

УДК 533.98

НАБЛЮДЕНИЕ УЗКОПОЛОСНЫХ КВАЗИПАРАЛЛЕЛЬНЫХ СВИСТОВЫХ ВОЛН В ЗОНЕ ТОРМОЖЕНИЯ БЫСТРЫХ ПОТОКОВ В БЛИЖНЕМ ГЕОМАГНИТНОМ ХВОСТЕ ПО ДАННЫМ MMS

© 2021 г. А. Ю. Малыхин^{1, *}, Е. Е. Григоренко¹, Д. Р. Шкляр¹¹Институт космических исследований РАН, г. Москва, Россия

*anmaurdreg@gmail.com

Поступила в редакцию 28.02.2020 г.

После доработки 10.04.2020 г.

Принята к публикации 29.05.2020 г.

В данной работе выполнен анализ волновой активности, зарегистрированной спутниками MMS во время продолжительной диполизации в ближнем геомагнитном хвосте ($X_{\text{GSM}} \sim -17 R_E$). Установлено, что множественные всплески узкополосных квазипараллельных свистовых волн наблюдались за передним фронтом диполизации, на фазе возрастания B_Z компоненты магнитного поля. Длительности волновых всплесков составляли $\sim 1-15$ с, характерные частоты $\sim (0.1-0.8)f_{ce}$ (f_{ce} – электронная гирочастота). На основе детального анализа одного волнового всплеска установлено, что частота, соответствующая максимальному значению линейного инкремента квазипараллельных свистовых волн, близка по величине к наблюдаемой частоте, что указывает на возможную близость спутника к источнику волн. Также мы определили, что наибольший вклад в инкремент свистовых волн в обсуждаемом случае дают электроны с питч-углами $1250-1350$ и энергиями $\sim 3-12$ кэВ. Данные наблюдения показывают, что во время диполизации тепловая и надтепловая электронные популяции наиболее эффективно участвуют в резонансном взаимодействии со свистовыми волнами.

DOI: 10.31857/S0023420621010052

ВВЕДЕНИЕ

Быстрые потоки плазмы, ускоренные в удаленных областях геомагнитного хвоста в процессе магнитного пересоединения [1], переносят к Земле магнитные структуры – так называемые Диполизационные Фронты (ДФ), характеризующиеся усиленной северной компонентой магнитного поля (B_Z) [2, 3]. Статистически показано, что при приближении к Земле, на расстояниях $X \sim -15 R_E$ быстрые потоки испытывают торможение, что приводит к формированию зоны накопления магнитного потока со сложной многомасштабной магнитной структурой, которую часто отождествляют со спонтанной вторичной диполизацией [4, 5]. В отличие от изолированных ДФ, наблюдаемых на фронте быстрого потока, и, как правило, имеющих длительность ≤ 3 мин, вторичные диполизации характеризуются сравнительно медленным ростом B_Z – компоненты магнитного поля от нескольких минут до десятков минут, на который накладываются кратковременные и более сильные по амплитуде импульсы поля B_Z [6, 7].

В зоне накопления магнитного потока и вторичной диполизации наблюдаются разнообразные

плазменные процессы, связанные с трансформацией энергии быстрых потоков: ускорение и нагрев ионов и электронов [6, 8–13]; возмущения Токового Слоя (ТС) [14, 15]; сильные флуктуации электрического поля [16]; всплески волновой активности в широком диапазоне частот [6, 17–22].

Всплески электромагнитных и электростатических флуктуаций, наблюдаемые во время диполизаций, могут привести к неадиабатическим эффектам и питч-угловому рассеянию электронов и ионов в результате взаимодействий волн и частиц. В частности, В [19] авторы продемонстрировали изменение функции распределения электронов, наблюдаемое в ограниченном диапазоне энергий (от нескольких кэВ до десяти кэВ), что могло быть объяснено взаимодействием части электронной популяции со свистовыми волнами, генерируемыми в зоне торможения быстрых потоков.

О всплесках свистовых волн во время диполизаций сообщалось во многих работах [6, 18, 21, 23, 24]. Считается, что генерация этих волновых мод связана с наличием температурной анизотропии электронов $T_{\text{PER}}/T_{\text{PAR}} > 1$, которая, в свою очередь, может возникнуть в результате бетатронного нагрева электронов на фронте диполизации [8, 19].

Однако, недостаточно высокое временное разрешение измерений 3D функций распределения электронов на спутниковых миссиях *Cluster* и *THEMIS* (3–4 с) не позволило исследовать изменения анизотропии функции распределения в течение одного волнового всплеска, длительность которого, как правило, не превышает нескольких секунд.

В настоящей работе мы исследовали динамику анизотропии функций распределения электронов и инкремента квазипараллельных свистовых мод, во время волнового всплеска наблюдаемого во время диполизации в ближнем хвосте магнитосферы Земли (на $X \sim -17R_E$). Для исследования изменений функции распределения электронов на временных масштабах волновых всплесков (<10 с) мы использовали данные эксперимента Fast Plasma Investigation (FPI) на борту спутников *MMS* [25], который в быстрой моде измеряет 3D функции распределения электронов с временным разрешением 30 мс. В результате показано, что наибольший вклад в инкремент квазипараллельных свистовых мод вносят электроны с энергиями ~нескольких кэВ и питч-углами близкими к 90° .

НАБЛЮДЕНИЕ УЗКОПОЛОСНЫХ КВАЗИПАРАЛЛЕЛЬНЫХ СВИСТОВЫХ ВОЛН ВО ВРЕМЯ ДИПОЛИЗАЦИИ В БЛИЖНЕМ ГЕОМАГНИТНОМ ХВОСТЕ

Для анализа волновой активности и функций распределения электронов были использованы данные экспериментов FIELDS и FPI [25]. В состав эксперимента FIELDS входят феррозондовый и индукционный магнитометры, позволяющие измерять как постоянное магнитное поле с временным разрешением от 0.125 с до 7.8125 мс, так и флуктуации вектора магнитного поля в диапазоне частот от 8 до 8192 Гц [26].

В состав эксперимента FPI входят ионный и электронный спектрометры, позволяющие измерять 3D функции распределения ионов и электронов в диапазоне энергий от ~10 до 30 кэВ с максимальным временным разрешением 150 и 30 мс соответственно [27]. Столь высокое временное разрешение реализуется в быстрой моде измерений, которая доступна не всегда, а лишь в течение определенных коротких интервалов времени.

На рис. 1 показан интервал диполизации магнитного поля, наблюдаемой спутниками *MMS* (приведены данные со спутника *MMS-1*) в ближнем геомагнитном хвосте 19.VI.2017 в 04.02–04.50 UT. Из рис. 1б видно, что спутники *MMS* находились в плазменном слое (ПС), т.к. абсолютная величина V_X — компоненты магнитного поля не превышала

10 нТ, и имели координаты в системе координат GSM: $X \sim -17R_E$, $Y \sim -0.5R_E$, $Z \sim 1.7R_E$.

Диполизация началась в ~04.04.30 UT после прихода быстрого плазменного потока с ДФ в ~04.03.30 UT (см. рис. 1а, 1в). Момент начала диполизации отмечен на рис. 1 сплошной вертикальной линией. На протяжении медленного роста B_Z — компоненты магнитного поля (в ~04.04.30–04.15 UT) наблюдались короткие во времени импульсы B_Z с длительностью (<3 мин). Данные признаки типичны для продолжительных диполизаций связанных с замедлением быстрых потоков и накоплением магнитного потока в ближних областях хвоста. Действительно, во время диполизации наблюдалось существенное уменьшение скорости потока плазмы направленного к Земле ($V_X > 0$) и осцилляции потока (изменение знака V_X) (см., например, [28]).

Быстрая мода измерений функций распределения электронов и полей была доступна только в течение фазы роста диполизации (интервал наличия быстрой моды измерений показан жирной горизонтальной линией над верхней панелью рис. 1). На спектрограмме показанной на рис. 1г, представлена сумма спектральных интенсивностей флуктуаций трех ортогональных компонент магнитного поля. Видно, что на фронте быстрого потока, а также на фазе роста диполизации, в частности, в окрестности импульсов B_Z наблюдались всплески волновой активности в диапазоне частот от нескольких Гц до ~сотни Гц. Во время наблюдений волновых всплесков были зарегистрированы увеличения температурной анизотропии электронов $T_{PER}/T_{PAR} > 1.0$ (см. рис. 1д). Далее мы подробно рассмотрим волновой всплеск, наблюдавшийся в 04.09–04.10 UT (этот интервал затенен серым цветом на рис. 1).

На рис. 2 представлен временной ход B_Z и B_X — компонент магнитного поля (панели а и б), суммарная спектральная интенсивность флуктуаций трех компонент магнитного поля (рис. 2в), угол между волновым вектором \mathbf{k} и внешним магнитным полем \mathbf{B} , соответствующий различным частотам и моментам времени (показан на рис. 2г в виде черно-белого кода в соответствии со шкалой справа), энерго-временная спектрограмма отношения потока электронов с питч-углами $\sim 90^\circ$ к потоку электронов движущихся коллинеарно \mathbf{B} , J_{PER}/J_{PAR} (рис. 2д). В качестве величины J_{PAR} использовался либо поток параллельных магнитному полю электронов, либо поток антипараллельных электронов, в зависимости от того, какой поток в данный момент был сильнее. На рис. 2е

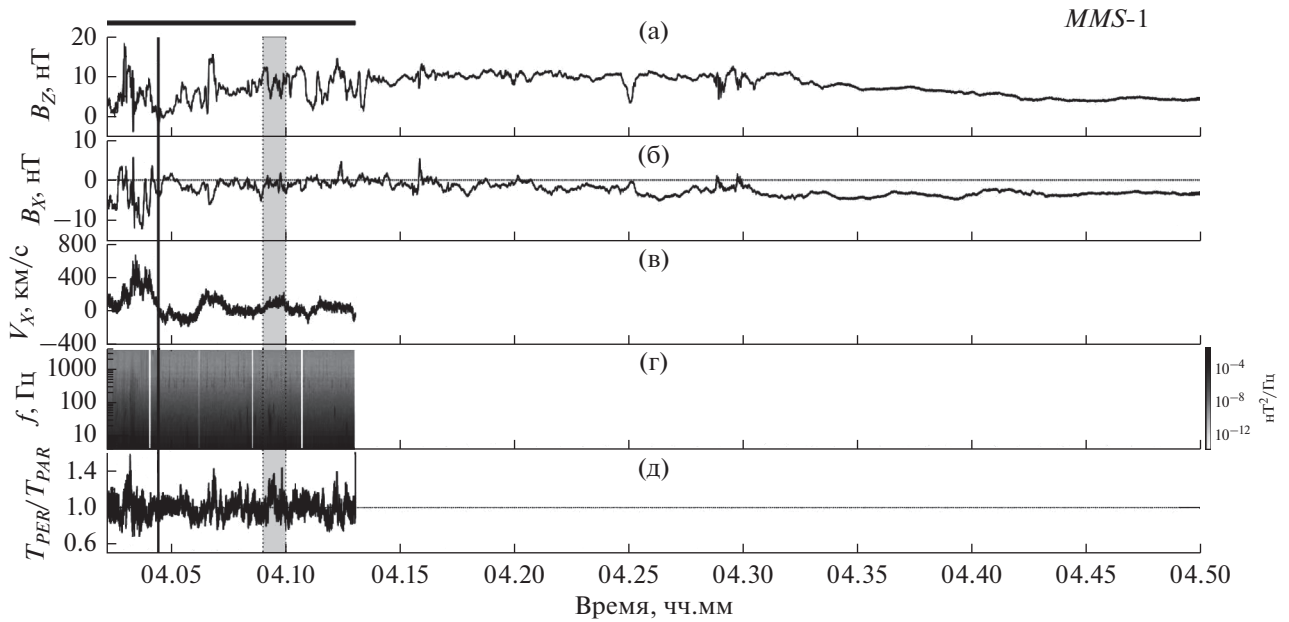


Рис. 1. Пример наблюдения диполизации магнитного поля по данным спутника *MMS-1* 19.IV.2017 г. Сверху вниз показано: временной ход B_Z (а) и B_X (б) компонент магнитного поля; X – компонента потоковой скорости ионов, V_X (в); спектрограмма интенсивности магнитных флуктуаций (г) и временной ход величины отношения перпендикулярной и параллельной температуры электронов, T_{PER}/T_{PAR} (д). Момент начала диполизации показан сплошной вертикальной линией. Интервал наличия быстрой моды измерений показан жирной горизонтальной линией над верхней панелью. Интервал наблюдений всплеска свистовых волн затенен серым цветом.

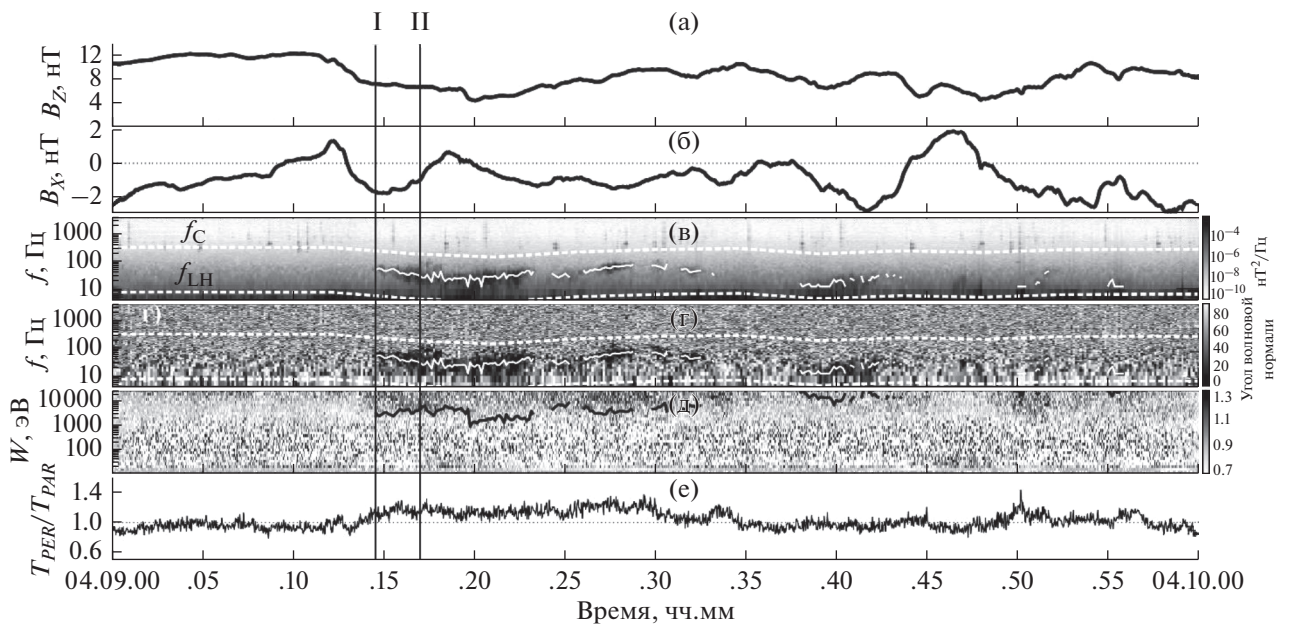


Рис. 2. Наблюдение всплеска свистовых волн спутником *MMS-1* (данный интервал затенен серым цветом на рис. 1). Сверху вниз показано: временной ход B_Z (а) и B_X (б) – компонент магнитного поля, частотная спектрограмма интенсивности флуктуаций магнитного поля (в), частотная спектрограмма величины угла волновой нормали (г), энергo-временная спектрограмма отношения потока электронов с пичч-углами близкими к 90° к потоку электронов движущихся коллинеарно \mathbf{B} , J_{PER}/J_{PAR} (д); временной ход температурной анизотропии электронов, T_{PER}/T_{PAR} (е). Вертикальными линиями выделен интервал одного из всплесков свистовых волн, выбранный для анализа. На панелях (в) и (г) белыми пунктирными линиями показан временной ход электронной гирочастоты, f_C , и нижнегибридной частоты, f_{LH} . Сплошной белой линией показан временной ход частоты соответствующей максимальной интенсивности флуктуаций магнитного поля в свистовой волне. На панели (д) сплошной черной линией показан временной ход параллельной энергии резонансных электронов. Над верхней панелью цифрами “I” и “II” отмечены моменты времени для которых были построены зависимости, показанные на рис. 3–5.

представлен временной ход температурной анизотропии электронов, T_{PER}/T_{PAR} .

Наиболее продолжительный всплеск свистовых волн (с длительностью ~ 8.5 с) наблюдался в $\sim 04.09.14-04.09.23$ UT (интервал наблюдения отмечен вертикальными линиями на рис. 2). Временной ход частоты, соответствующей максимуму мощности магнитных флуктуаций, показан на рис. 2в, 2г сплошной белой линией. Частота свистовых волн находится в диапазоне между нижнегибридной f_{LH} и электронной гирочастотой f_c (отмечены белыми пунктирными линиями). Угол распространения свистовых волн относительно направления внешнего магнитного поля не превышал 20° (см. рис. 2г). Таким образом, наблюдаемые свистовые волны можно считать квазипараллельными.

В каждый момент времени наблюдения всплеска свистовых волн мы вычислили параллельную энергию резонансных электронов согласно формуле:

$$W_{\parallel r} = m_e c^2 \frac{(\omega_c - \omega)^3}{2\omega\omega_p^2},$$

где m_e – масса электрона, c – скорость света, ω_c и ω_p – электронные гирочастота и плазменная частота соответственно, ω – частота, соответствующая максимуму мощности магнитных флуктуаций (ее временной ход показан сплошной белой линией на рис. 2в, 2г). Временной ход $W_{\parallel r}$ показан сплошной черной линией на рис. 2д.

Непосредственно перед началом всплеска свистовых волн (момент “Г”) началось возрастание величины T_{PER}/T_{PAR} (см. рис. 2е). Как видно из рис. 2д, увеличение перпендикулярной температурной анизотропии электронов связано с относительным усилением потока 90° – электронов ($J_{PER}/J_{PAR} > 1.0$) в диапазоне энергий от нескольких кэВ до ~ 30 кэВ. Важно отметить, что временной ход величины продольной резонансной энергии электронов $W_{\parallel r}$ является приблизительно нижней огибающей энергетического диапазона, в котором наблюдалось $J_{PER}/J_{PAR} > 1.0$. Так как полная энергия есть сумма продольной и поперечной энергий, то полная энергия резонансных электронов $W_r \geq W_{\parallel r}$. Таким образом, можно предположить, что усиление потока 90° электронов, наблюдаемое в диапазоне полных энергий $W \geq W_{\parallel r}$, может быть причиной генерации всплеска квазипараллельных свистовых волн. Чтобы проверить это предположение мы вычислили инкремент квазипараллельных свистовых волн для данного всплеска и определили популяцию электронов,

вносящих наибольший положительный вклад в инкремент. Метод вычисления инкремента и полученные результаты изложены в двух следующих параграфах.

ИНКРЕМЕНТ СВИСТОВОЙ ВОЛНЫ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕЙСЯ ВДОЛЬ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Линейный инкремент (декремент) свистовой волны, распространяющейся вдоль внешнего магнитного поля в однородной плазме, был получен Сагдеевым и Шафрановым [29], а также может быть найден в целом ряде работ и монографий, например, в [30, 31]. Предполагая, что невозмущенная функция распределения электронов F_0 задана в переменных (W, s) , где W – кинетическая энергия частицы и $s = \sin^2(\alpha)$ – квадрат синуса экваториального питч-угла, выражение для линейного инкремента γ может быть записано в виде:

$$\gamma = \frac{2\pi^3 c^5 e^2 (\omega_c - \omega)^{17/2}}{\omega_c \omega^{3/2} \omega_p^7} \int_0^1 F_0'(s) \frac{s ds}{(1-s)^3}. \quad (1)$$

Здесь ω – частота волны, ω_c и ω_p – электронная циклотронная и плазменная частота, соответственно, e – заряд электрона. Входящая в выражение для инкрементов волны (1) величина $F_0'(s)$ представляет собой комбинацию производных невозмущенной функции распределения электронов по переменным W и s , взятую для значения продольной скорости частицы, равной резонансной скорости:

$$F_0'(s) = \left[\frac{\partial F_0}{\partial W} + \frac{1}{W} \left(\frac{\omega_c - \omega}{\omega} - s \right) \frac{\partial F_0}{\partial s} \right]_{W=mV_r^2/2(1-s)}. \quad (2)$$

Здесь $V_r^2 \equiv \frac{(\omega_c - \omega)^2}{k^2} = c^2 \frac{(\omega_c - \omega)^3}{\omega\omega_p^2}$ – квадрат резонансной скорости, для вычисления которого использовано выражение квадрата волнового вектора $k^2 = \omega(\omega_p^2/c^2)/(\omega_c - \omega)$, справедливое для случая продольного распространения свистовой волны при выполнении условия $\omega_p^2 \gg \omega_c^2$. Поскольку после вычисления производных значение кинетической энергии полагается равным указанной выше величине, определяемой резонансной скоростью и питч-углом (см. (2)), то величина F_0' помимо частоты волны и параметров плазмы, оказывается функцией только питч-угла.

В связи с выражением (1) для инкремента волны следует подчеркнуть два важных момента. Во-первых, независимо от того, в каких переменных

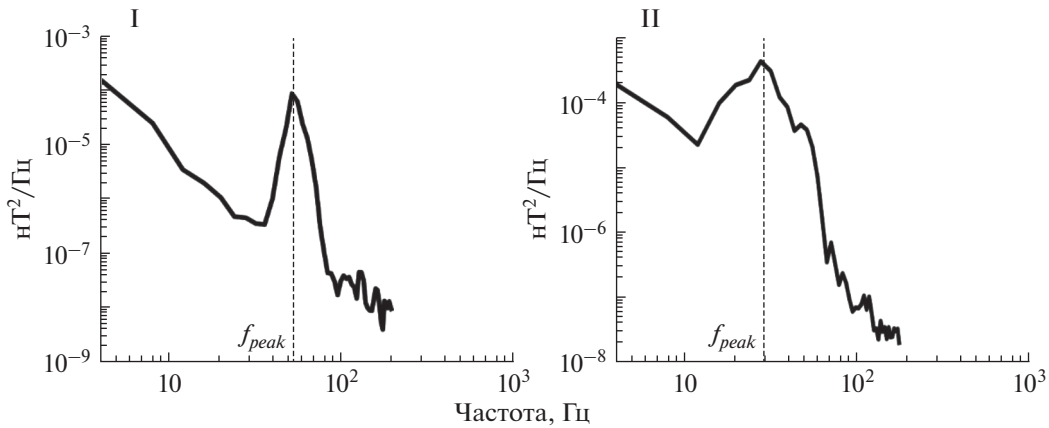


Рис. 3. Частотные спектры интенсивности магнитных флуктуаций, измеренные в моменты времени “I” и “II”, показанные на рис. 2. Частота, соответствующая максимальной интенсивности магнитных флуктуаций свистовой волны, f_{peak} , показана на спектрах вертикальной пунктирной линией.

выражена невозмущенная функция распределения, она всегда считается нормированной так, что ее интеграл по скоростям равен плотности частиц: $\int F_0 d^3 \mathbf{v} = n(\mathbf{r})$. Во-вторых, величины W и s не определяют однозначно скорость частиц, а, следовательно, и их функцию распределения – для этого необходимо также знать знак продольной скорости частицы, то есть знак $\cos(\alpha)$. Поскольку частицы с различным значением знака $\cos(\alpha)$ резонансно взаимодействуют с волнами, распространяющимися в различных направлениях по отношению к магнитному полю, то в случае, если невозмущенная функция распределения не симметрична относительно знака $\cos(\alpha)$, инкременты волн одной и той же частоты, распространяющихся в различных направлениях, оказываются различными.

Функция распределения F_0 в системе единиц СГС, в которой записано выражение для инкремента (1), связана с наблюдаемым дифференциальным потоком частиц J , измеряемым в практических единицах $1/\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{sr} \cdot \text{кэВ}$, соотношением (см. [32], а также вывод этого соотношения в [33]):

$$F_0 = 1.67 \cdot 10^{-37} \frac{J}{W_{\text{кэВ}}},$$

где J – дифференциальный поток в указанных выше практических единицах, а $W_{\text{кэВ}}$ – энергия частиц в кэВ. В действительности на спутниках *MMS* измеряется дифференциальный поток энергии J_E [$\text{кэВ}/\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{sr} \cdot \text{кэВ}$], из которого дифференциальный поток частиц J в каждом энергетическом канале получается делением на среднюю энергию в кэВ в данном канале.

В следующем параграфе мы обсудим результаты вычисления линейного инкремента для квази-

параллельных свистовых волн, наблюдаемых спутниками *MMS* во время диполизации в ближнем геомагнитном хвосте.

ОБСУЖДЕНИЕ

Диполизация, наблюдаемая спутниками *MMS* 19.VI.2017 в 04.05–04.50 UT в течение ~45 мин, может быть классифицирована как вторичная диполизация, вызванная приходом к Земле и торможением/осцилляциями быстрого плазменного потока с ДФ. На фазе роста B_Z – компоненты магнитного поля во время таких диполизаций, как правило, наблюдаются множественные кратковременные импульсы B_Z , которые обуславливают сложную многомасштабную структуру магнитного поля и его градиентов в области диполизации. Наличие магнитных градиентов, связанных как с передним фронтом быстрого потока – так называемое “сжатие”, за счет возрастания скорости потока за передним фронтом [8], так и с последующими импульсами поля B_Z , наблюдаемыми далее на фазе роста диполизации, обуславливает усиление перпендикулярной температурной анизотропии электронов за счет их бетатронного нагрева. Наличие такой анизотропии, в свою очередь, может стать причиной генерации свистовых волн [23, 34]. Однако, временное разрешение предыдущих спутниковых миссий (*Cluster*, *THEMIS* и др.) не позволяло исследовать на временных масштабах одного волнового всплеска (~ нескольких секунд) динамику функции распределения электронов и величины инкремента этих волн, а также установить популяцию электронов, которая может быть ответственной за генерацию этих волн.

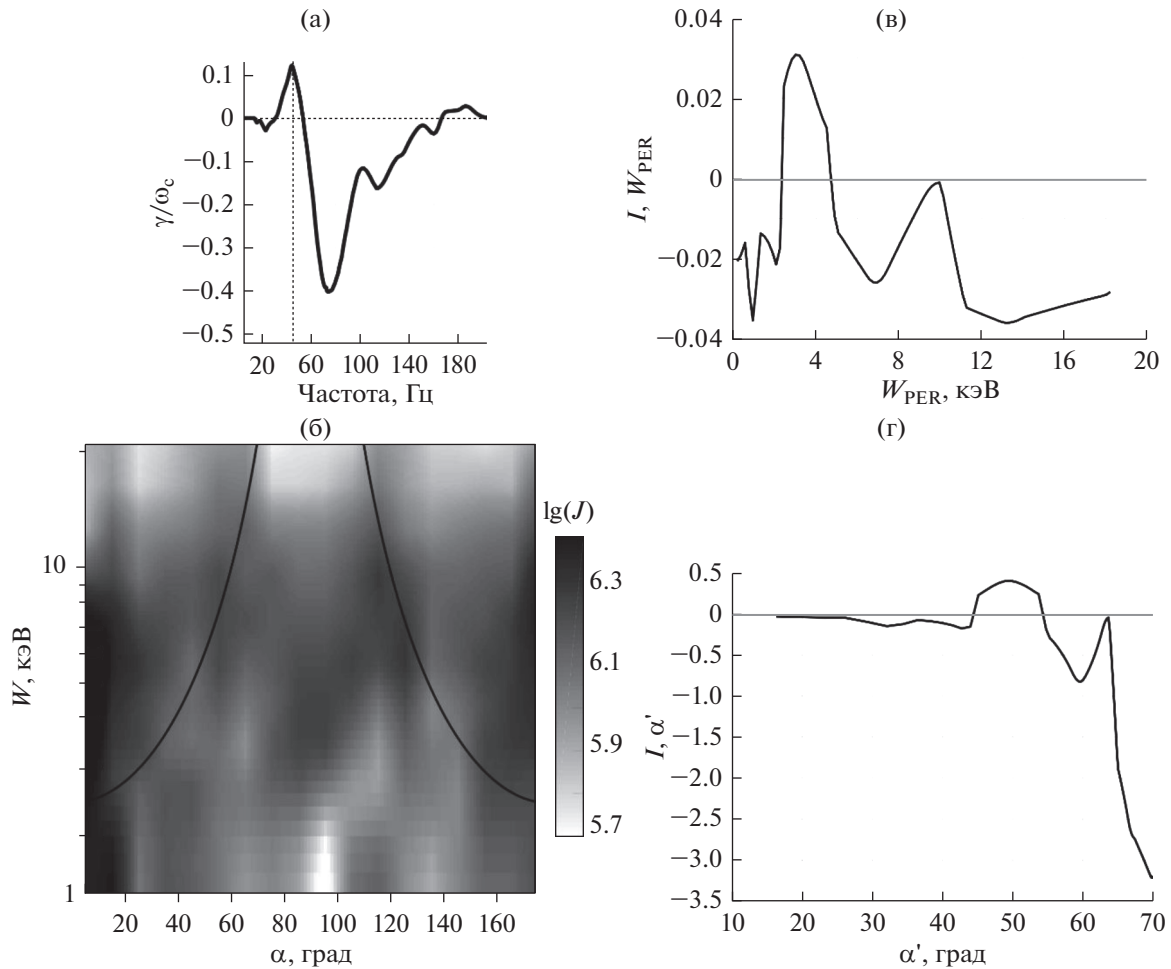


Рис. 4. Для момента времени “I” представлены частотная зависимость линейного инкремента квазипараллельных свистовых волн (а); распределение потоков электронов в формате: полная энергия (W) – питч-угол, α , (б); зависимость величины вклада электронов в инкремент $I(W_{PER})$ от перпендикулярной энергии электронов, W_{PER} (в); зависимость величины вклада электронов в инкремент $I(\alpha')$ от угла $\alpha' = 180^\circ - \alpha$ (г), вычисленные для частоты волны f_{peak} . На панели (б) величина потока электронов J ($1/\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{sr} \cdot \text{кэВ}$) показана оттенками серого согласно шкале справа; сплошной черной линией показана кривая $W = W_{\parallel r} / \cos^2(\alpha)$ (где $W_{\parallel r}$ – продольная энергия резонансных электронов), вдоль которой вычислялась производная функции распределения электронов, дающая вклад в инкремент.

Используя измерения 3D функций распределения электронов в быстрой моде на спутниках *MMS*, мы исследовали всплеск квазипараллельных свистовых волн, наблюдаемых на фазе роста диполизации в 04.09.14.776–04.09.23.276 UT. На рис. 3 представлены частотные спектры интенсивности магнитных флуктуаций ($|B|^2$), измеренные спутником *MMS-1* в моменты времени “I–II”, отмеченные вертикальными линиями на рис. 2.

В начальный момент волнового всплеска (момент I) генерация квазипараллельных свистовых волн наблюдается в узком диапазоне частот: 42–72 Гц с максимумом интенсивности магнитных флуктуаций на частоте $f_{peak} = 56$ Гц. Далее, интенсивность флуктуаций нарастает, достигая макси-

муму к моменту II, при этом происходит расширение частотного диапазона свистовых волн (16–64 Гц) и смещение их частоты в сторону низких частот; при этом $f_{peak} = 32$ Гц. К окончанию всплеска амплитуда флуктуаций уменьшается и частотный диапазон свистовых волн сужается (36–52 Гц, $f_{peak} = 44$ Гц).

На рис. 4–5 представлены частотные зависимости линейного инкремента квазипараллельных свистовых волн (панель а), вычисленные согласно формуле, представленной в предыдущем параграфе для моментов времени I и II. Здесь, важно отметить, что для вычисления инкремента мы не делали никаких предположений о форме функции распределения электронов, а использовали

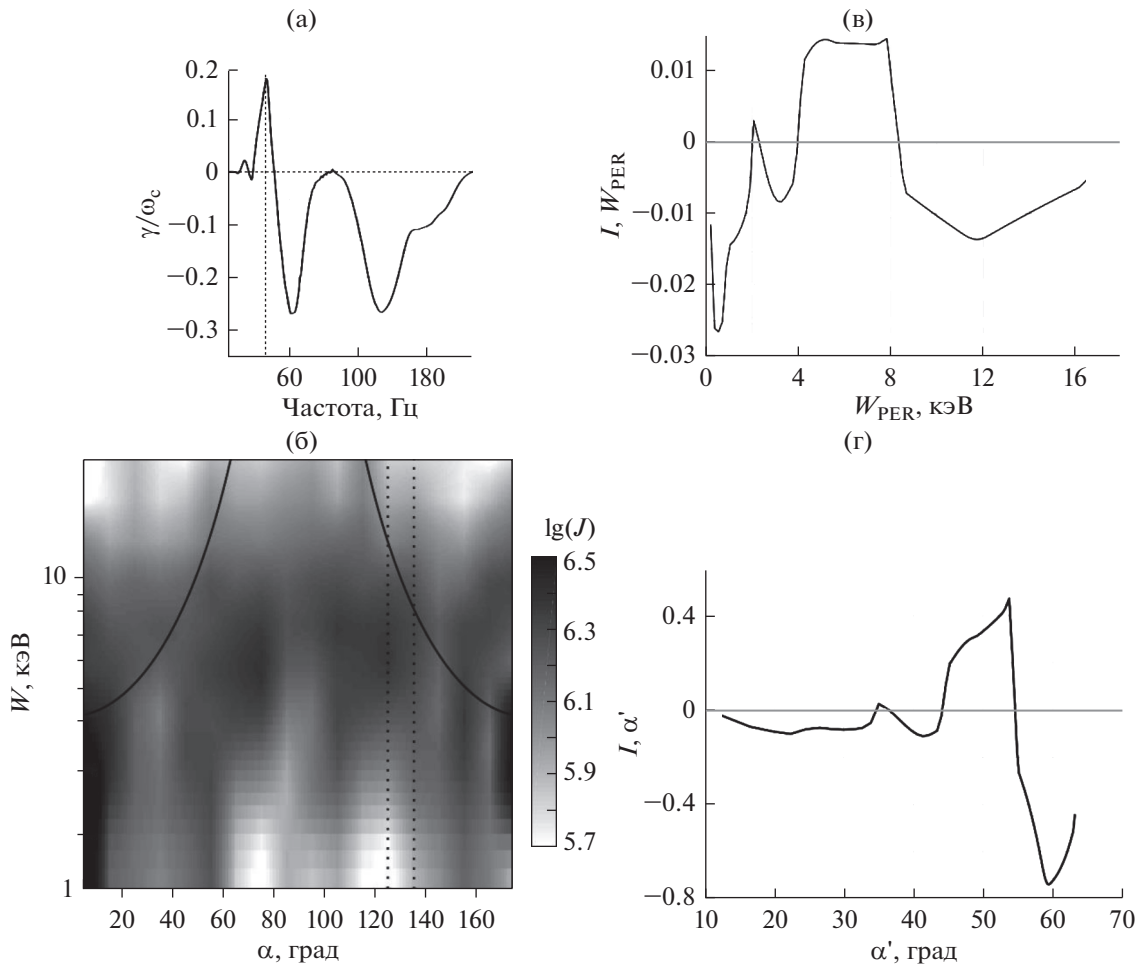


Рис. 5. Для момента времени “П” показаны зависимости аналогичные тем, что представлены на рис. 4. Формат рисунка аналогичен формату рис. 4.

реально наблюдаемую спутниками *MMS* функцию распределения.

На данных рисунках представлены распределения потоков электронов в формате: полная энергия (W) – питч-угол (α) (панель б), и величины вклада электронов в инкремент в зависимости от перпендикулярной энергии электронов (W_{PER}) (панель в) и питч-угла (панель г), вычисленные для частоты волн f_{peak} .

В начальный момент волнового всплеска (I) максимальная величина линейного инкремента наблюдалась для свистовой волны, распространяющейся вдоль направления магнитного поля ($\mathbf{k} \cdot \mathbf{B} > 0$) и имеющей частоту ~ 44 Гц (см. рис. 4а), что неплохо согласуется с наблюдаемой частотой $f_{peak} = 56$ Гц. Направление вектора Пойнтинга, вычисленное для наблюдаемых в момент времени I свистовых волн, также указывает на то, что волны распространялись вдоль направления магнитного поля. Близость наблюдаемой частоты и на-

правления распространения свистовых волн к частотам, на которых имел место положительный инкремент, может указывать на близость спутника к источнику возбуждения волн.

На рис. 4в, 4г представлены зависимости вклада в инкремент электронов с данными перпендикулярными энергиями и углами α' , где α' – угол между антипараллельным направлением к \mathbf{B} и скоростью частицы. Так как с волной могут резонансно взаимодействовать только встречные электроны, то есть, в данном случае, электроны, движущиеся антипараллельно магнитному полю, то положительный вклад в инкремент дает популяция электронов, имеющая питч-углы $\alpha = 180^\circ - \alpha'$. Из рисунков видно, что положительный вклад в инкремент дают электроны с $W_{PER} \sim 2-5$ кэВ и питч-углами $\alpha \sim 125^\circ - 135^\circ$, что соответствует $\alpha' \sim 45^\circ - 55^\circ$. Так как параллельная энергия резонансных электронов, вычисленная для частоты волн f_{peak} в данный момент времени составляла ~ 2.5 кэВ, то пол-

ная энергия электронов дающих положительный вклад в инкремент составляет $\sim 5.5\text{--}7.5$ кэВ.

На рис. 4б вместе с наблюдаемым энергопитч-угловым распределением потока электронов показана кривая $W = W_{\parallel}/\cos^2(\alpha)$ (сплошная черная линия) вдоль которой вычислялась производная функции распределения электронов, дающая вклад в инкремент. Видно, что в диапазоне питч-углов $\sim 125^\circ\text{--}135^\circ$ наиболее сильный градиент в потоке электронов наблюдается в диапазоне полных энергий $\sim 3\text{--}10$ кэВ, что примерно соответствует рассчитанному. Таким образом, имеет место неплохое соответствие между вычисленным диапазоном энергий и питч-углов электронов, дающих вклад в инкремент для наблюдаемой частоты свистовых волн, и наблюдаемой *MMS* популяцией анизотропных электронов.

На рис. 5 в том же формате представлены зависимости, аналогичные показанным на рис. 4, но для момента времени Π , во время которого во всплеске свистовых волн наблюдалась наибольшая амплитуда магнитных флуктуаций. Во время усиления волнового всплеска частота, на которой наблюдалось максимальное значение инкремента, практически точно соответствовала частоте наблюдения свистовой волны (максимум инкремента наблюдался на частоте $f = 33$ Гц (см. рис. 5а), при наблюдаемой частоте волны $f_{peak} \sim 32$ Гц (см. рис. 3). Так же как и в начальный момент времени волна распространялась вдоль направления магнитного поля. Для наблюдаемой частоты волны наибольший вклад в инкремент вносили электроны, движущиеся антипараллельно направлению магнитного поля с поперечными энергиями $W_{PER} \sim 4\text{--}8$ кэВ и питч-углами $\alpha \sim 125^\circ\text{--}135^\circ$. Параллельная энергия резонансных электронов, вычисленная для частоты f_{peak} составляла ~ 4 кэВ, таким образом, полная энергия электронов дающих положительный вклад в инкремент $\sim 8\text{--}12$ кэВ. На рис. 5б видно, что примерно в этом диапазоне полных энергий и питч-углов наблюдается усиление потока электронов.

Таким образом, можно предположить, что к моменту наблюдения максимальной амплитуды свистовых волн спутник находился достаточно близко к источнику их генерации. Величина B_x — компоненты магнитного поля в данный момент времени составляла ~ 1 нТ, что свидетельствует о том, что спутник находился близко от нейтральной плоскости, где, согласно предыдущим исследованиям, с наибольшей вероятностью может находиться источник свистовых волн (см. например, [23]).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе, используя наблюдения спутников *MMS* с беспрецедентно высоким временным разрешением, впервые выполнен анализ всплесков квазипараллельных свистовых волн во время продолжительной диполизации связанной с приходом и торможением быстрого потока в ближнем геомагнитном хвосте ($X_{GSM} \sim -17R_E$). Установлено, что:

- множественные всплески узкополосных квазипараллельных свистовых волн наблюдались за передним фронтом диполизации, на фазе возрастания B_z компоненты магнитного поля;
- длительности волновых всплесков изменялись в пределах от 1 до 15 с, характерные частоты наблюдаемых волн лежали в пределах от ~ 10 до 100 Гц, что составляет $(0.1\text{--}0.8)f_c$;
- частота, соответствующая максимальному значению линейного инкремента квазипараллельных свистовых волн, близка по величине к наблюдаемой частоте максимума спектральной интенсивности волны, что указывает на возможную близость спутника к источнику генерации волн;
- наибольший положительный вклад в инкремент свистовых волн дают электроны с питч-углами $125^\circ\text{--}135^\circ$ и энергиями $\sim 3\text{--}12$ кэВ.

Данные результаты хорошо согласуются с наблюдаемыми во время всплесков свистовых волн усилениями потока электронов с питч-углами близкими к 90° в диапазоне энергий $\sim 1\text{--}10$ кэВ. Эти наблюдения показывают, что перпендикулярная анизотропия электронных функций распределения, наблюдаемая в тепловом и надтепловом диапазоне энергий во время диполизации, может быть ответственной за генерацию квазипараллельных свистовых волн. Впрочем, в вычисляемый нами инкремент свистовых волн вносят вклад все неравновесности, имеющиеся в реальной функции распределения.

ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа А.Ю. Малыхина подержана грантом РФФИ № 19–32–90009.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Angelopoulos V., Baumjohann W., Kennel C.F. et al. Bursty bulk flows in the inner central plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. P. 4027–4039. <https://doi.org/10.1029/91JA02701>
2. Nakamura R., Baumjohann W., Klecker B. et al. Motion of the dipolarization front during a flow burst event observed by Cluster // *Geophys. Res. Lett.* 2002. V. 29. № 20. P. 1942. <https://doi.org/10.1029/2002GL015763>

3. *Runov A., Angelopoulos V., Sitnov M.I. et al.* THEMIS observations of an earthward-propagating dipolarization front // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. P. L14106. <https://doi.org/10.1029/2009GL038980>
4. *Shiokawa K., Baumjohann W., Haerendel G.* Braking of high-speed flows in the near-Earth tail // *Geophys. Res. Lett.* 1997. V. 24. № 10. P. 1179–1182.
5. *Nakamura R., Retinò A., Baumjohann W. et al.* Evolution of dipolarization in the near-Earth current sheet induced by Earthward rapid flux transport // *Ann. Geophys.* 2009. V. 27. P. 1743. <https://doi.org/10.5194/angeo-27-1743-2009>
6. *Grigorenko E.E., Kronberg E.A., Daly P.W. et al.* Origin of low proton-to-electron temperature ratio in the Earth's plasma sheet // *J. Geophys. Res., Space Physics.* 2016. V. 121. P. 9985–10004. <https://doi.org/10.1002/2016JA022874>
7. *Grigorenko E.E., Dubyagin S., Malykhin A.Yu. et al.* Intense current structures observed at electron kinetic scales in the near-Earth magnetotail during dipolarization and substorm current wedge formation // *Geophys. Res. Lett.* 2018. V. 45. № 2. P. 602–611. <https://doi.org/10.1002/2017GL076303>
8. *Fu H.S., Khotyaintsev Y.V., André M., Vaivads A.* Fermi and betatron acceleration of suprathermal electrons behind dipolarization fronts // *Geophys. Res. Lett.* 2011. V. 38. P. L16104. <https://doi.org/10.1029/2011GL048528>.
9. *Fu H.S., Cao J.B., Khotyaintsev Yu.V. et al.* Dipolarization fronts as a consequence of transient reconnection: In situ evidence // *Geophys. Res. Lett.* 2013. V. 40. P. 6023–6027. <https://doi.org/10.1002/2013GL058620>
10. *Григоренко Е.Е., Кронберг Е.А., Дали П.* Нагрев и ускорение заряженных частиц во время магнитных диполизаций // *Космич. исслед.* 2017. Т. 55. № 1. С. 59–68.
11. *Malykhin A.Yu., Grigorenko E.E., Kronberg E.A. et al.* Contrasting dynamics of electrons and protons in the near-Earth plasma sheet during dipolarizations // *Annales Geophysicae.* 2018. V. 36. P. 741–760. <https://doi.org/10.5194/angeo-36-741-2018>
12. *Malykhin A.Yu., Grigorenko E.E., Kronberg E.A. et al.* Acceleration of protons and heavy ions to suprathermal energies during dipolarizations in the near-Earth magnetotail // *Annales Geophysicae.* 2019. V. 37. P. 549–559. <https://doi.org/10.5194/angeo-37-549-2019>
13. *Малыхин А.Ю., Григоренко Е.Е., Кронберг Е.А., Дали П.В.* Влияние бетатронного механизма на динамику потоков сверхтепловых электронов во время диполизаций в геомагнитном хвосте // *Геомагнетизм и Аэронавигация.* 2018. Т. 58. № 6. С. 1–9. <https://doi.org/10.1134/S0016794018060093>
14. *Lui A.T.Y.* Potential plasma instabilities for substorm expansion onsets // *Space Sci. Rev.* V. 113. № 1. P. 127–206. <https://doi.org/10.1023/B:SPAC.0000042942.00362.4e>
15. *Grigorenko E.E., Sauvaud J.-A., Palin L. et al.* THEMIS observations of the Current Sheet dynamics in response to the intrusion of the high-velocity plasma flow into the near-Earth magnetotail // *J. Geophys. Res.* 2014. V. 119. P. 6553–6568. <https://doi.org/10.1002/2013JA019729>
16. *Ergun R.E., Goodrich K.A., Stawarz J.E. et al.* Large-amplitude electric fields associated with bursty bulk flow braking in the Earth's plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 2014. V. 120. P. 1832–1844. <https://doi.org/10.1002/2014JA020165>
17. *Zhou M., Ashour-Abdalla M., Deng X. et al.* THEMIS observation of multiple dipolarization fronts and associated wave characteristics in the near-Earth magnetotail // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. P. L20107. <https://doi.org/10.1029/2009GL040663>
18. *Deng X., Ashour-Abdalla M., Zhou M. et al.* Wave and particle characteristics of earthward injections associated with dipolarization fronts // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. P. A09225. <https://doi.org/10.1029/2009JA015107>
19. *Khotyaintsev Yu.V., Cully C.M., Vaivads A., André M.* Plasma Jet Braking: Energy Dissipation and Nonadiabatic Electrons // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 106. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.165001>
20. *Viberg H., Khotyaintsev Yu.V., Vaivads A. et al.* Whistler mode waves at magnetotail dipolarization fronts // *J. Geophys. Res.* 2014. V. 119. P. 2605–2611. <https://doi.org/10.1002/2014JA019892>
21. *Fu H.S., Cao J.B., Cully C.M. et al.* Whistler-mode waves inside flux pileup region: Structured or unstructured? // *J. Geophys. Res. Space Physics.* 2014. V. 119. P. 9089–9100. <https://doi.org/10.1002/2014JA020204>
22. *Zhang X., Angelopoulos V.* On the relationship of electrostatic cyclotron harmonic emissions with electron injections and dipolarization fronts // *J. Geophys. Res.* 2014. V. 119. P. 2536–2549. <https://doi.org/10.1002/2013JA019540>
23. *Le Contel O., Roux A., Jacquy C. et al.* Quasi-parallel whistler mode waves observed by THEMIS during near-Earth dipolarizations // *Ann. Geophys.* 2009. V. 27. P. 2259–2275. <https://doi.org/10.5194/angeo-27-2259-2009>
24. *Breillard H., Le Contel O., Retino A. et al.* Multispacecraft analysis of dipolarization fronts and associated whistler wave emissions using MMS data // *Geophys. Res. Lett.* 2016. V. 43. P. 7279–7286. <https://doi.org/10.1002/2016GL069188>
25. *Burch J.L., Moore T.E., Torbert R.B., Giles B.L.* Magnetospheric multiscale overview and science objectives // *Space Sci. Rev.* 2015. V. 199. P. 5–21. <https://doi.org/10.1007/s11214-015-0164-9>
26. *Torbert R.B., Russell C.T., Magnes W. et al.* The FIELDs Instrument Suite on MMS: Scientific Objectives, Measurements, and Data Products // *Space Sci. Rev.* 2016. V. 199. P. 105–135. <https://doi.org/10.1007/s11214-014-0109-8>

27. *Pollock C., Moore T., Jacques A. et al.* Fast Plasma Investigation for Magnetospheric Multiscale // *Space Sci Rev.* 2016. V. 199. P. 331–406.
<https://doi.org/10.1007/s11214-016-0245-4>
28. *Panov E.V., Nakamura R., Baumjohann W. et al.* Multiple overshoot and rebound of a bursty bulk flow // *Geophys. Res. Lett.* 2010. V. 37. P. L08103.
<https://doi.org/10.1029/2009GL041971>
29. *Сагдеев Р.З., Шафранов В.Д.* О неустойчивости плазмы с анизотропным распределением скоростей в магнитном поле // *ЖЭТФ.* 1960. Т. 39. № 1. С. 181–184.
30. *Беспалов П.А.* Модуляция интенсивности ОНЧ шумов гидромагнитными колебаниями // *Геомагнетизм и Аэронавигация.* 1977. Т. 17. С. 66–72.
31. *Трахтенгерц В.Ю., Райкрофт М.Дж.* Свистовые и альфвеновские циклотронные мазеры в космосе. М.: Физматлит, 2011.
32. *Cornilleau-Wehrlin N., Solomon J., Korth A., Kremser G.* Experimental study of the relationship between energetic electrons and ELF waves observed on board GEOS: a support to quasi-linear theory // *J. Geophys. Res.* 1985. V. 90. P. 4141–4154.
33. *Шкляр Д.Р., Титова Е.Е., Маннинен Ю., Романцова Т.В.* Инкременты свистовых волн в магнитосфере по измерениям потоков энергичных электронов на спутнике Van Allen Probe A // *Геомагнетизм и Аэронавигация.* 2020. Т. 60. № 1. С. 49–60.
34. *Huang S.Y., Zhou M., Deng X.H. et al.* Kinetic structure and wave properties associated with sharp dipolarization front observed by Cluster // *Ann. Geophys.* 2012. V. 30. P. 97–107.
<https://doi.org/10.5194/angeo-30-97-2012>