

## ВАРИАЦИИ ПОТОКОВ ЭЛЕКТРОНОВ В РАДИАЦИОННОМ ПОЯСЕ: ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОШИРОТНЫХ ЛОВУШЕК В ДНЕВНЫХ КАСПАХ

© 2022 г. А. П. Кропоткин\*

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына  
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ),  
г. Москва, Россия

\*e-mail: apkrop@dec1.sinp.msu.ru

Поступила в редакцию 25.05.2021 г.

После доработки 25.06.2021 г.

Принята к публикации 24.09.2021 г.

Бифуркация дрейфовой траектории энергичной частицы, происходящая вблизи дневной магнитопаузы, переводит частицу из приэкваториальной области в высокоширотные зоны, примыкающие к дневным магнитосферным каспам. При сильных перестройках магнитосферного поля, происходящих в ходе магнитной бури, приближение дрейфовой траектории к дневной магнитопаузе, приводящее при ее пересечении к потере частиц из пояса (dropout), порождает и одновременный выход приэкваториальной дрейфовой траектории в зону бифуркации. Процессы нарушения адиабатических инвариантов, происходящие при этом, должны приводить к обмену частицами между высокоширотными ловушками и приэкваториальной зоной захвата. Эти эффекты должны быть учтены при моделировании вариаций внешнего радиационного пояса в ходе магнитной бури, выполняемом применительно к отдельным бурям.

DOI: 10.31857/S0016794022010126

### 1. ВВЕДЕНИЕ

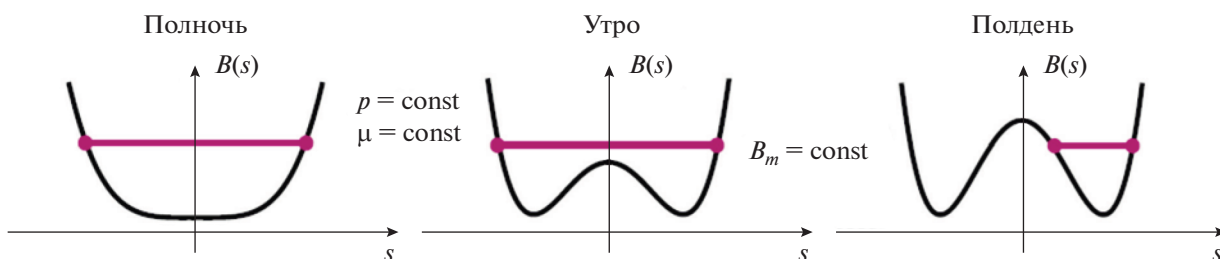
В стационарном состоянии магнитосферы энергичные частицы, составляющие радиационный пояс, совершают движение, которое может быть представлено как совокупность трех квазипериодических движений [Редерер, 1972]. Это ларморовское вращение, осцилляции между магнитными пробками и дрейфовое движение вокруг Земли. Каждое из этих движений характеризуется своим адиабатическим инвариантом. Вследствие этого стационарное состояние радиационного пояса описывается, для каждого сорта частиц, функцией распределения – фазовой плотностью  $f(\mu, K, L^*)$ . Здесь  $\mu$  – первый инвариант, магнитный момент ларморовского кружка,  $K$  – второй инвариант, продольный интеграл действия,  $L^*$  – третий инвариант, связанный с магнитным потоком, который охватывает дрейфовая траектория частицы. Каждому из этих инвариантов отвечает определенный интеграл действия, так что соответствующее квазипериодическое движение может быть представлено как траектория – замкнутый контур на фазовой плоскости, т.е. в координатах “действие–угол”.

При магнитной буре происходит существенная перестройка магнитосферной конфигурации. Наблюдательные данные свидетельствуют, что

это, как и следует ожидать, приводит к сильным вариациям в потоках частиц радиационных поясов [Turner et al., 2010, 2014, 2019; Baker et al., 2018]. Как показано в ряде работ последних лет [Green and Kivelson, 2004; Xiang et al., 2017; Ukhorskiy et al., 2006; Sorathia et al., 2017, 2018], адиабатические или неадиабатические (ускорение, высыпание, диффузия) изменения потоков энергичных электронов во внешнем радиационном поясе могут быть выявлены из сравнения профилей фазовой плотности  $f(\mu, K, L^*)$ , построенных для состояний пояса, наблюдаемых до и после магнитной бури.

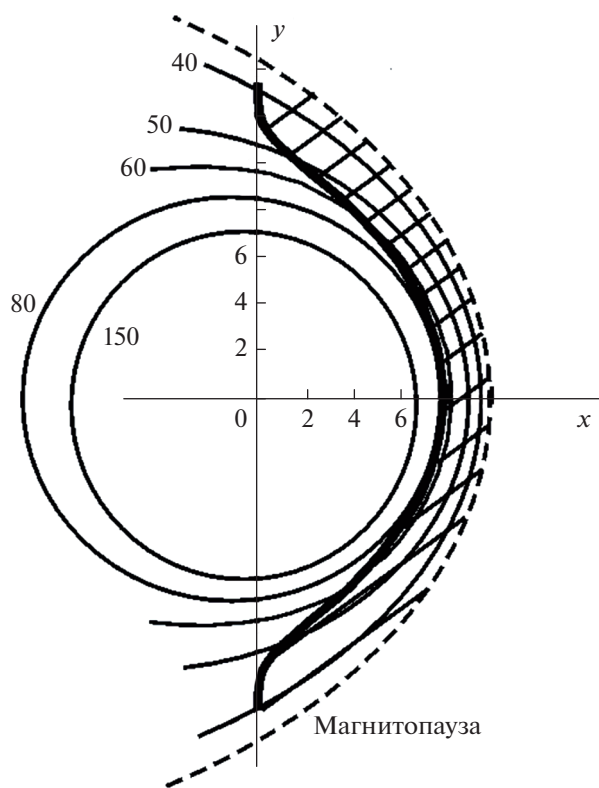
Важное обстоятельство состоит в том, что к известным механизмам нарушения адиабатичности нужно добавить те, которые происходят из-за изменений структуры геомагнитной ловушки при таком возмущении. Эти изменения приводят к появлению сепаратрис в фазовом пространстве и к их перемещениям. Вблизи сепаратрисы период осцилляций стремится к бесконечности, так что условие адиабатичности нарушается.

В данной работе мы обращаем внимание на необходимость учета таких изменений структуры геомагнитной ловушки в их влиянии на перераспределение захваченных частиц между разными зонами захвата. Такое перераспределение должно



**Рис. 1.** Последовательные положения уровня энергии  $\epsilon$ , характеризуемого значением поля  $B_m$  в точке отражения, при медленном, адиабатическом изменении хода потенциальной энергии продольного движения, характеризуемой модулем поля  $B(s)$ , которое происходит с сохранением продольного адиабатического инварианта  $I$ . Здесь  $s$  – координата частицы на силовой линии магнитного поля, вдоль которой она осциллирует (отсчитывается от экватора). Появление экваториального максимума поля приводит к бифуркации.

происходить при магнитосферных перестройках, свойственных магнитной буре, и отражаться на вариациях потоков энергичных частиц, регистрируемых на ИСЗ.



**Рис. 2.** Двухдипольная модель, экваториальное сечение. Сплошные линии – линии дрейфа приэкваториальных частиц,  $B = \text{const}$ . Жирная линия – геометрическое место точек “ветвления” дрейфовых траекторий. Координаты  $x$  и  $y$  – в земных радиусах, магнитное поле  $B$  – в нанотеслах. (Из статьи [Антонова и др., 2003]).

## 2. ЭФФЕКТЫ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ СЕПАРАТРИС

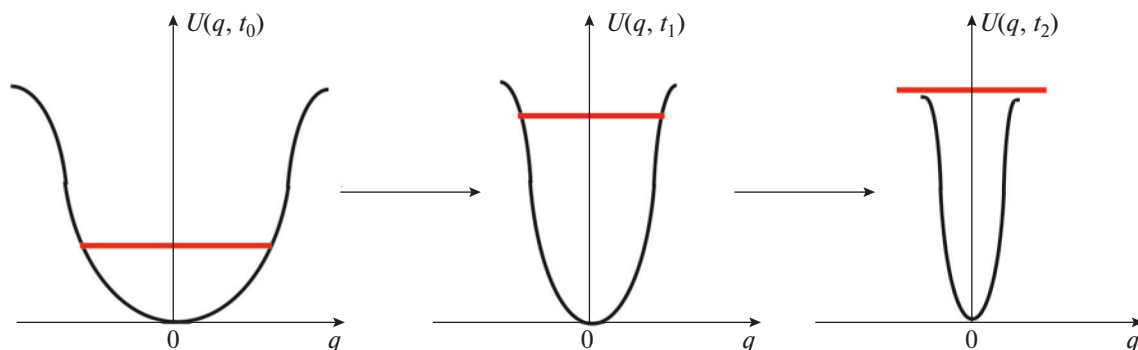
Такие эффекты имеются, в частности, в двух случаях.

1) На границе, отделяющей финитные дрейфовые траектории, охватывающие Землю, от пролетных траекторий – с одной стороны магнитопаузы на другую. На сепаратрисе в фазовой плоскости (содержащей один фокус и одно седло), разделяющей финитные и инфинитные дрейфовые траектории, нарушается третий (поточковый) инвариант движения частиц.

2) Вблизи дневной магнитопаузы, где имеются высокоширотные ловушки. Сепаратриса на фазовой плоскости (“восьмерка”, содержащая два фокуса и одно седло) разделяет два типа финитных траекторий: охватывающие либо один из двух фокусов, либо оба фокуса вместе. На такой сепаратрисе испытывает нарушение второй (продольный) инвариант. В работе [Антонова и др., 2003] этот эффект проанализирован на примере простой двух-дипольной модели магнитосферы.

Во втором случае переход через сепаратрису происходит для части дрейфовых траекторий и в стационарной магнитосфере: по ходу азимутального дрейфа частицы с ночной стороны на дневную фазовый портрет продольных колебаний меняется, на нем появляются седловая точка и два фокуса, так что частицы переходят в область внеэкваториальных минимумов поля и происходит “ветвление” дрейфовой траектории (см. рис. 1 и рис. 2). Однако перестройка магнитосферной ловушки во время бурь изменяет и эту картину: фазовый портрет варьирует и сепаратрисы смещаются.

Поясним первую из указанных двух ситуаций. Напомним простейшую модель: линейный осциллятор с медленно меняющейся частотой  $\omega$ . Его функция Гамильтона при единичной массе частицы равна



**Рис. 3.** Последовательные положения уровня полной энергии  $\epsilon$  при медленном, адиабатическом увеличении параметра  $\omega$ , следующем за изменением хода потенциальной энергии  $U(q, t)$ , которое происходит с сохранением адиабатического инварианта  $I$ . Система выходит из зоны финитных движений – периодических колебаний в зону инфинитных траекторий после пересечения сепаратрисы.

$$H = \frac{p^2}{2} + U(q), \quad U(q) = \frac{\omega^2 q^2}{2}.$$

Уравнение фазовой траектории дается законом сохранения энергии  $H(p, q) = \epsilon$ . Интеграл действия (площадь на фазовой плоскости, охватываемая траекторией):

$$I = \frac{1}{2\pi} \int dpdq = \frac{\epsilon}{\omega}.$$

Как видно, при увеличении частоты  $\omega$  энергия колебаний осциллятора пропорционально возрастает.

Если мы теперь будем считать, что потенциальная энергия системы  $U(q; t)$  только при малых  $q$  имеет указанный квадратичный вид, а при больших амплитудах колебания перестают быть гармоническими, потенциальная энергия не возрастает безгранично с ростом координаты  $q$  и не может превышать некоторого значения  $U_0$ , то при  $\omega > U_0/I$  квазипериодическое движение перестает существовать, движение становится инфинитным. Таким образом, на фазовой плоскости  $(p, q)$  при фиксированном параметре  $\omega$  имеется граничный замкнутый контур, отвечающий значению адиабатического инварианта  $I_0 = \frac{U_0}{\omega}$ . Положение этого контура есть *сепаратриса*, разделяющая на фазовой плоскости финитные и инфинитные траектории. Это поясняется на рис. 3. Давно исследованный случай такого рода – *нелинейный маятник*: в выражении потенциальной энергии  $q^2/2$  заменяется на  $1 - \cos q$ . Вводя параметр  $\kappa^2 = 1/2(1 + \epsilon/\omega^2)$ , для адиабатического инварианта  $I(\epsilon; \omega)$  можно получить

$$I(\epsilon; \omega) = \frac{8}{\pi} \omega \begin{cases} E(\pi/2; \kappa) - (1 - \kappa^2)F(\pi/2; \kappa) & \kappa \leq 1 \\ \kappa E(\pi/2; 1/\kappa) & \kappa \geq 1, \end{cases}$$

где  $F(\pi/2; \kappa)$  и  $E(\pi/2; \kappa)$  – полные эллиптические интегралы соответственно первого и второго рода. Сепаратриса проходит через точку остановки, где  $p = 0$ ; ей соответствует энергия  $\epsilon = \omega^2$ , так что  $\kappa = 1$ . Эти выражения дают неявное представление зависимости уровня энергии  $\epsilon$  от параметра  $\omega$  при фиксированном значении адиабатического инварианта, например, [Заславский и Сагдеев, 1988]).

Описанный эффект “выталкивания” траекторий с заданным значением адиабатического инварианта  $I$  из зоны периодических осциллиций в зону пролетных траекторий, происходящего при увеличении параметра  $\omega$ , имеет, конечно, общий смысл. Для дрейфовых траекторий в магнитосфере, например, в простейшей, “сферической”, модели этот эффект имеет место при поджатии магнитопаузы во время бури. Подробнее это будет представлено в разделе 3.

В работе [Антонова и др., 2003], а также в более ранних работах, в том числе *экспериментальных*, говорится о том, что в высокоширотных дневных минимумах магнитного поля *существуют ловушки частиц*. Эффект *захвата* частиц в эти ловушки реально присутствует в наблюдениях. Естественно, спутники Van Allen Probes здесь ничего не дают, как и большое число более ранних американских миссий, которые не попадали в дневные высокоширотные каспы. А вот орбиты советских спутников серий ЭЛЕКТРОН и ПРОГНОЗ позволили увидеть эффект очень давно; затем он был подтвержден и в миссии ИНТЕРБОЛ, например, [Антонова и Николаева, 1979; Антонова, 1991, 1996; Antonova et al., 2000; Savin et al., 1998; Pissarenko et al., 2001]). В американских миссиях эффект был обнаружен только на спутнике POLAR [Chen et al., 1997, 1998]. И это было представлено как “открытие” (“*discovery of trapped energetic electrons in the outer cusp*” [Sheldon et al., 1998]).

На соответствие между этими экспериментальными результатами и предсказаниями теории было обращено внимание в работах [Antonova et al., 2000, Антонова и др., 2001].

Обратимся к некоторым результатам моделирования процессов, находящих отражение в вариациях профилей фазовой плотности частиц во время магнитной бури.

(1) При моделировании методом пробных частиц на дрейфовых траекториях строго в экваториальной плоскости [Ukhorskiy et al., 2006], что происходит при попадании частицы по такой траектории в точку бифуркации? В этой работе продольное движение не учитывается, так что эффекта бифуркации как будто нет, и речь идет только о “затенении магнитопаузой” (magnetopause shadowing).

(2) В работах [Ukhorskiy et al., 2014, 2015] бифуркации учитываются, но только как механизм, стимулирующий дополнительные потери захваченных электронов внешнего радиационного пояса (РП). Но, как уже сказано, в высокоширотных дневных минимумах магнитного поля существуют *ловушки частиц*. В них частицы могут накапливаться и удерживаться довольно долго, переходя при этом в обычный РП и обратно благодаря механизмам рассеяния и действию бифуркации.

(3) В работе [Ukhorskiy et al., 2011] обращено внимание на образование в *экваториальной плоскости* минимумов поля, которые формируют локальные ловушки: электроны попадают в них на ранней стадии бури (dropout потоков электронов во внешнем РП). И выход частиц из этих ловушек при восстановлении магнитного поля на поздней стадии бури может быть частью процесса восстановления потоков во внешнем РП. Однако, не рассмотрена такая же возможность применительно к *высокоширотным ловушкам*.

### 3. ПРОСТЕЙШИЕ МОДЕЛИ

По существу, одна и та же вариация магнитосферной структуры – поджатие дневной магнитопаузы – приводит к *обоим* указанным выше эффектам в потоках захваченных частиц. С одной стороны, финитные траектории дрейфа вокруг Земли раскрываются на дневной стороне, и частицы уходят из ловушки через магнитопаузу (эффект “затенения магнитопаузой”, magnetopause shadowing), а с другой стороны, приближение дрейфовых траекторий приэкваториальных частиц к дневной стороне к магнитопаузе приводит к бифуркации – “ветвлению” дрейфовых оболочек: частицы уходят от экватора в окрестности высокоширотных минимумов магнитного поля. Захват этих частиц в высокоширотные ловушки, происходящий из-за нарушения второго

инварианта вблизи сепаратрисы, приводит к “обеднению” приэкваториальной зоны захвата. В измерениях в приэкваториальной области этот эффект, как видим, составляет конкуренцию эффекту magnetopause shadowing.

Для иллюстрации эффектов, возникающих при поджатии магнитосферы под действием *возрастающего динамического давления солнечного ветра*, что типично для начала магнитной бури, обратимся к простейшей модели. Такая модель, в которой мы рассматривали в работе [Антонова и др., 2003] эффекты высокоширотных минимумов магнитного поля на дневной стороне в динамике захваченной радиации – двух-дипольная модель магнитосферного поля. Влияние “мнимого” диполя становится особенно наглядным, простым для описания, в случае сильно удаленного “мнимого” диполя. Предельным случаем оказывается “сферическая” магнитосфера. Действительно, для сильно удаленного “мнимого” диполя мы можем приближенно полагать его напряженность постоянной везде во внутренней части магнитосферы и вплоть до полуденной магнитопаузы; положим эту напряженность однородного поля равной  $B_0$ .

Для дипольного поля на экваторе  $B_{d0} = \mu_E / r^3$ ; на оси  $B_{d1} = -2\mu_E / r^3$ . Однородное поле  $B_0$  моделирует эффект поджатия. Суммарное поле в “сферической” магнитосфере имеет на оси  $B_{tot} = -2\mu_E / r^3 + B_0$ ; так что  $B_{tot} = 0$  при  $r_0 = (2\mu_E / B_0)^{1/3}$ . На экваторе при  $r = r_0$ :  $B_{d0} = \mu_E / r^3 = \mu_E \frac{B_0}{2\mu_E} = B_0 / 2$ ;  $B_{tot} = \mu_E (B_0 / 2\mu_E) + B_0 = 3B_0 / 2$ . Так что дипольное поле на экваторе утраивается.

Таким образом, характерным пространственным масштабом оказывается  $r_0 = (2\mu_E / B_0)^{1/3}$ . Соответственно, удаленный “мнимый” диполь находится на расстоянии  $R_{mirr} = Mr_0 = M(2\mu_E / B_0)^{1/3}$ , где  $M \gg 1$ , а его магнитный момент определяется из условия  $\mu_{mirr} / M^3 r_0^3 = \mu_{mirr} B_0 / 2M^3 \mu_E = B_0$ , т.е.  $\mu_{mirr} = 2M^3 \mu_E$ .

Рассчитаем экваториальный магнитный поток:

$$\begin{aligned} \Phi(r) &= 2\pi \int_{R_E}^r dr' r' (B_0 + \mu_E / r'^3) = \\ &= 2\pi \left[ B_0 \frac{r'^2}{2} \Big|_{R_E}^r - \mu_E \frac{1}{r'} \Big|_{R_E}^r \right] = \\ &= 2\pi \left[ \frac{r^2 - R_E^2}{2} B_0 + \mu_E \left( \frac{1}{R_E} - \frac{1}{r} \right) \right]. \end{aligned}$$

Экваториальный магнитный поток при  $r = r_0 = (2\mu_E/B_0)^{1/3}$  равен

$$\begin{aligned}\Phi(r_0) &= \\ &= 2\pi \left[ \frac{(2\mu_E/B_0)^{2/3} - R_E^2}{2} B_0 + \mu_E \left( \frac{1}{R_E} - \left( \frac{B_0}{2\mu_E} \right)^{1/3} \right) \right] = \\ &= 2\pi \left( \frac{\mu_E}{R_E} - \frac{B_0 R_E^2}{2} \right).\end{aligned}$$

Как видим, когда  $B_0$  увеличивается, т.е. дневная магнитопауза поджимается, приближается к Земле, а дрейфовая оболочка частиц с некоторым заданным значением потокового инварианта  $\Phi$  движется навстречу ей (удаляется от Земли) и наконец, при  $2\pi \left( \frac{\mu_E}{R_E} - \frac{B_0 R_E^2}{2} \right) = \Phi$ , т.е. при  $B_0 = \frac{2}{R_E^2} \left( \frac{\mu_E}{R_E} - \frac{\Phi}{2\pi} \right)$ , эта оболочка касается магнитопаузы. Это порождает “ветвление” дрейфовых оболочек со все меньшими значениями третьего инварианта при увеличении  $B_0$ .

Нетрудно видеть, что к таким же эффектам должно приводить воздействие *возрастающего тока в плазменном слое геомагнитного хвоста и частично-кольцевого тока*, также свойственных магнитной буре. Соответствующие вариации магнитного поля вблизи экватора во внутренней магнитосфере и на дневной стороне у магнитопаузы состоят в ослаблении исходного поля. В результате, при неизменном динамическом давлении солнечного ветра, дневная магнитопауза должна приближаться к Земле, а дрейфовая траектория с фиксированным потоковым инвариантом должна расширяться. Таким образом, как и в первом случае, на дневной стороне дрейфовая траектория сближается с магнитопаузой.

Из простейших моделей, например, [Антонова и др., 2001] видно также, что вблизи дневных каспов изолинии с фиксированными значениями локального минимума поля  $B_{\min}$  формируют кольцевые структуры, охватывающие силовую линию, которая идет от диполя в нулевую точку поля на магнитопаузе. Эти кольцевые структуры представляют собой дрейфовые траектории частиц с нулевым значением продольного инварианта. В стационарной магнитосфере это – локальные высокоширотные магнитные ловушки (по одной ловушке в каждом из двух полушарий). В фазовом пространстве они отделены сепаратрисой от зоны “пролетных” дрейфовых траекторий, которые в этом случае представляют собой “ветвящийся” участок полных замкнутых траекторий, охватывающих Землю. Это полностью подобно ситуации с приэкваториальными дрейфовыми траекториями, которые находятся вблизи

дневной магнитопаузы: последняя отделяет финитные дрейфовые траектории, охватывающие Землю, от пролетных траекторий (с одной стороны магнитопаузы на другую). Как указано выше, в разделе 2, в этом случае на сепаратрисе в фазовой плоскости, разделяющей финитные и инфинитные дрейфовые траектории частиц, нарушается третий (потоковый) инвариант.

При наличии крупномасштабного магнитосферного возмущения, свойственного магнитной буре, вблизи дневного каспа также происходит перестройка дрейфовых траекторий частиц в фазовом пространстве. При этом часть замкнутых траекторий размыкается, либо наоборот. Такие процессы определяют обмен частицами между двумя разными популяциями: (1) частицы, захваченные в высокоширотных ловушках и (2) частицы, дрейфующие вокруг Земли.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Здесь мы впервые обращаем внимание на ту роль, которую в вариациях внешнего радиационного пояса, свойственных магнитной буре, может играть эффект бифуркации дрейфовой траектории энергичной частицы, способный переводить ее из приэкваториальной области в высокоширотные ловушки, находящиеся в окрестности дневных магнитосферных каспов. При сильных перестройках магнитосферного поля, происходящих в ходе магнитной бури, приближение дрейфовой траектории к дневной магнитопаузе, приводящее при ее пересечении к потере частиц из пояса (dropout), порождает и одновременный выход приэкваториальной дрейфовой траектории в зону бифуркации.

Изученные ранее процессы нарушения второго адиабатического инварианта, происходящие при бифуркации “ветвления” дрейфовой траектории, указанные выше процессы нарушения третьего инварианта при бифуркации на границе области захвата в высокоширотной ловушке, а также неадиабатические процессы рассеяния частиц, захваченных в высокоширотные ловушки, на присутствующей там плазменной турбулентности, должны приводить к обмену частицами между высокоширотными ловушками и приэкваториальной зоной захвата. Вследствие этого возникают вариации внешнего радиационного пояса в ходе магнитной бури. Рассмотренные эффекты определяют следующие качественные черты таких вариаций. (1) Поджатие дневной магнитосферы на начальной фазе бури и происходящее затем на ее главной фазе возрастание тока в плазменном слое геомагнитного хвоста и частично-кольцевого тока на ночной стороне приводят к быстрому пополнению популяции, находящейся в зоне бифуркации “ветвления”. При этом соответственно должна быстро пополняться и попу-

ляция частиц, захваченных в высокоширотные ловушки, через сепаратрису, в стационарных условиях отделяющую эту популяцию от популяции, находящейся в зоне бифуркации “ветвления”. В приэкваториальной зоне это выглядит как dropout. (2) На последующей главной фазе, когда в буревом возмущении доминирует кольцевой ток, и на фазе восстановления накопленные в высокоширотных ловушках частицы сбрасываются посредством неадиабатических процессов обратно в регулярный пояс. При этом частицы “забывают”, с какой дрейфовой оболочки, с какого значения параметра  $L^*$  они попали в высокоширотные ловушки, и возвращаются на другие  $L^*$ -оболочки.

Такие вариации внешнего радиационного пояса в ходе магнитной бури должны быть в дальнейшем изучены применительно к отдельным бурям с использованием динамической магнитосферной модели, — в продолжение работ [Власова и др., 2020, 2021]. Существенную роль должны сыграть и дальнейшие исследования нарушения адиабатических инвариантов под действием плазменной турбулентности, происходящего в высокоширотных ловушках, — в продолжение подобных работ, выполняемых для основной ловушки, охватывающей Землю, например, [Orlova et al., 2014, 2016].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Антонова А.Е. Крупномасштабные структуры энергичных протонов и электронов в магнитосфере Земли // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 31. № 3. С. 536–539. 1991.
- Антонова А.Е., Николаева Н.С. Потоки энергичных электронов во внешней магнитосфере Земли по данным “Прогноз-3” // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 19. № 4. С. 615–622. 1979.
- Антонова А.Е., Губарь Ю.И., Кропоткин А.П. Энергичные захваченные частицы в модельном магнитном поле магнитосферного каспа // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 41. № 1. С. 8–11. 2001.
- Антонова А.Е., Губарь Ю.И., Кропоткин А.П. Эффекты в радиационных поясах, вызванные нарушениями второго адиабатического инварианта при наличии высокоширотных минимумов поля в дневных каспах // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 43. № 1. С. 3–8. 2003.
- Власова Н.А., Калегав В.В., Назарков И.С., Прост А. Вариации магнитного поля и динамика внешнего электронного радиационного пояса магнитосферы Земли в феврале 2014 г. // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 60. № 1. С. 9–22. 2020.  
<https://doi.org/10.1134/S0016793220010144>
- Власова Н.А., Калегав В.В., Назарков И.С. Динамика потоков релятивистских электронов внешнего радиационного пояса во время геомагнитных возмущений разной интенсивности // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 61. № 3. С. 316–326. 2021.  
<https://doi.org/10.31857/S0016794021030184>
- Заславский Г.М., Сагдеев Р.З. Введение в нелинейную физику. От маятника до турбулентности и хаоса. М.: Наука. 1988. 368 с.
- Редерер Х. Динамика радиации, захваченной геомагнитным полем. М.: Мир. 1972. 192 с.
- Antonova A.E. High-latitude particle traps and related phenomena // Radiation Measurements. V. 26. P. 409–411. 1996.
- Antonova A.E., Gubar' Yu.I., Kropotkin A.P. Energetic particle population in the high-latitude geomagnetosphere // Physics and Chemistry of the Earth, Part C: Solar, Terrestrial & Planetary Science. V. 25. Issues 1–2. P. 47–50. 2000.
- Baker D.N., Erickson P.J., Fennell J.F., Foster J.C., Jaynes A.N., Verronen P.T. Space weather effects in the Earth's radiation belts // Space Sci. Rev. V. 214. № 1. P. 17. 2018.  
<https://doi.org/10.1007/s11214-017-0452-7>
- Chen J., Fritz T.A., Sheldon R.B., Spence H.E., Spjeldvik W.N., Fennell J.F., Livi S. A new, temporarily confined population in the polar cap during the August 27, 1996 geomagnetic field distortion period // Geophys. Res. Lett. V. 24. № 12. P. 1447–1450. 1997.  
<https://doi.org/10.1029/97GL01369>
- Chen J., Fritz T.A., Sheldon R.B., Spence H.E., Spjeldvik W.N., Fennell J.F., Livi S., Russell C.T., Pickett J.S., Gurnett D.A. Cusp energetic particle events: Implications for a major acceleration region of the magnetosphere // J. Geophys. Res. V. 103. № A1. P. 69–78. 1998.  
<https://doi.org/10.1029/97JA02246>
- Green J.C., Kivelson M.G. Relativistic electrons in the outer radiation belt: Differentiating between acceleration mechanisms // J. Geophys. Res. V. 109. A03213. 2004.  
<https://doi.org/10.1029/2003JA010153>
- Orlova K., Spasojevic M., Shprits Y. Activity-dependent global model of electron loss inside the plasmasphere // Geophys. Res. Lett. V. 41. № 11. P. 3744–3751. 2014.  
<https://doi.org/10.1002/2014GL060100>
- Orlova K., Shprits Y., Spasojevic M. New global loss model of energetic and relativistic electrons based on Van Allen Probes measurements // J. Geophys. Res. Space Phys. V. 121. № 2. P. 1308–1314. 2016.  
<https://doi.org/10.1002/2015JA021878>
- Pissarenko N.F., Kirpichev I.N., Lutsenko V.N. et al. Cusp energetic particles observed by Interball Tail Probe in 1996 // Physics and Chemistry of the Earth. V. 26. № 1–3. P. 241–245. 2001.
- Savin S.P., Borodkova N.L., Budnik E.Yu. et al. Interball Tail Probe measurements in outer cusp and boundary layers // Geophysical Monograph. AGU. V. 104. P. 25–44. 1998.
- Sheldon R.B., Spence H.E., Sullivan J.D., Fritz T.A., Chen J. The discovery of trapped energetic electrons in the outer cusp // Geophys. Res. Lett. V. 25. № 11. P. 1825–1828. 1998.
- Sorathia K.A., Merkin V.G., Ukhorskiy A.Y., Mauk B.H., Sibeck D.G. Energetic particle loss through the magnetopause: A combined global MHD and test-particle study // J. Geophys. Res. Space Phys. V. 122. № 9. P. 9329–9343. 2017.  
<https://doi.org/10.1002/2017JA024268>
- Sorathia K.A., Ukhorskiy A.Y., Merkin V.G., Fennell J.F., Claudepierre S.G. Modeling the depletion and recovery of the outer radiation belt during a geomagnetic storm: Com-

- bined MHD and test particle simulations // *J. Geophys. Res. Space Phys.* V. 123. № 7. P. 5590–5609. 2018.  
<https://doi.org/10.1029/2018JA025506>
- *Turner D.L., Li X., Reeves G.D., Singer H.J.* On phase space density radial gradients of Earth’s outer-belt electrons prior to sudden solar wind pressure enhancements: Results from distinctive events and a superposed epoch analysis // *J. Geophys. Res.* V. 115. A01205. 2010.  
<https://doi.org/10.1029/2009JA014423>
- *Turner D.L. et al.* On the cause and extent of outer radiation belt losses during the 30 September 2012 dropout event // *J. Geophys. Res. Space Phys.* V. 119. № 3. P. 1530–1540. 2014.  
<https://doi.org/10.1002/2013JA019446>
- *Turner D.L., Kilpua E.K.J., Hietala H., Claudepierre S.G., O’Brien T.P., Fennell J.F. et al.* The response of Earth’s electron radiation belts to geomagnetic storms: Statistics from the Van Allen Probes era including effects from different storm drivers // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* V. 124. № 2. P. 1013–1034. 2019.  
<https://doi.org/10.1029/2018JA026066>
- *Ukhorskiy A.Y., Anderson B.J., Brandt P.C., Tsyganenko N.A.* Storm time evolution of the outer radiation belt: Transport and losses // *J. Geophys. Res. Space Phys.* V. 111. № A11. A11S03. 2006.  
<https://doi.org/10.1029/2006JA011690>
- *Ukhorskiy A.Y., Sitnov M.I., Millan R.M., Kress B.T.* The role of drift orbit bifurcations in energization and loss of electrons in the outer radiation belt // *J. Geophys. Res. Space Phys.* V. 116. № A9. A09208. 2011.  
<https://doi.org/10.1029/2011JA016623>
- *Ukhorskiy A.Y., Sitnov M.I., Millan R.M., Kress B.T., Smith D.C.* Enhanced radial transport and energization of radiation belt electrons due to drift orbit bifurcations // *J. Geophys. Res. Space Phys.* V. 119. № 1. P. 163–170. 2014.  
<https://doi.org/10.1002/2013JA019315>
- *Ukhorskiy A.Y., Sitnov M.I., Millan R.M., Kress B.T., Fennell J.F., Claudepierre S.G., Barnes R.J.* Global storm time depletion of the outer electron belt // *J. Geophys. Res. Space Phys.* V. 120. № 4. P. 2543–2556. 2015.  
<https://doi.org/10.1002/2014JA020645>
- *Xiang Z., Tu W., Li X., Ni B., Morley S.K., Baker D.N.* Understanding the mechanisms of radiation belt dropouts observed by Van Allen Probes // *J. Geophys. Res. Space Phys.* V. 122. № 10. P. 9858–9879. 2017.  
<https://doi.org/10.1002/2017JA024487>