как известно, функцию распределения можно считать изотропной, когда рассеяние, необходимое для ускорения, является сильным, т.е. время рассеяния  $\tau_{sc}$  частицы с импульсом  $p$  много меньше времени ускорения до такой величины импульса.

Использование уравнения (4) для описания длительных (несколько суток) возрастных потоков электронов ( $\geq 1$  МэВ) в магнитосфере Земли на фазе восстановления магнитных бурь было впервые предложено в работе [Summers and Ma, 2000]. В этой работе уточняется, что под ката-

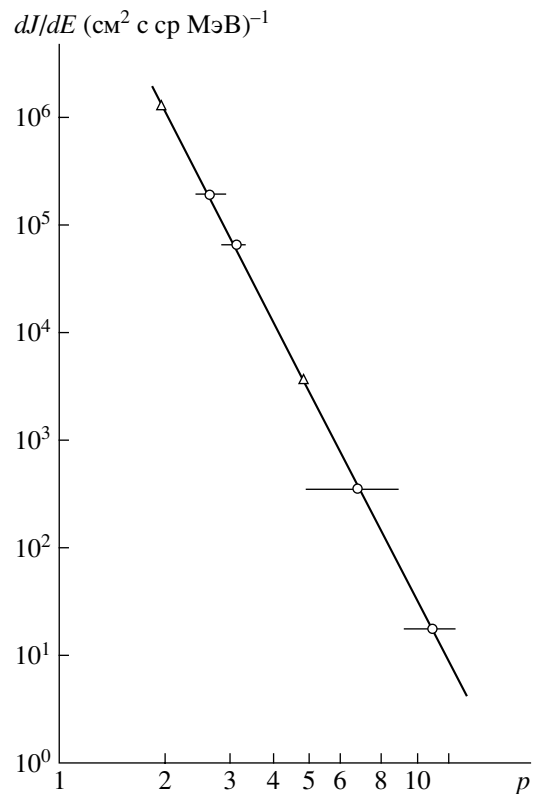


Рис. 2. Зависимость дифференциального энергетического спектра электронов  $dJ/dE$  от безразмерного импульса  $p$ , построенная по формуле (1). Кружками обозначены значения  $dJ/dE$  по данным “Экспресс-A2”, треугольниками – по данным GOES-10.

строфическими потерями понимаются потери, связанные с питч-угловой диффузией в конус потерь. А именно  $t_{esc}^{-1}$  – это усредненный по питч-углу темп потерь, связанных с рассеянием на неоднородностях магнитного поля в периоды длительного существования интенсивной плазменной турбулентности. В этой же работе указывается, что при формулировке уравнения (4) предполагалось, что темп потерь значительно меньше темпа питч-угловой диффузии. Как утверждается в цитируемой работе, а также в работе [Summers et al., 2004], оценка временной шкалы для потерь, обусловленных сильным диффузионным рассеянием в магнитосфере Земли, показывает, что величина  $t_{esc}$  порядка часов. В этих работах исследование проблемы ускорения электронов было основано на численных методах решения уравнения (4).

Дифференциальный энергетический спектр  $dJ/dE$  связан с  $f$  известным соотношением

$$dJ/dE = (4\pi mc)^{-1} p^2 f. \quad (5)$$

Рассмотрим вначале стационарный случай, когда в уравнении (4)  $\partial f / \partial t = 0$ . В работе [Бахарева, 2005] на основе аналитических решений уравнения

(4) при  $\partial f/\partial t = 0$  было показано, что форма дифференциального энергетического спектра определяется зависимостью от импульса  $p$  коэффициента диффузии  $D(p)$ . При этом форма спектра может быть различной – от степенной по импульсу  $p$  до экспоненциальной.

Решение уравнения (4) в стационарном случае приводит к степенному по импульсу энергетическому спектру, если коэффициент диффузии имеет вид:

$$D(p) = D_0 p^2. \quad (6)$$

Постоянная  $D_0$  характеризует эффективность ускорения, т.е. средний темп ускорения  $t_{ac}^{-1} = 4D_0$  ( $t_{ac}$  – усредненное по всем импульсам характерное время ускорения). Механизмы стохастического ускорения, приводящие к коэффициенту диффузии вида (6), будут рассмотрены в разделе 5.

Выражение для стационарного энергетического спектра нетрудно получить, если подставить (6) в (4), положить  $\partial f/\partial t = 0$  и использовать (5). А именно [Бахарева и Дмитриев, 2002]:

$$dJ/dE = J_0 p^{-q}, \quad q = (\sqrt{9 + 4a} - 1)/2, \quad (7)$$

где  $J_0$  – нормирующий множитель и где обозначено:

$$a = (D_0 t_{esc})^{-1} = 4t_{ac}/t_{esc}. \quad (8)$$

Безразмерная величина  $a$  характеризует отношение темпов потерь и ускорения. Чем больше темп потерь по сравнению с темпом ускорения, тем круче энергетический спектр (7).

Для описания временной динамики потоков и энергетического спектра электронов необходимо исследование решения нестационарного уравнения (4). В работе [Бахарева, 2003] было получено аналитическое решение нестационарного уравнения (4) с коэффициентом диффузии (6) при начальном условии  $\lim_{t \rightarrow 0} f = \delta(t)\delta(p-1)$ , т.е. при мгновенной инжекции малоэнергичных частиц с импульсом  $p = 1$  (электронов с энергией  $E = 210$  кэВ) в момент  $t = 0$ . Это решение имеет вид:

$$f(p, \tau) = \frac{f_0}{2\sqrt{\pi\tau}} p^{-3/2} \exp\left[-\left(\frac{9}{4} + a\right)\tau - \frac{\ln^2 p}{4\tau}\right], \quad (9)$$

где введено безразмерное время  $\tau = D_0 t$ .

В этой же работе было показано, что решение (9) имеет максимум по времени при значении  $\tau = \tau_m$ , зависящем от импульса  $p$  (чем меньше  $p$ , тем меньше  $\tau_m$ ) и от отношения темпов потерь и ускорения. При  $0 < \tau < \tau_m$  функция распределения (9) и дифференциальная интенсивность (5) быстро нарастают со временем  $\tau$ , а при  $\tau > \tau_m$  медленно падают.

Однако в реальных условиях первичный источник частиц (англ. “seed electrons”) может существовать весьма долго. В этом случае существенно изменяется временная динамика функции распределения  $f$  и, соответственно, энергетического спектра (5) [Бахарева, 2003]. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Если первичный источник частиц существует в течение конечного интервала времени  $t_0$ , то, как известно, функция распределения  $f(p, t)$  преобразуется в функцию  $F(p, t)$ :

$$F(p, t) = \int_0^t Q(z) f(p, t-z) dz, \quad t \leq t_0 \quad (10)$$

где  $Q(z)$  – функция источника. При  $t > t_0$  верхний предел интегрирования в (10) заменяется на  $t_0$ . Также, как в работе [Бахарева, 2003], будем предполагать, что  $Q(t) = Q_0$  при  $t \leq t_0$  и  $Q = 0$  при  $t > t_0$ , где  $Q$  – число частиц, испускаемых из единицы объема в единицу времени. Если подставить (9) в (10), ввести замену переменной  $D_0(t-z) = y$ , учесть, что  $\tau = D_0 t$  и использовать (5), то получим следующее выражение для дифференциального энергетического спектра:

$$\frac{dJ}{dE} = A p^{1/2} \int_0^\tau \frac{1}{\sqrt{y}} \exp\left[-\left(\frac{9}{4} + a\right)y - \frac{\ln^2 p}{4y}\right] dy, \quad (11)$$

где обозначено

$$A = Q_0 (8\pi^{3/2} m c D_0)^{-1}. \quad (12)$$

Выражение (11) справедливо при  $\tau \leq \tau_0$ , где  $\tau_0 = D_0 t_0$  – безразмерная длительность инжекции; при  $\tau > \tau_0$  нижний предел интегрирования в (11) заменяется на  $(\tau - \tau_0)$ .

Интегрирование в (11) удастся выполнить только в предельном случае, когда  $\tau$  и  $\tau_0 \rightarrow \infty$ . Это интегрирование приводит к стационарному энергетическому спектру (7) и к конкретизации нормировочной постоянной  $J_0$  в (7), а именно:

$$J_0 = 2A\pi^{1/2} (9 + 4a)^{-1/2}, \quad (13)$$

где постоянная  $A$  определена формулой (12).

В общем случае, при произвольных значениях  $\tau$  и  $\tau_0$ , интегрирование в (11) возможно только численным способом. Численный расчет, проведенный в работе [Бахарева, 2003], показал, что длительная инжекция приводит к образованию “плато” на временном профиле потоков частиц. При этом длительность “плато” зависит от длительности инжекции  $\tau_0$ , от энергии частиц и от значения  $a$ .

В случае наблюдаемого степенного по импульсу стационарного энергетического спектра вида (7) постоянная  $a$  в (11) (характеризующая отношение темпов потерь и ускорения (8)) вычисляется по

значению показателя этого спектра  $q$ . А именно, как следует из (7),

$$a = q^2 + q - 2. \quad (14)$$

Отметим, что при исследовании зависимости динамики потоков частиц от реального времени  $t$  следует учитывать, что  $\tau = D_0 t$ , где  $D_0$  – эффективность ускорения.

#### 4. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА И ВРЕМЕННОЙ ДИНАМИКИ ПОТОКОВ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЯМИ 0.8–6.0 МэВ

В данном разделе мы сравним приведенные в предыдущем разделе решения кинетического уравнения (4) с экспериментом. Целью сравнения является описание наблюдаемых энергетического спектра и длительной “платообразной” формы временных профилей электронов, включающее оценку эффективности ускорения  $D_0$ , темпа потерь, мощности и длительности инжекции без привлечения какой-либо конкретной модели стохастического ускорения и потерь.

Согласно решениям уравнения (4), степенной по импульсу стационарный энергетический спектр реализуется только в случае, когда  $t_{esc} = \text{const}$ , а коэффициент диффузии имеет вид (6), то есть темп ускорения  $t_{ac}^{-1} \sim p^{-2} D(p)$  не зависит от импульса  $p$ . Очевидно, что наблюдаемый степенной по импульсу энергетический спектр электронов (1) соответствует стационарному спектру (7) с показателем  $q = 6.45$ . При этом нормировочная постоянная  $J_0 = 8.9 \times 10^7 \text{ (см}^2 \text{ с ср МэВ)}^{-1}$ . Из (14) следует, что при показателе спектра  $q = 6.45$  величина  $a = 46$ , т.е. согласно (8) отношение темпов потерь и ускорения  $t_{ac}/t_{esc} = 11.5$ . Таким образом, можно утверждать, что наблюдаемая большая крутизна спектра связана с быстрым темпом потерь. За счет быстрого темпа потерь происходит систематическая убыль ускоренных частиц, причем тем более значительная, чем больше энергия частиц. А за счет непрекращающегося стохастического ускорения (в течение всего времени существования больших потоков электронов) происходит непрерывное пополнение быстрых частиц в области ускорения. Подставляя указанные  $a$  и  $J_0$  в (13), находим постоянную  $A = 3.2 \times 10^8 \text{ (см}^2 \text{ с ср МэВ)}^{-1}$ , определяющую абсолютное значение развивающегося во времени процесса изменения  $dJ/dE$  (11) при конечной длительности инжекции.

Нами был проведен расчет зависимости  $dJ/dE$  от безразмерного времени  $\tau$  по формуле (11) при указанных  $a$  и  $A$ . Расчет производился численным способом для четырех значений безразмерного импульса  $p = 2.57; 3.0; 6.8; 10.74$ , соответствующих средним энергиям электронов в интервалах

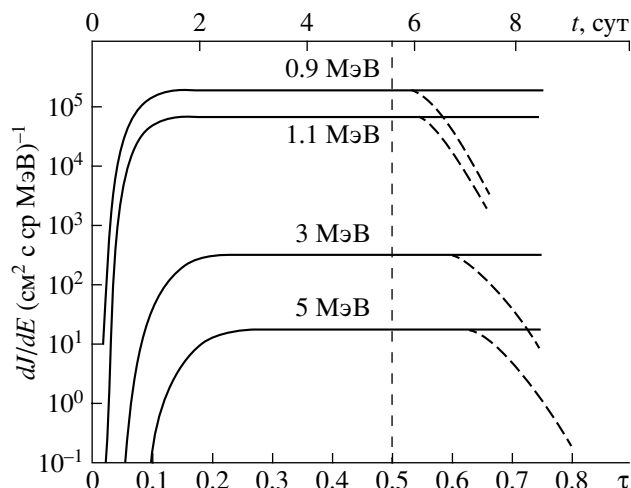
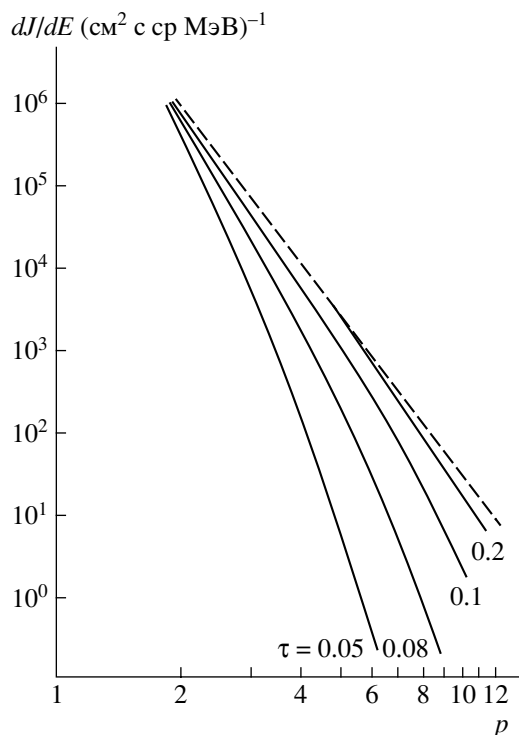


Рис. 3. Зависимость дифференциальной интенсивности  $dJ/dE$  электронов указанных энергий от безразмерного времени  $\tau$ , рассчитанная по формуле (11) при неограниченной длительности инжекции  $\tau_0$  (сплошные кривые) и при  $\tau_0 = 0.5$  (те же кривые, переходящие в пунктирные). Момент  $\tau_0 = 0.5$  отмечен вертикальной пунктирной прямой. Реальное время  $t$  указано на верхней горизонтальной оси.

$E = 0.8\text{--}1.0; 1.0\text{--}1.2; 2.0\text{--}4.0; 4.0\text{--}6.0$  МэВ (рис. 3). При этом мы не налагали ограничения на длительность инжекции  $\tau_0$ . Основанием служил тот факт, что наблюдаемые временные профили электронов во всех 4-х интервалах энергий резко обрываются практически в одно и то же время ~16 апреля. Согласно применяемой теории, это свидетельствует не о прекращении инжекции, а о другой причине, в данном случае – о начале новой магнитной бури. Горизонтальные прямые на рис. 3 соответствуют значениям  $dJ/dE$ , которые практически совпадают со стационарными значениями  $dJ/dE$  (1). Если бы инжекция прекратилась в некоторый момент  $\tau_0$  (до начала новой магнитной бури 16 апреля), то при  $\tau > \tau_0$  происходил бы постепенный спад величины  $dJ/dE$ . Для иллюстрации мы рассмотрели случай, когда  $\tau_0 = 0.5$ . Расчет зависимости  $dJ/dE$  от  $\tau$  по формуле (11) при  $\tau_0 = 0.5$  показал, что после прекращения инжекции “плато” продолжает существовать некоторое время, причем тем дольше, чем больше энергия электронов (рис. 3). Аналогичный результат был получен в работе [Бахарева, 2003] по результатам численного расчета  $dJ/dE$  по формуле (11) при других значениях  $a$  и  $\tau_0$ .

По результатам расчета  $dJ/dE$  (при неограниченной длительности инжекции) строилась зависимость потоков электронов  $j = \Delta E(dJ/dE)$  от безразмерного времени  $\tau$  для каждого из четырех интервалов энергий (где  $\Delta E = 0.2$  МэВ для первых двух и  $\Delta E = 2$  МэВ для последних двух интервалов). При сравнении результатов этого расчета с наблюдаемой временной динамикой  $j$  необходимо



**Рис. 4.** Зависимость энергетического спектра электронов  $dJ/dE$  от безразмерного импульса  $p$ , построенная по формуле (11) в указанные моменты безразмерного времени  $\tau$  в период нарастания потоков электронов. Предельная прямая (пунктир) – стационарный энергетический спектр (1).

было учесть, что реальное время  $t$ , отсчитываемое от начала инжекции ( $t = \tau = 0$ ), связано с  $\tau$  соотношением  $\tau = D_0 t$ , где согласно (6)  $D_0$  – неизвестная эффективного ускорения, не зависящая от импульса  $p$ . При сравнении с экспериментом мы приняли за начало инжекции – начало магнитной бури, а именно 17.00 UT 6 апреля. Величину  $D_0$  – мы рассчитывали по формуле  $D_0 = \tau_p/t_p$ , где  $\tau_p$  – расчетное, а  $t_p$  – наблюдаемое время установления постоянного значения  $j$ . Оказалось, что во всех 4-х интервалах энергий наилучшее совпадение расчетной зависимости  $j$  от  $t$  с наблюдаемой (в моменты 00 UT с 8 по 15 апреля) достигается при значении  $D_0 = 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ . Расчетная зависимость  $j$  от  $t$ , построенная для двух интервалов энергий, изображена на рис. 1. Если за начало отсчета времени принять момент 00 UT 7 апреля 2000 г. (т.е. начало фазы восстановления бури 6 апреля), то расчетные временные профили электронов на рис. 1 переместятся по временной шкале на 7 ч вправо. При этом форма профилей не изменится. Очевидно, что при значениях  $D_0 = 10^{-6} \text{ с}^{-1}$  и  $a = 46$  темп потерь согласно (8)  $t_{esc}^{-1} = aD_0 = 4.6 \times 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ .

Нами была также исследована временная динамика энергетического спектра  $dJ/dE$  в началь-

ные моменты времени  $\tau$  до установления стационарного спектра (1). С этой целью был проведен расчет  $dJ/dE$  (в диапазоне энергий 0.6–6.0 МэВ) по формуле (11) при указанном выше значении  $a = 46$  и при нескольких малых значениях  $\tau$  (рис. 4). Как видно из рис. 4, энергетический спектр тем круче, чем меньше  $\tau$ . Укажем, что при найденной выше эффективности ускорения  $D_0$  момент  $\tau = 0.1$  соответствует реальному времени ~00 UT 8 апреля, а  $\tau = 0.2$  – моменту ~00 UT 9 апреля 2000 г. Можно утверждать, что наблюдаемая динамика спектра качественно согласуется с расчетной. Действительно, 9 апреля в 00 UT потоки электронов были весьма близки к стационарным значениям (1) (рис. 1). Более крутой спектр 8 апреля в 00 UT обусловлен тем, что по данным “Экспресс-А2” поток электронов с энергиями 4.0–6.0 МэВ был на порядок ниже стационарного, а по данным GOES-10 поток электронов с энергиями  $>0.6$  МэВ ( $p = 1.93$ ) практически совпал со стационарным значением.

В заключение данного раздела укажем, что найденные из сравнения теории и эксперимента постоянные  $D_0 = 10^{-6} \text{ с}^{-1}$  и  $A = 3.2 \times 10^8 \text{ (см}^2 \text{ с ср МэВ)}^{-1}$  позволяют вычислить мощность инжекции, т.е. число первичных частиц  $Q_0$ , испускаемых из единицы объема в единицу времени. А именно, подставляя указанные  $D_0$  и  $A$  в (12), получаем  $Q_0 = 2.43 \times 10^{-7} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ .

## 5. О МЕХАНИЗМЕ УСКОРЕНИЯ

В данном разделе речь пойдет о механизме стохастического ускорения, которое приводит к коэффициенту диффузии в импульсном пространстве вида (6) и которое может обеспечить найденную нами в предыдущем разделе (из сравнения решений уравнения (4) и эксперимента) эффективность ускорения электронов  $D_0 = 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ .

Будем предполагать, что ускорение происходит на геостационарной орбите. Так же, как в работе [Summers and Ma, 2000] предполагаем, что генерируемые во время сильных геомагнитных возмущений плазменные волны, с которыми электроны вступают в циклотронный резонанс, распространяются вдоль силовых трубок магнитного поля и захватывают область между зеркальными точками магнитных трубок. Магнитное поле  $B$  считается постоянным вдоль трубки, а спектр турбулентности  $dh^2/dk \sim k^{-\nu}$ , где  $k$  – волновое число.

Как известно в релятивистском случае (когда  $\varepsilon = \sqrt{1 + p^2} \approx p$ ) механизм стохастического ускорения Ферми, связанный с резонансным взаимодействием частиц с альвеновскими волнами, приводит к коэффициенту диффузии  $D(p)$  вида (6).

При этом эффективность ускорения  $D_0$  выражается в виде [Тверской, 1967 а,б] :

$$D_0 = 2c_A^2 (3c^2 \tau_{sc})^{-1}, \quad (15)$$

где  $\tau_{sc} \approx (B/\Delta B)^2 l / 2\pi c$  – время изотропизации,  $c_A$  – альвеновская скорость,  $(\Delta B)^2$  – интенсивность турбулентности,  $l$  – основной масштаб турбулентности.

Из дисперсионного уравнения альвеновских волн ( $\omega = kc_A$ ) и условия циклотронного резонанса с учетом эффекта Доплера ( $ckp_{\parallel} \approx \omega_B$ , где  $\omega_B$  – гирочастота электронов,  $p_{\parallel} \approx p$ ) следует, что в резонанс с альвеновскими волнами ( $\omega \leq \Omega_B$ , где  $\Omega_B$  – гирочастота протонов) вступают электроны с импульсами  $p \geq p_{\text{гр}}$ , где

$$p_{\text{гр}} = Mc_A (mc)^{-1}. \quad (16)$$

Здесь  $M/m = 1836$  – отношение массы протона и электрона.

Однако если  $p < p_{\text{гр}}$ , то электроны вступают в циклотронный резонанс со свистовой (вистлеровской) турбулентностью ( $\Omega_B < \omega \ll \omega_B$ ). В работах [Hamilton and Petrosian, 1992; Schlikeiser, 1997; Summers and Ma., 2000] была развита квазилинейная кинетическая теория стохастического турбулентного ускорения электронов для случая резонансного взаимодействия электронов со свистовыми волнами. Согласно этим работам, коэффициент диффузии  $D(p)$  релятивистских электронов (когда  $\epsilon \approx p$ ) при показателях спектра свистовой турбулентности  $2 < \nu \leq 4$  имеет вид:

$$D(p) = D_0 p^{\nu-2};$$

$$D_0 = \frac{\pi(\nu-1)^2}{\nu^2(\nu^2-4)} \left(\frac{\Delta B}{B}\right)^2 \left(\frac{m}{M}\right)^{(\nu-1)/2} \left(\frac{\omega_B}{\omega_0}\right)^{5-\nu} \omega_B, \quad (17)$$

где  $\omega_0 = (4\pi e^2 N/m)^{1/2} = 5.64 \times 10^4 \sqrt{N} \text{ с}^{-1}$  – плазменная частота.

Применительно к магнитосфере Земли, в которой магнитное поле  $B \sim L^{-3}$ , расчет  $D_0$  по формуле (17) в зависимости от  $L$ -оболочки ( $3 < L < 9$ ), от  $\Delta B$  и от  $\nu$  (при  $N = 10 \text{ см}^{-3}$ ) проводился в работе [Summers and Ma. 2000].

Согласно (17)  $D(p) = D_0 p^2$ , если  $\nu = 4$ , т.е.  $dh^2/dk \sim k^4$ . При  $\nu = 4$  формула (17) для  $D_0$  принимает вид:

$$D_0 = \frac{3\pi(\Delta B)^2}{64} \left(\frac{m}{M}\right)^{3/2} \frac{\omega_B^2}{\omega_0}. \quad (18)$$

В области свистовых волн дисперсионное уравнение при условии  $(\omega_0/\omega_B)^2 \gg 1$  имеет вид:

$$k^2 c^2 = \omega_0^2 \omega / \omega_B. \quad (19)$$

Из условия циклотронного резонанса и дисперсионного уравнения (19) следует, что резонансные

частоты  $\omega$  связаны с безразмерными импульсами  $p$  известным соотношением:

$$\omega = \omega_B^3 (\omega_0 p)^{-2}. \quad (20)$$

Укажем, что при  $\nu = 4$  частотный спектр свистовой турбулентности  $dh^2/d\omega = (dh^2/dk)(dk/d\omega) \sim \omega^{-(\nu+1)/2} \sim \omega^{-2.5}$ .

Приведем численные оценки, полагая, что на геостационарной орбите ( $L = 6.6$ ) магнитное поле  $B = 100 \text{ нТл}$ . При этом гирочастота протонов  $\Omega_B = 9.6 \text{ с}^{-1}$ , а гирочастота электронов  $\omega_B = 1.76 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$ . Вначале допустим, что плотность плазмы  $N = 1 \text{ см}^{-3}$ , так что плазменная частота  $\omega_0 = 5.64 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$ ,  $(\omega_0/\omega_B)^2 \approx 10$ . При этом альвеновская скорость  $c_A = 2.18 \times 10^8 \text{ см/с}$ , граничный импульс (16)  $p_{\text{гр}} = 13.3$ . Безразмерные импульсы электронов  $p$  с энергиями 0.8–6.0 МэВ равны, соответственно, 2.36–12.7, т.е.  $p < p_{\text{гр}}$ . Таким образом, электроны данных энергий вступают в резонанс со свистовыми волнами. При этом, как следует из (20), резонансные частоты  $\omega/2\pi = 49\text{--}1.6 \text{ Гц}$ , соответственно для электронов с энергиями 0.8–6.0 МэВ. Укажем, что эти частоты ниже нижнегибридной частоты  $\omega_{LH}/2\pi = \sqrt{\Omega_B \omega_B}/2\pi = 65.4 \text{ Гц}$ . Но при условиях  $(\omega_0/\omega_B)^2 \gg 1$  и  $\omega > \Omega_B$  волны на частотах  $\omega < \omega_{LH}$  также относят к свистовым модам [Лайонс и Уильямс, 1987]. Однако на частотах, близких к  $\Omega_B$ , необходимо использовать более точное, чем (19), дисперсионное уравнение. Расчет эффективности ускорения  $D_0$  по формуле (18) при указанных  $B$  и  $N$  дает наблюдаемое значение  $D_0 = 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ , если амплитуда свистовых волн  $\Delta B = 1 \text{ нТл}$ . Как известно, во время сильных геомагнитных возмущений амплитуда свистовых волн в магнитосфере Земли может достигать значений  $\Delta B \approx 1 \text{ нТл}$ .

Теперь допустим, что на геостационарной орбите плотность плазмы  $N = 10 \text{ см}^{-3}$ , а магнитное поле по-прежнему  $B = 100 \text{ нТл}$ . При таких  $N$  и  $B$  согласно (16)  $p_{\text{гр}} = 4.2$ , т.е. граничная энергия равна 1.7 МэВ. Таким образом, при  $E \geq 1.7 \text{ МэВ}$  электроны вступают в резонанс с альвеновскими волнами, а при  $E < 1.7 \text{ МэВ}$  – с волнами на частотах  $\omega > \Omega_B$ . В области  $\omega > \Omega_B$  расчет эффективности ускорения  $D_0$  по формуле (18) дает искомое значение  $D_0 = 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ , если амплитуда свистовых волн  $\Delta B = 1.8 \text{ нТл}$ . Такое увеличение  $\Delta B$  (по сравнению с  $\Delta B = 1 \text{ нТл}$  при  $N = 1 \text{ см}^{-3}$ ) связано с тем, что при  $N = 10 \text{ см}^{-3}$  резонансные частоты электронов смещаются в область более низких частот.

Для электронов с энергиями  $E = 1.7\text{--}6.0 \text{ МэВ}$ , резонансные частоты которых при  $N = 10 \text{ см}^{-3}$  расположены в области альвеновских волн, эффективность ускорения Ферми  $D_0$  определится формулой (15). При расчете  $D_0$  примем, что основной масштаб турбулентности  $l = 2 \times 10^8 \text{ см}$ . Та-



кой выбор  $l$  обусловлен тем, что, как известно, в области альвеновской турбулентности величина  $l$  должна превышать длину волны  $\lambda = 2\pi cr/\omega_B$  резонансных колебаний для наиболее энергичных электронов ( $\lambda = 1.36 \times 10^8$  см при  $E = 6$  МэВ). Полагая  $l = 2 \times 10^8$  см,  $N = 10$  см $^{-3}$ ,  $B = 100$  нТл, находим, что согласно (15)  $D_0 = 10^{-6}$  с $^{-1}$ , если  $\Delta B = 1.8$  нТл ( $\Delta B = 2.5$  нТл, если  $l = 4 \times 10^8$  см).

Таким образом, при большой плотности плазмы ( $N = 10$  см $^{-3}$ ) расчетное значение  $D_0$  также можно согласовать с экспериментом. Однако при этом требуется весьма высокая интенсивность турбулентности. Поэтому факт длительного существования больших потоков электронов на геостационарной орбите скорее свидетельствует о низкой плотности плазмы ( $N = 1$  см $^{-3}$ ). При этом, как следует из приведенных расчетов, для электронов с энергиями 0.8–6.0 МэВ реализуется стохастическое ускорение в области свистовых волн.

## 6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе [Бахарева, 2005] был разработан метод интерпретации энергетического спектра и временной динамики потоков частиц в сильно турбулентной замагниченной плазме. Этот метод основан на аналитических решениях нестационарного уравнения (4) для диффузии в импульсном пространстве с учетом потерь при произвольной степенной зависимости коэффициента диффузии  $D(p)$  от импульса  $p$ . В работе [Бахарева, 2005] этот метод был применен для интерпретации возрастных потоков мэвных электронов на геостационарной орбите на фазе восстановления известной магнитной бури 10.01.1997 г. В данной работе мы применили этот метод к анализу временной динамики потоков электронов с энергиями 0.8–6.0 МэВ, на длительной фазе восстановления магнитной бури 06.04.2000 г. по данным геостационарного спутника “Экспресс-A2”. Как показано в разделе 4, этот метод позволяет по наблюдаемым временным профилям частиц провести количественную оценку всех основных параметров ускорения и потерь (без конкретизации модели ускорения и потерь). А именно: показатель зависимости коэффициента диффузии  $D(p)$  от импульса  $p$ , отношения темпов потерь и ускорения, эффективности ускорения  $D_0$ , темпа потерь  $t_{esc}^{-1}$ , мощности  $Q_0$  и длительности инжекции первичных частиц. Сопоставление найденного из эксперимента коэффициента диффузии  $D(p)$  с выражением (18) для  $D(p)$ , соответствующем стохастическому ускорению в области свистовых резонансных волн, позволило оценить показатель  $\nu$  и амплитуду  $\Delta B$  резонансных волн.

В работах [Summers and Ma, 2000; Summers et al., 2004] исследование проблемы мэвных электронов во время сильной геомагнитной возмущенности проводилось на основе численных методов решения уравнения диффузии в импульсном пространстве с учетом потерь (4). При этом

заранее задавались выражение для коэффициента диффузии  $D(p)$  и параметры ускорения и потерь. В работе [Summers and Ma, 2000] использовалось выражение  $D(p)$ , приведенное нами в разделе 5 (формула (17)), соответствующее степенному спектру турбулентности. При этом рассматривался только стационарный случай. В работе [Summers et al., 2004] исследовалось нестационарное ускорение с учетом потерь и с некоторой модификацией коэффициента диффузии  $D(p)$ . А именно при выводе  $D(p)$  предполагалось, что спектр резонансной турбулентности имеет гауссову (а не степенную по частоте) форму. В этой же работе использовалось уточненное выражение для темпа потерь  $t_{esc}^{-1}$  в магнитосфере Земли, которое для релятивистских энергий практически не зависит от энергии (формулы (9), (10) и Fig. 2 в цитируемой работе). Это уточнение получено с учетом главной причины потерь во время сильной геомагнитной возмущенности. А именно – с учетом рассеяния электронов на различного типа плазменных волнах, в том числе – на ионно-циклотронных волнах. Укажем, что приведенная нами в разделе 4 оценка темпа потерь  $t_{esc}^{-1} = aD_0 = 4.6 \times 10^{-5}$  с $^{-1}$  согласуется с этими данными. В этой же работе [Summers et al., 2004, Fig. 3] представлены результаты численного расчета энергетического спектра электронов в диапазоне энергий 0.5–1.5 МэВ при значениях  $L = 4$ ,  $N = 10$  см $^{-3}$ ,  $t_{esc}^{-1} \approx 4 \times 10^{-5}$  с $^{-1}$  и при трех различных амплитудах турбулентности  $\Delta B$ . При этом был выбран единственный момент времени  $t = 2$  суток (от начала инжекции первичных частиц), который, на наш взгляд, соответствует стационарному случаю. Каких-либо аналитических решений (4) и сравнения с экспериментом в этой работе не содержится.

В ряде работ рассматривалась связь ускорения с хоровыми ОНЧ-излучениями на частотах  $\sim 0.1$ – $0.5 \omega_B$  (где  $\omega_B$  – гирочастота электронов) [Meredith et al., 2003; Horne et al., 2003; Summers et al., 2004]. При определенных условиях (особенно в областях с низкой плотностью плазмы при малых значениях  $\omega_0/\omega_B$ , где  $\omega_0$  – плазменная частота) с этой областью частот связывают энергизацию электронов от энергий  $\sim 100$  кэВ до  $\sim 1$  МэВ за счет стохастического ускорения [Horne and Thorne, 1998]. В работе [Meredith et al., 2003] по данным спутника CRRES на основе анализа 26 периодов геомагнитной возмущенности и данных спектрометрических измерений в области частот  $0.1$ – $0.5 \omega_B$  была установлена связь возрастных потоков электронов с энергиями 1 МэВ в магнитосфере Земли ( $3 < L < 7$ ) с усилением хоровых излучений на этих частотах. Эти возрастные сопровожда-

лись также повышением уровня электронов с энергиями  $\sim 100\text{--}200$  кэВ (“seed electrons”). В работе [Horne et al., 2003] приведены результаты численного расчета коэффициента диффузии в импульсном пространстве и коэффициента питч-угловой диффузии в зависимости от питч-угла и энергии электронов (от 100 кэВ до 3 МэВ) по методу Лайонса [Лайонс и Уильямс, 1987, с. 197]. При этом предполагалось, что спектр резонансной турбулентности имеет гауссову по частоте форму в области хорových излучений. Расчет проводился для  $L = 4.5$  (где  $\omega_B/2\pi = 9.54$  кГц) при значениях  $\omega = 0.05\text{--}0.65 \omega_B$ ,  $\Delta B = 0.1$  нТл и при различных значениях  $\omega_0/\omega_B$  (в пределах 1.5–10). Расчет коэффициентов диффузии проводился с учетом полного (а не приближенного) дисперсионного уравнения. При этом рассматривался пакет волн с максимумом вдоль магнитного поля и с разбросом углов распространения  $\Delta\psi = 30^\circ$ , а в условие циклотронного резонанса включались  $n = \pm 5$  (и  $n = 0$ ) циклотронные гармоники. В этой работе был сделан вывод, что локальный стохастический механизм ускорения может обеспечить ускорение электронов от  $\sim 100$  кэВ до энергии  $\sim 1$  МэВ в магнитосфере Земли за время  $\sim 1$  сутки. При этом подчеркивалась необходимость (в дальнейшем) уточнения коэффициентов диффузии с учетом усреднения по периодам баунс-осцилляций электронов между магнитными пробками, а также по периодам дрейфов частиц. В цитируемой работе не проводилось усреднение коэффициентов диффузии по питч-углу и не рассматривалось соответствующее уравнение для функции распределения частиц.

В данной статье в разделе 5 мы использовали выражения для  $D(p)$  (формулы (15), (17)), усредненные по питч-углу и соответствующие классической модели стохастического ускорения. Адаптация этой модели ускорения к свойствам магнитной ловушки представляла бы большой интерес. Однако адаптация модели ускорения к конкретным условиям в магнитосфере Земли не повлияет на проведенную нами количественную оценку коэффициента диффузии  $D(p)$ , эффективности ускорения, темпа потерь и мощности инжекции  $Q_0$  по наблюдаемым временным профилям релятивистских электронов (на основе аналитических решений уравнения (4)). А привлечение более точной модели стохастического ускорения позволит в дальнейшем провести более точную оценку спектра резонансной турбулентности для рассмотренной конкретной магнитной бури.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. По данным геостационарного ИСЗ “Экспресс-А2” установлено, что на фазе восстановления сильной магнитной бури 06.04.2000 г. ( $|Dst|_{\max} \sim 300$  нТл) дифференциальный энергетический

спектр электронов в диапазоне энергий 0.8–6.0 МэВ имел четко выраженную степенную по импульсу  $p$  форму (1) с показателем  $q = 6.45$ . Этот спектр сформировался  $\sim 9$  апреля и сохранялся вплоть до 16 апреля 2000 г. Соответствующие временные профили электронов (за вычетом суточных вариаций потоков) в измеряемых интервалах энергий  $E = 0.8\text{--}1.0$ ;  $1.0\text{--}1.2$ ;  $2.0\text{--}4.0$ ;  $4.0\text{--}6.0$  МэВ имели длительную “платообразную” форму.

2. Для интерпретации этих данных используются аналитические решения кинетического уравнения (4) для функции распределения  $f$  электронов с учетом стохастического ускорения, описываемого диффузией в импульсном пространстве (с коэффициентом диффузии вида (6)), и потерь, связанных с катастрофическим вылетом электронов в конус потерь.

3. Для интерпретации наблюдаемого энергетического спектра (1) используется стационарное решение уравнения (4) для  $f$ , согласно которому энергетический спектр имеет вид (7), а показатель спектра  $q$  определяется единственным параметром  $a$  (8), характеризующим отношение темпа потерь к темпу ускорения (чем больше это отношение, тем круче спектр).

4. Для интерпретации наблюдаемой временной динамики потоков электронов и объяснения “платообразной” формы временных профилей электронов используется нестационарное решение (9) уравнения (4), обобщенное в форме (11) для случая протяженного во времени первичного источника малоэнергичных частиц.

5. На основе указанных решений уравнения (4) (без привлечения конкретного механизма ускорения) получены численные оценки отношения темпов потерь и ускорения, эффективности ускорения  $D_0 = 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ , темпа потерь и мощности инжекции  $Q_0$ , при которых расчетные энергетический спектр и временная динамика потоков (включая абсолютные значения потоков) наилучшим образом согласуются с экспериментом.

6. Рассмотрены известные механизмы стохастического ускорения, обусловленные циклотронным резонансом электронов (с учетом эффекта Доплера) с турбулентными плазменными волнами и приводящие к коэффициенту диффузии вида (6). Показано, что стохастическое ускорение при условии резонансного взаимодействия электронов со свистовыми турбулентными волнами может обеспечить наблюдаемую на геостационарной орбите эффективность ускорения  $D_0 = 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ , если амплитуда турбулентности  $\Delta B = 1$  нТл.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ НШ – 2046. 2003.2 и гранта “Университеты России”.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Балашиов С.В. и др.* Контроль радиационной обстановки на высокоапогейных космических аппаратах // Космонавтика и ракетостроение. Т. 1. № 30. С. 95–101. 2003.
- *Бахарева М.Ф.* Нестационарное статистическое ускорение релятивистских частиц и его роль во время геомагнитных бурь // Геомагнетизм и аэронаомия. Т. 43. № 6. С. 737–744. 2003.
- *Бахарева М.Ф.* Временная динамика потоков энергичных частиц при различных типах статистического ускорения и ее свойства во время геомагнитных возмущений // Геомагнетизм и аэронаомия. Т. 45. № 5. С. 585–596. 2005.
- *Бахарева М.Ф., Дмитриев А.В.* Статистическое альвеновское ускорение электронов во внешней магнитосфере Земли // Геомагнетизм и аэронаомия. Т. 42. № 1. С. 21–31. 2002.
- *Гинзбург В.Л., Сыроватский С.И.* Происхождение космических лучей. М.: Изд-во АН СССР, С. 384. 1963.
- *Лайонс Л., Уильямс Д.* Физика магнитосферы. М.: Мир, С. 312. 1987.
- *Тверской Б.А.* К теории статистического ускорения Ферми // ЖЭТФ. Т. 52. Вып. 2. С. 483–497. 1967а.
- *Тверской Б.А.* К теории турбулентного ускорения заряженных частиц в плазме // ЖЭТФ. Т. 53. Вып. 4(10). С. 1417–1429. 1967б.
- *Baker D.N., Blake J.B., Klebesadel R.W., Higbie P.R.* Highly relativistic electrons in the Earth's outer magnetosphere 1. Lifetimes and temporal history 1979–1987 // J. Geophys. Res. V. 91. № A4. P. 4265–4276. 1986.
- *Dmitriev A.V., Bahareva M.F., Minaeva Yu.S.* Electron acceleration by magnetic pumping on the tail magnetopause // Adv. Space Res. V. 28. № 5. P. 807–812. 2001.
- *Hamilton R.J., Petrosian V.* Stochastic acceleration of electrons. 1. Effects of collisions in solar flare // Astrophys. J. V. 398. № 1. P. 350–358. 1992.
- *Horne R.B., Thorne R.M.* Potential wave modes for electron scattering and stochastic acceleration to relativistic energies during magnetic storms // Geophys. Res. Lett. V. 25. № 15. P. 3011–3014. 1998.
- *Horne R.B., Glauert S.A., Thorne R.M.* Resonant diffusion of radiation belt electrons by whistler-mode chorus // Geophys. Res. Lett. V. 30 № 9. P. 1493. 2003. doi: 10.1029/2003GL016963.
- *McAdams K.L., Reeves G.D., Friedel R.H.W., Cayton T.E.* Multisatellite comparison of the radiation belt response to the Geospace Environment Modeling (GEM) magnetic storms // J. Geophys. Res. V. 106. № A6. P. 10869–10882. 2001.
- *Meredith N.P., Cain M., Horne R.B. et al.* Evidence for chorus-driven electron acceleration to relativistic energies from a survey of geomagnetically disturbed periods // J. Geophys. Res. V. 108. № A6. P. 1248. 2003. doi: 10.1029/2002JA009764.
- *Reeves G.D., Friedel R.H.W., Belian R.D. et al.* The relativistic electron response at geosynchronous orbit during the January 1997 magnetic storm // J. Geophys. Res. V. 103. № A8. P. 17559–17570. 1998.
- *Schlikeiser R.*  $\gamma$ -ray evidence for galactic in-situ electron acceleration // Astron. Astrophys. V. 319. P. L5–L8. 1997.
- *Summers D., Ma C.* A model for generating relativistic electrons in the Earth's inner magnetosphere based on gyroresonant wave-particle interactions // J. Geophys. Res. V. 105. № A2. P. 2625–2639. 2000.
- *Summers D., Ma C., Mukai T.* Competition between acceleration and loss mechanisms of relativistic electrons during magnetic storms // J. Geophys. Res. V. 109A. P. 04221. 2004. doi: 10.1029/2004JA010437.
- *Tverskaya L.V., Pavlov N.N., Blake J.B., Selesnick R.S., Fennell J.F.* Predicting the L-position of the storm-injected relativistic electron belt // Adv. Space Res. V. 31. № 4. P. 1039–1044. 2003.