

ШИРОКОПОЛОСНАЯ ULF-ELF ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В МАГНИТОСФЕРНО-ИОНОСФЕРНОЙ СИСТЕМЕ ВЫСОКИХ ШИРОТ: ТЕКУЩЕЕ СОСТОЯНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА И ТЕОРИИ

И.В. Головчанская (Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия)

1. Введение

Широкополосные флуктуации электрических и магнитных полей в верхней ионосфере и нижней магнитосфере Земли постоянно регистрируются ракетами, спутниками и радаром в авроральной зоне (с меньшими амплитудами – в полярной шапке), рис.1. В системе отсчёта низковысотных спутников им соответствует диапазон частот от 0.01 Гц до 1 кГц (в некоторых событиях до 3-4 кГц), поэтому первоначально они были названы широкополосной ULF-ELF турбулентностью (broadband ULF-ELF turbulence). По мере осознания того, что, по крайней мере, низкие частоты этого диапазона появляются в спектрах полей за счёт эффекта Доплера при пересечении спутником пространственных структур продольных токов, возмущения стали называть альвеновской турбулентностью, связывая их преимущественно с дисперсионными альвеновскими модами.

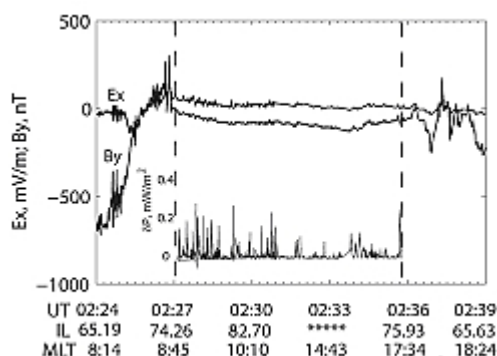


Рис. 1. Событие альвеновской турбулентности, наблюдаемое спутником Dynamics Explorer 2 (DE-2) 12 ноября 1981 г. в утренней авроральной зоне, полярной шапке и вечерней авроральной зоне при среднечасовых B_z ММП = -8.0 нТ, B_y ММП = 8.2 нТ. E_x - меридиональная компонента электрического поля, B_y - зональная компонента магнитного поля, измеренные с частотой дискретизации 16 с^{-1} . Штриховыми линиями отмечены границы авроральной зоны и полярной шапки, определённые из ε -t спектрограмм высыпающих частиц по измерениям инструмента LAPI на DE-2. На вставке показаны значения потока Пойнтинга dP , связанного с электрическими и магнитными полями dE_x , dB_y в полярной шапке на масштабах < 128 км; $dP > 0$ соответствует потоку из магнитосферы в ионосферу; [Golovchanskaya and Kozelov, 2010].

Область высот, где турбулентность была уверенно идентифицирована по данным многочисленных низковысотных спутников, а также спутников Dynamics Explorer 1, Viking, Polar, Cluster и других, простирается от ~ 300 км до 5-6 R_E , а, возможно, и несколько дальше. В этой области плазменный параметр $\beta \ll 1$, то есть физика контролируется присутствием сильного внешнего магнитного поля B_0 .

Широкополосные низкочастотные возмущения в магнитосферно-ионосферной системе высоких широт – явление, наблюдаемое столь же регулярно, сколь магнитосферная конвекция или биркеландовские токи. Они регистрируются в широком диапазоне условий в солнечном ветре и межпланетном магнитном поле (ММП), при любом угле наклона земного диполя, во всех секторах MLT, а также при любом уровне геомагнитной возмущенности, однако, по сравнению с конвекцией и продольными токами, изучены значительно хуже. Отчасти это связано с высокими требованиями, предъявляемыми к аппаратуре, регистрирующей BBELF турбулентность. В первую очередь, это касается динамического диапазона, а также разрешения и чувствительности измерительных приборов. Кроме того, область высот верхней ионосферы и нижней магнитосферы, где наблюдается широкополосная турбулентность, до последнего времени не исследовалась системами спутников (типа Cluster или THEMIS). Интерпретация же данных одиночных спутников связана с известными трудностями при необходимости различать временные и пространственные вариации.

Термин ‘турбулентность’ в названии исследуемого явления долгое время использовался не строго. Однако за последнее десятилетие были существенно развиты представления о физике сложного поведения (complexity), свойственного космической плазме. В частности, в работе [Chang et al., 2004] были сформулированы идеи о бимодальном состоянии плазмы, в котором распространяющиеся моды (волны) сосуществуют с не распространяющимися пространственно-временными флуктуациями, (так называемыми, когерентными структурами), причём нелинейное взаимодействие когерентных структур приводит к проявлениям, характерным для перемежающейся турбулентности. Для флуктуаций электрических и магнитных полей в верхней ионосфере эти проявления, к которым относятся масштабная инвариантность, негауссовы функции плотности вероятности, коллапс нормализованных функций плотности вероятности, характерное поведение эксцесса распределений и др., были впервые продемонстрированы по экспериментальным данным в работах [Tam et al., 2005; Golovchanskaya et al., 2006; Kozelov et al., 2008; Golovchanskaya et al., 2010; Golovchanskaya et al., 2011].

Актуальность изучения BBELF полей определяется важностью нескольких физических процессов, в которых они играют принципиальную роль:

- (1) Поперечное ускорение ионов в верхней ионосфере в большинстве случаев связано именно с широкополосными низкочастотными электрическими полями [André et al., 1998];
- (2) BBELF электрические поля являются дополнительным источником джоулевого нагрева в высокоширотной ионосфере [Golovchanskaya, 2008]. На недостаточность нагрева, связанного только с регулярной составляющей электрического поля, указывали систематические расхождения температур термосферы, рассчитанных в моделях глобальной термосферной циркуляции, с наблюдениями;
- (3) Поскольку, несмотря на интенсивные спутниковые исследования, до сих пор не найден прототип дискретных авроральных структур в магнитосферном плазменном слое, всё больше исследователей склоняются к мнению, что, хотя источник энергии оптической авроры находится в удалённых областях магнитосферы, к авроральному структурированию приводят неустойчивости и нелинейные процессы в нижней магнитосфере. С этой точки зрения, BBELF возмущения могут быть причиной аврорального структурирования на малых масштабах.

В связи с ограниченным объёмом настоящей работы, в последующих разделах лишь кратко перечислены основные экспериментальные и теоретические сведения о широкополосных электрических и магнитных полях в верхней ионосфере Земли, включая небольшое количество иллюстративного материала и необходимые ссылки.

2. Ключевые экспериментальные сведения о широкополосных возмущениях электрических и магнитных полей в верхней ионосфере высоких широт

Под ключевыми экспериментальными фактами подразумеваются именно те, которые способствовали развитию теории, которая далее обсуждается в разделе 3.

1. Широкополосные низкочастотные (BB ELF) поля развиваются преимущественно в областях биркеландовских продольных токов/сдвигов скорости магнитосферной конвекции, как на замкнутых, так и на открытых магнитных силовых линиях [Golovchanskaya et al., 2006; Golovchanskaya et al., 2010], рис.1.
2. Продольная компонента вектора Пойнтинга потока электромагнитной энергии в широкополосных возмущениях направлена из магнитосферы в ионосферу (для возмущений на открытых магнитных силовых линиях в области токов зоны 0 это проиллюстрировано на рис.1) Таким образом, BBELF возмущения не являются проявлением положительной ионосферной обратной связи [Golovchanskaya and Maltsev, 2004].

3. Отношение $\frac{E_{\perp}}{m_0 B_{\perp}}$, где $E_{\perp}$ и $B_{\perp}$ - амплитуды меридиональной электрической и зональной магнитной компонент BBELF возмущений, соответственно, согласуется по порядку величины со значениями обратной интегральной педерсеновской проводимости $\frac{1}{\Sigma_p}$, а значит, со статической моделью токовых контуров, лишь на масштабах $> 4-8$ км (частоты $< 1-2$ Гц) [Kozelov et al., 2008]. На частотах в несколько десятков Гц значения $\frac{E_{\perp}}{B_{\perp}}$ превышают не только $\frac{m_0}{\Sigma_p}$, но и альвеновскую скорость V_A . Превышение V_A составляет более чем два порядка величины [Chaston et al., 2006]. В работе [Kintner et al., 2000] экспериментально исследованы дисперсионные свойства BBELF эмиссий и показано, что эмиссии не могут быть идентифицированы не только как альвеновские волны, но и как дисперсионные альвеновские

волны [Stasiewicz, 2000], хотя для последних наблюдаемые отношения $\frac{E_{\perp}}{B_{\perp}}$ могли бы быть

удовлетворительно объяснены. Таким образом, на частотах > 1 -2 Гц в BBELF сигналах становится заметным (а на частотах > 30 -50 Гц – доминирующим) вклад электростатического возмущения. В работах [Knudsen et al., 1990; Volwerk et al., 1996; Golovchanskaya et al., 2011] было замечено, что высокочастотная электростатическая компонента BBELF эмиссий преимущественно развивается на градиентах крупномасштабной магнитной составляющей.

4. Поляризация магнитных BBELF возмущений (рис.2) согласуется с присутствием в них волновой компоненты с мощностью не более 10% от общей мощности сигнала [Golovchanskaya et al., 2011].

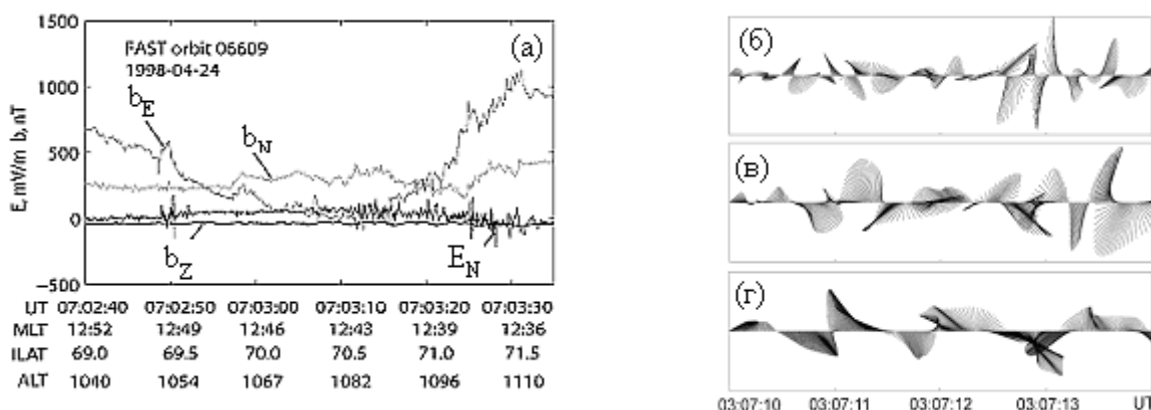


Рис. 2. (а) Событие BBELF турбулентности по данным спутника FAST; (б), (в), (г) Годограммы перпендикулярного магнитного поля $b_{\perp} = (b_N, b_E)$, измеренного спутником FAST в событии, показанном на панели (а), в промежутке времени 07:03:10-07:03:14 UT, и отфильтрованного в полосах частот: 4-8 Гц (б), 2-4 Гц (в), и 1-2 Гц (г); [Golovchanskaya et al., 2011].

5. BBELF электрические поля обнаруживают зависимость от проводимости ионосферы (сезонную вариацию), заключающуюся в их усилении в несколько раз в зимний период по сравнению с летним [Golovchanskaya, 2007]. Интригующая особенность сезонной вариации состоит в том, что она наблюдается и для высокочастотной (электростатической) составляющей BBELF возмущения, которая, согласно п. 3 выше, не описывается моделью статических контуров токов, замкнутых на ионосферу. Эффект сохраняется, по крайней мере, до высоты апогея спутника FAST (~ 4000 км). В то же время, в магнитной компоненте сезонный эффект наблюдается гораздо слабее и состоит в её незначительном (менее 50%) усилении в летний период по сравнению с зимним периодом. Отсюда следует вывод, что генератор BBELF возмущений в первом приближении можно рассматривать как генератор тока.
6. Применение вейвлет анализа к широкополосным электрическим и магнитным полям в верхней ионосфере Земли впервые позволило получить несмещённые оценки их масштабнo-временных свойств, которые невозможно получить традиционными спектральными методами (например, FFT). В работе [Golovchanskaya and Kozelov, 2010] методом дискретного вейвлет анализа и построения логарифмических диаграмм [Abry et al., 2000] показано, что в области масштабов $s < 30$ -40 км мощность вейвлет коэффициентов полей меняется в зависимости от масштаба по степенному закону, $\sim s^{a_1}$. Это признак самоподобия данных. Показатель a_1 несколько варьирует в разных событиях, в среднем оставаясь близким к $a_1 = 2$. На больших масштабах степенная зависимость выражена менее отчётливо и характеризуется меньшим наклоном a_2 (рис.3).

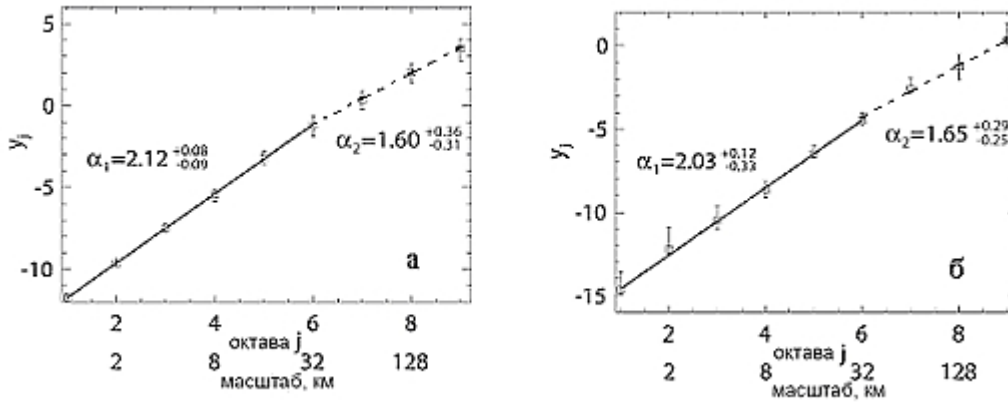


Рис. 3. Логарифмические диаграммы, построенные для широкополосных электрических полей, наблюдаемых спутником DE-2 в пятнадцати событиях (а) в авроральной зоне и (б) в полярной шапке. Доверительные интервалы для $y_j = \log_2 m_j$, где m_j - дисперсия детализирующих вейвлет коэффициентов для вейвлета масштаба $s \propto 2^j$, а также для индексов масштабирования α_1 и α_2 получены с использованием процедуры бутстрепа; [Golovchanskaya and Kozelov, 2010].

Наклон логарифмических диаграмм (ЛД) α_1 в области, где отчётливо выражена степенная зависимость от масштаба, отличается от предсказаний классических теорий гидродинамической и МГД турбулентности.

- Из сравнения рис. 3 и рис. 4 следует, что скейлинг в BBELF электрических полях, характеризующийся наклоном ЛД близким к $\alpha \sim 2$ (отрезок прямой на рис.4.б), сохраняется, по крайней мере, до масштабов 400-500 м (в отдельных событиях до ~ 100 м). С переходом к более высоким частотам начинает преобладать электростатическая компонента BBELF возмущений, при этом наклон ЛД уменьшается, степенной характер ЛД выражен неотчётливо или вообще не имеет места (рис. 4.б, $f > 32$ Гц). Таким образом, скейлинг с наклоном ЛД $\alpha \sim 2$ обнаруживает только составляющая BBELF возмущений, отождествляемая с альвеновской турбулентностью.

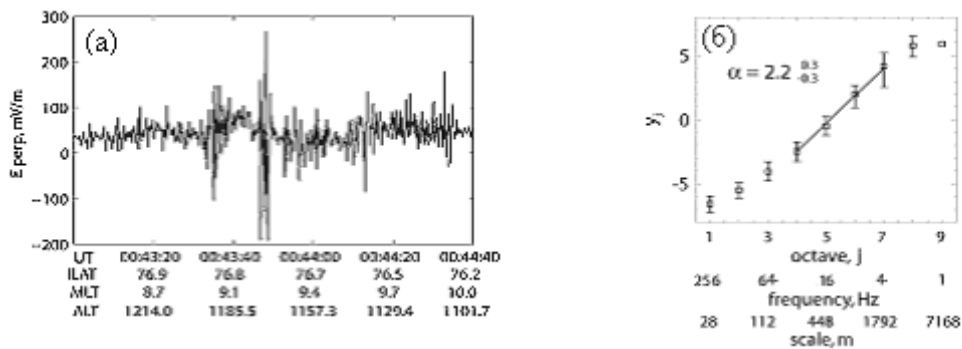


Рис. 4. (а) dc электрическое поле, измеренное спутником FAST (орбита 06617) с частотой дискретизации 512 s^{-1} в событии BBELF возмущения 25 апреля 1998 года. Частоты спина и нутации спутника отфильтрованы из сигнала; (б) логарифмическая диаграмма, построенная для измеренного электрического поля методом [Abry et al., 2000] с использованием вейвлета Добеши 5-го порядка; [Головчанская и др., 2012].

Поскольку электростатическая компонента BBELF возмущения может “маскировать” продолжение степенного участка ЛД для электрического поля в область более высоких частот (рис.4.б, $f > 32$ Гц), частотный диапазон собственно альвеновской турбулентности надёжнее определять по магнитной компоненте. Из работы [Chaston et al., 2006] известно, что её мощность становится пренебрежимо малой на частотах > 64 -128 Гц.

3. Теория BBELF возмущений в верхней ионосфере высоких широт

3.1. Альвеновская турбулентность

Экспериментальные факты 3 и 4 раздела 2 не позволяют интерпретировать альвеновскую турбулентность в терминах альвеновских (или дисперсионных альвеновских) волн как таковых. В работе [Golovchanskaya et al., 2011] предложена её интерпретация в терминах нелинейного взаимодействия когерентных альвеновских структур [Chang et al., 2004]. Имея в виду экспериментальный факт 5 раздела 2, мы рассматривали альвеновские когерентные структуры именно магнитостатического типа (филаменты продольного тока) [Pegoraro et al., 1997], двумерное нелинейное взаимодействие которых численно моделировалось методом макрочастиц на сетке размером 513×513 . Каждой макрочастице приписывался ток j_0 фиксированной величины положительной (+) или отрицательной (-) полярности. Число макрочастиц каждой полярности составляло $67 \cdot 10^6$. Фоновое магнитное поле $\mathbf{B}_0 = B_0 \cdot \mathbf{e}_z$ считалось вертикальным и однородным.

В $t = 0$ макрочастицы случайно распределены по области моделирования, и их скорости заданы равными нулю. Модуль магнитного поля $|B|$, создаваемого начальным распределением макрочастиц в узлах сетки, показан на рис.5.а, а его логарифмическая диаграмма на рис. 5.б. При $t > 0$ движение макрочастицы m ($m = 1, 2, \dots, M$) под действием силы Ампера описывается уравнением

$$\frac{d\mathbf{v}_m^{(\pm)}}{dt} = \frac{\pm j_0}{r_0} [\mathbf{e}_z \times \mathbf{B}_m] \quad (1)$$

где v_m – скорость макрочастицы m , и $\mathbf{B}_m = B_{m,x} \cdot \mathbf{e}_x + B_{m,y} \cdot \mathbf{e}_y$ – самосогласованное магнитное поле в поперечной к B_0 плоскости, действующее на макрочастицу в точке её локализации (x_m, y_m) и связанное с магнитным полем B в узлах сетки (x_k, y_k) как $\mathbf{B}_m = \sum_k \mathbf{B}(x_k, y_k, t) \cdot F(x_m - x_k, y_m - y_k)$, где F – фактор макрочастицы (нами использовалось PQS взвешивание). Магнитное поле B можно выразить через потоковую функцию $\psi(x, y, t)$ как $\mathbf{B} = \frac{\partial \psi}{\partial y} \mathbf{e}_x - \frac{\partial \psi}{\partial x} \mathbf{e}_y$, где ψ находится из уравнения Пуассона

$$\nabla_{\perp}^2 \psi(x, y, t) = -\mu_0 \cdot j_z(x, y, t) \quad (2)$$

В уравнении (2) $j_z(x, y, t)$ – продольный ток в узлах сетки, который рассчитывается как $j_z(x_k, y_k, t) = j_0 \cdot (\sum_{m^{(+)}} F(x_{m^{(+)}} - x_k, y_{m^{(+)}} - y_k) - \sum_{m^{(-)}} F(x_{m^{(-)}} - x_k, y_{m^{(-)}} - y_k))$, причём индексы $m^{(+)}$ и $m^{(-)}$ относятся, соответственно, к макрочастицам положительной и отрицательной полярности. Для уравнения (2) рассматривалась краевая задача с периодическими граничными условиями. Результаты расчётов представлены на рис.5.а-5е, где все величины приведены в безразмерном виде. В частности, расстояния нормированы на шаг сетки h , магнитные поля на $\tilde{B} = m_0 j_0 h$, где j_0 – ток макрочастицы, время

на $\tilde{t} = \left(\frac{h r_0}{j_0 \tilde{B}} \right)^{1/2}$. Если принять $h = 100$ м, $j_0 = 10^{-8}$ А/м², and $\rho_0 = 2.7 \cdot 10^{-17}$ кг·м⁻³, то $\tilde{B} = 1.256 \cdot 10^{-3}$ нТл and $\tilde{t} = 4.6 \cdot 10^4$ с.

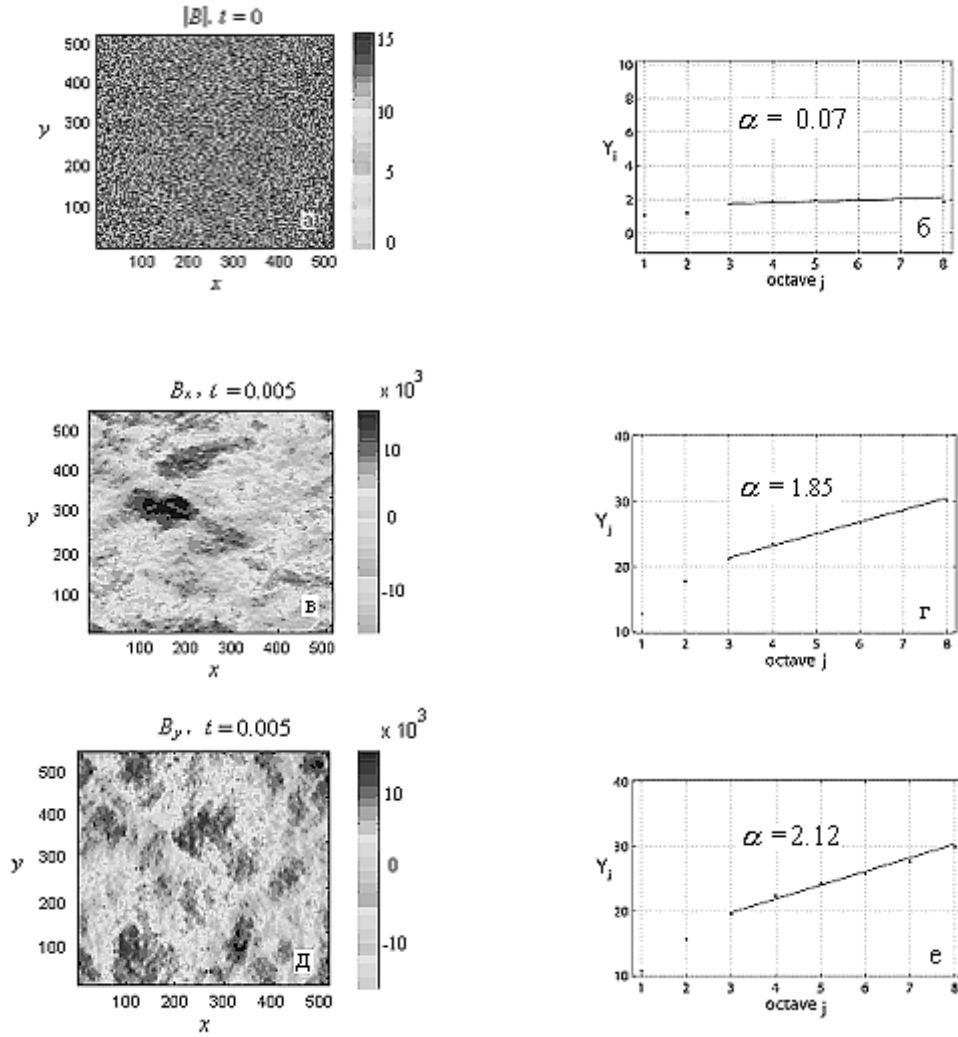


Рис. 5. Магнитные поля (а) в начальный момент времени и (в), (д) после 230 с нелинейного взаимодействия когерентных альвеновских структур магнитостатического типа; (б), (г), (е) логарифмические диаграммы магнитных полей на панелях (а), (в), (д) [Golovchanskaya et al., 2011].

Результаты моделирования указывают на кластеризацию когерентных магнитостатических структур одинаковой полярности (coarse-graining process, [Chang et al., 2004]), причём перераспределение магнитной энергии между масштабами соответствует своего рода обратному каскаду и приводит к появлению самоподобных структур. Это отражается в степенном характере ЛД для модельных полей на октавах $j \geq 3$ (рис.5.г,е).

Поляризация модельных магнитных возмущений также хорошо согласуется с наблюдениями. Это можно видеть из рис.6, где приведены годограммы модельных магнитных полей, обнаруживающие качественное сходство с годограммами на рис.2б,в,г, построенными по экспериментальным данным.

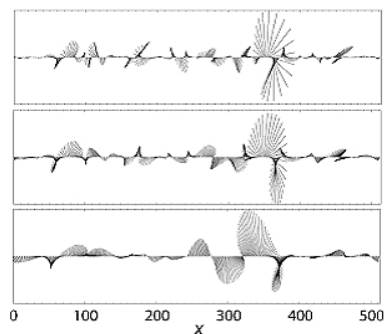


Рис. 6. Годограммы модельных магнитных полей B_x и B_y (рис.5.в,д) в сечении $y = 246$ области моделирования, отфильтрованных в полосах (вверху) $j = (4,5)$, (в центре) $j = (5,6)$, (внизу) $j = (6,7)$. Длина векторов приведена в относительных единицах; [Golovchanskaya et al., 2011].

3.2. Электростатическая компонента BBELF возмущений

Согласно Kintner et al. [2000], попытки отождествить электростатическую компоненту BBELF возмущений с какой-либо волновой модой в однородной плазме не увенчались успехом. Ключевым экспериментальным фактом в отношении её природы, по-видимому, является то, что, как уже отмечалось, широкополосные электростатические возмущения развиваются на градиентах крупномасштабных магнитостатических структур (см. п.3 раздела 2), то есть в существенно неоднородной плазме (рис.7).

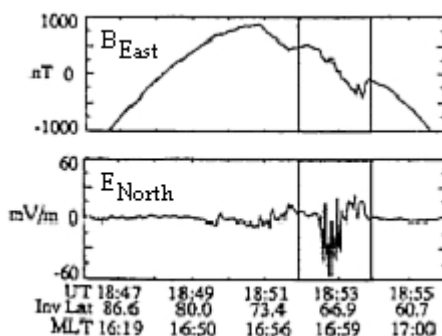


Рис. 7. Пример развития широкополосного электростатического возмущения на градиенте магнитостатической структуры по данным спутника HILAT; [Knudsen et al., 1990].

Идентифицировать эти возмущения как вызванные продольным током электростатические ионно-циклотронные волны (current-driven electrostatic ion-cyclotron waves, CDEIC waves) также не удаётся, поскольку (i) CDEIC волны являются узкополосными, (ii) продольные токи, на фоне которых развиваются BBELF электростатические возмущения, как правило, не превышают значений, необходимых для развития токовых неустойчивостей [Amatucci et al., 1998], (iii) согласно п.5 раздела 2, продольные токи не обнаруживают сезонную вариацию, тогда как в BBELF электростатических возмущениях сезонный эффект явно выражен.

Из предложенных к настоящему времени теорий, наиболее перспективной является теория, интерпретирующая BBELF электростатические возмущения как вызванные сдвигом скорости (который обычно сопровождает продольный ток) широкополосные ионно-циклотронные волны. Эта теория развита в работах [Ganguli and Palmadesso, 1988; Amatucci et al., 1998] и позволяет легко преодолеть расхождения с наблюдениями (i)-(iii), к которым приводит интерпретация в рамках CDEIC волн.

Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований ОФН РАН №VI.15

Список литературы

- Головчанская И. В., Б. В. Козелов, Свойства электрической турбулентности в ионосфере полярной шапки // Геомагнетизм и аэрономия. – 2010. – Т. 50, №5, - С. 603-615.
- Головчанская И. В., Б. В. Козелов, И. В. Дэспирак, Исследование широкополосной ELF турбулентности по данным спутника FAST // Геомагнетизм и аэрономия. – 2012. – в печати.

- Abry, P., P. Flandrin, M. S. Taqqu, and D. Veitch (2000), Wavelets for the analysis, estimation and synthesis of scaling data, in *Self-Similar Network Traffic and Performance Evaluation*.
- Amatucci, W.E., et al. (1998), Velocity-shear-driven ion-cyclotron waves and associated transverse ion heating, *J. Geophys. Res.*, 103(A6), 11,711-11,724.
- André, M., et al. (1998), Ion energization mechanisms at 1700 km in the auroral region, *J. Geophys. Res.*, 103(A3), 4199-4222.
- Chang, T., S. S. W. Y. Tam, and C. Wu (2004), Complexity induced anisotropic bimodal intermittent turbulence in space plasmas, *Phys. Plasma*, 11 (4), 1287-1299.
- Chaston, C.C., et al. (2006), Ionospheric erosion by Alfvén waves, *J. Geophys. Res.*, 111, A03206, doi:10.1029/2005JA011367.
- Ganguli, G., and P.J. Palmadesso (1988), Electrostatic ion instability in the presence of parallel currents and transverse electric fields, *Geophys. Res. Lett.*, 15, 103.
- Golovchanskaya, I.V., B.V. Kozelov, O.V. Mingalev, Y.V. Fedorenko, and M.N. Melnik (2011), Magnetic perturbations in the events of broadband ELF turbulence observed by FAST, *Geophys. Res. Lett.*, 38, L17103, doi:10.1029/2011GL049003.
- Golovchanskaya, I.V., B.V. Kozelov (2010), On the origin of electric turbulence in the polar cap ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 115, A09321, doi: 10.1029/2009JA014632.
- Golovchanskaya, I.V. (2008), Assessment of Joule heating for the observed distributions of high-latitude electric fields, *J. Geophys. Res. Lett.*, 35, L16102, doi:10.1029/2008GL034413.
- Golovchanskaya, I. V. (2007), On the seasonal variation of electric and magnetic turbulence at high latitudes, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L13103, doi:10.1029/2007GL030125, 2007.
- Golovchanskaya, I.V., A. A. Ostapenko, and B.V. Kozelov (2006), Relationship between the high-latitude electric and magnetic turbulence and the Birkeland field-aligned currents, *J. Geophys. Res.*, 111, A12301, doi: 10.1029/2006JA011835.
- Golovchanskaya I. V. and Y.P. Maltsev (2004), On the direction of the Poynting flux related to the mesoscale electromagnetic turbulence at high latitudes, *J. Geophys. Res.*, 109, A10203, doi:10.1029/2004JA010432.
- Kintner, P. M., J. Franz, P. Schuck, and E. Klatt (2000), Interferometric coherency determination of wavelength or what are broadband ELF waves? *J. Geophys. Res.*, 105(A9), 21,237-21,250.
- Knudsen, D. J., M. C. Kelley, G. D. Earle, J. F. Vickrey, and M. Boehm (1990), Distinguishing Alfvén waves from quasi-static field structures associated with discrete aurora: Sounding rocket and HILAT satellite measurements, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 921.
- Kozelov B. V., I. V. Golovchanskaya, A. A. Ostapenko, Y. V. Fedorenko (2008), Wavelet analysis of high-latitude electric and magnetic fluctuations observed by the Dynamic Explorer 2 satellite, *J. Geophys. Res.*, 113, A03308, doi:10.1029/2007JA012575.
- Pegoraro, E., B. N. Kuvshinov, J. Rem, and T. J. Schep (1997), Electron inertia and small-scale magnetic structures in a non-uniform collisionless plasma, *Adv. Space. Res.*, 19(12), 1823-1826.
- Stasiewicz, K., Y. Khotyaintsev, M. Berthomier, and J.-E. Wahlund (2000), Identification of widespread turbulence of dispersive Alfvén waves, *Geophys. Res. Lett.*, 27(2), 173-176.
- Tam, S. W. Y., T. Chang, P. M. Kintner, and E. Klatt (2005), Intermittency analyses on the SIERRA measurements of the electric field fluctuations in the auroral zone, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L05109, doi:10.1029/2004GL021445.
- Volwerk, M., P. Louarn, T. Chust, A. Roux, H. de Feraudy, and B. Holback (1996), Solitary kinetic Alfvén waves: A study of the Poynting flux, *J. Geophys. Res.*, 101(A6), 13,335-13,343.