УДК 533.951+537.868

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ДИАГНОСТИЧЕСКОГО ИСКУССТВЕННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ. II. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Е. Н. Сергеев*, С. М. Грач

Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Представлены данные измерений динамических характеристик диагностического искусственного радиоизлучения ионосферы. В рамках теоретической модели генерации широкополосной компоненты искусственного радиоизлучения с использованием усовершенствованной (трёхмерной) эмпирической модели пространственного спектра искусственных неоднородностей ионосферной плазмы, возмущённой мощным радиоизлучением, выполнено численное моделирование эволюции излучения и проведено сопоставление его результатов моделирования с данными измерений. Обсуждаются возможности применения такого сопоставления для определения параметров и изучения эволюции спектра искусственных неоднородностей, вытянутых вдоль геомагнитного поля. Сделан вывод об определяющем влиянии изменения интенсивности и формы спектра вытянутых неоднородностей, в первую очередь в области поперечных масштабов $l_{\perp} = 2 \div 18$ м, на наблюдаемые вариации величины и временны́х характеристик overshoot-эффекта (т.е. формирования максимума и последующего подавления интенсивности искусственных ионосферы).

ВВЕДЕНИЕ

Использование для дистанционной диагностики искусственной ионосферной турбулентности измерений характеристик искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) широко применяется в практике радиофизических исследований уже более 30 лет с момента его обнаружения в 1982 году в экспериментах на нагревном стенде в г. Тромсё (Норвегия) [1]. С тех пор достаточно детально были исследованы стационарные спектры этого излучения, определены его основные компоненты в широком диапазоне частот волны накачки, включая области гармоник электронной гирочастоты [1–8]. Применение современных методов цифровой регистрации и обработки сигналов позволило вывести эти исследования на новый уровень. В последние годы на всех существующих нагревных стендах большое внимание уделялось экспериментам по быстрой перестройке частоты волны накачки вблизи гармоник электронной циклотронной частоты nf_{ce} [9–14]. В экспериментах, выполненных с высоким частотным разрешением, обнаружены спектральные компоненты ИРИ вблизи частоты волны накачки, связываемые с генерацией ионных циклотронных волн [15].

Временные и спектральные характеристики ИРИ с одновременной регистрацией эволюции искусственной плазменной линии на стенде в Аресибо [16] и на стенде НААRP [17] указывают на несомненную связь механизмов его генерации с возбуждением ленгмюровских, верхнегибридных и бернштейновских плазменных мод в области ионосферных плазменных резонансов. Измерения характерных времён развития и релаксации ИРИ, составляющих величины порядка нескольких миллисекунд, используются для определения инкрементов и декрементов затухания плазменных волн в ионосфере в самых различных условиях проведения наблюдений [7, 18–24].

С другой стороны, измерения динамических характеристик различных спектральных компонент ИРИ указывают на наличие и более медленной динамики развития ИРИ в течение секунд

2017

^{*} esergeev@nirfi.unn.ru

после включения волны накачки одновременно с развитием спектра мелкомасштабных ионосферных неоднородностей [25–29]. Использование режимов диагностического зондирования возмущённой области короткими импульсами после выключения нагрева позволило изучить процессы генерации диагностического ИРИ на стадии релаксации этих неоднородностей [20, 30–33] в центре возмущённой области, а смещение частоты зондирования относительно частоты волны накачки даёт возможность исследовать динамику диагностического ИРИ и на периферии возмущённой области ионосферы, сильно вытянутой вдоль геомагнитного поля [23, 24, 31, 32, 34, 35].

В работах [28, 29, 32, 36] были рассмотрены результаты одновременных измерений динамических характеристик мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей с поперечными к геомагнитному полю размерами $l_{\perp} \approx 1 \div 100$ м на стадии их развития и релаксации. Одной из основных особенностей эволюции ИРИ при развитии спектра таких неоднородностей является уменьшение интенсивности излучения после достижения ею максимума. Подобная динамика излучения получила название overshoot-эффекта. Термин «overshoot», который переводится как перенасыщение, используется для описания аналогичного эффекта в эволюции искусственной плазменной линии в экспериментах по некогерентному рассеянию электромагнитного излучения [37]. После выключения нагрева на стадии релаксации спектра мелкомасштабных ионосферных неоднородностей в динамике диагностического ИРИ наблюдается обратный overshoot-эффект [28, 32], определяемый процессом выхода излучения из состояния насыщения.

Проведённый анализ экспериментальных данных [28, 30, 32] позволил установить двойственную роль мелкомасштабных ионосферных неоднородностей в генерации ИРИ: роль источника. поддерживающего его возбуждение, и роль депрессора, приводящего к аномальному ослаблению (поглощению) излучения в результате рассеяния на неоднородностях в плазменные моды. В работах [28, 32] предложены эмпирические формулы, описывающие динамику ИРИ через величины $S_{\rm s}(t)$ и $S_{\rm d}(t)$, которые характеризуют интенсивность источника и депрессора и имеют свои характерные времена развития (после включения волны накачки) и релаксации (после перевода накачки в режим излучения диагностических импульсов). Эти времена соответствуют временам развития и релаксации неоднородностей с различными поперечными масштабами. Такая эмпирическая модель позволяет с помощью данных эксперимента оценивать масштабы неоднородностей, играющих роль источника и депрессора для различных спектральных компонент ИРИ [28, 32, 35, 38], поскольку существующие теоретические модели генерации ИРИ, как правило, ограничиваются рассмотрением случаев первичной трансформации энергии мощной электромагнитной волны в энергию различных мод плазменных колебаний для стационарных режимов нагрева [2, 6, 39–47]. Вопросы эволюции высокочастотных плазменных волн и их высвечивания в виде вторичного электромагнитного излучения обсуждаются, как правило, лишь качественно.

В настоящее время наиболее развитой с точки зрения возможности сопоставления с экспериментальными измерениями является модель генерации широкополосной компоненты ИРИ (broad continuum, BC; [2, 6]) на отстройках от частоты волны накачки $\Delta f_{\rm BC} = f_{\rm SEE} - f_0 =$ = $-(15 \div 120)$ кГц, предложенная в работе [48]. Здесь и далее $f_{\rm SEE}$ — частота ИРИ, f_0 — частота волны накачки. Данная спектральная компонента, наряду с главным спектральным максимумом излучения (downshifted maximum, DM; [2, 4, 6], $\Delta f_{\rm DM} \approx -10$ кГц), присутствует в спектрах ИРИ, как правило, в самых различных условиях измерений. В основе модели генерации широкополосной компоненты лежит трансформация энергии волны накачки в верхнегибридные плазменные волны и обратно в электромагнитное излучение на возбуждаемых неоднородностях. Широкий спектр излучения определяется процессами индуцированного рассеяния верхнегибридных плазменных волн на тепловых ионах. В работах [49, 50] приведены результаты численного моделирования поведения ИРИ, основанные на теоретической модели генерации ИРИ [48] и эмпирической модели эволюции спектра мелкомасштабных ионосферных неоднородностей, предложенной в ра-



Рис. 1. Временна́я эволюция ИРИ и диагностического ИРИ для отстройки $\Delta f = -20$ кГц в двух последовательных сеансах нагрева. Интервал нагрева показан чёрной линией на временно́й оси 25.09.2003, $P_0 = 20$ МВт, $f_{0F_2} \approx 5.7$ МГц. На панели *a*) $f_0 = f_d = 5\,630$ кГц, $z_0 = 295$ км, $\tau_{\text{SEE}} = 128$ с, на панели *b*) $f_d = 5\,630$ кГц, $z_d = 295$ км, $\tau_{\text{SEE}} = 86$ с, на панели *b*) $f_0 = f_d = 4\,395$ кГц, $z_d = 245$ км, $\tau_{\text{SEE}} = 20$ с, на панели *c*) $f_d = 4\,395$ кГц, $z_d = 245$ км, $\tau_{\text{SEE}} = 17$ с

боте [51]. В частности, была исследована зависимость динамики широкополосной компоненты ИРИ от мощности волны накачки P, интенсивности и степени наклона стационарного спектра неоднородностей вида $n_{\kappa}^2 \propto \kappa^{-p}$ при $p = 1 \div 4$ (κ — поперечный волновой вектор неоднородностей) и параметров ионосферной плазмы. Кроме того, в работе [50] проведено сопоставление результатов моделирования с существовавшими тогда данными эксперимента.

К настоящему времени появились дополнительные экспериментальные данные о форме стационарного спектра мелкомасштабных ионосферных неоднородностей и эволюции его интенсивности [29, 52, 53], проведены полномасштабные исследования распределения интенсивности диагностического ИРИ по высоте возмущённой области ионосферы, включая области, где частота воздействия близка к гармоникам электронной гирочастоты [10, 23, 24, 35]. Данная работа является завершающей в цикле работ [24, 28, 32] по исследованию влияния мелкомасштабных ионосферных неоднородностей на характеристики overshoot-эффекта в эволюции ИРИ. В ней представлены результаты численного моделирования эволюции широкополосной компоненты ИРИ, полученные на основе использования в расчётах трёхмерных динамических спектров неоднородностей различной формы, проведено их сопоставление с данными наблюдений.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В данном разделе представлены результаты экспериментальных исследований динамики ИРИ на стадиях развития и релаксации спектра мелкомасштабных искусственных неоднородностей концентрации плазмы, возбуждаемых волной накачки на частоте f_0 , требующие своей интерпретации. Эксперименты проводились на стенде «Сура» (56,1° с. ш., 46,1° в. д., угол наклона геомагнитного поля к вертикали 18,5°). Измерения ИРИ после выключения нагрева на стадии релаксации неоднородностей выполнялись при использовании диагностических режимов (импульсных или непрерывных) с малой средней мощностью излучения диагностической волны, не превы-



Рис. 2. Пример роста величины overshoot-эффектов для непрерывного диагностического ИРИ ($f_{\rm d} = 5\,105~{\rm k\Gamma}$ ц, $P_{\rm d} \approx 1\div 2~{\rm MBr}$) на отстройке $\Delta f = -20~{\rm k\Gamma}$ ц при дополнительном непрерывном 30-секундном нагреве на частоте $f_0 > 4f_{\rm ce}$ по сравнению с обратным случаем $f_0 < 4f_{\rm ce}$ ($P_0 \approx 60~{\rm MBr}$, $4f_{\rm ce} \approx 5\,385\div 5\,390~{\rm k\Gamma}$ ц) (δ). Случай I соответствует $f_0 = 5\,360~{\rm k\Gamma}$ ц ($f_0 < 4f_{\rm ce}$), случай II – $f_0 = 5\,385~{\rm k\Gamma}$ ц ($f_0 \approx 4f_{\rm ce}$), случай III – $f_0 = 5\,420~{\rm k\Gamma}$ ц ($f_0 > 4f_{\rm ce}$) (a). Сеанс 18:10–18:40 MSK 10.09.1997

шающей порогов генерации мелкомасштабных ионосферных неоднородностей [31, 34]. Подобные диагностические режимы используются и при зондировании на различных высотах возмущённой области ионосферы, создаваемой волной накачки и сильно вытянутой в вертикальном направлении вдоль геомагнитного поля благодаря процессам диффузии и термодиффузии. При этом вторичная плазменная турбулентность и ИРИ возбуждаются диагностической волной на частотах, отличных от частоты волны накачки и, следовательно, на других высотах. Пример динамики диагностического ИРИ при использовании различных частот для нагрева (f_0) и диагностики (f_d) плазмы приведён на рис. 1. Значения частот f_0 и f_d , высот отражения волны накачки (z_0) и диагностической волны (z_d) и времени релаксации ИРИ $\tau_{\rm SEE}$ указаны на рисунке.

Одним из проявлений влияния мелкомасштабных ионосферных неоднородностей на динамику ИРИ является процесс роста, насыщения и последующего уменьшения интенсивности излучения с ростом интенсивности неоднородностей (overshoot-эффект, $S_{\rm OV}$) и обратный эффект усиления диагностического ИРИ (до 15 дБ) с последующим его уменьшением на стадии релаксации неоднородностей ($S_{\rm UN}$, $\tau_{\rm M}$ — время усиления диагностического ИРИ до достижения максимума интенсивности, см. рис. 1) после выключения волны накачки [28, 32]. В работе [48] была предложена модель двойной трансформации излучения, связавшая изменения величин overshoot-эффектов $S_{\rm OV}$ и $S_{\rm UN}$ с изменениями мощности волны накачки P, интенсивности и формы двумерного спектра мелкомасштабных ионосферных неоднородностей, величины аномального ослабления ИРИ, отстройки в спектре ИРИ $\Delta f = f_{\rm SEE} - f_0$ и параметров ионосферной плазмы. Возможности численного моделирования динамики ИРИ на основе этой модели были продемонстрированы

в работах [49, 50]. Основной целью проведённых численных расчётов являлось изучение влияния параметров (интенсивности, формы и характерных времён) эмпирической модели трёхмерного спектра мелкомасштабных ионосферных неоднородностей на динамику диагностического ИРИ в широкой полосе частот и сравнение результатов расчётов с экспериментальными данными для объяснения следующих характеристик overshoot-эффектов в эволюции излучения.

1) Возрастание величины прямого и обратного overshoot-эффектов в динамике ИРИ наблюдается с одновременным уменьшением характерных времён развития и релаксации этих эффектов при уменьшении частоты волны накачки. Данное явление было описано в работе [28]; оно сопровождается как увеличением интенсивности метровых неоднородностей в спектре, так и ростом величины аномального ослабления интегральной интенсивности неоднородностей в измерениях, представленных в работе [54]. На рис. 1 пример подобной частотной зависимости для overshootэффектов можно наблюдать при сравнении эволюции ИРИ для двух частот волны накачки $f_0 =$ $= 5\,630$ кГц и $f_0 = 4\,395$ кГц (рис. 1a, c).

2) Уменьшение величины overshoot-эффектов при диагностическом зондировании наблюдается для периферии возмущённой области по сравнению с её центральной частью. Данное явление было обнаружено в работе [31], далее исследовалось в работах [23, 24, 32] и получило своё подтверждение в экспериментах на стенде HAARP (Аляска) [55]. Пример подобной высотной зависимости для overshoot-эффектов можно наблюдать при сравнении эволюции ИРИ на рис. 1*a*, *в* или 1*b*, *z*.

3) Величина overshoot-эффектов при воздействии вблизи гармоник гирочастоты электронов $nf_{
m ce}$ возрастает для случая $f_0 > nf_{
m ce}$ по сравнению со случаем $f_0 < n f_{ce}$ [56]. Пример использования слабой непрерывной диагностической волны на частоте $f_{\rm d} = 5\,105$ кГц при дополнительном непрерывном нагреве на частоте около четвёртой гармоники гирочастоты $4f_{\rm ce} \approx$ $\approx 5\,385 \div 5\,390\,\kappa\Gamma$ ц показан на рис. 2. Частота волны накачки при дополнительном нагреве изменялась в интервале $f_0 \approx 5\,340 \div 5\,440$ кГц. Пример трёх спектров ИРИ показан на рис. 2a, на котором видно характерное наличие широкого положительного максимума при нагреве плазмы на частоте выше гармоники гирочастоты (broad upshifted maximum, BUM [2, 6], метод определения частоты 4f_{ce} по измерениям спектров ИРИ описан в работах [8, 11]). В динамике диагности-



Рис. 3. Пример замедления релаксации диагностического ИРИ при переходе от дневных к ночным наблюдениям; $f_0 = f_d = 4\,300$ кГц, $\Delta f \approx -20$ кГц. Линия 1 отвечает 17:26 MSK ($\tau_{\text{SEE}} = 2 \text{ c}$), 2 — 20:06 MSK ($\tau_{\text{SEE}} = 6 \text{ c}$), 3 — 23:26 MSK ($\tau_{\text{SEE}} = 29 \text{ c}$) 08.09.2001.

ческого ИРИ на отстройке $\Delta f \approx -20$ кГц для диагностической волны на фиксированной частоте $f_{\rm d} = 5\,105$ кГц (рис. 26) наблюдаются слабые overshoot-эффекты при $f_0 < 4f_{\rm ce}$, уменьшение интенсивности диагностического ИРИ при $f_0 \approx 4f_{\rm ce}$ и резкое возрастание величины overshoot-эффектов при $f_0 > 4f_{\rm ce}$. Изменение значений $S_{\rm OV}$ и $S_{\rm UN}$ коррелирует с изменением величины аномального ослабления для диагностической волны, которое возрастает от 4÷6 дБ при воздействии на частоте ниже гармоники гирочастоты до 20 дБ при нагреве плазмы на частоте выше неё. Эти измерения говорят о резком изменении интенсивности и формы спектра вытянутых вдоль геомагнитного поля неоднородностей при перестройке волны накачки в узком интервале частот около гармоник гирочастоты.

4) Возрастание времён релаксации диагностического ИРИ в 5÷15 раз наблюдается при перехо-

де от дневных к вечерним и ночным наблюдениям [24, 29, 31–33]. Суточные вариации временны́х характеристик диагностического ИРИ представлены на рис. 3. В работе [29] такой вечерний рост времён релаксации диагностического ИРИ связывается с одновременным резким возрастанием времён релаксации декаметровых неоднородностей с поперечными размерами порядка длины волны накачки λ_0 , что наблюдалось в одновременных экспериментах по изучению их динамики. В работе [33] увеличение времён релаксации диагностического ИРИ при переходе к вечерним и ночным часам измерений связывается с влиянием более медленной, но менее интенсивной второй стадии релаксации неоднородностей.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЁТОВ

2.1. Эмпирическая модель эволюции мелкомасштабных ионосферных неоднородностей

В настоящее время разработана теоретическая модель генерации ИРИ [48], позволяющая проводить сопоставление экспериментальных данных с расчётными для широкополосной компоненты излучения. В этой модели неоднородности играют двойную роль: роль источника генерации ИРИ при трансформации верхнегибридных плазменных волн в радиоизлучение при рассеянии на мелкомасштабных неоднородностях и роль депрессора излучения, определяющего его аномальное ослабление при прохождении через возмущённую область и обратной конверсии в плазменные колебания.

Для расчётов динамики диагностического ИРИ была использована эмпирическая модель эволюции спектра мелкомасштабных искусственных неоднородностей, полученная на основе серии экспериментов [51–53] и модифицированная с учётом изменения формы спектра неоднородностей и его трёхмерности. В остальном алгоритм расчётов подобен ранее использованному для центра возмущённой области [48–50]. В результате эмпирическая модель эволюции для спектральной плотности неоднородностей $n_{\kappa}^{2}(t)$ представлялась в виде

$$n_{\kappa}^{2}(t) = \Delta n^{2}(P)\Phi_{\perp}(\kappa)\Phi_{\parallel}(\kappa,z)T_{1}(t,\kappa,P)T_{2}(t,\kappa).$$
(1)

Здесь $\Delta n^2(P)$ — интегральная интенсивность неоднородностей для стационарного состояния спектра, $\delta n^2(P) = \Delta n^2/N^2 = \delta n_0^2 (P[\text{MBT}]/100)^{1/2}$, $\delta n_0^2 = (0,7 \div 9,9) \cdot 10^{-4}$ для эффективной мощности волны накачки P = 100 MBT, N — концентрация электронов.

Функция $\Phi_{\perp}(\kappa)$ описывает форму стационарного спектра неоднородностей в направлении, перпендикулярном геомагнитному полю, полученную при обработке вариаций электронной концентрации в возмущённой области по данным ракетного эксперимента над Аресибо [52]. Форма спектра зависит от характерного масштаба l_0 следующим образом:

$$\Phi_{\perp}(\kappa) = \frac{l_0^2}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sin[1, 5\operatorname{arctg}(\kappa^{-2}l_0^{-2})]}{(1 + \kappa^4 l_0^4)^{3/4}}.$$
(2)

При представлении данной функции в степенном виде как $\Phi_{\perp}(\kappa) \propto \kappa^{-p}$ спектральный индекс *p* принимает значения $p \approx 0$ для масштабов неоднородностей $l_{\perp} = 2\pi/\kappa > l_0$ и $p \approx 5$ для $l_{\perp} < l_0$, что близко к вариациям показателя степени спектра для измерений на стенде «Сура» [51]. Аналогичная форма спектров искусственных неоднородностей наблюдалась и на нагревном стенде в Боулдере (США) для условий средних широт в экспериментах по ракурсному рассеянию радиоволн [57]. Вариации значений характерного масштаба перегиба l_0 в диапазоне 1÷18 м позволяют выявить влияние на динамику ИРИ различных поперечных к геомагнитному

полю масштабов спектра неоднородностей. Непосредственное использование моделей степенно́го спектра неоднородностей с различным наклоном и несколькими точками перегиба, определяемыми разными масштабами, предлагаемое в работе [51], значительно усложняет расчёты. Расчёты для разных показателей степенного спектра неоднородностей с одним наклоном во всём диапазоне κ без точек перегибов были выполнены в работах [49, 50].

Ранее в численных расчётах [48] использовался стационарный спектр мелкомасштабных ионосферных неоднородностей, получаемый в теории тепловой параметрической неустойчивости [58] при решении самосогласованной задачи:

$$\Phi_{\perp}(\kappa) = \frac{l_{T\perp}}{\pi^2} \frac{1}{\kappa \left(1 + \kappa^2 l_{T\perp}^2\right)}.$$
(3)

Для степенного вида $\Phi_{\perp}(\kappa) \propto \kappa^{-p}$ спектральный индекс принимает значения $p \approx 1$ для масштабов $l_{\perp} = 2\pi/\kappa > l_{T\perp}$ и $p \approx 3$ для $l_{\perp} < l_{T\perp}$. Здесь $l_{T\perp} = \rho_{\rm e}/\sqrt{\delta_{\rm e}} \approx 2$ м — характерный масштаб поперечной теплопроводности плазмы, $\rho_{\rm e}$ — электронный гирорадиус, $\delta_{\rm e} = 10^{-4}$ — доля теряемой энергии при электронно-ионных соударениях в плазме. Аналогичная форма стационарного спектра неоднородностей получается и в расчётах, приведённых в работе [59]. Возможность использования спектра вида (3) также заложена в расчётах, используемых в данной работе.

Введённая нами функция $\Phi_{\parallel}(\kappa, z)$ описывает уменьшение спектральной интенсивности мелкомасштабных ионосферных неоднородностей в направлении z вдоль магнитного поля в зависимости от расстояния от центра возмущённой области z_0 [59] (в отличие от предполагаемой бесконечной вытянутости неоднородностей вдоль геомагнитного поля в работах [48–50]):

$$\Phi_{\parallel}(\kappa, z) = \exp[-2\left(1 + l_{T\perp}^2 \kappa^2\right) |z - z_0|^2 / l_{T\parallel}^2].$$
(4)

Здесь $l_{T\parallel} = V_{\text{Te}}/(\nu_{\text{e}}\sqrt{\delta_{\text{e}}}) \approx 40$ км — характерный масштаб продольной теплопроводности плазмы, V_{Te} — тепловая скорость электронов, ν_{e} — частота электронных соударений. Теоретические оценки [59] находятся в согласии с экспериментальными результатами, в частности с данными по продольным масштабам неоднородностей эмпирической модели [51]. В этом случае продольный размер l_{\parallel} декаметровых неоднородностей с $l_{\perp} = 2\pi/\kappa \gg l_{T\perp}$ определяется масштабом продольной теплопроводности $l_{\parallel} \approx l_{T\parallel} \approx 40$ км, а начиная с поперечных масштабов $l_{\perp} \approx 12$ м и меньше линейно уменьшается в 2 и более раз — до $l_{\parallel} \approx 2 \div 5$ км для $l_{\perp} \approx 1 \div 3$ м. Использование трёмерной функции для описания распределения интенсивности спектра неоднородностей позволило провести численные расчёты динамики диагностического ИРИ на различных высотах возмущённой области.

Функции $T_1(t, \kappa, P)$ и $T_2(t, \kappa, P)$ описывают развитие мелкомасштабных ионосферных неоднородностей различных масштабов после включения волны накачки (для $t < t_0$) и релаксацию неоднородностей после выключения нагрева (для $t > t_0$). Функция развития мелкомасштабных ионосферных неоднородностей T_1 из работ [49, 50] использовалась нами без изменений:

$$T_1(t,\kappa,P) = \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{t}{\tau_{\rm st}(\kappa,P)}\right] \right\}^2, \qquad t \le t_0; \qquad \tau_{\rm st}(\kappa,P) = (P/100)^{-1} (\kappa^*/\kappa)^{0,4}. \tag{5}$$

Здесь $\tau_{\rm st}(\kappa, P)$ — характерное время развития неоднородностей различных масштабов, $\kappa^* = 2\pi/10 \,{\rm m}^{-1}$ — масштаб нормировки. В функцию релаксации неоднородностей T_2 по сравнению с моделью спектра неоднородностей из работ [49–51] добавлены два новых параметра ξ и Θ , более точно учитывающие данные всех экспериментов. Первая (быстрая) стадия релаксации неоднородностей описывается с помощью выражения

$$T_2(t,\kappa) = \exp[-2(t-t_0)/\tau_r], \qquad t_0 \le t \le t_0 + \xi \tau_r,$$

Е. Н. Сергеев, С. М. Грач

$$\tau_{\rm r}(\kappa) = \begin{cases} \tau^* (\kappa^*/\kappa)^2, & \kappa > \kappa^*; \\ \tau^* (\kappa^*/\kappa)^\Theta, & \kappa \le \kappa^*. \end{cases}$$
(6)

Здесь $\tau_{\rm r}$ — характерное время релаксации неоднородностей, $\tau^* \approx 10$ с — характерное время релаксации неоднородностей характерного масштаба $l_{\perp}^* = 2\pi/\kappa^* = 10$ м, отвечающего изменению режима диффузии метровых и декаметровых неоднородностей в зависимости от их размера от квадратичного до более медленного [26, 51]. Показатель степени Θ в зависимости времени релаксации декаметровых неоднородностей от их масштаба (индекс релаксации) учитывает изменение параметров релаксации этих неоднородностей в различное время суток и, согласно данным последних измерений, принимает значения от 0,5 днём до 2 ночью [29, 51, 53].

Вторая (медленная) стадия релаксации неоднородностей наблюдается при уменьшении интенсивности неоднородностей в $\exp(-2\xi) \approx 7 \div 50$ раз (на $9 \div 18$ дБ) при $\xi = 1 \div 2$:

$$T_2(t,\kappa) = \exp\left\{-2\xi - \frac{2\left[t - (t_0 + \xi\tau_r)\right]}{\eta\tau_r}\right\}, \qquad t_0 \ge t_0 + \xi\tau_r.$$
(7)

Здесь $\eta = (5\kappa^*/\kappa)^{1/2}$ — коэффициент, описывающий замедление релаксации ионосферных неоднородностей с различными масштабами [51]. Значение параметра ξ определяет уровень интенсивности релаксирующих неоднородностей, с которого начинается вторая (более медленная) ступень их релаксации. В расчётах среднее значение ξ составляло 1,5.

2.2. Теоретическая модель генерации широкополосной компоненты ИРИ

В проведённых расчётах использовалась модель генерации широкополосной компоненты ИРИ, предложенная в работе [48] и основанная на механизме трансформации энергии волны накачки в верхнегибридные плазменные волны на искусственных неоднородностях концентрации плазмы, индуцированном рассеянии плазменных волн на тепловых ионах плазмы в плазменные волны на других частотах и обратном рассеянии во вторичное электромагнитное излучение — ИРИ. Двойная роль спектра мелкомасштабных ионосферных неоднородностей как источника (n_{κ}^2) и депрессора $(G(n_{\kappa}^2))$ ИРИ хорошо видна из выражения для плотности потока энергии принимаемого излучения [48–50]:

$$S_{\text{SEE}}(\Delta\omega) = \frac{k_0^2 V_z}{k_m^2 V_0} Sc \int_{\kappa_1 \min}^{\kappa_2 \max} \mathrm{d}\kappa_1 \, \frac{a}{V_0} \, n_{\kappa_1}^2(z,\omega) \exp\left\{-G[\kappa_1(z,\omega)]\right\} W_\omega = \frac{Sc}{\delta\omega_s} \, \frac{k_0^2 V_z}{k_m^2 V_0} \, W_{\text{th}} J(t). \tag{8}$$

Здесь $a = \pi \omega_0 L/(2N^2)$, L — характерный масштаб линейного слоя плазмы, ω_0 — циклическая частота волны накачки, c — скорость света, $V_0 \sim c/2$ — групповая скорость волны накачки, V_z — групповая скорость плазменных волн, \mathbf{k}_0 и $k_{\rm m}$ — волновой вектор волны накачки и максимальное поперечное волновое число для плазменных волн, κ_1 — поперечный волновой вектор неоднородностей, при рассеянии на которых верхнегнибридные плазменные волны генерируют ИРИ на высоте $z, S \approx 0.05$ — коэффициент, определяемый угловыми размерами возмущённой области из точки наблюдения. Аномальное ослабление электромагнитных волн G даётся формулой [48, 58]

$$G[\kappa_1(z,\omega)] = \int_{\kappa_1(z)}^{\infty} \frac{a}{V_0} n_{\kappa_1}^2 \,\mathrm{d}\kappa_1, \tag{9}$$

Е. Н. Сергеев, С. М. Грач

 W_{ω} — спектральная плотность энергии плазменных волн на частоте ω :

$$W_{\omega} = \frac{W_{\rm th}}{\delta\omega_{\rm s}} \left(\sqrt{\frac{2W_{\rm tot}}{W_{\rm th}}} - \frac{\Delta\omega}{\delta\omega_{\rm s}} \right),\tag{10}$$

 $W_{\rm th}$ — пороговая плотность энергии верхнегибридных плазменных волн при их индуцированном рассеянии на тепловых ионах плазмы [48]:

$$W_{\rm th} = 20\nu_{\rm e}N_{\rm e}T_{\rm e}/\omega_0,\tag{11}$$

 $\delta\omega_s = 2\pi\delta f_{\rm s} \approx 3k_{\rm m}V_{\rm Ti} \approx V_{\rm Ti}/\rho_{\rm e}$ — шаг перекачки по частоте ($\delta f_s = 5 \, \kappa\Gamma\mu$), $\Delta\omega = 2\pi |\Delta f| = (\omega_0 - \omega)$ — отстройка частоты плазменных волн (и ИРИ) от частоты волны накачки, $V_{\rm Ti}$ — тепловая скорость ионов, $T_{\rm e}$ и $T_{\rm i}$ — электронная и ионная температура соотвественно, $W_{\rm tot}$ — полная плотность энергии плазменных волн. Величина $W_{\rm tot}$ определяется формулой [48, 58]

$$W_{\text{tot}} = \frac{\pi a W_0 n_{\kappa}^2(t,\omega) \exp\{-G[\kappa(z,\omega)]\}}{\nu_e |dz_c/d\kappa^2(z,\omega_0)|},$$
(12)

где $W_0 = E_0^2/(8\pi)$ — плотность энергии волны накачки, z_c — высота, на которой удовлетворяются условия пространственного и частотного синхронизма ($\mathbf{k}_0 = \mathbf{k} \pm \boldsymbol{\kappa}, \, \omega = \omega_0$) для взаимодействия волны накачки с верхнегибридными волнами на неоднородностях. Значение $dz_c/d\kappa^2(z,\omega_0)$ в формуле (12) определяется выражением [48, 58]

$$dz_{\rm c}/d\kappa^2(z,\omega_0) \approx 3\rho_{\rm e}^2 \frac{f_0^2}{f_{\rm ce}^2} L\left(1 + \frac{k_0^2}{3\rho_{\rm e}^2\kappa^4}\right).$$
 (13)

2.3. Результаты численных расчётов динамики широкополосной компоненты излучения

Расчёты динамики величины J(t) в формуле (5), пропорциональной интенсивности ИРИ, на стадиях развития и релаксации спектра неоднородностей были проведены с шагом по времени 1 с и длительностью цикла в 180 с, включая нагрев с длительностью $t_0 = 60$ с, для пяти уровней эффективной мощности излучения волны накачки от 5 до 100 МВт, шести уровней интенсивности неоднородностей δn_0^2 в пределах $(0,7\div9,9)\cdot10^{-4}$ и 20 отстроек в спектре ИРИ. Программа расчётов содержит данные о 41 входном параметре; они включают в себя как параметры спектра неоднородностей и фоновой ионосферной плазмы, так и параметры мощного воздействия. Численные расчёты эволюции ИРИ были выполнены для отстроек $\Delta f = -(5\div100)$ кГц с шагом 5 кГц для следующих основных параметров: $f_0 = f_d = 5750$ кГц, $z_0 = 220$ км, $z_d = 180\div260$ км, L = 50 км, $T_e = 1500$ К, $\nu_e = 500$ с $^{-1}$, $\delta_e = 10^{-4}$, $t_0 = 60$ с, $\delta n_0^2 = (0,7\div9,9)\cdot10^{-4}$, $l_0 = 1\div18$ м. Для демонстрации далее приводятся данные для случая $P_0 = P_d = 20$ МВт и отстройки $\Delta f = -20$ кГц. Результаты численных расчётов зависимости эволюции ИРИ и диагностического ИРИ от интегральной интенсивности неоднородностей δn^2 (см. (1) и рис. 4a), от характерного масштаба перегиба в спектре l_0 (см. (2) и рис. 4 δ), от расстояния до центра возмущённой области Δz (см. (4) и рис. 5) и от индекса релаксации неоднородностей Θ и параметра ξ (см. (6), (7) и рис. 6) при фиксированных других параметрах представлены на рис. 4–6.

Как видно из рис. 4*a*, с ростом интенсивности неоднородностей δn^2 величины overshoot-эффектов возрастают, времена развития ИРИ уменьшаются (для t > 0), а времена релаксации диагностического ИРИ растут (для $t > t_0$). Подобный рост интенсивности неоднородностей может происходить с ростом мощности волны накачки (см. (1)), а также в зависимости от параметров



Рис. 4. Результаты численных расчётов: зависимость эволюции ИРИ и диагностического ИРИ для $\Delta f = -20$ кГц от относительной интегральной интенсивности неоднородностей δn^2 (*a*) и от характерного масштаба перегиба в спектре неоднородностей l_0 (*b*). Индекс релаксации $\Theta = 1$. На панели *a*) $l_0 = 3$ м, кривые 1–7 отвечают $10^4 \delta n^2 = 0.6$; 0,9; 1,3; 1,8; 2,5; 3,5 и 4,4 соответственно, прямой и обратный overshoot-эффекты показаны стрелками. На панели *b*) $\delta n^2 = 3.5 \cdot 10^4$, кривые 1–5 отвечают $l_0 = 2$; 3; 4; 5; 6 и 8 м соответственно



Рис. 5. Результаты численных расчётов: зависимость эволюции ИРИ и диагностического ИРИ для $\Delta f = -20 \ \kappa \Gamma$ ц от расстояния от центра возмущённой области Δz для верхней $(a, \Delta z > 0)$ и нижней $(\delta, \Delta z < 0)$ её части. Индекс релаксации $\Theta = 1, \ \delta n^2 = 3.5 \cdot 10^{-4}, \ l_0 = 3 \ \text{м}$, кривые 1–7 отвечают $|\Delta z| = 0; \ 5; \ 10; \ 15; \ 20; \ 25 \ \text{и} \ 30 \ \text{км}$ соответственно

ионосферы (например, масштаба ионосферного слоя) и условий эксперимента (например, сдвига частот между f_0 и $4f_{ce}$). В частности, наблюдаемая в эксперименте асимметрия для величины overshoot-эффектов в динамике диагностического ИРИ при создании возмущённой области волной накачки на частотах f_0 ниже и выше $4f_{ce}$ (см. рис. 2) сопровождается резким изменением (увеличением на 15 дБ на частотах выше гармоники гирочастоты) величины аномального ослабления и может быть проявлением резкого изменения интенсивности неоднородностей в узких областях частот вблизи гармоник f_{ce} (см. (1), (9) и (12)). На это указывают и измерения вариаций величины аномального ослабления вблизи ряда гармоник гирочастоты ($n = 3 \div 5$) на нагревном стенде в г. Тромсё [54].

Вторым важным результатом расчётов является рост величины прямого и обратного overshootэффектов $S_{\rm OV}$ и $S_{\rm UN}$ с одновременным укорочением характерных времён релаксации диагностического ИРИ при уменьшении характерного масштаба перегиба в спектре неоднородностей l_0 от

Е. Н. Сергеев, С. М. Грач

18 до 1 м при сохранении фиксированной относительной интегральной интенсивности неоднородностей δn^2 (см. рис. 46). Полученные результаты расчётов соответствуют наблюдаемому в эксперименте изменению характеристик диагностического ИРИ при уменьшении частоты волны накачки от 6 до 4 МГц (см. [28, 32] и рис. 1) и могут свидетельствовать об усилении вклада всё более мелких масштабов спектра неоднородностей с уменьшением частоты волны накачки. Отметим, что усиление интенсивности более мелкомасштабной части спектра неоднородностей с уменьшением частоты волны накачки наблюдалось как в экспериментах по ракурсному рассеянию радиоволн [28], так и при просвечивании возмущённой области со спутников [53].

Переход от бесконечной вытянутости неоднородностей вдоль магнитного поля при моделировании в работах [48–50] к модели трёхмерного спектра мелкомасштабных ионосферных неоднородностей (4) впервые позволил промоделировать эволюцию диагностического ИРИ на различных высотах z_d в возмущённой области. Результаты расчётов для различных значений $\Delta z = z_d - z_0 = -40 \div 40$ км (см. формулу (4) и рис. 5) показали хорошее качественное соответствие экспериментальным данным [24, 28, 31, 32]. Для верхней (рис. 5*a*) и нижней (рис. 5*б*) части возмущённой области небольшие различия в динамике излучения в численном эксперименте связаны с уменьшением поля волны накачки с высотой. Наблюдаемые в эксперименте существенные отличия в амплитудно-временны́х характеристиках диагностического ИРИ для случаев $f_d > f_0$ и $f_d < f_0$ (см. рис. 1) могут свидетельствовать о более существенных вариациях ионосферных параметров в верхней и нижней части возмущённой области, например характерного масштаба перегиба l_0 (см. также данные работы [57]), длины теплопроводности, коэффициентов диффузии и времён релаксации неоднородностей.

Более быстрое уменьшение интенсивности неоднородностей более мелких метровых масштабов по сравнению с более крупными декаметровыми неоднородностями как при пространственном удалении от центра возмущённой области (см. (4)), так и при временной релаксации неоднородностей после нагрева (см. (6), (7)) приводит к смещению (увеличению) характерного масштаба l_0 в спектре мелкомасштабных ионосферных неоднородностей в сторону декаметровых масштабов. Таким образом, различные причины — удаление зондирования турбулентности по высоте от центра возмущённой области на стадии стационарного нагрева либо увеличение времени после выключения нагрева на стадии релаксации неоднородностей в центре возмущённой области могут приводить к одинаковым изменениям формы спектра, а именно к его укручению в области малых масштабов. При этом наблюдается подобие динамики спектров диагностического излучения с удалением от центра возмущённой области при стационарном нагреве и по мере релаксации неоднородностей после его выключения [24]. Здесь можно говорить о наличии «пространственного» overshoot-эффекта с максимумом интенсивности диагностического ИРИ для некоторого Δz^* при стационарном нагреве ($\Delta z^* \approx 15 \div 20$ км на рис. 5, кривые 4, 5), наблюдаемому в эксперименте [31, 32] при расстройках $\delta f^* = f_d - f_0 \approx \pm (500 \div 600)$ кГц и подобном «временно́му» overshootэффекту и временному максимуму излучения на временах около 10 с после выключения нагрева в динамике диагностического ИРИ на стадии релаксации неоднородностей.

Интегральный вклад спектра неоднородностей в формирование ИРИ (см. (8)) и суточные вариации времён релаксации декаметровой части спектра неоднородностей могут объяснять сильное возрастание характерных времён релаксации диагностического ИРИ при переходе от дня к ночи (см. рис. 3), в том числе и благодаря изменению показателя степени в зависимости времени релаксации неоднородностей от их масштаба (т. е индекса релаксации) Θ от 0,5 для дневных наблюдений [51] вплоть до 2 для ночных измерений [29, 53] (см. (6) и рис. 6). Как указывалось в работе [29], такое возрастание величины Θ может объясняться увеличением продольного масштаба неоднородностей l_{\parallel} в ночных условиях: $\tau_{\rm r} \propto l_{\parallel}^2$ при $l_{\perp} \geq l_{\perp}^* \approx 10$ м, когда диагностическое ИРИ на периферии возмущённой области наблюдалось даже для расстроек $\delta f^* = f_{\rm d} - f_0 \approx 1,5$ МГц

Е. Н. Сергеев, С. М. Грач



Рис. 6. Результаты численных расчётов: зависимость эволюции ИРИ и диагностического ИРИ для $\Delta f = -20 \text{ к}\Gamma$ ц от индекса релаксации неоднородностей Θ . Кривые 1–4 отвечают $\Theta = 0.5$; 1,0; 1,5 и 2,0 соответственно, точками приведены осциллограммы излучения при уменьшении параметра ξ от 1,5 (кривые 1–4) до 1,0 (5, 6) для $\Theta = 1,5$ (5); 2 (6) (см. формулу (7)), $\delta n^2 = 3.5 \cdot 10^{-4}$, $l_0 = 3 \text{ м}$

и $\Delta z \approx 50$ км (см. [28, 29, 32]). Дополнительный вклад в ночное увеличение времён релаксации диагностического ИРИ может давать и рост интенсивности неоднородностей в момент начала второй ступени их релаксации по отношению к стационарному уровню интенсивности неоднородностей от $-(15\div20)$ дБ для дневных измерений до -10 дБ в ночных наблюдениях [33, 51], что соответствует уменьшению параметра ξ в расчётах (см. (7)). Пример такого возрастания при уменьшении параметра ξ от 1,5 до 1,0 показан на рис. 6 на стадии релаксации диагностического ИРИ (точками). Видно, что возрастание интенсивности неоднородностей на второй стадии релаксации приводит к дополнительному затягиванию релаксации излучения.

Таким образом, использование ИРИ в диагностических целях и численное моделирование поведения его широкополосной компоненты позволяют исследовать зависимость динамики и формы спектра неоднородностей от частоты волны накачки, сдвига частот диагностической волны и волны накачки (который легко может быть пересчитан в разницу высот), от мощностей диагностической волны и волны накачки, от сдвига частот диагностической волны и волны накачки от частот гармоник электронной гирочастоты, от времени суток и параметров ионосферы. Установлено, что медленная (с характерными временами порядка секунд) динамика диагностического ИРИ, а именно параметры overshoot-эффектов, определяются формой и интенсивностью спектра неоднородностей на стадии его развития (релаксации). Наблюдаемое усиление overshootэффектов в динамике ИРИ может определяться ростом интенсивности спектра неоднородностей, в том числе при нагреве плазмы на частоте $f_0 > n f_{\rm ce}$ по сравнению с нагревом на частоте $f_0 <$ < nf_{ce}, уплощением спектра неоднородностей в области метровых масштабов для частот волны накачки между $3f_{ce}$ и $4f_{ce}$ ($f_0 \approx 4\,300 \div 5\,300$ кГц для стенда «Сура») по сравнению с бо́льшими f_0 . И наоборот, ослабление и пропадание overshoot-эффектов в динамике излучения может быть связано с уменьшением интенсивности спектра неоднородностей, в том числе при его укручениии в области малых (метровых) масштабов в центре возмущённой области на стадии релаксации неоднородностей и на периферии возмущённой области во время нагрева. Процесс возрастания времён релаксации диагностического ИРИ при переходе от дня к ночи, по-видимому, определяется суточными вариациями и ночным ростом времён релаксации и вытянутости декаметровых неоднородностей, а также возрастающим влиянием второй (более медленной) стадии релаксации неоднородностей на генерацию излучения.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведённое в работе численное моделирование широкополосной компоненты ИРИ, возбуждаемой как волной накачки, так и диагностическими волнами, и сопоставление его результатов с данными экспериментов позволяют заключить следующее. Используемая модель широкополосной компоненты в целом адекватно описывает механизм её генерации и позволяет интепретировать большинство наблюдаемых особенностей динамики этой компоненты при разумных вариациях параметров эмпирической модели спектра неоднородностей. Такое моделирование позволяет оперативно диагностировать параметры пространственного спектра неоднородностей непосредственно в области нагревных стендов, не прибегая к удалённым измерениям этих параметров с помощью метода ракурсного рассеяния. В частности, представленные результаты приводят к заключению, что усиление прямого и обратного overshoot-эффектов в динамике ИРИ при уменьшении частоты волны накачки в центральной части возмущённой области по сравнению с её периферией в диапазонах частот над гармониками гирочастоты электронов связаны с ростом аномального ослабления ИРИ, обусловленного увеличением интенсивности спектра неоднородностей как в целом, так и его мелкомасштабной части. Рост интенсивности метровых неоднородностей в указанных случаях связывается с уменьшением параметра l_0 вплоть до 2:4 м. Следует отметить, что подобные изменения в интенсивности и форме спектра неоднородностей с уменьшением частоты f_0 , на различных высотах возмущённой области и вблизи $4f_{ce}$ отмечались в работах [28, 57, 60] в исследованиях мелкомасштабных ионосферных неоднородностей с помощью ракурсного рассеяния радиоволн. Напротив, аномальное возрастание времён релаксации диагностического ИРИ при переходе к вечерним наблюдениям может определяться увеличением влияния более крупных декаметровых неоднородностей (с поперечными размерами порядка длины волны накачки, 40÷80 м) за счёт удлинения характерных времён их релаксации при изменении параметра Θ от 0,5 [51] до 2 [29, 53] и увеличением влияния второй (более медленной) стадии релаксации неоднородностей при росте их текущей интенсивности до -10 дБ и более по отношению к стационарной интенсивности при нагреве [33].

Используемая в расчётах модель, предложенная в работе [48], построена в приближении слабой турбулентности, не учитывает возможность захвата верхнегибридных плазменных волн в неоднородности и ряд тонких особенностей индуцированного рассеяния верхнегибридных волн на ионах. В то же время, результаты, полученные в рамках альтернативных моделей генерации ИРИ с использованием захваченных верхнегибридных волн (см., например, работы [61, 62]), в настоящее время далеки от реального сопоставления с данными экспериментов.

Для моделирования динамики других спектральных компонент ИРИ в принципе можно использовать формулу (8) при соответствующем изменении выражения для спектральной плотности энергии W_{ω} плазменных волн, ответственных за генерацию этих компонент. В настоящее время, к сожалению, такая задача ещё не решена, и, как уже указывалось, для оперативной оценки параметров мелкомасштабных ионосферных неоднородностей приходится пользоваться эмпирической моделью динамики различных компонент излучения [28, 32].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 16–02–00798 (разделы 1, 2)) и РНФ (проект 14–12–00706 (разделы 3, 4)).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Thide B., Kopka H., Stubbe P. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49, No. 21. P. 1561.

2. Stubbe P., Kopka H., Thide B., Derblom H. // J. Geophys. Res. 1984. V. 89, No. A9. P. 7523.

Е. Н. Сергеев, С. М. Грач

- 3. Leyser T. B., Thide B., Waldenvik M., et al. // J. Geophys. Res. 1993. V. 98, No. A10. P. 17597.
- 4. Leyser T. B., Thide B., Waldenvik M., et al. // J. Geophys. Res. 1994. V. 99, No. A10. P. 19555.
- Frolov V. L., Ermakova E. N., Kagan L. M., et al. // J. Geophys. Res. 2000. V. 105, No. A9. P. 20919.
- 6. Leyser T. B. // Space Sci. Rev. 2001. V. 98, No. 3–4. P. 223.
- Frolov V. L., Sergeev E. N., Komrakov G. P., et al. // J. Geophys. Res. 2004. V. 109, No. A7. Art. no. A07304.
- Sergeev E. N., Frolov V. L., Grach S. M., Kotov P. V. // J. Adv. Space Res. 2006. V. 38, No. 11. P. 2518.
- 9. Carozzi T. D., Thide B., Grach S. M., et al. // J. Geophys. Res. 2002. V. 107, No. A9. P. 1253.
- 10. Котов П. В., Сергеев Е. Н., Грач С. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2008. Т. 51, № 6. С. 461.
- Грач С. М., Сергеев Е. Н., Котов П. В., Яшнов В. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2008. Т. 51, № 7. С. 553.
- 12. Грач С. М., Сергеев Е. Н., Шиндин А. В. и др. // Докл. АН. Физика. 2014. Т. 454, № 5. С. 526.
- Борисова Т. Д., Благовещенская Н. Ф., Калишин А. С. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2014. Т. 57, № 1. С. 1.
- Борисова Т. Д., Благовещенская Н. Ф., Калишин А. С. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58, № 8. С. 623.
- Bernhardt P. A., Selcher C. A., Lehmberg R. H., et al. // Phys. Rev. Let. 2010. V. 104, No. 16. Art. no. 165004.
- Thide B., Djuth F. T., Leyser T. B., Ierkic H. M. // J. Geophys. Res. 1995. V. 100, No. A12. P. 23887.
- 17. Sergeev E., Grach S., Shindin A., et. al // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110, No. 6. Art. no. 065002.
- 18. Сергеев Е. Н., Бойко Г. Н., Фролов В. Л. // Изв. вузов. Радиофизика. 1994. Т. 37, № 6. С. 763.
- Sergeev E. N., Frolov V. L., Komrakov G. P., et. al. // J. Atm.Terr. Phys. 1997. V. 59, No. 18. P. 2263.
- Сергеев Е. Н., Фролов В. Л., Бойко Г. Н., Комраков Г. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1998. Т. 41, № 3. С. 313.
- 21. Сергеев Е. Н., Грач С. М., Тиде Б. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2002. Т. 45, № 3. С. 214.
- 22. Сергеев Е. Н., Грач С. М., Котов П. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2004. Т. 47, № 3. С. 209.
- Сергеев Е. Н., Грач С. М., Котов П. В. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2007. Т. 50, № 8. С. 649.
- 24. Сергеев Е. Н., Грач С. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2014. Т. 57, №2. С. 89.
- Бойко Г. Н., Ерухимов Л. М., Зюзин В. А. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28, № 4. С. 395.
- Ерухимов Л. М., Метелёв С. А., Мясников Е. Н. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30, № 2. С. 208.
- Фролов В. Л., Грач С. М., Ерухимов Л. М. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1996. Т. 39, № 3. С. 352.
- Сергеев Е. Н., Грач С. М., Комраков Г. П. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 7. С. 619.
- 29. Сергеев Е. Н., Зыков Е. Ю., Акчурин А. Д. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55, № 1–2. С. 79.
- Ерухимов Л. М., Метелёв С. А., Разумов Д. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31, № 11. С. 1 301.
- Фролов В. Л., Бойко Г. Н., Метелёв С. А., Сергеев Е. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1994. Т. 37, № 7. С. 909.

- Сергеев Е. Н., Грач С. М., Комраков Г. П. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 8. С. 810.
- Фролов В. Л., Вертоградов Г. Г., Вертоградов В. Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 2008. Т. 51, № 4. С. 273.
- 34. Фролов В. Л., Сергеев Е. Н., Штуббе П. // Изв. вузов. Радиофизика. 2002. Т. 45, № 2. С. 121.
- Norin L., Grach S. M., Leyser T. B., et. al. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113, No. A9. Art. no. A09314.
- Фролов В. Л., Комраков Г. П., Сергеев Е. Н. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1997. Т. 40, № 9. С. 1091.
- 37. Showen R. L., Kim D. M. // J. Geophys. Res. 1987. V. A92, No. 2. P. 623.
- 38. Grach S. M., Sergeev E. N., Mishin E. V., et al. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2015. V. 120, No. 1. P. 666.
- 39. Huang J., Kuo S. P. // J. Geophys. Res. 1994. V. 99, No. A10. P. 19569.
- 40. Huang J., Kuo S. P. // J. Geophys. Res. 1995. V. 100, No. A11. P. 21433.
- 41. Huang J., Kuo S. P., Zhou H. L. // J. Geophys. Res. 1995. V. 100, No. A2. P. 1639.
- 42. Shvarts M. M., Grach S. M. // J. Atm. Sol.-Terr. Phys. 1997. V. 59, No. 18. P. 2421.
- 43. Hussein A. A., Scales W. A. // Radio Sci. 1997. V. 32, No. 5. P. 2099.
- 44. Hussein A. A., Scales W. A., Huang J. // Geophys. Res. Lett. 1998. V. 25, No. 7. P. 955.
- 45. Mjolhus E. // J. Geophys. Res. 1998. V. 103, No. A7. P. 14711.
- 46. Грач С. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, №7. С. 651.
- 47. Eliasson B., Thide B. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113, No. A2. Art. no. A02313.
- 48. Грач С. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28, № 5. С. 684.
- Шварц М. М., Грач С. М., Сергеев Е. Н., Фролов В. Л. // Изв. вузов. Радиофизика. 1994. Т. 37, № 5. С. 647.
- Grach S. M., Shvarts M. M., Frolov V. L., Sergeev E. N. // J. Atm. Sol.-Terr. Phys. 1998. V. 60, No. 12. P. 1233.
- Frolov V. L., Erukhimov L. M., Metelev S. A., Sergeev E. N. // J. Atm. Terr. Phys. 1997. V. 59, No. 18. P. 2317.
- 52. Franz T. L., Kelley M. C., Gurevich A. V. // Radio Sci. 1999. V. 34, No. 2. P. 465.
- 53. Мясников Е. Н., Муравьева Н. В., Сергеев Е. Н. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2001. Т. 44, № 11. С. 903.
- 54. Stubbe P., Stocker A. J., Honary F., et al. // J. Geophys. Res. 1994. V. 99, No. A4. P. 6233.
- Сергеев Е. Н., Грач С. М., Шиндин А. В. // Тр. 24-й Всерос. конф. по распространению радиоволн. Иркутск, 29 июня–5 июля 2014 г. Т. 2. С. 75.
- 56. Сергеев Е. Н., Комраков Г. П. // Тр. 21-й Всерос. конф. по распространению радиоволн. Йошкар-Ола, 25–27 мая 2005 г. Т. 2. С. 140.
- 57. Fialer P. A. // Radio Sci. 1974. V. 9, No. 11. P. 923.
- 58. Грач С. М., Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. // Тепловые нелинейные явления в плазме. Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 46.
- 59. Васьков В. В., Гуревич А. В. // Геомагнетизм и аэрономия. 1982. Т. 22, № 4. С. 565.
- 60. Ponomarenko P.V., Leyser T.B., Thide B. // J. Geophys. Res. 1999. V. 104, No. A5. P. 10081.
- 61. Mjolhus E. // J. Geophys. Res. 1998. V. 103, No. A7. P. 14711.
- 62. Eliasson B., Leyser T. B. // Ann. Geophys. 2015. V. 33. P. 1019.

Поступила в редакцию 30 мая 2016 г.; принята в печать 3 ноября 2016 г.

STUDY OF THE PLASMA TURBULENCE DYNAMICS BY MEASUREMENTS OF DIAGNOSTIC STIMULATED ELECTROMAGNETIC EMISSION. II. RESULTS OF NUMERICAL SIMULATION

E. N. Sergeev and S. M. Grach

The data on measured dynamic characteristics of diagnostic stimulated electromagnetic emission (SEE) of the ionosphere are presented. Numerical simulation of the SEE evolution within the framework of a theoretical model of the broad-continuum SEE feature with the use of improved (3D) empirical model of the spatial spectrum of artificial irregularities of HF pumped ionospheric plasma are perfomed and compared with the measurement data. Possible applications of such a comparison for determining the spectrum parameters and studying the evolution of the geomagnetic field-aligned artificial irregularities (striations) are discussed. It is concluded that changes in the intensity and spectrum shape of the striations, mainly for transverse scales $l_{\perp} \sim 2-18$ m, play the decisive role in the observed variations of the magnitude and temporal characteristics of the overshoot effect (formation of the intensity maximum followed by suppression of the ionospheric SEE intensity).