

СПЕКТР ТУРБУЛЕНТНОСТИ, ФОРМИРУЕМОЙ ИОННО-ЦИКЛОТРОННЫМИ ГРАДИЕНТНО-ДРЕЙФОВЫМИ СОЛИТОНАМИ

И.Х. Ковалева

В настоящее время в стадии разработки находится построение моделей возбуждения и развития крупномасштабных ионосферных возмущений. Необходимой компонентой таких моделей является учет влияния мелкомасштабной турбулентности на параметры переноса плазмы. В работе определяется характер турбулентности, участвующей в формировании перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ-ов). На основе модели газа солитонов огибающей получен спектр флуктуаций, лежащий в основе расчета связанных с турбулентностью коэффициентов переноса.

Введение

Мелкомасштабные низкочастотные флуктуации (масштаба $\sim$ метра) сопровождают развитие всех крупномасштабных ионосферных возмущений (порядка 100 км), независимо от источника их возбуждения, таких как ПИВы (перемещающиеся ионосферные возмущения) или возмущения, формируемые, например, нагревными стендами. Развитие таких возмущений, как правило, рассматривают в рамках магнитогидродинамических моделей или акустико-гравитационных волн. Однако ряд интереснейших свойств ПИВов, таких как распространение на расстоянии нескольких тысяч километров почти без затухания с сохранением определенного направления, явно увязанного с направлением ионосферного электрического поля и нейтрального ветра (примерно перпендикулярно направлению дрейфа плазмы), указывает на ключевую роль в распространении данных возмущений определенных ионосферных неустойчивостей.

В связи с этим в последние годы для объяснения свойств ПИВов привлекается модель Перкинса [Perkins, 1973; Kelley, Fukao 1991; Kagan, Kelley 1998], определяющая неустойчивые соотношения между электрическим полем и направлением нейтрального ветра ионосферной плазмы (условия этой неустойчивости реализуются ночью). В основе модели лежит представление о равновесии между воздействием гравитационных сил, электрического поля и нейтральных ветров на ионосферную плазму, в результате чего сохраняется грубый баланс между гравитацией и силой $J \times B$, возникающей в результате воздействия нейтрального ветра или электрического поля. Если гравитации противостоят южная компонента нейтрального ветра u_s и зональная компонента электрического поля E_e , направленная на восток, уравнение баланса сил по вертикали можно выразить уравнением:

$$[E_e/B + u_s \sin(D)] \cos(D) = \frac{g}{\langle v \rangle} \sin^2(D)$$

Здесь D – дипольный угол магнитного поля, g – ускорение свободного падения, $\langle v \rangle$ – проинтегрированная по высоте частота соударений ион-нейтрал.

При данных направлениях равновесие является неустойчивым. Инкремент неустойчивости равен

$$\gamma = (g/H\langle v \rangle) \cdot [\sin^2(D) \sin^2(\theta/2)/\cos(\theta)]$$

$\theta = \tan^{-1}[(u_e B - E_s)/(E_e + u_s B \sin D)]$, H – шкала высот нейтральной атмосферы, u_e – восточная компонента скорости ветра, E_s – южная компонента электрического поля.

К сожалению, данная неустойчивость обладает слишком малым инкрементом, чтобы определить временные параметры динамики ПИВов. Это указывает на присутствие какой-то вторичной неустойчивости, определяющей перенос возмущения. В качестве такой вторичной турбулентности представляется естественным рассмотреть те мелкомасштабные флуктуации, которые сопровождают крупномасштабное возмущение, и с помощью которых эти крупномасштабные возмущения диагностируют радарными средствами. При этом, для поддержания определенного направления движения и других свойств ПИВов необходимо, чтобы данные мелкомасштабные флуктуации также имели определенные направления распространения, увязанные с направлением электрического поля и нейтрального ветра и возбуждались при возмущениях плотности плазмы, вызванных неустойчивостью Перкинса или другим сторонним источником. На роль таких возмущений прекрасно подходят те градиентно-дрейфовые ионно-циклотронные солитоны и модуляции, которые были теоретически рассмотрены в работе [Ковалева, 2009] и получили экспериментальное подтверждение в работах [Ковалева, 2007; Ковалева и др., 2010]. В работе [Ковалева, Ковалев, 2009] была высказана гипотеза о том, что градиентно-дрейфовые солитоны и модуляции представляют собой один из механизмов релаксации направленных поперек магнитного поля градиентов плотности и электрических полей. Солитоны формируют мелкомасштабную турбулентность, которая определяет временную динамику крупномасштабных ионосферных возмущений. Основная характеристика турбулентности, определяющая входящие в магнитогидродинамические расчеты коэффициенты переноса, – это ее спектр. В связи с предложенной гипотезой в настоящей работе получен спектр флуктуаций, соответствующий одномерному газу солитонов, возникающему на градиенте плотности плазмы поперек магнитного поля, показано, что данная структура турбулентности формирует спектр, соответствующий спектрам, регистрируемым экспериментально. Данные о спектре и корреляционной функции позволят получить связанные с данной турбулентностью коэффициенты переноса и использовать их в магнитогидродинамическом расчете. Статья построена следующим образом. В первом разделе рассмотрены теоретические основы расчета спектра. Во втором – приведен результат модельного расчета и проведено сопоставление с экспериментальными спектрами, получаемыми в различных возмущенных условиях в ионосферной плазме. Проведено обсуждение особенностей переноса, осуществляемого по данному механизму. В заключении подведен итог полученным результатам и намечена дальнейшая работа.

Теоретические основы расчета модельного спектра флуктуаций

Работы по расчету спектров флуктуаций, описываемых нелинейными уравнениями (то есть формируемыми нелинейными структурами–солитонами различной природы и др.), условно можно разделить на две группы. Первая использует гамильтонианов подход к рассмотрению термодинамического равновесия между структурами с использованием функционального интегрирования для определения статистической суммы (подход, аналогичный использовавшемуся в теории сверхпроводимости) [Scalapino, Sears, Ferrell, 1972; Lebowitz, Rose, Speer, 1987; Tasso

1996]. Кроме этого существуют расчеты, основанные на более упрощенных оценках статистической суммы и распределения солитонов. Расчет модельного спектра флуктуаций проводится по аналогии с подобным расчетом второго типа, проведенным в свое время для газа дрейфовых солитонов, описываемых уравнением Кортевега-де Вриза [Meiss, Horton 1982a, б]. Такая упрощенная модель была предложена для описания дрейфовой турбулентности, формирующейся на границе плазмы в токамаке. В этой модели используется та же система уравнений, что и в работе [Ковалева, 2009] с дополнительным упрощающим условием квазинейтральности (равенства плотности ионов и электронов $n_i = n_e$), что в результате разложения по малому параметру приводит к уравнению Кортевега-де Вриза. Если отказаться от данного упрощающего предположения, то разложение по малому параметру приводит вместо уравнения Кортевега-де Вриза к уравнению Гинзбурга-Ландау, решениями которого являются солитоны огибающей (волновые пакеты, огибающая которых имеет форму солитона) и нелинейные модуляции. Источником энергии данных возмущений является градиент плазмы и электрическое поле поперек магнитного поля.

В работах [Meiss, Horton 1982a,б] использовались методы, до этого развивавшиеся в физике конденсированного состояния материи. При этом рассматривается идеальный газ солитонов. Спектр волновых векторов получают в предположении, что перекрывающимися солитонами можно пренебречь. Ансамбль солитонов выводят из начальных условий, определяемых средним уровнем флуктуаций $\langle (\delta n)^2 \rangle$. Такой подход, после некоторой модификации применим ко многим другим системам со стабильными локализованными когерентными структурами (в том числе и солитонами огибающей, являющимися решением уравнения Гинзбурга-Ландау). Поле рассматривается как суперпозиция полей N_s солитонов:

$$\phi(x, t; x_0) = \sum_{n=1}^{N_s} \phi_n(x, t, x_0, \omega_0, k_0) \quad (1)$$

Где поле каждого можно представить в виде

$$\phi_n(x, t, x_0, \omega_n, k_n) = \frac{a(k_{bn})}{\cosh[c(k_{bn}) \cdot (x - x_0 - V_g t)]} \exp[ik_{bn}(x - x_0) - i\omega_{bn}t] \quad (2)$$

Здесь ω_{bn} и k_{bn} – несущая частота и волновой вектор n -ого солитона. Спектр мощности всех солитонов:

$$S(\omega, k) = \frac{1}{L} \sum_{n=1}^{N_s} \left\langle \delta(\omega + \omega_{bn} - (k - k_{bn})V_g) \left[\frac{a(k_n)}{c(k_n) \cosh[(k - k_{bn}) \cdot \pi / 2c(k_{bn})]} \right]^2 \right\rangle \quad (3)$$

Где большие угловые скобки означают усреднение по ансамблю солитонов. Далее при усреднении суммирование заменяется на интегрирование по функции распределения солитонов $f_s(\omega_s, k_s)$, которое можно получить следующим образом.

Для описания солитонов огибающей в работе [Ковалева, 2009] было выведено уравнение Гинзбурга–Ландау вида (в нормированной форме) (при делении уравнения на Q и переходе к нормировке пространственной координаты на $\sqrt{P/2Q}$ обозначения коэффициентов C_0, C_2, C_3, χ изменены на более общепринятые при записи уравнения Гинзбурга–Ландау $\delta, \beta, \varepsilon, \gamma$):

$$i\psi_t + \frac{1}{2}\psi_{xx} + |\psi|^2\psi = i\delta\psi + i\varepsilon|\psi|^2\psi + i\beta\psi_{xx} - \gamma\left[\int(|\psi|^2 - C)dX\right]\psi + C_1\psi_x \quad (4)$$

Здесь ψ – огибающая быстрых колебаний несущей частоты электрического поля, ψ_t , ψ_x – означает производную по времени и координате, а ψ_{xx} – вторую производную по пространственной координате. В отличие от уравнения Шредингера (с нулевой правой частью), интегрируемого и имеющего бесконечный ряд инвариантов, таких как энергия, импульс и так далее, для уравнения Гинзбурга-Ландау неизвестны сохраняющиеся величины. При этом можно записать уравнения для скорости изменения энергии Q и импульса M при изменении времени. Приравняв нулю $\frac{dQ}{dt}$ и $\frac{dM}{dt}$, методом возмущений были получены параметры устойчивых солитонов, соответствующих различным значениям волнового вектора k_b несущей частоты (с учетом нелинейных поправок к частоте и волновому вектору). Устойчивые солитоны существуют при превышении некоторого порогового значения коэффициента линейной накачки δ , представляющего собой сумму членов, пропорциональных значению градиента, электрическому полю и частоте столкновений ионов. Зависимости $f_b = (\omega_b/2\pi)$ и амплитуды устойчивых солитонов от величины волнового вектора k_b приведены на рис. 1 для конкретных условий небольшого превышения порогового градиента (на высоте 200 км в ночных средних широтах).

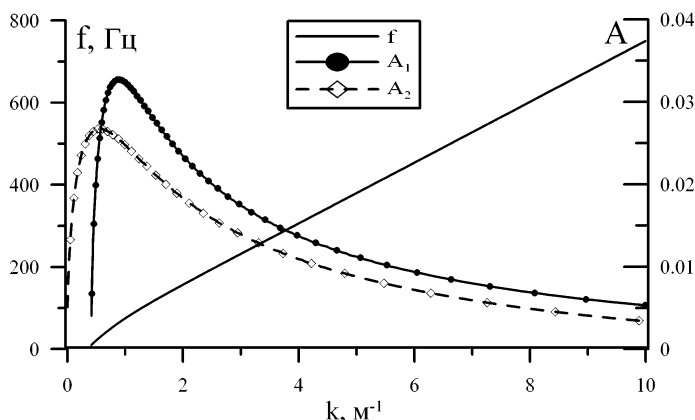


Рис. 1. Зависимость от волнового вектора несущей частоты f и амплитуд (кривые A_1 и A_2) солитонов огибающей для двух уровней превышения порогового градиента плотности плазмы поперек магнитного поля

Зависимость $f_b(k_b)$ соответствует дрейфовым волнам. Амплитуды устойчивых солитонов растут по мере сдвига к малым волновым векторам. На графике приведены две зависимости амплитуд солитонов от волнового вектора (кривые A_1 и A_2), соответствующие двум значениям превышения порога по градиенту плотности плазмы и электрическому полю. Эти кривые иллюстрируют тот факт, что с увеличением градиента плотности или электрического поля расширяется диапазон волновых векторов, на которых могут возбуждаться солитоны.

В реальности солитоны вблизи области устойчивости получают энергию из градиентов плазмы, теряют энергию за счет диссипации, взаимодействия между солитонами, излучения в результате взаимодействия с линейными волнами. Исходя

из этого, предполагается, что вблизи положений устойчивости формируется квазистационарное распределение солитонов по энергиям вида:

$$f_s = 1/Z \cdot \exp(-\beta_s E_s) \quad (6)$$

Z – статистическая сумма распределения Гиббса; $\beta_s = 1/2T_s$; T_s – эффективная температура, характеризующая среднюю энергию солитонов.

Для того, чтобы использовать данное распределение необходимо знать количество солитонов N_s и их среднюю энергию T_s . Устойчивые солитоны имеют вполне определенные амплитуды, определяемые величиной градиента плотности и электрического поля. На основе этого можно однозначно определить их среднюю энергию. Число возбуждаемых солитонов является неопределенной величиной. В условиях лабораторной плазмы количество солитонов можно определить из начального возмущения потенциала, который распадается на вполне определенное количество солитонов с амплитудами, определяемыми из решения уравнения Шредингера для собственных значений уровней энергии в потенциальной яме. Можно в качестве фактора, определяющего число солитонов, принять уровень тепловых флуктуаций. Такие подходы неприменимы для условий ионосферы, возмущения в которой представляют собой принципиально открытую систему. Любая область возмущения в ионосфере постоянно подвергается воздействию электромагнитных шумов, приходящих вдоль силовых линий с других высот ионосферы и даже из магнитосферы. Уровень этих шумов, по-видимому, определяет количество возбуждаемых в области неустойчивости солитонов. Поэтому вопрос о плотности солитонов необходимо решать на основе экспериментальных данных с учетом широтных, суточных и других вариаций уровней электромагнитного шума. Форма спектра сохраняется при любой плотности солитонов, меняется только его амплитуда.

Сопоставление модельного спектра с экспериментальными

На основе оценки распределения солитонов по энергиям для условий, приведенных в предыдущем разделе, получена оценка спектра флуктуаций (рис. 2). Основные черты модельного спектра полностью воспроизводят спектры, регистрируемые в спорадическом F слое [Kelley, 1982; Kelley, Franz, Prasad, 2002], спектрах флуктуаций, регистрируемых в областях ионосферной плазмы, возмущенной воздействием нагревного стенда [Ерухимов и др., 1987, Kelley, et al., 1995; Franz, Kelley, Gurevich, 1999]. Необходимо отметить, что из всего многообразия неустойчивостей, порождающих спектр турбулентности при работе нагревного стенда, для целей расчетов магнитогидродинамических возмущений, распространяющихся на большие расстояния, интерес представляет только дрейфовая турбулентность, так как все виды неустойчивостей теплового характера имеют заведомо локальный характер. Дрейфовая турбулентность проявляет подобие в свойствах и над нагревным стендом и в спорадических F слоях. Для дрейфовой турбулентности характерно сохранение уровня шумов в некотором диапазоне волновых векторов с резким степенным спадом уровня шумов при увеличении волновых векторов (k^{-3} – для электрического поля; k^{-4} – для потенциала и более быстрым). Спад уровня шумов начинается в диапазоне волновых векторов, соответствующих длинам волн ~ 3 –15 м. Точно такие же черты демонстрирует модельный спектр. Наклон степенной функции k^{-3} приведен на том же графике жирной чертой.

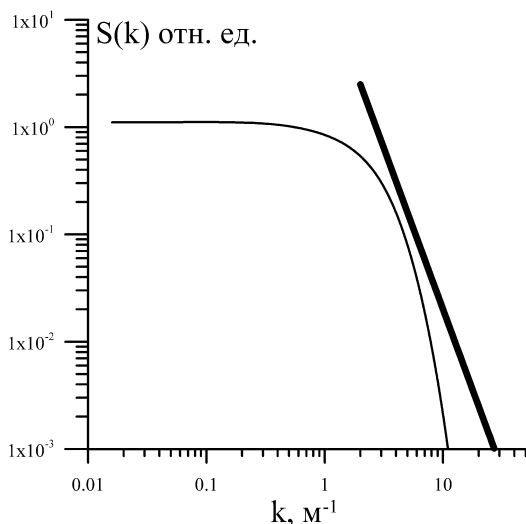


Рис. 2. Модельный спектр флуктуаций турбулентности, формируемой газом ионно-циклотронных дрейфовых солитонов огибающей

Проведенное рассмотрение указывает на то, что модель демонстрирует хорошее согласие с регистрируемыми в экспериментах спектрами мелкомасштабных флуктуаций, так как отражает все основные черты спектра. При этом следует учитывать, что в реальные спектры вносит вклад то, что солитоны имеют конечные размеры в направлении перпендикулярном распространению; кроме возбуждения солитонов, возможно и возбуждение нелинейных модуляций (особенно в полярных широтах, где постоянно присутствует более высокий уровень электромагнитных шумов).

В целом модель выявляет механизм формирования спектра, что позволяет связать характеристики переноса поперек магнитного поля с градиентами плазмы и поперечным электрическим полем. Например, зависимость квадрата средней энергии солитонов от уровня превышения порогового градиента плотности плазмы приведена на рис. 3 (пороговое значение градиента соответствует 1). Превышение поро-

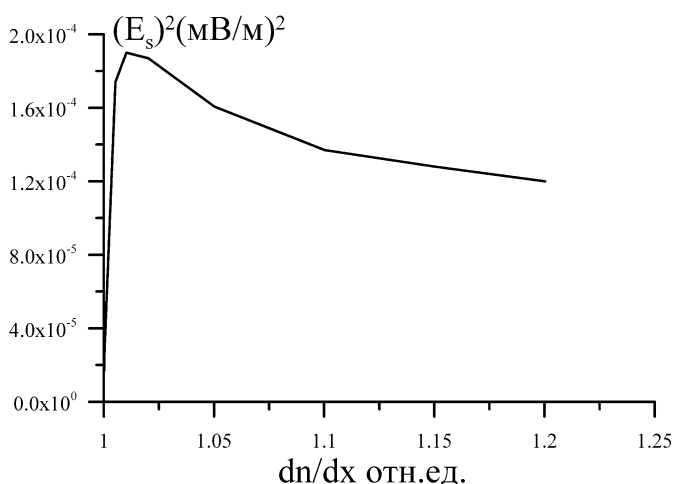


Рис. 3. Зависимость средней энергии солитона от превышения порогового градиента плотности плазмы поперек магнитного поля

гового градиента плотности приводит к резкому увеличению амплитуд возбуждаемых солитонов, что отражено в росте их средней энергии. При достаточно большом уровне генерации солитонов это означает резкое увеличение процессов переноса поперек магнитного поля. При дальнейшем росте градиента увеличивается диапазон возможных частот, волновых векторов и амплитуд солитонов, что приводит к некоторому спаду средней энергии. Ключевым для возможности возбуждения солитонов оказывается направление поперечной магнитному полю компоненты квазипостоянного электрического поля, которое может как ускорить процесс прохождения порога возбуждения, так и блокировать процессы возбуждения. Теоретический расчет позволяет также учесть высотные зависимости условий переноса (за счет учета зависимости спектра от частоты столкновений ионов). Инерционный интегральный член накладывает ограничения на направления распространения солитонов (подробнее см. [Ковалева, 2009]). Все эти свойства турбулентности газа солитонов согласуются с условиями возникновения и распространения ПИВ-ов.

Заключение

Проведенное рассмотрение характеристик флуктуаций, образуемых газом ионно-циклотронных дрейфовых солитонов огибающей, показало, что спектр флуктуаций соответствует по форме спектрам, регистрируемым в экспериментах. В соответствии с моделью, построенной в данной работе, предложен метод, с помощью которого можно получить коэффициенты турбулентного переноса, необходимые для расчета динамики крупномасштабных возмущений ионосферной плазмы для конкретных геофизических условий, выявить не только уровень, но и возможные направления переноса. Это может помочь в моделировании процессов генерации крупномасштабных возмущений, определении того уровня изменений параметров плазмы и внешних условий, при которых возможно распространения крупномасштабного возмущения на большие расстояния.

Литература

- Franz T.L., Kelley M.C., Gurevich A.V.* Radar backscattering from artificial field-aligned irregularities // *Radio Sci.* 1999, V. 34, p. 465–475.
- Kelley M.C., Franz T.L., Prasad G.* On the turbulent spectrum of equatorial spread F. A comparison between laboratory and space results // *J Geophys. Res.* 2002, V. 107, N. A12, 1432 doi: 10.1029/2002JA009398
- Kelley M.C., T.L. Arce, J. Salowey, M. Sulzer, W.T. Armstrong, M. Carter, L. Duncan* Density depletions at the 10-m scale induced by the Arecibo heater // *J Geophys. Res.* 1995, V. 100, N. A9, p. 17367–17376.
- Kelley M.C.* Nonlinear saturation spectra of electric fields and density fluctuations in drift wave turbulence // *Phys. Fluids* 1982, V. 25, P.1002–1004.
- Kelley M.C., Fukao S.* Turbulent upwelling of the mid-latitude ionosphere. 2. Theoretical framework // *J Geophys. Res.* 1991, V. 96, N. A3, p. 3747–3753.
- Kagan L.M., Kelley M.C.* A wind-driven gradient drift mechanism for mid-latitude E-region ionospheric irregularities // *Geophys. Res. Lett.* 1998, V. 25, N. 22, p. 4141–4144.
- Lebowitz J.L., H.A. Rose, E.R. Speer* Statistical mechanics of the nonlinear Schrodinger equation // *J. of Stat. Phys.* 1988, V. 50, No. 3/4. P. 657–687.
- Meiss J.D., W. Horton* Drift –wave turbulence from a soliton gas. // *Phys. Rev. Lett.* 1982 (a), V. 48, p. 1362–1364.

Meiss J.D., W. Horton. Fluctuation spectra of a drift wave soliton gas // *Phys.Fluids* 1982(6), V. 25, N. 10, p. 1838–1843.

Perkins F. Spread F and Ionospheric Currents // *J Geophys. Res.* 1973, V. 78, N. 1, p. 218–226.

Scalapino D.J., Sears M., Ferrell R.A. Statistical mechanics of one-dimensional Ginzburg-Landau fields // *Phys.Rev. B.* 1972, V. 6, N. 9, p. 3409–3416.

Tasso H. Hamiltonians and fluctuations of continuous plasma models // *Nuovo Cimento.* 1996, V. 111B, N. 3, p. 343–355.

Ерухимов Л.М., Метелев С.А., Мясников Е.Н., Митяков Н.А., Фролов В.Л. Искусственная ионосферная турбулентность // *Изв. ВУЗов Радиофизика.* 1987, т. 30, № 2, с. 208–225.

Ковалева И.Х. Нелинейные ионно циклотронные дрейфовые модуляции в нижней ионосфере Земли // *Проблемы взаимодействующих геосфер: сб научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2009, с. 305–313.*

Ковалева И.Х. Ионно-циклотронная модуляционная неустойчивость в релаксирующей ионосферной плазме // *Физические поля и динамика взаимодействующих геосфер: сб. Научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2007. С. 149–156.*

Ковалева И.Х., Ковалев А.Т. Возбуждение крупномасштабных колебаний ионосферы высокочастотной волной накачки (в печати).

Ковалева И.Х., Гаврилов Б.Г., Ляхов А.Н., Поклад Ю.В., Соловьев С.П., Д.Н. Локтев, Пэрро. Градиентно-дрейфовые ионно-циклотронные солитоны в отклике ионосферы на литосферный геологический разлом (в печати).