

УДК 537.86/87

ШИРОКОПОЛОСНЫЕ СВИСТОВЫЕ ВОЛНЫ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ ПОТОКИ ЭЛЕКТРОНОВ В ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ МАГНИТОСФЕРЫ ЗА ПЛАЗМОПАУЗОЙ ВО ВРЕМЯ СУББУРЕВЫХ ИНЖЕКЦИЙ

© 2022 г. Е. Е. Титова^{1, 2, *}, Д. Р. Шкляр², Ю. Маннинен³¹Полярный геофизический институт РАН, г. Апатиты (Мурманская обл.), Россия²Институт космических исследований РАН, г. Москва, Россия³Геофизическая обсерватория Соданкюля, г. Соданкюля, Финляндия

*e-mail: lena.titova@gmail.com

Поступила в редакцию 28.02.2022 г.

После доработки 25.03.2022 г.

Принята к публикации 30.03.2022 г.

В работе изучаются свистовые волны в полосе частот от 3 до 30 кГц, наблюдавшиеся на спутнике Van Allen Probe-B 17 марта 2019 г., когда спутник находился на L -оболочках от 2.8 до 5.4. Верхняя частота в спектре излучения следовала за ходом электронной гирочастоты f_{ce} и была ниже ее на 1–5 кГц. Спектр излучения часто имел два спектральных максимума, выше и ниже $f_{ce}/2$, причем максимум на частотах выше $f_{ce}/2$ мог быть как более, так и менее интенсивным. Высокочастотные свистовые волны на частотах $>f_{ce}/2$ наблюдались одновременно с увеличением потоков низкоэнергичных электронов с энергиями $>10^2$ эВ, имевшими поперечную анизотропию. Для объяснения наблюдаемого спектра, на основе одновременных спутниковых измерений плотности холодной плазмы и дифференциальных потоков энергичных электронов в диапазоне энергий от 0.015 до 250 кэВ в широком диапазоне питч-углов, была определена функция распределения электронов и выполнены расчеты локальных линейных инкрементов волн как функции частоты f и угла волновой нормали θ . В расчетах учитывались три циклотронных резонанса $n = 1, 0, -1$, дающие наибольший вклад в инкремент волн. Расчеты показали присутствие выраженного максимума на частотах $(0.8–0.9) f_{ce}$. Оценены диапазон энергий и питч углы электронов, вносящих максимальный вклад в возбуждение волн на этих частотах.

DOI: 10.31857/S0016794022040162

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что циклотронное взаимодействие волн и частиц играет важную роль в динамике радиационных поясов Земли. Циклотронная неустойчивость регулирует потоки заряженных частиц, определяет их угловые и энергетические спектры. При развитии циклотронной неустойчивости генерируются свистовые волны на частотах $f_{ci} \ll f < f_{ce}$ (f_{ci} и f_{ce} – ионная и электронная гирочастоты, соответственно). Типичным для внутренней магнитосферы Земли является неструктурированное широкополосное электромагнитное излучение в диапазоне частот от десятков Гц до нескольких кГц [Meredit et al., 2004]. Частоты ОНЧ-излучений, генерируемых в результате циклотронного взаимодействия свистовых волн и энергичных электронов, изменяются вдоль траектории спутника пропорционально эк-

ваториальной гирочастоте f_{ce} [Burtis and Helliwell, 1976; Boskova et al., 1986; Poulsen and Inan, 1988]. Наиболее изученными волнами свистовой моды в магнитосфере являются шумовые и хоровые излучения, наблюдаемые обычно в частотном диапазоне от 200 до 2000 Гц. Недавние исследования статистических характеристик волн свистовой моды [Malaspina et al., 2017, 2018] показали присутствие в магнитосфере свистовых волн малой интенсивности на высоких частотах до 50 кГц [He et al., 2020; Ma et al., 2017]. В последние годы на авроральной ст. Каннуслахто в Северной Финляндии ($L = 5.5$), благодаря применению цифровых методов подавления сфериков [Manninen et al., 2016], были выделены новые типы ОНЧ-излучений на высоких частотах 4–30 кГц, механизм генерации которых остается не выясненным [Manninen et al., 2021].

Считается, что электроны с энергиями 10–100 кэВ играют наиболее важную роль в циклотронном резонансном взаимодействии, связанном с циклотронной неустойчивостью, которая развивается вследствие поперечной анизотропии функции распределения энергичных частиц [например, Church and Thorne, 1983]. Надтепловые электроны (~0.1–10 кэВ) во внутренней магнитосфере также часто имеют анизотропное питч-угловое распределение с максимумом на 90° , которое формируется вследствие сохранения первого и второй адиабатических инвариантов, при переносе частиц из плазменного слоя, подобно тому, как это происходит для более высокоэнергичных электронов во время суббуревой инжекции [Reeves et al., 1996]. Взаимодействие свистовых волн с энергичными электронами 10–100 кэВ рассматривалось в очень многих работах, начиная с классических статей [Андронов и Трахтенгерц, 1964; Kennel and Petschek, 1966]. Ссылки на многие из этих работ могут быть найдены в монографии [Трахтенгерц и Райкрофт, 2011]. В то же время роль низкоэнергичных электронов в генерации свистовых волн изучена недостаточно полно. Вероятно, в работе [Maeda, 1976] было впервые высказано предположение о том, что электроны с низкой энергией ($W \sim 5$ кэВ) могут быть ответственны за генерацию ОНЧ-излучений, наблюдаемых на спутнике ExpLorer 45 в вечернем секторе во время главной фазы магнитной бури. В работе [Яхнин и др., 2019] показано, что ОНЧ-волны на частотах 2–6 кГц, наблюдаемые после поджатий магнитосферы, могут генерироваться за счет циклотронного взаимодействия с электронами с энергией <1 кэВ и быть ответственны за их высыпания. Возможность высыпания надтепловых (10–100 эВ) электронов вследствие эффективного рассеяния по питч-углам при взаимодействии со свистовыми волнами, распространяющимися с большими углами по отношению к магнитному полю, показана в работе [Jasna et al., 1992]. В работе [He et al., 2019] рассмотрена, по мнению авторов впервые, возможность генерации низкоэнергичными электронами ~(1–2) кэВ высокочастотных шипений в диапазоне частот от 2 до 10 кГц внутри плазмосферы.

В настоящей работе мы рассмотрим широкополосные электромагнитные ОНЧ-излучения, которые были зарегистрированы в интервале времени 10:30–17:30 UT 17 марта 2019 г на спутнике Van Allen Probe-B (его первоначальное название RBSP — Radiation Belt Storm Probes, которое мы будем использовать в дальнейшем). Мы проанализируем особенности спектров этих излучений и их связь с потоками электронов в широком диапазоне энергий от 0.015 до 250 кэВ. Для расчета

резонансных энергий и локальных инкрементов свистовых волн, которые сопоставлены с характеристиками наблюдаемых ОНЧ-волн, мы используем спутниковые измерения дифференциальных потоков энергичных электронов, внешнего магнитного поля и концентрации холодной плазмы.

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

Два спутника RBSP-A, B имели одинаковую высокоэллиптическую орбиту, по которой они двигались с интервалом примерно 1 ч. Наклонение орбиты спутников составляло 10° , апогей 5.8 радиусов Земли, перигей 700 км, период обращения 9 ч. Измерения электромагнитных полей на этих спутниках проводились прибором EMFISIS (the Electric and Magnetic Field Instrument Suite and Integrated Science) [Kletzing et al., 2013] в широком диапазоне частот. Высокочастотный приемник (HFR) обеспечивал регистрацию электрических полей в полосе $10\text{--}5 \times 10^2$ кГц. В КНЧ/ОНЧ-диапазоне волны измерялись от 0.2 до 11 кГц с помощью трех электрических и трех магнитных антенн. В обзорном режиме на борту вычислялись спектральные матрицы ОНЧ-сигналов с временным разрешением 6 с, которые мы и анализируем в данной работе. Для определения плотности плазмы были использованы измерения верхней гибридной частоты [Kurth et al., 2015] по данным высокочастотного приемника (HFR) прибора EMFISIS.

На спутниках RBSP измерения потоков частиц проводилось в широком диапазоне энергий $10\text{--}10^6$ эВ. Прибор HOPE (Helium, Oxygen, Proton, and Electron Mass Spectrometer) [Funsten et al., 2013] измерял потоки электронов на 11 питч-углах от 4.5° до 175.5° и в 72 энергетических каналах с временным разрешением ~20 с. Для электронов диапазон энергий составлял от 15 эВ до ~50 кэВ. Потоки частиц с энергией от десятков кэВ до нескольких МэВ с временным разрешением ~10 с измерял прибор MagEIS (The Magnetic Electron Ion Spectrometer) [Blake et al., 2013]. Потоки энергичных электронов измерялись в 23 энергетических каналах от ~36 кэВ до ~4 МэВ и на 11 питч-углах в диапазоне от $\sim 8^\circ$ до $\sim 172^\circ$.

3. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ИХ СВЯЗЬ С ПОТОКАМИ НИЗКОЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Рассмотрим особенности спектров широкополосных электромагнитных ОНЧ-излучений и их связь с потоками электронов, измеряемыми на спутнике RBSP-B в интервале времени 10:30–17:30 UT 17 марта 2019 г. Этот интервал времени

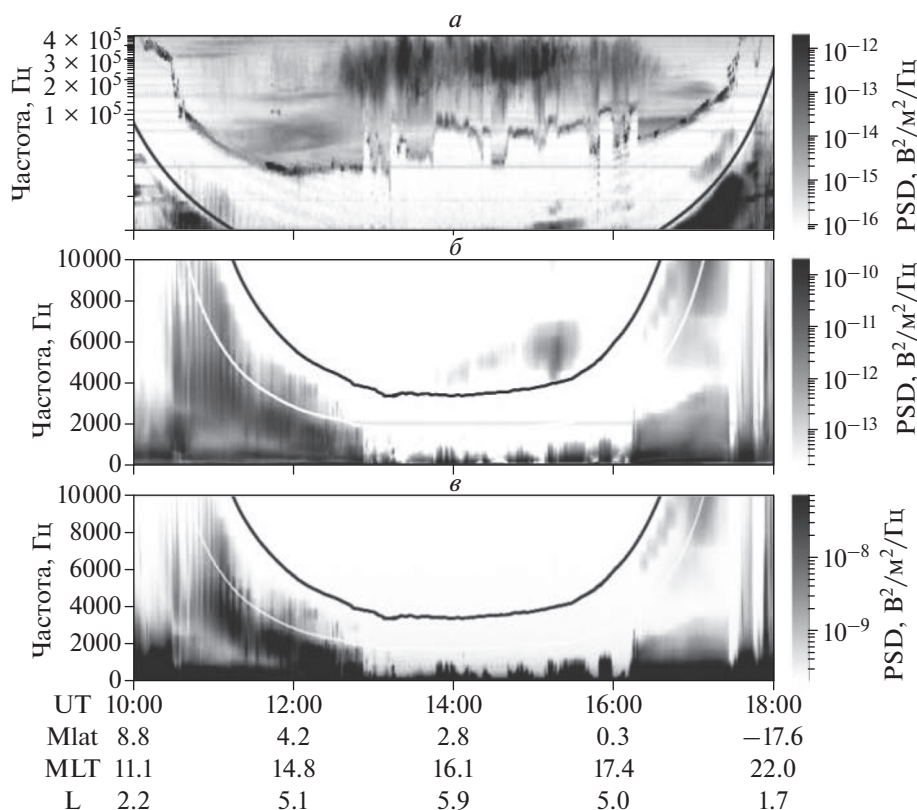


Рис. 1. Спектры сигналов, зарегистрированные с 10:00 до 18:00 UT 17 марта 2019 г. на спутнике RBSP-B в полосе частот 10–50 кГц на электрической антенне (а), в полосе частот до 10 кГц на электрической (б) и магнитной (в) антеннах. Гирочастота электронов f_{ce} показана черной линией, $f_{ce}/2$ — белой.

характеризовался высокой магнитной активностью, $Kp = 4$ в дневные часы и $Kp = 3$ в вечерние. Суммарный Kp индекс за предыдущие 9 часов был равен 14. В это время имела место последовательность интенсивных суббурь и AE -индекс был около 500 nT (в интервале времени 8–9 UT AE индекс достигал 1000 nT).

На рисунке 1а показаны спектры сигналов, зарегистрированных прибором EMFISIS на спутнике RBSP-B с помощью электрической антенны в высокочастотном диапазоне. Спектр электрического поля в ОНЧ-диапазоне до 10 кГц показан на рис. 1б, и спектр магнитного поля в том же частотном диапазоне показан на рис. 1в. Черной линией показана гирочастота электронов f_{ce} , а белой — половина гирочастоты $f_{ce}/2$. На верхней панели отчетливо виден сигнал на верхней гибридной частоте (f_{UH}), позволяющий определить плотность холодной плазмы.

В интересующий нас интервал времени (10:30–17:30 UT) спутник RBSP-B находился вблизи экваториальной области на широтах в интервале от $\lambda = 7^\circ$ до $\lambda = -5^\circ$ и двигался из дневного сектора к вечернему, от малых L -оболочек

$L = 3$ в сторону больших ($L_{\max} \approx 6$) и затем возвращался вновь на меньшие L . На рис. 1б, в отчетливо выделяются две полосы свистовых волн: КНЧ (крайне низкочастотные) сигналы преимущественно ниже (1–3) кГц и широкополосные ОНЧ-сигналы на больших частотах, которые мы будем рассматривать в данной работе. Верхние частоты этих широкополосных ОНЧ-излучений меньше гирочастоты электронов f_{ce} и уменьшаются при увеличении L оболочки. Отметим, что на частотах выше f_{ce} наблюдаются различные типы электростатических излучений, такие как полуселые циклотронные гармоники на частотах $> 3/2 f_{ce}$, интенсивные шумовые излучения преимущественно на больших L -оболочках в области значительных вариаций холодной плазмы, связанных, вероятно, с областями холодной плазмы, отделившимися от плазмосферы; эти излучения мы рассматривать не будем.

На рисунке 1б видно, что широкополосные излучения в свистовой моде на частотах $> f_{ce}/2$ регистрируются на спутнике RBSP-B с 10:30 до 12:20 UT в дневном секторе (MLT = 13–15) и с 16:20 до 17:30 UT в вечернем (MLT = 17.7–19.5). Частота

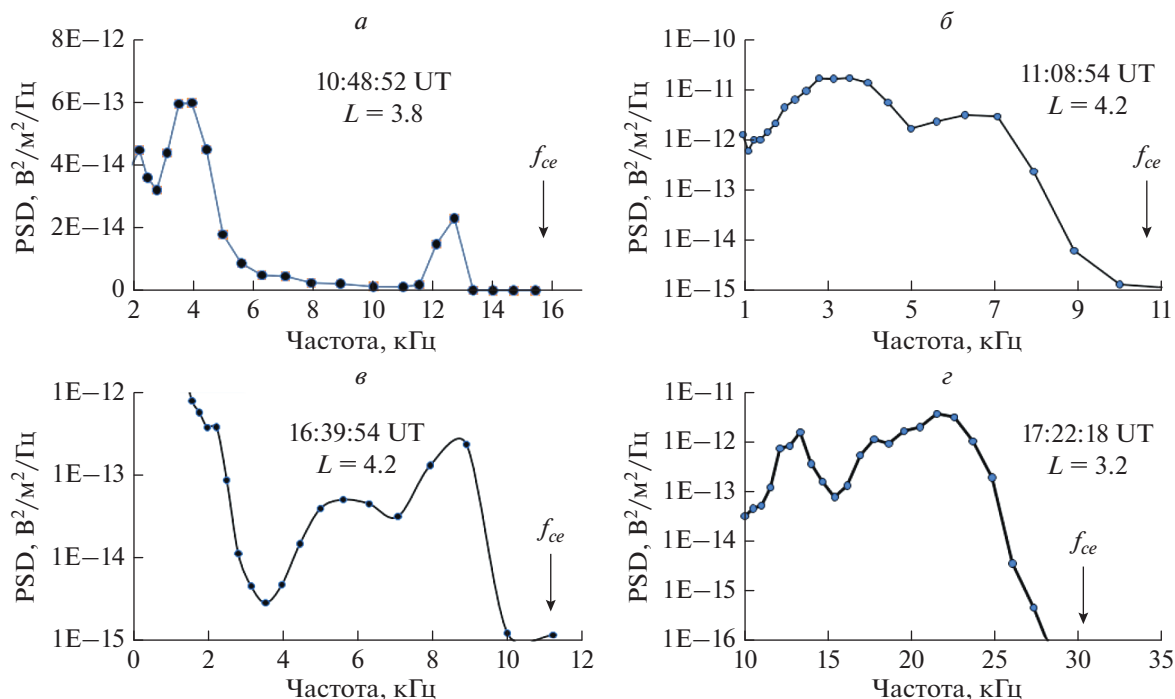


Рис. 2. Спектры ОНЧ-излучений, зарегистрированные на электрической антенне спутника RBSP-B в 10:48:52 UT (а); 11:08:54 UT (б); 16:39:54 UT (в); 17:22:18 UT (г).

верхнего гибридного резонанса, приведенная на рис. 1а, показывает два резких перепада около 10:30 UT и 17:30 UT, свидетельствующие о пересечении спутником плазмопаузы на L оболочках $L = 3.2$ в дневном секторе и на $L = 2.8$ в вечернем. Широкополосные излучения регистрировались сразу за плазмопаузой до L -оболочек $L = 5.4$ в дневном и до $L = 4.7$ в вечернем секторах. Верхние частоты излучений достигали максимальных значений около 30 кГц вблизи плазмопаузы и уменьшались с увеличением L оболочки, оставаясь близкими к f_{ce} , но ниже ее на 2–5 кГц.

Рассмотрим особенности спектров ОНЧ-излучений, регистрируемых на спутнике RBSP-B на разных участках орбиты. В дневном секторе в интервале 10:35–11:15 UT на $L = 3.2$ –4.4 регулярно регистрировались два максимума на частотах больше и меньше $f_{ce}/2$, при этом амплитуда максимума на $f > f_{ce}/2$ была всегда меньше, чем на $f < f_{ce}/2$. Примеры спектров ОНЧ-волн, зарегистрированных на электрической антенне в 10:48:52 и 11:08:24 UT, приведены на рис. 2а, б, стрелкой указана электронная гирочастота f_{ce} . Видно, что с увеличением L оболочки частота нижнего максимума почти не менялась и была равной 3–4 кГц, а частота верхнего максимума f_{max} уменьшалась от 12.6 кГц до 7.2 кГц, при этом

f_{max} составляла $0.78f_{ce}$ и $0.65f_{ce}$, соответственно, оставаясь ниже f_{ce} на 3.5–3.8 кГц.

В вечернем секторе шумовые излучения с выраженным максимумом на частотах $\sim 0.8f_{ce}$ регистрировались с 16:20 до 16:55 UT на $L = 4.7$ –4.4. Пример такого спектра электрического поля для 16:23:12 UT показан на рис. 2в. Затем по мере движения спутника на меньшие L -оболочки частоты ОНЧ-излучений повышаются, и полоса частот наблюдаемых волн расширяется. Пример спектра ОНЧ-излучений для 17:22:05 UT на малых $L = 3$ показан на рис. 2г. В обоих примерах на $f > f_{ce}/2$ видны максимумы интенсивности, частота которых меньше f_{ce} на 2 кГц (рис. 2в) и 10 кГц (рис. 2г).

Рассмотрим связь ОНЧ-излучений с потоками электронов, регистрируемыми на спутнике RBSP-B. На рисунке 3а, б приведены спектрограммы электрического поля ОНЧ-излучений в полосе частот $\Delta f = 10$ –35 кГц и магнитного в полосе $\Delta f = 2$ –11 кГц, соответственно. Горизонтальные линии показывают временные интервалы регистрации излучения на частотах $f > f_{ce}/2$ на спутнике RBSP-B. На нижних панелях рис. 3в, г показаны дифференциальные потоки электронов для pitch-угла 90° , измеренные прибором NOPE в диапазоне энергий 0.1–30 кэВ. Видно, что ОНЧ-излучения на частотах выше $f_{ce}/2$ связаны с интенсификацией потоков низкоэнергичных элек-

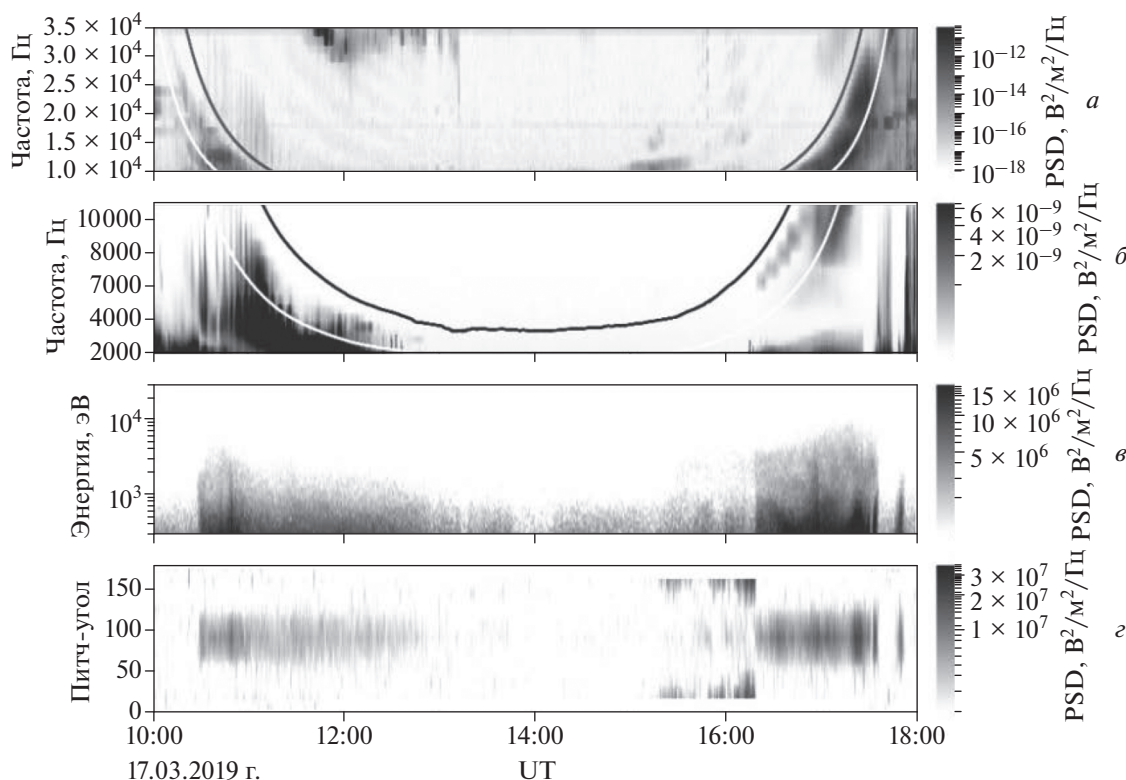


Рис. 3. Связь ОНЧ-излучений с потоками электронов, регистрируемыми на спутнике RBSP-B. Спектры сигналов, зарегистрированные на электрической антенне в полосе частот 10–35 кГц (а) и на магнитной антенне в полосе частот 2–11 кГц (б). Потоки электронов для питч-угла 90°, измеренные прибором HOPE в диапазоне энергий 0.1–20 кэВ. (в). Питч-угловые распределения дифференциальных потоки электронов для энергии 525.8 эВ (г).

тронов с $W > 10^2$ эВ (рис. 3в). На рисунке 3г показаны питч-угловые распределения дифференциальных потоков электронов для энергии 525.8 эВ. Как видно из рис. 3г, низкоэнергичные электроны, коррелирующие с высокочастотными ОНЧ-волнами, имеют поперечную анизотропию, благоприятную для развития циклотронной неустойчивости.

4. РАСЧЕТЫ ИНКРЕМЕНТОВ СВИСТОВЫХ ВОЛН ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ПОТОКОВ ЭЛЕКТРОНОВ

Для объяснения особенностей спектра свистовых волн, указанных в предыдущем разделе, мы выполнили расчеты линейного инкремента на основе измерений потоков энергичных частиц на спутнике RBSP-B. Мы предполагаем, что эти волны генерируются в приэкваториальной области магнитосферы вблизи точки наблюдения, так что особенности наблюдаемого спектра могут быть поняты из анализа локального инкремента. Как мы увидим ниже, для определяемой экспериментально функции распределения максимум инкремента отвечает чисто продольному распро-

странению, когда возбуждение волн происходит только на первом циклотронном резонансе. Однако при распространении волн с частотами выше половины электронной гирочастоты, угол волновой нормали изменяется достаточно быстро, так что вклад в инкремент вносят, вообще говоря, все циклотронные резонансы, в первую очередь, резонансы $n = 1, 0, -1$, отвечающие наименьшим значениям резонансной энергии, которые мы и учитываем в расчетах.

Выражение для линейного инкремента свистовой волны, распространяющейся под углом θ к внешнему магнитному полю, имеет вид (например, [Shklyar and Matsumoto, 2009]):

$$\gamma_L = \frac{(\pi e |E|)^2 \omega_{ce}}{2mk_{\parallel} U} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} I_n d\mu, \quad (1)$$

$$I_n = V_n^2(\mu) \left(\frac{\partial f_0}{\partial w} + \frac{n}{\omega} \frac{\partial f_0}{\partial \mu} \right)_{w=mv_{Rn}^2/2 + \mu \omega_{ce}}.$$

Здесь e, m — заряд и масса электрона, $\omega_{ce} = 2\pi f_{ce}$ — абсолютная величина циклической электронной гирочастоты, $k_{\parallel}$ — продольная компонента волнового вектора, $|E|$ — амплитуда пер-

пендикулярной составляющей электрического поля волны в плоскости, образуемой внешним магнитным полем B_0 и волновым вектором k , и U — плотность энергии волны:

$$U = \frac{1}{16\pi\omega\partial\omega} (\omega^2 \varepsilon_{\alpha\beta}) a_{\alpha}^* a_{\beta} |E|^2, \quad (2)$$

где $\varepsilon_{\alpha\beta}$ — тензор диэлектрической проницаемости, a_{α}, a_{β} — поляризационные коэффициенты и “*” означает комплексное сопряжение. В локальной системе координат (x, y, z) , в которой внешнее магнитное поле направлено вдоль оси z , а волновой вектор лежит в плоскости (x, z) , тензор диэлектрической проницаемости и поляризационные коэффициенты имеют следующий вид (ω_p — плазменная частота электронов, c — скорость света):

$$\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega) = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & i\varepsilon_2 & 0 \\ -i\varepsilon_2 & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где действительные величины $\varepsilon_1, \varepsilon_2$, и ε_3 равны

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2}, \quad \varepsilon_2 = \frac{\omega_p^2 \omega_{ce}}{\omega(\omega^2 - \omega_{ce}^2)}, \\ \varepsilon_3 &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \text{и} \quad a_y = -i \frac{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1} a_x, \\ a_z &= \frac{k_x k_z}{k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_3} a_x. \end{aligned} \quad (4)$$

Коэффициенты тензора диэлектрической проницаемости записаны без учета ионов и применимы для свистовых волн с частотами выше нижнегибридной частоты. В выбранной системе координат величина $|E|$ равна модулю x -компоненты электрического поля волны. Без ограничения общности поляризационный коэффициент a_x можно положить равным единице, что приведет лишь к изменению величины $|E|$.

Переходя к дальнейшему объяснению обозначений, использованных в выражении для линейного инкремента (1), укажем, что невозмущенная функция распределения в (1) считается функцией кинетической энергии частиц $w = mv^2/2$ и магнитного момента $\mu = mv_{\perp}^2/2\omega_{ce}$. Эти величины являются интегралами движения частиц в отсутствие волны и, таким образом, естественными переменными для невозмущенной функции распределения. Величина v_{Rn} — резонансная ско-

рость, соответствующая n -му циклотронному резонансу

$$v_{Rn} = \frac{\omega - n\omega_{ce}}{k_{\parallel}} \quad (5)$$

и коэффициент V_n , имеющий смысл амплитуды резонансного взаимодействия волны с частицами на n -ом циклотронном резонансе, определяется выражением

$$\begin{aligned} V_n(\mu) &= \left(\frac{n\omega_{ce}}{k_{\perp}} a_x + v_{Rn} a_z \right) J_n(\rho) - \frac{i\rho\omega_{ce}}{k_{\perp}} a_y J_n'(\rho), \\ \rho &= k_{\perp} \left(\frac{2\mu}{m\omega_{ce}} \right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $J_n(\rho)$ и $J_n'(\rho)$ — функция Бесселя первого рода порядка n и ее производная по аргументу ρ . Из выражения (5) для резонансной скорости следует, что резонансам $n = 1$, $n = 0$ и $n = -1$ отвечают наименьшие по абсолютной величине значения резонансной скорости, причем для резонанса $n = 1$ резонансная скорость отрицательна.

Перейдем теперь к выражению для функции распределения электронов f_0 через измеряемые в эксперименте дифференциальные потоки частиц. Это соотношение хорошо известно. Его подробный вывод может быть найден, например, в [Шкляр и др., 2020]. Измеряемый в эксперименте дифференциальный поток частиц как функция энергии w и питч-угла α обычно выражается в практических единицах $1/(\text{см}^2 \text{ с ср кэВ})$, а энергия в кэВ. При этом функции распределения частиц в системе СГС дается выражением

$$f(w, \alpha) = 1.62 \times 10^{-37} \frac{J}{W}, \quad (7)$$

где J — дифференциальный поток электронов в приведенных выше единицах, а W — энергия электрона в кэВ. Поскольку измеряемый дифференциальный поток зависит от энергии w и питч-угла α , то и функция распределения (7) оказывается функцией тех же переменных. Ясно, что функцию распределения можно выразить через любые переменные, которые однозначно определяют энергию и питч-угол частицы. Мы будем в дальнейшем использовать переменные w, μ , через которые выражен инкремент (1). В связи с этим сделаем два замечания. Поскольку магнитный момент, энергия и питч-угол связаны соотношением $\mu\omega_{ce} = w \sin^2 \alpha$, то для определения питч-угла, помимо энергии и магнитного момента, необходимо также знать знак $\sin \alpha$. С этим связано то обстоятельство, что если функция распределения не симметрична относительно питч-угла 90° то инкременты волн одной и той же частоты и $|\cos \theta|$

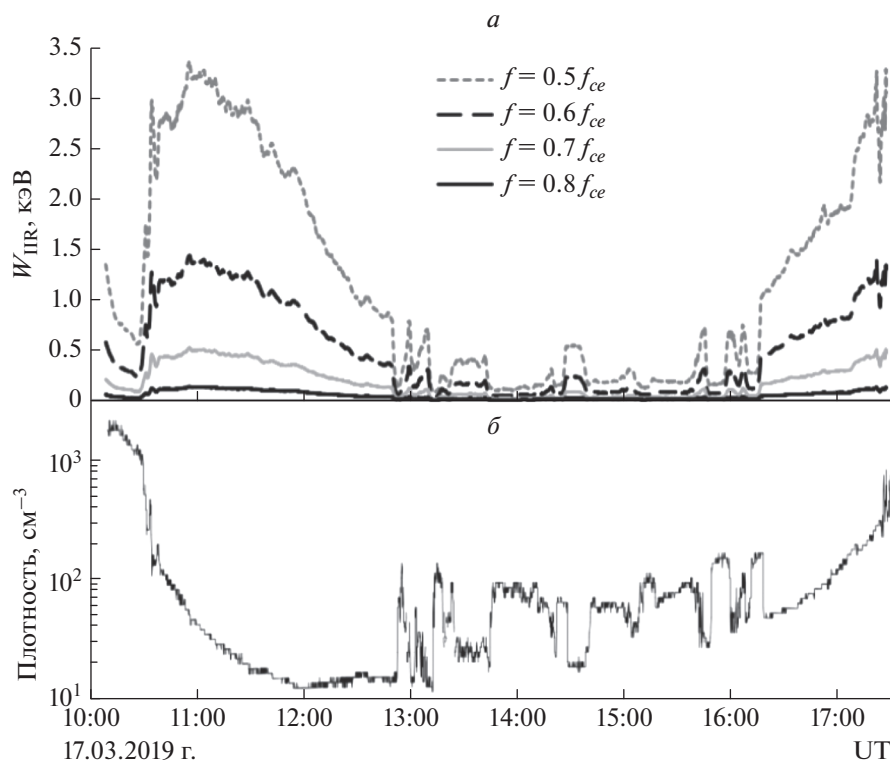


Рис. 4. (а) Параллельная резонансная энергия вдоль траектории спутника для четырех значений относительной частоты. (б) Концентрация холодной плазмы, измеренная на спутнике RBSP-B.

оказываются различны [Шкляр и др., 2020]. Второе, что следует подчеркнуть — независимо от того, в каких переменных выражена функция распределения, она всегда нормирована так, что $\int f d\mathbf{v} = n(\mathbf{r})$, где $n(\mathbf{r})$ — локальная плотность частиц. Формулы (7) и (1) позволяют рассчитать численно инкременты волн по измеренным дифференциальным потокам частиц.

Как известно, инкременты волны и резонансное взаимодействие волн и частиц в большой степени определяются величиной резонансной скорости, которая задает минимальную энергию частиц, взаимодействующих с волной на n -ом циклотронном резонансе

$$w_{\min n} = w_{\parallel Rn} \equiv \frac{mv_{Rn}^2}{2}. \quad (8)$$

В дальнейшем, для величин, относящихся к первому циклотронному резонансу, индекс “ n ” будем опускать. Поскольку для свистовых волн максимальной частотой является гирочастота электронов, мы будем приводить графики частотно зависимых величин как функции частоты в диапазоне до гирочастоты электронов.

На рисунках 4а и 4б показана зависимость продольной резонансной энергии $w_{\parallel R}$ и плотности плазмы вдоль орбиты спутника RBSP-B

17.03.2019 для случая продольного распространения, когда резонансная энергия является однозначной функцией относительной частоты и параметров окружающей плазмы. Значения продольной резонансной энергии $W_{\parallel R}$ на первом циклотронном резонансе — единственном, который существует при продольном распространении — приведены для четырех значений относительной частоты $f/f_{ce} = 0.5, 0.6, 0.7, 0.8$. Существенно, что для волн с частотами вблизи гирочастоты $f = (0.7-0.8)f_{ce}$ резонансные энергии лежат в диапазоне $W_{\parallel R} = (500-100)$ эВ. Из рис. 4 также видно, что резонансные энергии свистовых волн антикоррелируют с плотностью плазмы при ее быстрых изменениях в области плазмопаузы и неоднородностей плазмы в интервале 12:50–16:20 UT. Поскольку измерения внешнего магнитного поля и плотности плазмы доступны с разным временным разрешением, для построения зависимостей, показанных на рис. 4, мы использовали интерполяцию плотности и магнитного поля на единую временную шкалу.

На рисунке 5 показана зависимость локального коэффициента усиления γ_L как функции частоты и угла распространения θ с учетом трех циклотронных резонансов для момента времени

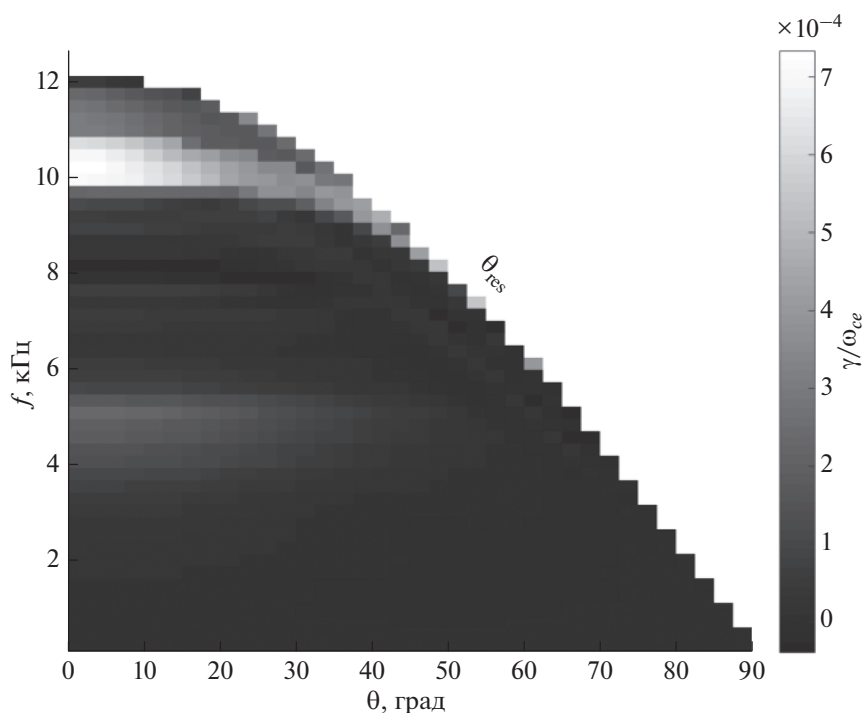


Рис. 5. Локальный инкремент свистовых волн, нормированный на гирочастоту электронов ω_{ce} , как функция частоты и угла распространения для 17 марта 2019, 16:44:48 UT. В указанный момент времени $\omega_{ce} = 7.57 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$.

16:44:48 UT, когда спутник находился на широте $\lambda = -2.2^\circ$ на $L = 4.1$.

В этом случае локальная гирочастота составляла 12.04 кГц. Как было указано выше, в случае, когда функция распределения несимметрична относительно питч-угла 90° , инкременты волн, распространяющихся в различных направлениях по отношению к внешнему магнитному полю, не равны. Для определенности в дальнейшем мы будем рассматривать волны, распространяющиеся с юга на север, то есть в положительном направлении по отношению к внешнему магнитному полю. Как видно из рисунка, для всех частот и малых углов распространения инкремент имеет локальный максимум для угла распространения $\theta = 0$. Этот максимум, однако, не является абсолютным для всех частот — для некоторых частот максимум инкремента соответствует углам распространения вблизи резонансного конуса, то есть $\theta = \arccos(\omega/\omega_{ce})$. Например, для рассматриваемого времени 16:44:48 UT максимум инкремента вблизи резонансного конуса был в диапазоне частот 8–10 кГц и углов $\theta = 35^\circ\text{--}50^\circ$.

Как известно, излучения, генерируемые вблизи резонансного конуса, являются квазиэлектро-статическими, а обсуждаемые нами излучения, являются электромагнитными, поэтому мы не будем рассматривать генерацию волн вблизи резонансного конуса. Поскольку вне резонансного

конуса инкремент максимален при $\theta = 0$, то далее мы будем исследовать инкремент как функцию частоты для нулевых углов распространения θ . Эта зависимость приведена на рис. 6а. Важной особенностью инкремента является наличие двух максимумов на частотах ниже и выше половины гирочастоты. Спектр ОНЧ-сигналов на спутнике RBSB-B для этого времени приведен на рис. 6б. Из сравнения рис. 6а и 6б видно, что наблюдаемый спектр излучений также имеет два максимума, нижний из которых в полосе 4–6 кГц достаточно близок по частоте к расчетному, а верхний лежит на частоте, которая отличается (ниже) от частоты второго максимума рассчитанного инкремента на величину порядка 2 кГц.

Возникает естественный вопрос — частицы каких энергий и питч-углов ответственны за соответствующие максимумы инкремента. Для ответа на этот вопрос мы рассчитали зависимости инкремента от частоты с учетом только высокоэнергичных частиц с энергиями от 32 до 604 кэВ, потоки которых измеряет прибор MagEIS (рис. 6в) и с учетом только низкоэнергичных частиц с энергиями от до 0.015 до 29.168 кэВ, потоки которых измеряет прибор NOPE (рис. 6г). Из сопоставления рис 6а, 6в и 6г следует, что за низкочастотный максимум ответственны, в основном, высокоэнергичные частицы, хотя и низкоэнергичные частицы вносят заметный вклад; а высокочастот-

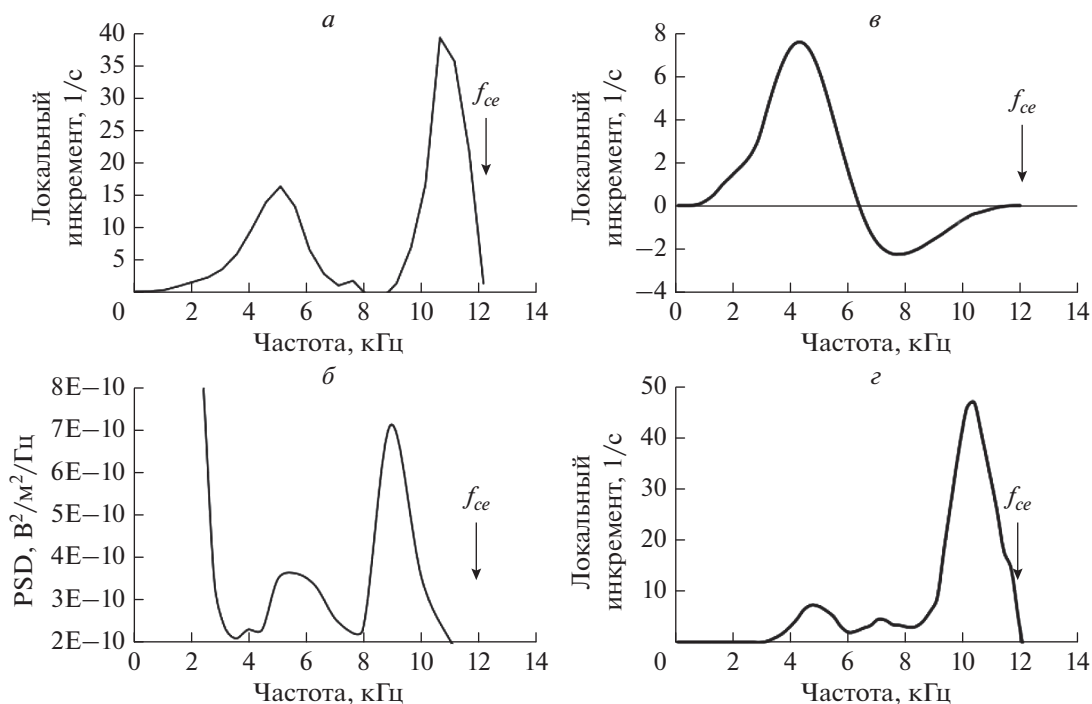


Рис. 6. (а) локальный инкремент как функция частоты для угла распространения $\theta = 0$, (б) спектр ОНЧ-волн, зарегистрированных на электрической антенне на спутнике RBSP-B в 16:44:48 UT, (в) локальный инкремент как функция частоты для угла распространения $\theta = 0$ с учетом только высоких энергий (прибор MAGEIS), (г) локальный инкремент как функция частоты для угла распространения $\theta = 0$ с учетом только низкоэнергичных частиц (прибор HOPE).

ный максимум инкремента связан с низкоэнергичными частицами.

Для того, чтобы понять, какие именно энергии частиц и питч-углы вносят основной вклад в инкремент на той или иной частоте, на рис. 7 и рис. 8 приведены величины, пропорциональные подынтегральному выражению I_1 в формуле (1) для двух частот, соответствующих низкочастотному (рис. 7) и высокочастотному (рис. 8) максимуму инкремента. Величина I_1 отвечает вкладу в инкремент первого циклотронного резонанса. Показанная на рисунке функция нормирована на максимальное по абсолютной величине значение $I_{1\max}$. Подынтегральные выражения приведены как функции энергии (верхние панели рисунков) и питч-углов (нижние панели рисунков). Поскольку для данной частоты и локальных параметров плазмы продольная резонансная скорость, а, следовательно, и продольная энергия резонансных частиц фиксирована, то питч-угол однозначно связан с энергией частицы. Поэтому нижние панели рисунков не несут принципиально новой информации, а приведены только для наглядности. Из рисунка 7 видно, что максимальный вклад в возбуждение низкочастотного максимума свистовых волн на частоте 5.1 кГц давали частицы с энергиями 30–90 кэВ и питч углами 109° – 115° . Максимальный вклад в возбуждение высокоча-

стотного максимума свистовых волн на частоте 10.1 кГц ($0.85f_{ce}$) давали частицы с энергиями 0.5–3 кэВ и питч углами 97° – 120° (рис. 8).

5. СОПОСТАВЛЕНИЕ СПЕКТРОВ НАБЛЮДАЕМЫХ ОНЧ ВОЛН С РАСЧЕТАМИ ЛОКАЛЬНЫХ ИНКРЕМЕНТОВ СВИСТОВЫХ ВОЛН

Рассмотрим другие примеры сопоставления спектров наблюдаемых ОНЧ-излучений с расчетами инкрементов. На рисунке 9 приведены типичный для дневного сектора спектр ОНЧ-излучений, зарегистрированный на электрической антенне на спутнике RBSP-B в 11:08 UT (рис. 9а) и расчет инкремента свистовых волн для угла волновой нормали $\theta = 0$, выполненный по данным приборов MAGEIS и HOPE (рис. 9б). Видно, что как в спектре ОНЧ-волн, так и в расчетах существует выраженный максимум на низких частотах $< f_{ce}/2$ около 3 кГц. На больших частотах в спектре ОНЧ-излучений также виден максимум на частоте около 7 кГц, после которого интенсивность волн на спутнике резко уменьшается. В расчетах инкремента также существует выраженный максимум на больших частотах около $0.8f_{ce} = 9$ кГц, однако частота этого максимума на 2 кГц выше, чем в эксперименте.

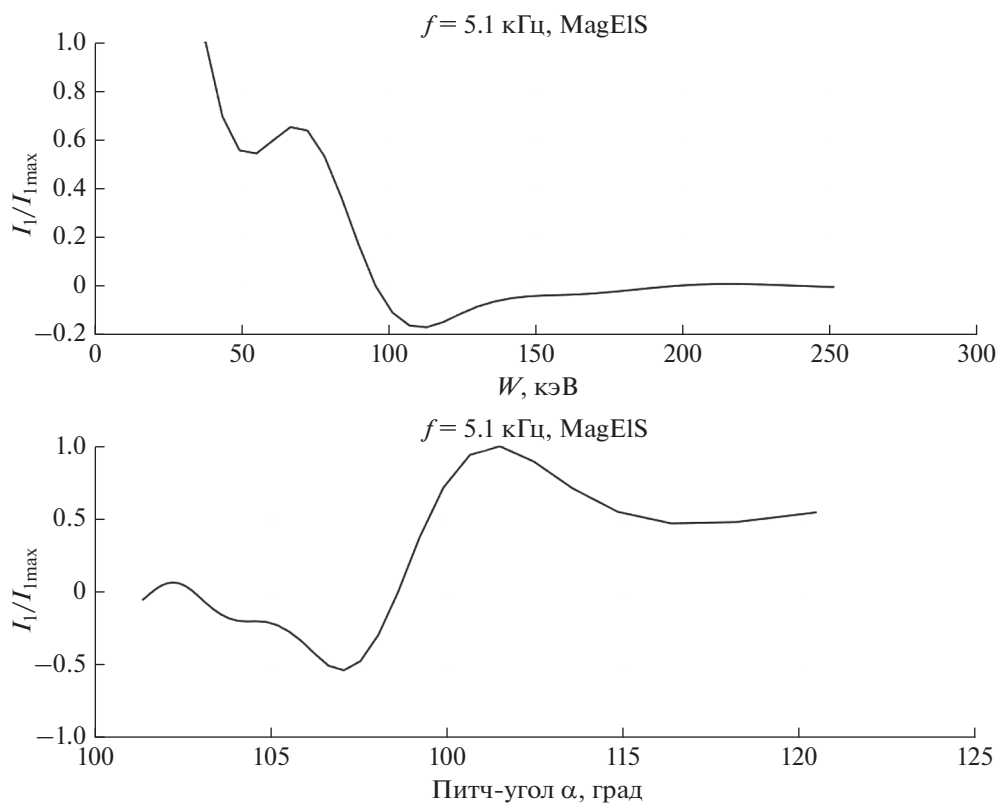


Рис. 7. Нормированная величина I_1 (см. (1)), определяющая вклад в инкремент высокоэнергичных частиц, взаимодействующих с волной 5.1 кГц на первом циклотронной резонансе, как функция энергии частиц (верхняя панель) и как функция питч-угла (нижняя панель).

В вечернем секторе спектры ОНЧ-излучений в интервале времени 16:20–17:30 UT существенно изменялись. В 16:20 UT на спутнике RBSP-B появляются шумовые ОНЧ-излучения с выраженным максимумом на частотах выше $f_{ce}/2$, в 16:23:37 на частоте $f_{max} = 6.3$ кГц $\approx 0.75f_{ce}$, см. рис. 9в. Соответствующий инкремент для угла $\theta = 0$ приведен на рис. 9г, на котором также виден выраженный максимум на частоте $f_{max} = 7.5$ кГц $\approx 0.9f_{ce}$, но расположенный выше по частоте примерно на 1 кГц, чем в спектрах излучений, наблюдаемых на спутнике RBSP В. В расчетах инкремента также присутствует низкочастотный максимум около 3.5 кГц, который не обнаруживается на спутнике в 16:23:37 UT (см. рис. 9в). Отсутствие этого низкочастотного максимума в излучениях может быть связано, например, с меньшим значением инкремента ($\gamma_{max} \approx 20$ с $^{-1}$) по сравнению с высокочастотным максимумом ($\gamma_{max} \approx 30$ с $^{-1}$) и/или особенностями отражения свистовых волн в нижней ионосфере, которые мы не можем контролировать в данном эксперименте. После 16:30 UT низкие частоты $f \sim 3$ –5 кГц в ОНЧ-излучениях усиливаются и в спектре излучений наблюдается два максимума (см. рис. 6б), причем низкочастотный максимум около 5 кГц неплохо соответствовал

рассчитанному инкременту (см. рис. 6а), а частота второго высокочастотного максимума около 9 кГц, вновь была на 2 кГц меньше максимума в инкременте (см. рис. 6а).

Затем при движении спутника на меньшие L оболочки полоса излучений на низких частотах расширяется, смещаясь в сторону больших частот, и оба максимума сливаются; пример такого спектра показан на рис. 9д для 16:57 UT. Соответствующий инкремент для угла $\theta = 0$ приведен на рис. 9е. Из рис. 9д видно, что ОНЧ-излучения наблюдались на спутнике на частотах выше 4 кГц, достигали максимума интенсивности на частотах 10–12 кГц, после чего амплитуда волн резко уменьшалась. Рассчитанный инкремент свистовых волн (рис. 9е) на низких частотах ведет себя похожим образом, постепенно возрастая и достигая максимума около 11 кГц, однако на больших частотах наблюдается дополнительный максимум на частоте 13.5 кГц, который на 1.5 кГц выше по частоте, чем максимум интенсивности в наблюдаемых на спутнике спектрах свистовых волн. Отметим также, что в вечернем секторе, при движении спутника к меньшим широтам, интенсивности ОНЧ-волн на спутнике и величины инкрементов свистовых волн одновременно возрас-

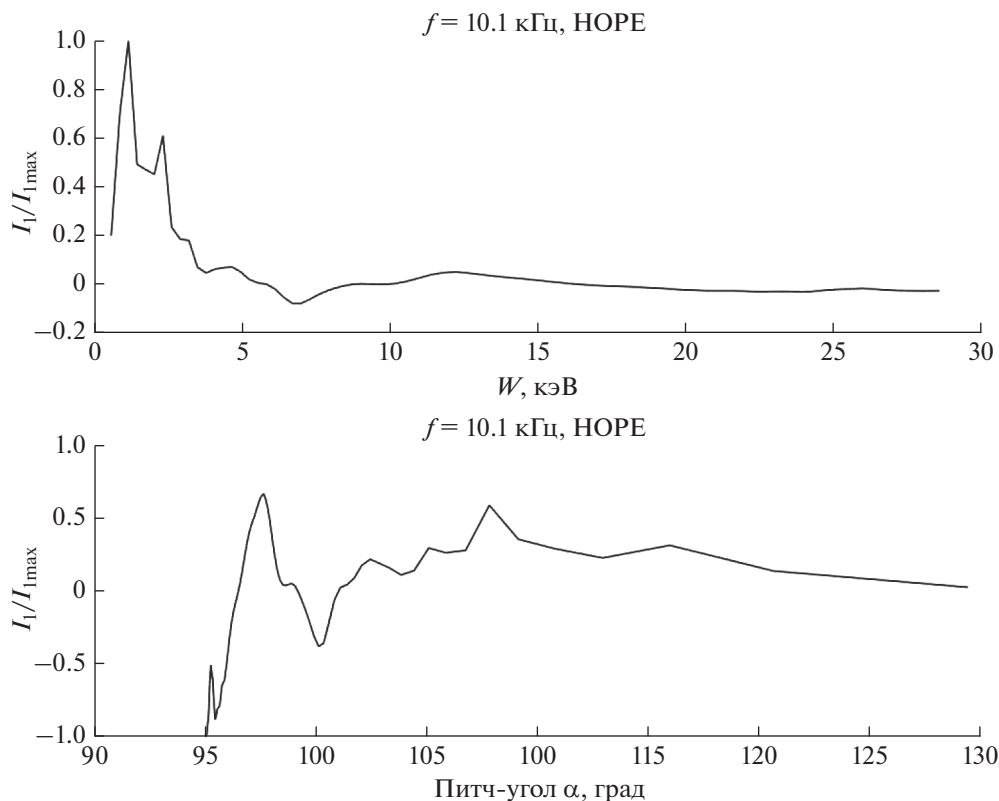


Рис. 8. Нормированная величина I_1 [см. (1)], определяющая вклад в инкремент низкоэнергичных частиц, взаимодействующих с волной 10.1 кГц на первом циклотронной резонансе, как функция энергии частиц (верхняя панель) и как функция питч-угла (нижняя панель).

тают, а частотный диапазон наблюдаемых волн и положительных инкрементов расширяется в область высоких частот.

Таким образом, сравнение расчетов локальных инкрементов свистовых волн и наблюдаемых спектров ОНЧ-излучений на спутнике RBSP-B в приведенных примерах (рис. 6а и 6б, рис. 9) показывает неплохое соответствие спектров ОНЧ-сигналов и частотно-амплитудных характеристик положительного инкремента свистовых волн, за исключением области высоких частот, близких к f_{ce} , где ОНЧ-излучения не регистрируются; максимальные верхние частоты в спектрах излучений $f \approx (0.65-0.8)f_{ce}$.

6. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Частоты широкополосных ОНЧ-излучений, зарегистрированных на спутнике RBSP-B 17 марта 2019 г. показывают зависимость от электронной гирочастоты f_{ce} , уменьшаясь при движении спутника в сторону больших L -оболочек, см. рис. 1. Этот факт свидетельствует о том, что наблюдаемые излучения генерируются в результате циклотронного взаимодействия электронов со свистовыми волнами, которое наиболее эффективно

вблизи экватора, где и находился спутник RBSP-B во время рассматриваемого события. Поэтому мы предполагаем, что наблюдаемые ОНЧ-излучения генерируются в приэкваториальной области магнитосферы вблизи точки наблюдения. Тогда особенности наблюдаемого спектра ОНЧ-волн могут быть поняты из анализа локального инкремента, который и был рассчитан на основе измерений потоков электронов на спутнике RBSP-B. Поскольку наблюдаемые ОНЧ-излучения имели малые углы волновой нормали, мы проводили сравнение их спектров с локальными инкрементами свистовых волн для $\theta = 0$, при которых инкремент максимален.

Полоса частот, где инкременты волн положительны, понижалась с увеличением L и в целом соответствовала полосе частот наблюдаемых широкополосных ОНЧ-излучений. Более того, в инкременте можно было видеть характерные особенности, которые присутствовали в спектрах регистрируемых излучений. Например, в эксперименте и в расчетах часто присутствовали два максимума — ниже и выше половины гирочастоты. Характерной особенностью рассчитанных инкрементов свистовых волн является присутствие высокочастотного максимума на $f = (0.8-0.9)f_{ce}$. Од-

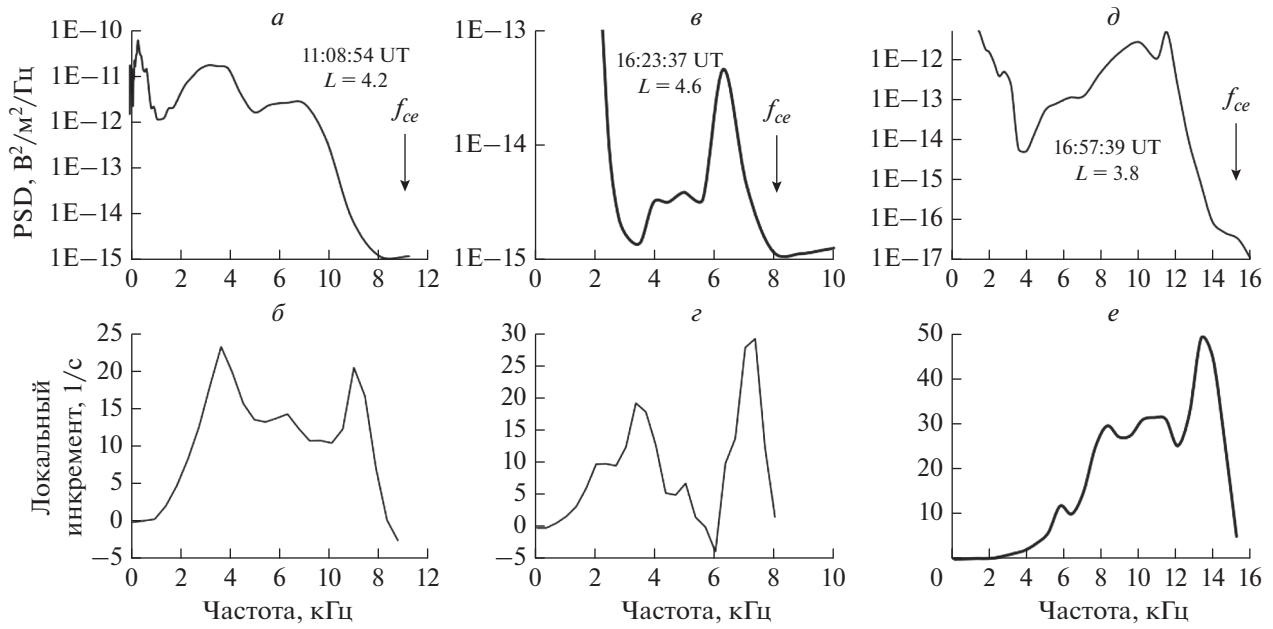


Рис. 9. Сопоставление спектров ОНЧ-волн, зарегистрированных на электрической антенне на спутнике RBSP-B в 11:08:54 UT (а), 16:23:37 UT (б), 16:57:39 UT (д) с расчетами локальных инкрементов свистовых волн (б, з, е).

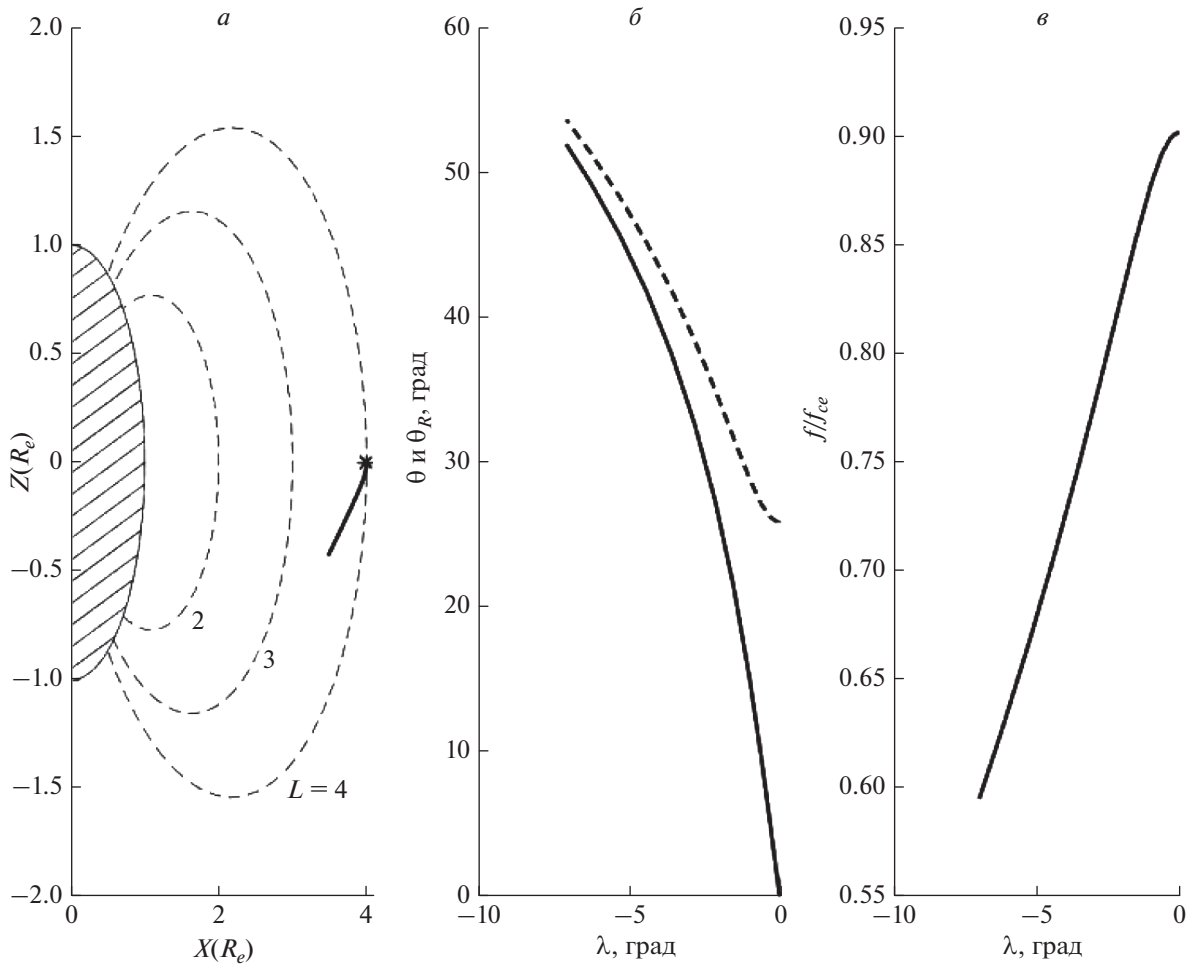


Рис. 10. (а) Траектория свистовой волны, стартующей на экваторе на $L = 4$ с углом волновой нормали $\theta = 0$ и частотой $f = 0.9f_{ce}$ в точке старта. (б) угол волновой нормали и (в) относительная частота f/f_{ce} как функции широты вдоль траектории.

нако в спектрах наблюдаемых ОНЧ-излучений регистрировались высокочастотные максимумы на несколько меньших частотах $\approx 1\text{--}2$ кГц (см. рис. 6 и 9). Мы считаем, что это связано с особенностями распространения свистовых волн вблизи гирочастоты в экваториальной области. На рисунке 10а показана траектория свистовой волны, стартующей на экваторе на $L = 4$ с углом волновой нормали $\theta = 0$ и частотой $f = 0.9f_{ce}$ в точке старта. На рисунках 10б, в показаны зависимости угла волновой нормали и относительной частоты f/f_{ce} от широты вдоль траектории волн; данная траектория соответствует времени распространения 1 с. Из рисунка 10 видно, что волна существенно отклоняется от силовой линии старта, угол волновой нормали увеличивается, приближаясь к углу резонансного конуса, а относительная частота волны уменьшается. Поэтому максимум интенсивности наблюдаемого на спутнике излучения вне экватора должен иметь меньшие относительные частоты, чем относительные частоты максимума рассчитанного инкремента в области генерации.

Сделаем одно замечание относительно связи ОНЧ-излучений, наблюдавшихся на спутнике RBSP-B и на земле. Как видно из рис. 1, излучения на частотах ниже половины гирочастоты в дневном секторе намного интенсивнее, чем в вечернем. Это согласуется с рассчитанными инкрементами волн, которые в дневном секторе для $f < f_{ce}/2$ заметно больше, чем в вечернем. Поскольку при наличии дактов волны с такими частотами могут выходить на землю [Helliwell, 1965], то можно ожидать наблюдение этих излучений на земле в первую очередь в дневном секторе. Это предположение подтверждается анализом ОНЧ-данных, полученных на наземной ст. Каннуслехто ($L = 5.5$), где в вечернем секторе ОНЧ-излучения не наблюдались, а в утреннем секторе регистрировались квазипериодические ОНЧ-излучения, имеющие спектрально-временную структуру подобную той, которая одновременно наблюдалась на спутнике RBSP-B.

В заключение сформулируем основные результаты работы.

Проанализированы спектральные характеристики широкополосных ОНЧ-излучений и их связь с дифференциальным потоком электронов в широком диапазоне энергий. Выполнены расчеты локальных инкрементов свистовых волн с использованием измеренной функцией распределения электронов с учетом трех циклотронных резонансов. В рассчитанных инкрементах и наблюдаемых спектрах ОНЧ-волн часто присутствуют два максимума на частотах ниже и выше $f_{ce}/2$.

Из полученных результатов следует, что за генерацию высокочастотной полосы ОНЧ-излучений ($f > f_{ce}/2$) ответственны относительно низко-

энергичные электроны (W меньше либо порядка 3 кэВ), причем возбуждение этих волн связано с поперечной анизотропией в распределении электронов по скоростям. Роль низкоэнергичных электронов в генерации высокочастотных плазменных шипений на частотах $f < f_{ce}/2$ была указана в [He et al., 2019]. Что касается обсуждаемых нами излучений вне плазмосферы, то согласно нашим расчетам излучения на частотах $f < f_{ce}/2$ возбуждаются высокоэнергичными электронами с энергиями выше 30 кэВ.

Показано, что при сопоставлении наблюдаемого высокочастотного спектра и расчетов инкрементов волн, выполненных на основе локальных измерений вне экватора, необходимо учитывать, что при распространении волн, стартующих на экваторе с $\theta = 0$ с частотами $f > f_{ce}/2$ их L -оболочки всегда уменьшаются и, соответственно, уменьшается их относительная частота. Поэтому относительная частота максимума интенсивности наблюдаемого спектра оказывается ниже относительной частоты максимума инкремента в предположении, что функции распределения в области генерации и в области наблюдения волн подобны.

7. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят создателей спутников Van Allen Probes и разработчиков инструментов за возможность свободного использования данных (EMFISIS – Крэйг Клетцинг, HOPE – Херб Фунстен, MagEIS – Берн Блейк). Авторы благодарят Любича А.А. за полезные обсуждения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа Е. Титовой и Д. Шкляра по анализу данных спутников Van Allen Probes и расчетам инкремента свистовых волн выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 22-22-00135. Обработка данных наземных наблюдений выполнена при поддержке Академии наук Финляндии, грант № 330783.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Андронов А.А., Трахтенгерц В.Ю. Кинетическая неустойчивость радиационных поясов Земли // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 4. № 2. С. 233–242. 1964.
- Трахтенгерц В.Ю., Райкрофт М.Дж. Свистовые и альфеновские циклотронные мазеры в космосе. М.: Физматлит, 344 с. 2011.
- Шкляр Д.Р., Титова Е.Е., Маннинен Ю., Романцова Т.В. Инкременты свистовых волн в магнитосфере по измерениям потоков энергичных электронов на спутнике VanAllen Probe A // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 60. № 1. С. 49–60. 2020.
<https://doi.org/10.31857/S0016794020010137>

- Яхнин А.Г., Титова Е.Е., Демехов А.Г., Яхнина Т.А., Попова Т.А., Любич А.А., Маннинен Ю., Райта Т. Одновременные наблюдения ЭМИЦ и ОНЧ/КНЧ волн и высыпаний энергичных частиц во время множественных сжатий магнитосферы // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 59. № 6. С. 714–726. 2019.
<https://doi.org/10.1134/S0016794019060142>
- Blake J.B., Carranza P.A., Claudepierre S.G. et al. The Magnetic Electron Ion pectrometer (MagEIS) instruments aboard the Radiation Belt Storm Probes (RBSP) spacecraft // Space Sci. Rev. V. 179. № 1–4. P. 383–421. 2013.
<https://doi.org/10.1007/s11214-013-9991-8>
- Boskova J., Jiricek F., Smilauer J., Triska P. VLF emissions at frequencies above the LHR in the plasmasphere as observed on low-orbiting Interkosmos satellites // Advances in Space Research. V. 6. № 3. P. 231–234. 1986.
[https://doi.org/10.1016/0273-1177\(86\)90338-8](https://doi.org/10.1016/0273-1177(86)90338-8)
- Burtis W.J., Helliwell R.A. Magnetospheric chorus: Occurrence patterns and normalized frequency // Planet. Space. Sci. V. 24. P. 1007–1024. 1976.
- Church S.R., Thorne R.M. On the origin of plasmaspheric hiss: Ray path integrated amplification // J. Geophys. Res. V. 88. № 10. P. 7941. 1983.
<https://doi.org/10.1029/JA088iA10p07941>
- Funsten H.O., Skoug R.M., Guthrie A.A., et al. Helium, Oxygen, Proton, and Electron (HOPE) mass spectrometer for the radiation belt storm probes mission. // Space Science Reviews, V. 179. P. 423–484. 2013.
<https://doi.org/10.1007/s11214-013-9968-7>
- He Z., Yu J., Chen L., Xia Z., Wang W., Li K., Cui J. Statistical study on locally generated high-frequency plasmaspheric hiss and its effect on suprathermal electrons: Van Allen Probes observation and quasi-linear simulation // J. Geophys. Res. V. 125, e2020JA028526. 2020.
<https://doi.org/10.1029/2020JA028526>
- He Z., Chen L., Liu X., Zhu H., Liu S., Gao Z., Cao Y. Local generation of high-frequency plasmaspheric hiss observed by Van Allen Probes // Geophys. Res. Lett. V. 46. P. 1141–1148. 2019.
<https://doi.org/10.1029/2018GL081578>
- Helliwell R.A. Whistlers and related ionospheric phenomena. Stanford University press, Palo Alto. Calif. 349 p. 1965
- Jasna D., Inan U.S., Bell T.F. Precipitation of suprathermal (100 EV) Electrons by oblique whistler waves // J. Geophys. Res. V. 19. № 16. P. 1639–1642. 1992.
<https://doi.org/10.1029/92GL01811>
- Kennel C.F., Petschek H.E. Limit of stably trapped particle fluxes // J. Geophys. Res. V. 71. № 1. P. 1–28. 1966.
- Kletzing C.A., Kurth W.S., Acuna M. et al. The electric and magnetic field instrument suite and integrated studies (EMFISIS) on RBSP // Space Sci. Rev. V. 179. № 1–4. P. 127–181. 2013.
<https://doi.org/10.1007/s11214-013-9993-6>
- Kurth W.S., De Pascuale S., Faden J.B., Kletzing C.A., Hospodarsky G.B., Thaller S., Wygant J.R. Electron densities inferred from plasma wave spectra obtained by the Waves instrument on Van Allen Probes // J. Geophys. Res.— Space. V. 120. № 2. P. 904–914. 2015.
<https://doi.org/10.1002/2014JA020857>
- Ma Q., Artemyev A.V., Mourenas D. et al. Very oblique whistler mode propagation in the radiation belts: Effects of hot plasma and Landau damping // Geophys. Res. Lett. V. 44. № 24. P. 12057–12066. 2017.
<https://doi.org/10.1002/2017GL075892>
- Maeda K. Cyclotron side-band emissions from ring-current electrons // Planetary and Space Science. 24(4). 341–347. 1976.
[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(76\)90045-3](https://doi.org/10.1016/0032-0633(76)90045-3)
- Malaspina D.M., Ripoll J.-F., Chu X., Hospodarsky G., Wygant J. Variation in plasmaspheric hiss wave power with plasma density // Geophys. Res. Lett. V. 45. P. 9417–9426. 2018.
<https://doi.org/10.1029/2018GL078564>
- Malaspina D.M., Jaynes A.N., Hospodarsky G., Bortnik J., Ergun R.E., Wygant J. Statistical properties of low-frequency plasmaspheric hiss // J. Geophys. Res. V. 122. P. 8340–8352. 2017.
<https://doi.org/10.1002/2017JA024328>
- Manninen J., Turunen T., Kleimenova N., Rycroft M., Gromova L., Sirviö I. Unusually high frequency natural VLF radio emissions observed during daytime in Northern Finland // Environmental Research Letters. V. 11. P. 124006–124014. 2016.
<https://doi.org/10.1088/1748-9326/11/12/124006>
- Manninen J., Kleimenova N., Turunen T., Nikitenko A., Gromova L., Fedorenko Y. New type of short high-frequency VLF patches (“VLF birds”) above 4–5 kHz // J. Geophys. Res. V. 126. 2021e2020JA028601. 2021.
<https://doi.org/10.1029/2020JA028601>
- Meredith N.P., Horne R.B., Thorne R.M., Summers D., Anderson R.R. Substorm dependence of plasmaspheric hiss // J. Geophys. Res. V. 109. A06209. 2004.
<https://doi.org/10.1029/2004JA010387>
- Poulsen W.L., Inan U.S. Satellite observations of a new type of discrete VLF emission at $L < 4$ // J. Geophys. Res. V. 93. № A3. P. 1817–1838. 1988.
- Reeves G.D., Henderson M.G., McLachlan P.S., Belian R.D., Friedel R.H.W., Korth A. Radial propagation of substorm injections // International Conference on Substorms, Proceedings of the 3rd International Conference held in Versailles, 12–17 May 1996. Edited by E.J. Rolfe and B. Kaldeich. ESA SP-389. Paris: European Space Agency, P. 579. 1996.
- Shklyar D., Matsumoto H. Oblique whistler-mode waves in the inhomogeneous magnetospheric plasma: Resonant interactions with energetic charged particles // Surv. Geophys. V. 30(2). P. 55–104. 2009.
<https://doi.org/10.1007/s10712-009-9061-7>