

ПЕРЕМЕЩЕНИЕ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ИОНОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ НЕЛИНЕЙНЫХ ИОННО- ЦИКЛОТРОННЫХ ГРАДИЕНТНО-ДРЕЙФОВЫХ ВОЛН

И.Х. Ковалева, А.Т. Ковалев

В работе предлагается модель перемещения крупномасштабных (~50–100 км) возмущений ионосферы с помощью механизма переноса плазмы ионно-циклотронными градиентно-дрейфовыми солитонами. В основе модели лежат представления о возбуждении первичной неустойчивости (Перкинса) с дальнейшим возбуждением на градиентах плотности нелинейных ионно-циклотронных дрейфовых волн, сопровождающихся перемещением зарядово-нейтральных сгустков плазмы и определяющих направление движения данной неоднородности. Условия возбуждения как первичной неустойчивости, так и микронеустойчивости вторичных дрейфовых волн связаны с определенными направлениями ионосферного электрического поля и нейтрального ветра.

Введение

Механизмы движения перемещающихся ионосферных возмущений (ПИНВ-ов) находятся в процессе исследования. Природа их возникновения в целом понятна. Это акустические или акустико-гравитационные волны, вызванные природными и антропогенными возмущениями на поверхности Земли или в ионосфере. Однако данные возмущения имеют ярко-выраженную электромагнитную компоненту, перемещаются на большие расстояния. Имеющиеся экспериментальные данные ука-

зывают на различные по величине и направлению распространения скорости этих возмущений в дневное и ночное время, на связь через магнитосферу данных возмущений в магнитосопряжённых точках ионосферы. Поэтому сложившейся теории их движения в настоящее время нет. Так как регистрируется зависимость направления движения данных возмущений от величины и направлений ионосферного электрического поля и скорости нейтрального ветра, то одна из привлекаемых моделей возбуждения таких колебаний строится на основе модели Перкинса [Perkins, 1973]. Максимальные амплитуды возмущений в основном связывают с высотами максимального градиента концентрации электронов. Остаются нерешёнными вопросы связи данных возмущений с одновременно регистрируемыми в области E ориентированными вдоль поля иррегулярностями (так называемыми field-aligned irregularity – FAI). Развитие этих возмущений связано так же с возникновением вторичной турбулентности с длиной волны порядка метра, полноценной теории для которой в настоящее время тоже не существует.

В настоящей работе предлагается новый механизм движения возмущения в ионосфере, в частности, объясняющий ряд особенностей ПИВ-ов, регистрируемых в наблюдениях. Это гипотеза о ведущей роли в переносе вещества мелкомасштабной турбулентности, сопровождающей ПИВ-ы. При этом мелкомасштабная турбулентность формируется ионно-циклотронными градиентно-дрейфовыми солитонами [Ковалева, 2011]. Этот механизм позволяет объяснить целый ряд свойств ПИВ-ов. Рассмотрены возможности активизации данного механизма, приведён пробный расчёт смещения ионосферной неоднородности.

В первом разделе приведён краткий обзор экспериментальных данных, во втором – рассматриваются модели, существующие в настоящее время. В третьем разделе рассматривается предложенная модель и приводятся данные пробного расчёта. В заключении обсуждаются результаты рассмотрения, намечены нерешенные вопросы и направления дальнейшей работы.

Обзор экспериментальных данных

Рассмотрим основные свойства естественно возникающих перемещающихся возмущений (среднемасштабных ПИВ в русских обозначениях или MSTIDs – в английских) [Dominici, Cander, Zolesi 1997; Hernandez-Pajares, Juan, Sanz, 2006]. Данные возмущения регистрируются радарными, оптическими и другими методами измерений на протяжении нескольких десятилетий. Это волновые изменения плотности плазмы с размерами ~100 км и больше. Чаще всего максимальные возмущения характерны для высот 200–250 км и до F максимума, часто вблизи высоты максимального вертикального градиента плотности плазмы. Регистрируются амплитуды относительных изменений плотности от нескольких процентов до 50%. Периоды колебаний от нескольких минут до часов. Скорости перемещения 100–200 м/с. Для таких возмущений характерно наличие вторичных мелкомасштабных коротковолновых (~3 м) иррегулярностей. По-видимому, возможен целый ряд источников возбуждения данных возмущений – мощные ионосферные возмущения в полярной области, терминаторы, землетрясения, извержения вулканов, крупные взрывы и т.д. Если первоначально данные возмущения рассматривались как результат прихода на высоты F-области ионосферы акустико-гравитационных волн (АГВ), то по мере накопления экспериментальных данных были получены свидетельства о магнитогидродинамическом характере данных

возмущений, проявляющемся в целом ряде характеристик. Возмущения распространялись в определенных направлениях на большие расстояния (до 4000 км), тогда как АГВ затухают через несколько длин волн и трудно объяснить распространение АГВ волны в строго определенном направлении. На основе большой статистики стало ясно, что частота появления данных возмущений имеет явно выраженные суточные и сезонные зависимости [Hernandez-Pajares, Juan, Sanz, 2006]. Оказалось, что данное возмущение возникает одновременно в магнитосопреженных точках ионосферы [Otsuka et al., 2004]. Если первоначально считалось, что это результат проекции поляризованного электрического поля на сопряженную ионосферу, то потом выяснилось, что такая передача возмущения в сопряженную ионосферу возникает из зимнего полушария в летнее, но не наоборот. Была предложена модель передачи возмущения через магнитозвуковую волну [Afraimovich et al., 2009]. Все эти факторы подтверждают магнитогидродинамическую природу данных возмущений. К ионосферным явлениям того же вида (с привлечением для них тех же теоретических моделей) относят и вертикальные всплывания ионосферной плазмы. Например, в средних широтах в ходе радарных исследований регистрировались достаточно резкие всплывания (скорость ионов 470 м/с) турбулентных областей ионосферной плазмы слоя F с поперечными размерами 50–100 км [Behnke, 1979; Fukao, Kelley, 1991]. Электрическое поле, регистрируемое в этих областях, – 10–17 мВ/м. Горизонтальный градиент становится таким же крутым, как вертикальный в спокойных условиях (спад плотности в e раз на расстоянии 30 км). Высота всплывания составляет 50 и даже 100 км. Такие всплывания так же характерны для ночной ионосферы. Это объясняется тем, что необходимые для развития неустойчивости направления ветров характерны для ночи, утренних или вечерних часов (особенно зимой) [Hedin et al., 1991].

Обзор моделей

Описание приведенных выше явлений на основе модели Перкинса было предложено в работе [Kelley, Fukao, 1991] и в дальнейшем развито в целом ряде работ. В основе модели лежат представления о динамическом равновесии ионосферной плазмы в спокойных условиях, поддерживаемом балансом между гравитационными силами, воздействием термосферного нейтрального ветра и поляризационным электрическим полем. Данное равновесие неустойчиво при некоторых направлениях нейтрального ветра и электрического поля. В средних широтах такие направления ветра присутствуют в основном в ночное время. Различные источники возмущений (в том числе и АГВ) приводят к возникновению градиентов плазмы поперек силовых линий магнитного поля и поляризационных полей, нарушающих данное равновесие. Возникающее в результате магнитогидродинамическое возмущение передается, в том числе и в магнитосферу в виде магнитозвуковой волны.

По модели Перкинса [Perkins 1973] 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 ветра, E_s – южная компонента электрического поля. Эта модель была предложена для объяснения возникновения и движения MSTIDs, всплывания областей плазмы и т.д. [Kelley, Fukao, 1991].

Так как инкремент такой неустойчивости достаточно мал, то предполагается наличие какого-то внешнего источника возбуждения, дающего первоначальные градиенты плотности и вторичных неустойчивостей, обеспечивающих формирование вторичной мелкомасштабной турбулентности с регистрируемыми скоростями ионов. В качестве агента, возбуждающего первичную неустойчивость, рассматриваются гравитационные волны, формирующие колебания плотности в области E. В качестве вторичной неустойчивости рассматриваются различные плазменные механизмы типа градиентно-дрейфовой неустойчивости, но направления распространения волн не находят объяснения в рамках теории линейных дрейфовых волн, которые не могут распространяться перпендикулярно скорости дрейфа.

Данная модель получила дальнейшее развитие в ряде работ [Kagan, Kelley, 1998; Hamza, 1999, Kelley, Makela, 2003; Zhou et al., 2005] с целью решить возникающие противоречия. Одной из основных нерешённых к настоящему времени проблем являются регистрируемые в наблюдениях направления распространения возмущений типа ПИВ-ов, не согласующиеся с моделью Перкинса. В расчёты по модели Перкинса был введён учёт влияния градиентов в горизонтальном направлении [Hamza, 1999], сделаны попытки нелинейного рассмотрения уравнений, описывающих данную неустойчивость [Zhou et al., 2005].

В первоначальной модели Перкинса малость инкремента неустойчивости определяется малостью величины равновесного электрического поля, а также малостью отношения

$$v_{in} / \Omega$$

где v_{in} – частота столкновений ион-нейтрал, Ω – циклотронная частота. Кроме того, в ней предполагалась однородность и неизменность полного электронного содержания (ТЕС – total electron content) в рассматриваемой области. Учет нейтрального ветра со скоростью U_n [Hamza, 1999; Zhou et al., 2004] увеличивает возможность роста этой неустойчивости. Hamza [Hamza, 1999] в своей модели учел возможность неоднородности и изменения ТЕС и ввел исходную неоднородность ТЕС и интегральной педерсеновской проводимости в условие равновесия. При этом уже при малых исходных неоднородностях он, в отличие от Перкинса (у которого скорость роста не зависит от волнового числа), получил, что структуры меньшего масштаба растут быстрее. Другой механизм ускорения роста неустойчивости Перкинса предложен [Yokoyama et al., 2009] В данной работе рассматривается связь между неустойчивостью Перкинса в F-слое с неустойчивостью спорадического слоя E (E_s). При этом ведущую роль играет неустойчивость E_s , неустойчивость Перкинса усиливает эти возмущения. Максимально быстрый рост достигается, если в обеих об-

ластях выполняются условия возникновения структур вытянутых в направлении северо-восток – юго-запад. Связь между ними осуществляется через зональную компоненту возмущенного электрического поля.

Модель с дополнительным переносом ионно-циклотронными дрейфовыми солитонами

На основе проведенного рассмотрения предполагается следующая модель. Предполагается, что ионосферная плазма находится в динамическом равновесии, определяемом балансом между гравитационными силами, воздействием нейтральных ветров и поляризационного электрического поля. При условиях, когда данное равновесие неустойчиво, внесение в плазму дополнительного градиента поперек силовых линий магнитного поля формирует возмущения электрического поля, возбуждает неустойчивость Перкинса на масштабе ~100 км. За счёт вторичной мелкомасштабной неустойчивости, параметры которой рассмотрены ниже, происходит достаточно интенсивный перенос плазмы в определённом направлении, формируется магнитозвуковое возмущение, уходящее вдоль магнитного поля в магнитосферу (давая возможность генерации процесса и в сопряжённой ионосфере). Направление возможного перемещения возмущения или образование вихря целиком обусловлены соотношением между направлениями электрического поля и нейтрального ветра, так как эти параметры определяют направление движения вторичной турбулентности.

Предполагается, что вторичная турбулентность играет ведущую роль в определении направления распространения и характере развития возмущения. Сильная микротурбулентность рассматривается как газ ионно-циклотронных солитонов огибающей, являющихся решением уравнения Гинзбурга-Ландау, полученного для таких солитонов в работах [Ковалёва, 2009, 2011]. В зависимости от направления нейтрального ветра и электрического поля данные солитоны могут возбуждаться и перемещаться только в определённых направлениях, что и определяет направление движения общего возмущения. Рассмотрим условия возбуждения, направления распространения дрейфовых солитонов, их частоты и длины волн.

Нелинейные ионно-циклотронные волновые возмущения были рассмотрены в упрощённом виде – одномерных волн, распространяющихся поперек силовых линий магнитного поля (с небольшой компонентой вдоль магнитного поля) с движением электронов приближенно вдоль магнитного поля (с небольшой поправкой, учитывающей инерцию и диссипацию электронов). Было проведено разложение по малому параметру методом Крылова-Боголюбова-Митропольского системы магнитогидродинамических уравнений. В результате такого разложения было получено уравнение Гинзбурга-Ландау для описания нелинейных волновых возмущений вида:

$$i\psi_t + P\psi_{\xi\xi} + Q|\psi|^2\psi = iC_0 + C_1\psi_{\xi} + iC_2\psi_{\xi\xi} + iC_3|\psi|^2\psi - \chi\left(\int_{-\infty}^{\xi} |\psi|^2 d\xi\right)\psi + R\psi,$$

где Ψ – огибающая волнового пакета электрического поля в нелинейном волновом возмущении ($E = \psi \cdot e^{i(kx - \omega t)}$). Левая часть уравнения представляет обычное нелинейное уравнение Шредингера для ионно-циклотронных волн с коэффициентами P и Q . Член линейной накачки и затухания с коэффициентом C_0 определяется величиной градиента плотности плазмы, квазипостоянного электрического поля и частотой соударений ионов (в качестве диссипативной компоненты). Дополни-

тельные члены с коэффициентами C_2 и C_3 возникают при учёте инерционности и столкновений электронов. Решением данного уравнения являются солитоны огибающей (волновые пакеты) с меняющейся несущей частотой (с чирпом) [Ахмедиев, Анкевич, 2003]. Необходимо отметить, что для возбуждения солитонов необходимо превышение порогового значения градиента плотности плазмы поперек магнитного поля. Это пороговое значение может быть уменьшено электрическим полем, направленным вдоль направления градиента. Вторым условием существования солитонов является отсутствие дрейфа плазмы в направлении их движения. Таким образом, при наличии градиентов направления движения солитонов полностью определяются соотношением между направлениями градиента плазмы, скорости дрейфа и электрического поля. Эти условия возбуждения соответствуют направлениям распространения регистрируемых ПИВ-ов относительно направлений электрического поля и крупномасштабного дрейфа плазмы. Солитонные колебания могут возбуждаться на высотах областей E и F, имеют несущие частоты порядка десятка-сотен герц, длины волн ~ нескольких метров. Самым важным для процессов переноса является то, что движение волнового пакета сопровождается движением зарядово-нейтрального сгустка плазмы. Возмущение плотности плазмы, соответствующее солитону представлено на рис. 1. Волновое возмущение находится на заднем фронте перемещающегося сгустка плотности. Движение происходит по направлению оси X. Фоновое изменение плотности плазмы приведено наклонной линией. Направление движения обозначено стрелкой. В соответствии с данными спутника DE2 можно сказать, что для F-области ионосферы характерные размеры сгустков 2–10 км с относительными амплитудами 0,1–0,001 от фонового уровня плотности плазмы. Скорости перемещения подобных структур составляют от ~300 до ~1000 м/с.

Таким образом, можно предположить, что с помощью газа солитонов осуществляются процессы переноса на микроуровне, определяя направление и форму движения возмущения.

При моделировании решение системы магнитогидродинамических уравнений на макроуровне сочетается с элементами моделирования методом песочной гор-

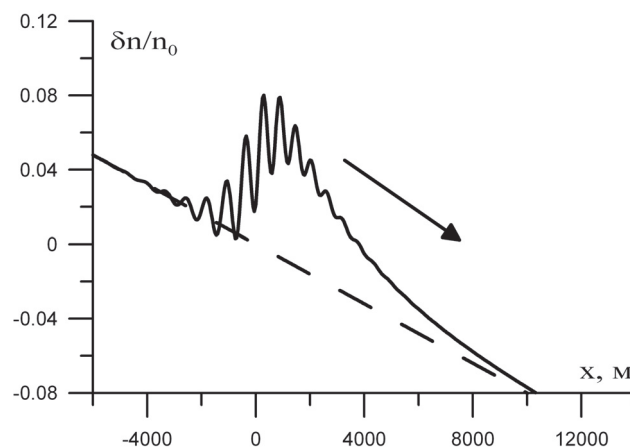


Рис. 1. Волновая форма флуктуаций плотности в ионно-циклотронном градиентно-дрейфовом солитоне.

Изменение плотности фоновой плазмы приведено пунктиром, направление движения — стрелкой.

ки [Bak, Tang, Wiesenfeld, 1988; Hwa, Kardar, 1992; Diamond, Hahm, 1995; Newman, Carreras, Diamond, 1996]. В основе модели песочной горки, как модели самоорганизованной критичности, лежит представление о том, что плазма находится в состоянии, близком к пороговому по градиенту плотности. При превышении порога возбуждается механизм транспорта плазмы, подобный механизму схода лавины или осыпания песочной горки. Сгустки плазмы переносятся на большие расстояния в определённом направлении – против направления градиента. Система стремится опять выйти на пороговое состояние. Модели самоорганизованной критичности уже на протяжении нескольких десятилетий предлагаются, как парадигма для понимания динамики профиля плазмы, формирования её границы и т.д. Аргументами, поддерживающими применение данной модели, является регистрируемый в экспериментах вспыхивающий характер транспорта плазмы поперек магнитного поля и длиннопериодные корреляции флуктуаций (что не позволяет использовать модели стохастической турбулентности). Основным вопросом при формировании таких моделей является вопрос о том, какая неустойчивость, какой процесс формирует «песчинки», отвечающие за перенос плазмы в механизме «схода лавины». В настоящей работе в качестве «песчинок» используются ионно-циклотронные градиентно-дрейфовые солитоны с чирпом. Сгустки плотности конечной длины и амплитуды, определяемой величиной превышения порогового градиента, перемещаются в направлении обратном градиенту. Форма каждого сгустка плотности имеет вид:

$$\rho(\tilde{x}) = A \exp(-\lambda \tilde{x}) \int_{-\infty}^x \frac{\exp(\lambda \tilde{x}) d\tilde{x}}{\cosh^2(\alpha \tilde{x})}$$

где $\tilde{x}$ – направление противоположное градиенту плотности поперек геомагнитного поля, определяемое условиями возможности возбуждения солитонов. Параметры α и λ соответствуют солитонам на данных высотах. Амплитуда сгустка $A \sim 0,001-0,01$ от фоновой плотности. В направлении, перпендикулярном градиенту, сгусток имеет гауссову форму (с размером, меньшим характеристической высоты).

Область расчета в ионосферной плазме разбивалась на сетку размером порядка 0,1 от размера области градиента. Ячейка сетки, в которой возбуждается солитон и локализуется максимум сгустка, выбиралась случайным образом из тех, в которых градиент плотности плазмы выше порогового значения. Затем сгусток плазмы данной формы и амплитуды перемещался на одну ячейку вниз по градиенту. Возникшая конфигурация распределения плотности накладывалась на расчетную сетку для магнитогидродинамического (МГД) расчёта и решались уравнения изотемпературной МГД для отрезка времени равного размеру ячейки, деленному на скорость сгустка. Затем сгусток перемещался еще на одну ячейку сетки, и снова решались уравнения МГД. При этом прослеживалась «судьба» сгустка. Когда максимум сгустка покидает область градиента, включается процесс его затухания. В данных расчетах использовалось экспоненциальное затухание скорости его движения на характерной длине 2–3 размера солитона (для всего диапазона высот). При более точном моделировании необходимо учитывать высотную зависимость скорости затухания нелинейной структуры. После выхода сгустка из области градиента формировался новый сгусток. Одновременно прослеживалось движение не более трех сгустков. На рис. 2 приведён пример расчёта, в котором наряду с МГД движением прослежено движение и затухание ~ 100 сгустков (солитонов).

Первоначальное возмущение плотности плазмы предполагается на высоте ~ 150 км (приведено на верхней панели). В результате градиента формируется поток нелинейных структур в виде ионно-циклотронных солитонов на ионах NO^+ ,

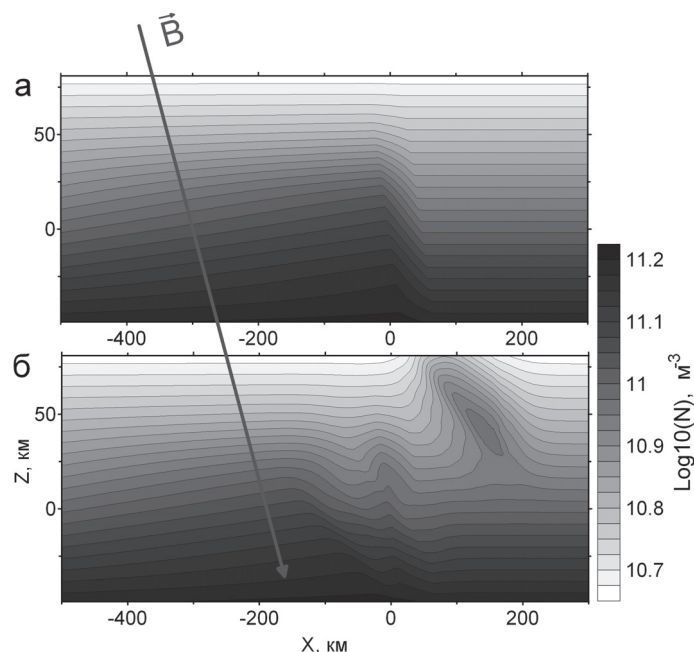


Рис. 2. Пример модельного расчета движения ионосферного возмущения, сформированного градиентом плотности: а – начальное распределение плотности ионов NO^+ ; б – распределение плотности, формирующееся в результате движения.

имеющих в данном случае наибольший градиент поперек геомагнитного поля вверх. Перемещение солитонов поперек магнитного поля даёт смещение плазмы с некоторым подъёмом, формируя характерные наклонные сгустки плазмы (показанные на нижней панели). Полный высотный профиль плазмы составляют приведённое распределение ионов NO^+ совместно с высотным профилем ионов атомарного кислорода. Данный результат воспроизводит распределение неоднородностей плазмы на этих высотах, формируемое под воздействием техногенного источника [Kunitsyn et al., 2012].

Заключение

В работе предложена модель, описывающая динамику крупномасштабных возмущений, возбуждаемых в ионосфере. Предложен новый подход к рассмотрению этого явления, основанный на связи разномасштабных процессов, представлении о развитии возмущения как нарушении ионосферного динамического равновесия, в котором источником энергии является не только энергия возмущения, но и энергия ионосферного электрического поля и нейтральных ветров. В качестве дополнительного источника переноса вещества в крупномасштабном возмущении предложены нелинейные градиентно-дрейфовые ионно-циклотронные волновые возмущения с длинами волн $\sim$ метра, сопровождаемые движением сгустков плотности плазмы размера $\sim 2\text{--}10$ км. Учёт при моделировании переноса плазмы движения возбуждаемых солитонов методом песочной горки позволяет объяснить целый ряд свойств ПИВ-ов. В дальнейшем предполагается рассмотреть возможности воз-

буждения и движения по данному механизму крупномасштабных возмущений ионосферы различной природы, более детально рассмотреть электродинамическую составляющую данного процесса и определить характерные признаки, позволяющие идентифицировать реализацию именно этого механизма.

Литература

- Afraimovich E.L., S.V. Voyeikov, I.K. Edemskiy, Yu.V. Yasyukevich.* Ionosphere wave parkets excited by the solar terminator: AGW or MHD origin? // Progress in Electromagnetics Research Symposium Proceedings, Moscow, Russia, August 18–21, 2009.
- Bak, P., Tang C., Wiesenfeld K.,* Self-organized criticality // Phys. Rev. A 1988. V. 38. PP. 364–373.
- Behnke R.A.,* F layer height bands in the nocturnal ionosphere over Arecibo // J Geophys. Res. 1979. V. 84. PP. 974–978.
- Diamond P.H., Hahn T.S.,* On the dynamics of turbulent transport near marginal stability // Phys. Plasmas 1995. V. 2 (10). PP. 3640–3649.
- Fukao S., Kelley M., Shirakawa T., et al.* Turbulent upwelling of the mid-latitude ionosphere. 1. Observational results by the MU radar // J Geophys. Res. 1991. V. 96. NA3. PP. 3725–3746.
- Hamza A.M.* Perkins instability revisited. // J. Geophys. Res. 1999, V. 104, N. A 10. PP. 22567–22575.
- Hernandez-Pajares M., J.M. Juan, J. Sanz.* Medium-scale traveling ionospheric disturbances affecting GPS measurements: Spatial and temporal analysis // J. Geophys. Res., 2006. V. 111. A07S11, doi:10.1029/2005JA011474.
- Hedin A.E., M.A. Biondi, R.G. Burnside, G. Hernandez, R.M. Johnson et al.* // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. PP. 7657–7688.
- Hwa T., Kardar M.,* Avalanches, hydrodynamics, and discharge events in models of sandpiles // Phys. Rev. A 1992. V. 45. PP. 7002–7023.
- 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. PP. 4141–4144.
- Kelley M., Fukao S.* Turbulent upwelling of the mid-latitude ionosphere. 2. Theoretical framework // J Geophys. Res. 1991. V. 96. N. A3, PP. 3747–3753.
- Kelley M.C., Makela J.J.* Resolution of the discrepancy between experiment and theory of midlatitude F-region structures // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28. N. 13, PP. 2589–2592.
- Kunitsyn V.E., Andreeva E.S., Frolov V.L., Komrakov G.P., Nazarenko M.O., Padokhin A.M.* Sounding of HF Heating-Induced Artificial Ionospheric Disturbances by Navigational Satellites Radio Transmissions // Radio sci. 2012. V. 47. RS0L15, 13 PP., doi:10.1029/2011RS004957.
- Newman D.E., Carreras B.A., Diamond P.H.,* The dynamics of sandpiles with a sheared flow // Phys. Lett. A, 1996. V. 218. PP. 58–63.
- Otsuka Y., K. Shiokawa, T. Ogawa, P. Wilkinson.* Geomagnetic conjugate observations of medium-scale traveling ionospheric disturbances at midlatitude using all-sky airglow imagers // Geophys. Res. Lett., 2004. V. 31. L15803, doi:10.1029/2004GL020262.
- Perkins F.* Spread F and Ionospheric Currents // J. Geophys. Res. 1973. V. 78, No 1. PP. 218–226.
- Saito A., Nishimura M. Yamamoto M., Fukao S., Tsugawa Y., Otsuka Y., Miyazaki S., Kelley M.C.* Observations of traveling ionospheric disturbances and 3-m scale irregularities in the nighttime F-region ionosphere with the MU radar and a GPS network // Earth Planets Space 2002. V. 54. PP. 31–44.
- Yokoyama, T., D.L. Hysell, Y. Otsuka, and M. Yamamoto,* Three-dimensional simulation of the coupled Perkins and Es-layer instabilities in the nighttime midlatitude ionosphere // J. Geophys. Res. 2009. V. 114. A03308.

Zhou, Q., J.D. Mathews, Q. Du, and C.A. Miller, A preliminary investigation of the pseudo-spectral method numerical solution of the Perkins instability equations in the homogeneous TEC case // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. 2005. V. 67. PP. 325–335.

Ахмедиев Н.Н., А. Анкевич. Солитоны. Нелинейные импульсы и пучки. М.: Физматлит, 2003.

Ковалева И.Х. Нелинейные ионно-циклотронные дрейфовые модуляции в нижней ионосфере Земли // Проблемы взаимодействующих геосфер: сб. науч. тр. ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2009. С. 305–313.

Ковалева И.Х. Нелинейные ионно-циклотронные дрейфовые волны в нижней ионосфере Земли // Межгеосферные взаимодействия (Москва 26–27 сентября 2011 г.): материалы семинара-совещания ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2011. С. 74–89.