

УДК 533.951+537.868

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ НАГРЕВНОГО КОМПЛЕКСА EISCAT/HEATING НА ВОЗБУЖДЕНИЕ ИСКУССТВЕННОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ВЫСОКОШИРОТНОЙ F -ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ

Т. Д. Борисова^{1*}, Н. Ф. Благовещенская¹, Т. К. Йоман², И. Хагстром³

¹ Арктический и антарктический научно-исследовательский институт, г. Санкт-Петербург, Россия

² Лейстерский университет, г. Лейстер, Англия

³ Европейская научная Ассоциация EISCAT, г. Кируна, Швеция

Представлены результаты экспериментальных исследований характеристик искусственных ионно-акустических и ленгмюровских плазменных волн, а также мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей при изменении эффективной мощности излучения коротковолнового нагревного комплекса EISCAT/Heating от 10 до 560 МВт. В период экспериментов мощная короткая радиоволна с обыкновенной (о) или необыкновенной (х) поляризацией излучалась в направлении магнитного зенита на частоте 7,953 МГц, лежащей ниже критической частоты слоя F_2 . Установлено принципиальное различие в развитии искусственных ионно-акустической и ленгмюровской турбулентностей (усиленных нагревом ионных и плазменных линий в спектрах сигналов радара некогерентного рассеяния радиоволн EISCAT) при нагреве волнами с разными поляризациями. На основе экспериментальных данных определены минимальные значения электрических полей в ионосфере, при которых начинают возбуждаться усиленные нагревом ионные и плазменные линии, а также мелкомасштабные искусственные ионосферные неоднородности при обеих поляризациях мощной волны накачки. Для волны накачки с обыкновенной поляризацией было выполнено сравнение экспериментальных и теоретических пороговых значений напряжённости электрического поля, необходимых для возбуждения искусственных ионосферных турбулентностей (тепловой, ленгмюровской и ионно-акустической) в слое F_2 высокоширотной ионосферы.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время продолжают интенсивные исследования нелинейного взаимодействия мощных коротких радиоволн с ионосферной плазмой. Эффективность воздействия на слой F_2 ионосферы зависит от широты расположения нагревного комплекса, эффективной мощности излучения, направления излучения относительно ориентации магнитного поля и фоновых гелиофизических условий и резко возрастает при совпадении частоты волны накачки с частотами собственных колебаний плазмы [1, 2]. Согласно теоретическим исследованиям возбуждение искусственных ионосферных турбулентностей в F -области ионосферы осуществляется мощными электромагнитными короткими радиоволнами с обыкновенной поляризацией (о-волны), поскольку необыкновенные волны (х-волны) не достигают высот ионосферных резонансов [3]. По мере приближения волны накачки с обыкновенной поляризацией к высоте отражения её групповая скорость стремится к нулю, а электрическое поле становится ориентированным параллельным внешнему магнитному полю и усиливается [1, 2, 4, 5]. Эффект «разбухания» электрического поля вблизи области отражения означает, что даже умеренные мощности волны накачки могут превышать пороги возбуждения неустойчивостей.

На высотах ионосферы вблизи отражения мощной радиоволны с обыкновенной поляризацией возбуждаются параметрические распадные неустойчивости: стрикционная (parametric decay

* borisova@aari.ru

instability, PDI) и двухпотоковая (oscillating two stream instability, OTSI). При возбуждении стрикционной неустойчивости происходит трёхволновой параметрический распад высокочастотной электромагнитной волны накачки с частотой ω_H на более слабую высокочастотную волну Ленгмюра с частотой ω_L (электростатические плазменные колебания) и низкочастотную ионно-акустическую волну с частотой ω_{IA} [1, 2, 6, 7]. Осциллирующая двухпотоковая неустойчивость [8] представляет собой взаимодействие четырёх волн, при котором происходит распад высокочастотной электромагнитной волны накачки на две противоположно распространяющиеся высокочастотные ленгмюровские волны и ионно-акустическую стоячую волну. Возбуждение стрикционной и осциллирующей неустойчивостей непосредственно регистрируются в спектрах радара некогерентного рассеяния радиоволн. В высокочастотной области спектральных измерений радара наблюдаются инициированные нагревом плазменные линии (HF-induced plasma lines, HFPL), а в низкочастотной области — усиленные ионные линии (HF-enhanced ion lines, HFIL) [4, 6]. Наличие таких линий в спектрах радара является прямым указанием на развитие параметрических распадных неустойчивостей на высотах ионосферы вблизи отражения мощной короткой радиоволны.

В области высот верхнего гибридного резонанса волны накачки развиваются тепловая параметрическая [9] и резонансная [10] неустойчивости (thermal parametric (resonance) instability, TPI), ответственные за генерацию мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей, вытянутых вдоль геомагнитного поля (small-scale artificial field-aligned irregularities). Резонансная неустойчивость обусловлена нагревом только плазменными (верхнегибридными) волнами (без волны накачки), развивается при наличии «затравочных» мелкомасштабных неоднородностей и характеризуется более низкими порогами возбуждения и «взрывным» началом образования неоднородностей. По мере развития резонансной неустойчивости происходит подавление возбуждения параметрических распадных неустойчивостей [1, 2, 4, 6]. Одновременное существование всех трёх неустойчивостей наблюдалось при нагреве о-волной на частотах волны накачки вблизи гармоник гирочастоты электронов [11–14].

Исследования пороговых уровней электрического поля мощной короткой радиоволны с обыкновенной поляризацией, необходимых для возбуждения параметрических неустойчивостей в ионосфере, проводились неоднократно как экспериментально на различных коротковолновых нагревных комплексах, так и теоретически [4, 6, 7, 9, 10, 15–18]. В результате теоретических исследований в предположении, что направление электрического поля волны накачки параллельно магнитному полю Земли в области высот, близких к высоте отражения, в работе [7] получен порог электрического поля нагревной волны в ионосфере для возбуждения стрикционной неустойчивости:

$$E_{\text{PDI}}^2 = 4 \frac{N_e k_B T_i \nu_e}{2\pi f_p \varepsilon_0 B_{\text{max}}} . \quad (1)$$

Здесь N_e — концентрация электронов, k_B — постоянная Больцмана, T_i и T_e — температуры ионов и электронов соответственно, $\nu_e = \nu_{en} + \nu_{ei}$ — частота соударений электронов, ν_{en} — частота соударений электронов и нейтральных частиц, ν_{ei} — частота соударений электронов и ионов, f_p — плазменная частота, ε_0 — диэлектрическая постоянная, B_{max} — коэффициент, являющийся функцией отношения T_e/T_i .

Порог электрического поля волны накачки для двухпотоковой неустойчивости в работе [19] определён как

$$E_{\text{OTSI}}^2 = 4 \frac{T_e + T_i}{T_i} \frac{N_e k_B T_i \nu_e}{2\pi f_p \varepsilon_0} . \quad (2)$$

Для генерации мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей в ионосфере

порог электрического поля мощной радиоволны с обыкновенной поляризацией имеет вид [2, 20]

$$E_{\text{ТРИ}}^2 = 2,44 \frac{T_{e0}^2 (2\pi f_H)^2 k_B k \cos \phi}{p \nu_e 2\pi f_{ce} e^2 H} \exp(-2\nu_e H/c). \quad (3)$$

Здесь T_{e0} — невозмущённая температура электронов, f_H — частота волны накачки, f_{ce} — gyro-частота электронов, k — волновое число, ϕ — угол между местной вертикалью и направлением магнитного поля, c — скорость света, p представляет собой отношение отражённой к излучаемой мощности волны накачки, $H = N_e(dN_e/dh)^{-1}$ — характерный масштаб линейного изменения электронной концентрации. В течение первых нескольких секунд цикла нагрева можно полагать $p \approx 1$.

Измерения, проведённые на среднеширотном нагревном стенде «Сура» (см. [21] и цитируемую там литературу), показали, что генерация мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей на высотах слоя F происходит уже при минимальной мощности волны накачки в 1 МВт и напряжённости поля в ионосфере $0,02 \div 0,04$ В/м.

В работе [22] выполнено сопоставление теоретических порогов возбуждения параметрических распадных неустойчивостей (1) и (2), развивающихся в первые десятки миллисекунд после включения нагревного комплекса, и резонансной неустойчивости (3) с экспериментальными результатами. Эксперимент выполнялся на комплексе EISCAT/Heating при излучении мощной короткой радиоволны с обыкновенной поляризацией на частоте 7,953 МГц при наклоне диаграммы направленности антенны нагревного комплекса на 9° к югу от вертикали, эффективная мощность излучения изменялась от 0,5 до 100 МВт. Показано, что теоретические оценки порогов электрического поля находятся в согласии с уровнями электрического поля волны накачки в эксперименте. Пороговые значения электрического поля для возбуждения стрикционной и двухпоточковой неустойчивостей составляли 0,25 и 0,3 В/м соответственно, а для резонансной неустойчивости — 0,3 В/м. Для геофизических условий эксперимента это соответствовало эффективной мощности излучения 26 МВт.

Согласно теоретическим представлениям, мощная короткая радиоволна с необыкновенной поляризацией (х-волна) не может возбуждать искусственные ионосферные турбулентности в F -области ионосферы [1, 2, 4]. Это обусловлено тем, что необыкновенная волна отражается на высотах, ниже высоты верхнего гибридного резонанса и высоты отражения мощной о-волны. Кроме того, электрическое поле мощной радиоволны с необыкновенной поляризацией в области отражения ориентировано перпендикулярно магнитному полю, в то время как возбуждение стрикционной неустойчивости требует параллельной магнитному полю ориентации электрического поля, что реализуется для о-волны. Тем не менее, результаты многочисленных экспериментов, выполненных на высокоширотном коротковолновом нагревном комплексе EISCAT/Heating, убедительно продемонстрировали, что мощная радиоволна с необыкновенной поляризацией, излучаемая в высокоширотную ионосферу в направлении магнитного зенита, вызывает генерацию целого ряда явлений: мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей, интенсивных усиленных нагревом плазменных и ионных линий в спектре радара некогерентного рассеяния, оптического излучения в красной и зелёной линиях атомарного кислорода и спектральных компонент в спектре узкополосного радиоизлучения ионосферы (в полосе 1 кГц), регистрируемых на расстоянии более 1 000 км от нагревного комплекса [23–26]. При этом на высоких частотах нагрева ($f_H = 6 \div 8$ МГц) при больших эффективных мощностях излучения ($P_{\text{eff}} = 450 \div 650$ МВт) перечисленные выше явления регистрировались на частотах нагрева как выше, так и ниже критической частоты слоя F_2 ($f_H/f_{oF_2} > 1$ и $f_H/f_{oF_2} \leq 1$) [25, 26].

В данной работе рассмотрены условия возбуждения и характеристики ионно-акустических и ленгмюровских плазменных волн (усиленных нагревом ионных и плазменных линий), а так-

же поведение мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей в зависимости от эффективной мощности излучения P_{eff} комплекса EISCAT/Heating при нагреве высокоширотной F -области ионосферы о- и х-волнами. Основное внимание уделено сравнению зависимостей эффектов модификации высокоширотной F -области от мощности P_{eff} при нагреве волнами с различной поляризацией. Исследования подобного рода ранее не проводились. Выполнено сравнение эффектов нагрева о- и х-волнами по данным экспериментов при ступенчатом изменении мощности излучения от 10 до 100 % от максимального значения P_{max} на высокой частоте нагрева $f_H = 7,953$ МГц, лежащей ниже частоты f_{oF_2} . Рассмотрено также поведение параметров ионосферной плазмы (электронной температуры T_e и концентрации N_e) в зависимости от эффективной мощности P_{eff} волны накачки с обыкновенной и необыкновенной поляризациями. Для нагрева о-волнами выполнено сравнение минимальных уровней напряжённости электрического поля мощной радиоволны нагревного стенда и теоретических пороговых значений напряжённости электрического поля волны накачки, при которых происходит возбуждение искусственных ионосферных турбулентностей (тепловой, ленгмюровской и ионно-акустической) в F_2 -слое высокоширотной ионосферы.

1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ПРОВЕДЁННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Мощные радиоволны с различными поляризациями излучались высокоширотным коротковолновым нагревным комплексом EISCAT/Heating (г. Тромсё, Норвегия) [27] 20 октября 2012 года на частоте 7,953 МГц. Ширина диаграммы направленности составляла порядка $5^\circ \div 6^\circ$ на уровне -3 дБ в направлении магнитного зенита (наклон диаграммы направленности излучающей антенны составлял 12° к югу от вертикали, азимут -185°). Волна излучалась непрерывно в течение 10 мин (при ступенчатом изменении мощность P_{eff} изменялась каждую минуту), затем следовала пауза 5 мин. Поляризация короткой радиоволны переключалась в каждом цикле. Число Вольфа W , характеризующее солнечную активность, равнялось 110 [28], описывающий магнитную активность глобальный индекс $K_p = 0$, производный от него эквивалентный амплитудный индекс, который применяется для оценки геомагнитной активности в авроральной зоне в целом, $A_p = 2$ [29].

Для диагностики явлений в F_2 -слое высокоширотной ионосферы в период проведения экспериментальных исследований эффектов модификации в зависимости от уровня эффективной мощности P_{eff} комплекса EISCAT/Heating использовались следующие средства:

1) радар некогерентного рассеяния радиоволн на частоте 930 МГц, принадлежащий Европейской научной Ассоциации EISCAT (г. Тромсё) [30];

2) коротковолновый радар CUTLASS (SUPERDARN) в Финляндии (Ханкасалми), работающий на луч, ориентированный на г. Тромсё, на частотах 13; 16; 18 и 20 МГц [31]; регистрация интенсивностей сигналов, рассеянных на мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностях, выполнялась с временным разрешением 3 с и разрешением по дальности 15 км;

3) ионозонд вертикального зондирования в г. Тромсё.

Краткое описание используемых методов и средств диагностики, а также карта-схема, поясняющая геометрию проведения экспериментов с нагревным стендом EISCAT/Heating, представлены в работе [13]. Для оценки уровня поглощения излучаемой волны накачки в нижележащих D - и E -слоях ионосферы были использованы данные риометров, расположенных вблизи комплекса EISCAT/Heating: риометра IRIS (Imaging Riometer for Ionospheric Studies) в Килписярви ($69,05^\circ$ с. ш., $20,79^\circ$ в. д.), настроенного на частоту $f_{\text{риом}} = 38,2$ МГц, и риометра на станции «Abisko» ($68,40^\circ$ с. ш., $18,90^\circ$ в. д.) с частотой $f_{\text{риом}} = 30$ МГц. Эксперименты выполнялись в эпоху средней солнечной активности при спокойных и умеренных магнитных условиях ($A_p < 7$) и

сравнительно небольшом поглощении радиоволн (по данным риометра на частоте 30 МГц $A \leq 0,2$ дБ). Отметим, что по данным станции вертикального зондирования ионосферы в г. Тромсё 20 октября 2012 года в период с 13:30 до 15:00 UT выполнялись условия, когда частота волны накачки f_H была меньше критической частоты слоя F_2 ($f_H < f_{oF_2}$).

Полная эффективная мощность излучения нагревного сигнала $P_{\max}$ комплекса EISCAT/Heating, полученная из расчёта количества работающих передатчиков и коэффициента усиления антенны 20.10.2012, составила примерно 585 МВт. Диапазон изменений реальных значений максимальной мощности $P_{\max}$ рассчитанный с шагом 1 мин в период 13:30–15:00 UT, варьировался от 555 до 592 МВт. При излучении х-волны «просачивание» о-волны $P_{\text{eff}_o}/P_{\text{eff}_x}$ не превышало $1,0 \div 1,5$ %, а «просачивание» х-волны для нагрева о-волной составило $P_{\text{eff}_x}/P_{\text{eff}_o} \approx 0,5 \div 1,5$ %, за исключением интервалов с максимальным уровнем излучения $P_{\max}$, когда отношение $P_{\text{eff}_x}/P_{\text{eff}_o}$ достигало $4 \div 11$ %. Рассчитанное значение эффективной мощности излучения с учётом поглощения в нижележащих слоях ионосферы составило $P_{\text{eff}} \approx 561$ МВт. Напряжённость электромагнитного поля волны накачки в ионосфере E_{ion} на высотах слоя F_2 оценивалась по известному выражению [32]

$$E_{\text{ion}} \left[\frac{\text{МВ}}{\text{м}} \right] = \frac{300 \sqrt{P_{\text{eff}} [\text{кВт}]}}{h [\text{км}]}, \quad (4)$$

где h — высота расположения возмущённой ионосферной области над поверхностью Земли. При этом для $h = 200$ км $E_{\text{ion}} = 1,1$ В/м, для $h = 240$ км $E_{\text{ion}} = 0,92$ В/м.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ КОМПЛЕКСНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

В период экспериментов радар некогерентного рассеяния радиоволн работал в диапазоне высот от 90 до 680 км с разрешением 1,5 км по высоте и 5 с по времени. Луч радара был совмещён с направлением излучения мощной радиоволны и ориентирован вдоль силовой линии магнитного поля Земли. Измерения высоты по данным радара проводились вдоль линии наблюдения, $h = h_{\text{Radar}} = h_{\text{Vert}} / \cos 12^\circ$. По первичным данным измерений радара с помощью унифицированного комплекса программ GUISDAP [33] были рассчитаны электронная концентрация N_e и температура электронов T_e ионосферной плазмы. Высотно-временные распределения N_e и T_e получены с шагом интегрирования по времени 30 с и переменным шагом по высоте (от 3 до 15 км). Значения спектральных мощностей сигналов радара некогерентного рассеяния в высокочастотном (S_{PL}) и низкочастотном (S_{IL}) диапазонах рассчитывались с постоянным шагом интегрирования 3 км по высоте и 30 (или 5) с по времени. В вычислениях учитывались только данные, достоверность которых подтверждалась параметром $\text{Residual} < 2,1$ [33].

На рис. 1 представлены результаты измерений радара некогерентного рассеяния в г. Тромсё и когерентного коротковолнового доплеровского радара CUTLASS в Ханкасалми во время нагревного эксперимента 20 октября 2012 года с 13:30 до 15:00 UT. Эффективная мощность излучения P_{eff} нагревного комплекса EISCAT изменялась в цикле нагрева каждую минуту (см. рис. 1е). Изменение поляризации происходило от цикла к циклу. На рис. 1 приведены высотно-временные распределения электронной концентрации N_e (а) и температуры электронов T_e (б) в диапазоне высот от 100 до 650 км, а также мощности рассеянных сигналов (первичных значений концентрации электронов N_{raw}) в диапазоне высот от 180 до 278 км с разрешением по высоте порядка 1,5 км (в). На рис. 1г показаны вариации мощностей рассеянных на искусственных неоднородностях сигналов P_{scat} , измеренных радаром CUTLASS на частотах 13,2 и 16,6 МГц. Рисунки 1д и е иллюстрируют пространственно-временные распределения мощностей P_{scat} в координатах мировое время—дальность (номер ворот R_g) на частотах 13,2 и 16,6 МГц соответственно. Значение

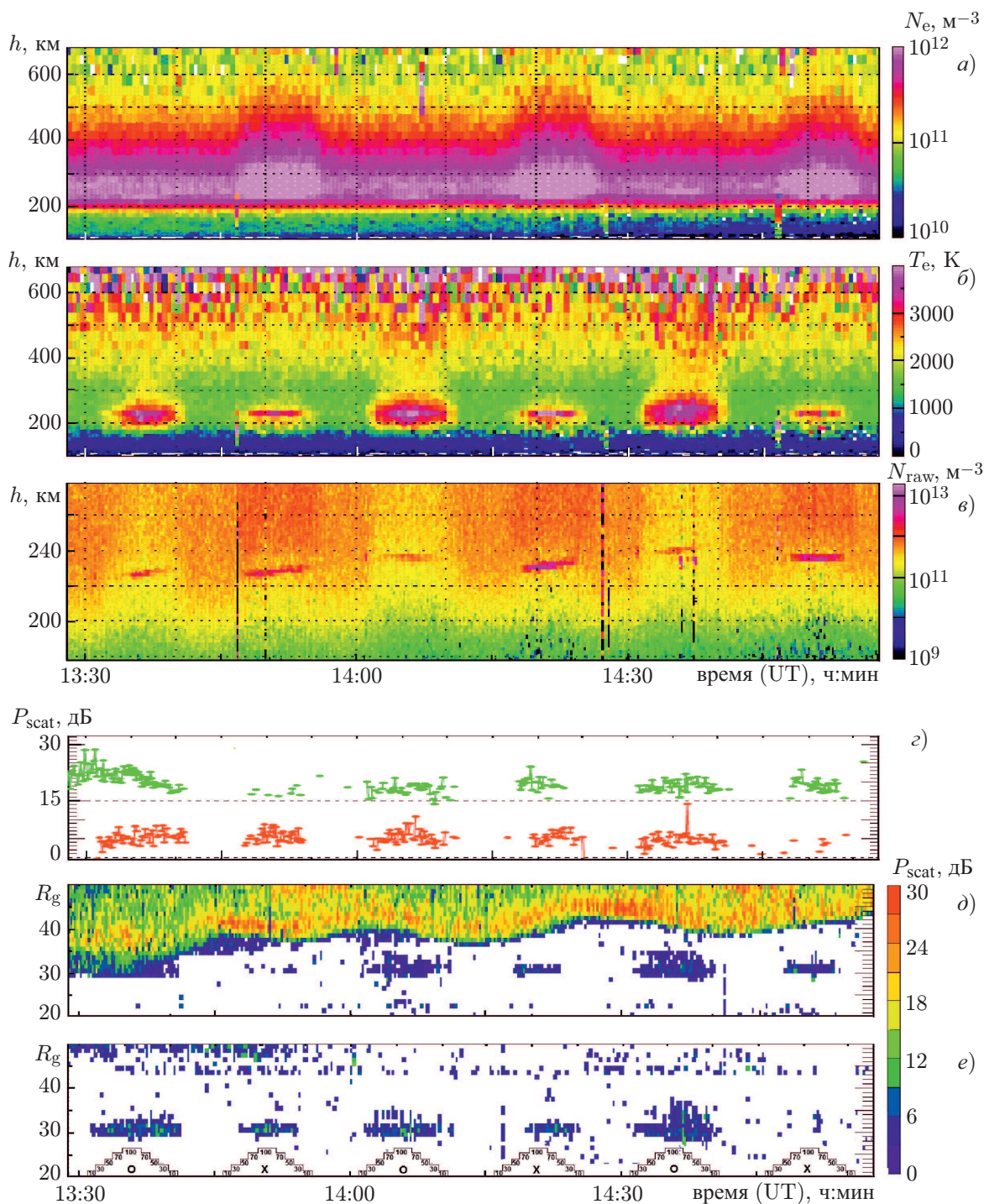


Рис. 1. Результаты измерений радара некогерентного рассеяния EISCAT в г. Тромсё 20 октября 2012 года с 13:30 до 15:00 UT: высотные-временные распределения электронной концентрации N_e (a) и температуры T_e (б); мощности рассеянных сигналов (первичных значений концентрации электронов N_{raw} , в). Данные измерений когерентного коротковолнового доплеровского радара CUTLASS в Ханкасалми: вариации мощностей рассеянных сигналов P_{scat} на частотах 13,2 и 16,6 МГц (з, зелёным и красным цветом, соответственно); распределения $P_{\text{scat}}(t, R_g)$ в координатах мировое время (UT)—дальность (номер ворот R_g) для частот 13,2 МГц (д) и 16,6 МГц (е). Циклы нагрева, схема изменения мощности P_{eff} (отношение $P_{\text{eff}}/P_{\text{max}}$, в процентах) и поляризация нагревного сигнала отмечены на оси времени панели (е)

$R_g = 1$ по дальности соответствует расстоянию 480 км от Ханкасалми. Дальность до центра искусственно возмущённой области ионосферы над г. Тромсё соответствует $R_g = 31$. Распределения P_{scat} отображают поведение искусственных неоднородностей с поперечными к магнитному полю размерами $l_{\perp} \approx 11$ и 9 м.

Данные, приведённые на рис. 1, наглядно демонстрируют влияние мощности P_{eff} на эффекты в ионосфере. Из рис. 1а можно видеть, что при нагреве х-волной происходит резкое возрастание концентрации N_e в слое F_2 вплоть до высот порядка 500 км; в наибольшей степени это возрастание начинает проявляться при $P_{\text{eff}}/P_{\text{max}} > 30\%$. Из рис. 1б следует, что при нагреве о-волной значения T_e увеличиваются (уменьшаются) по мере роста (спада) отношения $P_{\text{eff}}/P_{\text{max}}$. Анализ распределений $N_{\text{raw}}(t, h)$ (рис. 1в) показывает, что в моменты включений нагревного комплекса с волной о-поляризации наблюдались кратковременные всплески мощностей рассеянных сигналов (усиленных нагревом ионных линий), которые являются типичным проявлением стрикционной неустойчивости по данным радарного некогерентного рассеяния. В моменты включений комплекса с волной необыкновенной поляризации такие всплески не наблюдались. При возрастании эффективной мощности излучения интенсивные ионные линии регистрировались непрерывно при нагреве х-волной, когда $P_{\text{eff}}/P_{\text{max}} \geq 30\%$, а при нагреве о-волной — когда $P_{\text{eff}}/P_{\text{max}} \geq 70\%$. Мощности усиленных нагревом ионных линий в циклах нагрева х-волной были выше, чем в циклах с о-волной, и начинали формироваться при более низких уровнях мощности P_{eff} . Максимальные интенсивности ионных линий регистрировались при $P_{\text{eff}}/P_{\text{max}} = 100\%$. Отметим, что по данным вертикального зондирования ионосферы в г. Тромсё с 13:00 до 15:00 UT (послеполуденные часы местного времени) в слое F_2 происходило регулярное повышение высоты его максимума h_{mF_2} от 225 до 245 км и понижение критических частот f_{oF_2} от 9,0 до 8,2 МГц. Одновременно регистрировалось естественное крупномасштабное волновое возмущение в F -области ионосферы с периодом около 40 мин и амплитудой $7 \div 10$ км, которое отразилось в волнообразном характере изменений высоты отражения волны накачки.

Из рис. 1г–е по данным измерений радарного CUTLASS видно, что в циклах нагрева регистрировались интенсивные сигналы, обратно-рассеянные на искусственных неоднородностях. Анализ мощностей P_{scat} рассеянных сигналов показал, что при нагреве о-волной рассеянные сигналы начинали регистрироваться уже при минимальном уровне эффективной мощности излучения $P_{\text{eff}}/P_{\text{max}} \approx 10\%$. В режиме нагрева х-волной в условиях $f_H/f_{oF_2} < 1$ обратно-рассеянные на неоднородностях сигналы появились при $P_{\text{eff}}/P_{\text{max}} \geq 30 \div 50\%$. Поведение рассеянных сигналов зависит от рабочей частоты радарного CUTLASS (размера неоднородностей $l_{\perp}$). В цикле 13:46–13:56 UT при $f_H/f_{oF_2} \approx 0,9$ в период излучения с эффективной мощностью $P_{\text{eff}}/P_{\text{max}} \geq 30\%$ наиболее интенсивными были сигналы на частоте 16,6 МГц ($l_{\perp} \approx 9$ м). В цикле нагрева х-волной с 14:46 до 14:56 UT при уменьшении частоты f_{oF_2} и приближении отношения f_H/f_{oF_2} к 0,95 более интенсивные сигналы регистрировались уже на более низкой частоте 13,2 МГц ($l_{\perp} \approx 11,3$ м), а неоднородности с $l_{\perp} \approx 9$ м наблюдались только при $P_{\text{eff}}/P_{\text{max}} = 100\%$.

Радар некогерентного рассеяния радиоволн в г. Тромсё обеспечивает возможность непосредственной регистрации продольных плазменных волн в низкочастотном (ионно-акустическая турбулентность) и высокочастотном (ленгмюровская турбулентность) диапазонах. Развитие параметрических распадных неустойчивостей на высотах ионосферы вблизи отражения мощной радиоволны сопровождается возникновением ионно-акустической и ленгмюровской турбулентностей. Они регистрируются непосредственно в спектрах радарного в низкочастотном диапазоне измерений в виде усиленных ионно-акустических линий, а в высокочастотном диапазоне — в виде инициированных нагревом плазменных линий. Для максвелловской плазмы (плазмы в тепловом равновесии) спектр сигналов радарного некогерентного рассеяния в низкочастотной области, как правило, имеет два максимума спектральной мощности S , смещённых по частоте относительно

нулевой частоты в отрицательную (S_{ILD} , downshifted ion lines) и положительную (S_{ILU} , upshifted ion lines) стороны, которые отвечают ионно-акустическим волнам, направленным от радара и к радару соответственно. В условиях возбуждения двухпотоковой неустойчивости усиливается несмещённый относительно нуля максимум S_{ILO} (nonshifted ion lines). Величина доплеровского смещения максимумов относительно нуля зависит от частоты излучения радара и для радара некогерентного рассеяния в г. Тромсё, работающего на частоте 930 МГц, на высотах F -области ионосферы составляет порядка 10 кГц (без учёта затухания Ландау). В высокочастотной области радар EISCAT измеряет плазменные волны, направленные только от радара (downshifted plasma lines).

На рис. 2 показаны результаты спектральной обработки сигналов радара некогерентного рассеяния в низкочастотном (a – $в$) и высокочастотном ($г$) диапазонах 20 октября 2012 года с 13:30 до 15:00 UT. Спектральные мощности максимумов усиленных нагревом ионных и плазменных линий были получены в диапазоне высот 210–250 км с разрешением по высоте 3 км и шагом интегрирования по времени 30 с. Рисунки 2 a – $в$ характеризуют высотное поведение спектральных мощностей максимумов ионных линий S_{ILD} , S_{ILO} , S_{ILU} , а рис. 2 $г$ — спектральных мощностей максимумов плазменных линий S_{PL} (downshifted plasma lines). Значения S_{PL} и S_{IL} приводятся в относительных единицах в логарифмическом масштабе. Схема изменения P_{eff}/P_{max} и поляризация волны накачки показаны на рис. 2 $д$.

Как видно из рис. 2, мощности S_{ILD} , S_{ILO} , и S_{PL} в циклах нагрева волной с необыкновенной поляризацией на порядок выше, чем в циклах с обыкновенной поляризацией. При нагреве х-волной на этапе повышения эффективной мощности излучения усиленные нагревом ионные и плазменные линии появляются при $P_{eff}/P_{max} = 30 \div 50$ %, а на фазе снижения мощности исчезают при $P_{eff}/P_{max} = 10 \div 30$ %. Особенностью нагрева х-волной явилось усиление несмещённого относительно нулевой частоты максимума S_{ILO} , который указывает на возбуждение в резонансной области двухпотоковой неустойчивости.

При нагреве о-волной усиленные нагревом ионные линии регистрировались в виде кратковременного всплеска при включении нагревного комплекса при $P_{eff}/P_{max} = 10$ % (см. рис. 1 $в$, 2 $а$, $в$). Кроме того, усиленные ионные и плазменные линии появлялись при относительной мощности излучения около 70 % и регистрировались непрерывно в течение сравнительно длительного периода времени до тех пор, пока на этапе снижения мощности излучения значения P_{eff}/P_{max} оставались выше 50 %. Особое поведение линий наблюдалось в нагревном цикле 14:31–14:41 UT, когда частота волны накачки f_H была близка к критической частоте слоя F_2 (перед началом нагрева $f_H/f_{oF_2} \approx 0,97$). В этих условиях резко увеличились амплитуды спектральных максимумов ионно-акустических S_{ILD} , S_{ILU} и плазменных S_{PL} линий до значений, наблюдаемых при нагреве х-волной, а также в спектре сигналов радара появился несмещённый максимум S_{ILO} . Отметим, что в этом цикле усиленные мощности ионных линий формировались на двух высотах с разницей около 6 км (см. рис. 1 $в$, 2 $а$, $в$).

Рисунок 3 $а$ иллюстрирует поведение изменений температуры и концентрации электронов относительно их фоновых значений перед началом циклов нагрева, T_e/T_{eo} и N_e/N_{eo} , на высоте 300 км, что существенно выше высоты отражения мощной радиоволны для обеих поляризаций. Как следует из рис. 3 $а$, во всех циклах нагрева о-волной максимальный рост T_e имел место при уровне излучения $P_{eff}/P_{max} = 100$ %. При нагреве х-волной возрастание электронной концентрации начиналось при уровне относительной мощности 30 % и достигало максимума при максимальной мощности излучения. На этапе уменьшения P_{eff} сильные возрастания концентрации N_e регистрировались до уровня излучения 10 %. Поведение максимальных интенсивностей усиленных нагревом ионных линий S_{ILD} , S_{ILU} и S_{ILO} (см. рис. 3 $б$) и плазменных линий S_{PL} (рис. 3 $в$) аналогично рассмотренным выше (см. рис. 2) для циклов с 13:30 до 15:00 UT 20 октября 2012 года.

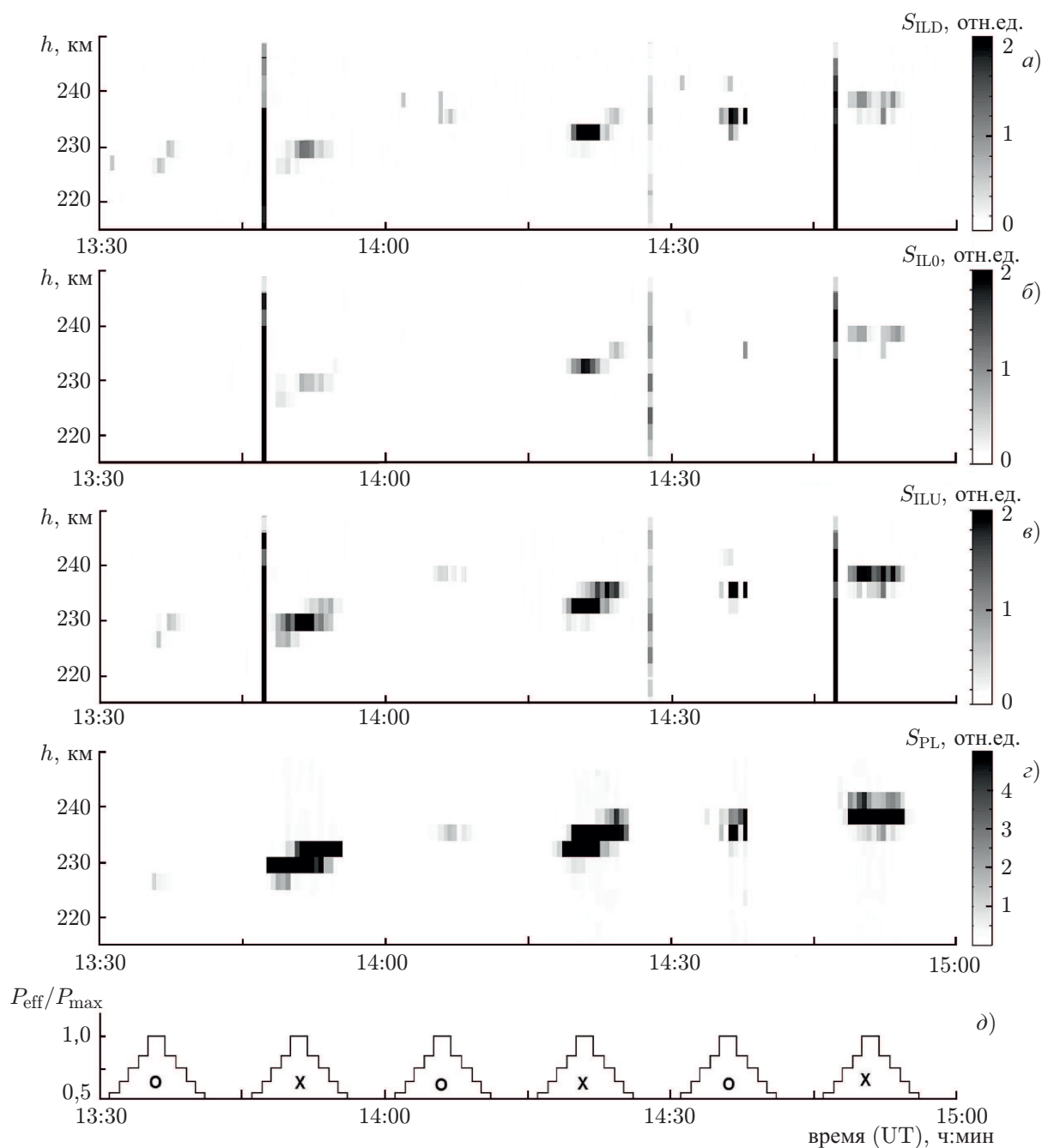


Рис. 2. Результаты спектральной обработки данных радара некогерентного рассеяния EISCAT в г. Тромсё 20 октября 2012 года с 13:30 до 15:00 UT в низкочастотном (а–в) и высокочастотном (г) диапазонах: высотно-временные распределения мощностей максимумов спектральных линий ионно-акустического диапазона S_{ILD} (а), S_{IL0} (б), S_{ILU} (в) и плазменного диапазона S_{PL} (г) в интервале высот 210÷250 км. Схема изменения мощности P_{eff}/P_{max} и поляризация нагревного сигнала показаны на панели д)

Было выполнено детальное рассмотрение и сравнение поведения максимальных интенсивностей инициированных нагревом плазменных и ионных линий (S_{PL} и S_{ILU} , S_{ILD}) в зависимости от эффективной мощности излучения нагревного комплекса P_{eff} при нагреве высокоширотной F -области ионосферы для условий $f_H/f_{oF_2} < 0,95$. На рис. 4 в качестве примера

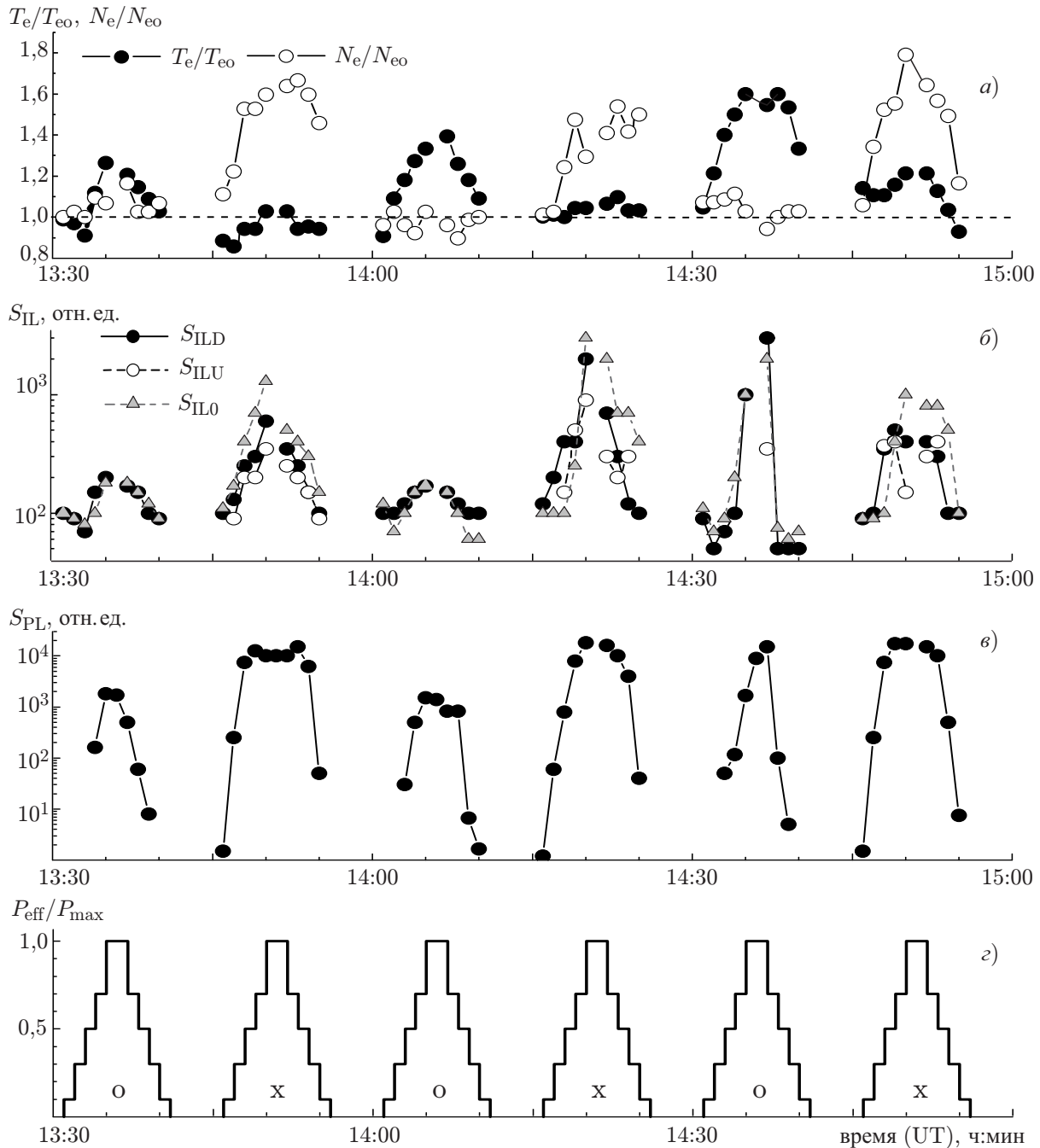


Рис. 3. Вариации параметров ионосферной плазмы на высоте $h = 300$ км по данным радара некогерентного рассеяния EISCAT 20 октября 2012 года с 13:30 до 15:00 UT при ступенчатом изменении эффективной мощности нагрева: концентрации N_e/N_{eo} и температуры T_e/T_{eo} электронов (а); различных спектральных максимумов мощностей ионно-акустических линий S_{IL} (б); спектральной мощности плазменных линий S_{PL} (в). Схема изменения мощности P_{eff}/P_{max} и поляризация нагревающего сигнала показаны на панели г

приведены зависимости $S_{PL}(P_{eff})$, $S_{ILU}(P_{eff})$ и $S_{ILD}(P_{eff})$ для двух последовательных циклов нагрева 20 октября 2012 года: 14:01–14:11 UT (о-волна) и 14:16–14:26 UT (х-волна) на фазе увеличения и уменьшения P_{eff} . Текущие значения P_{eff} в нагревных циклах определялись по минутным

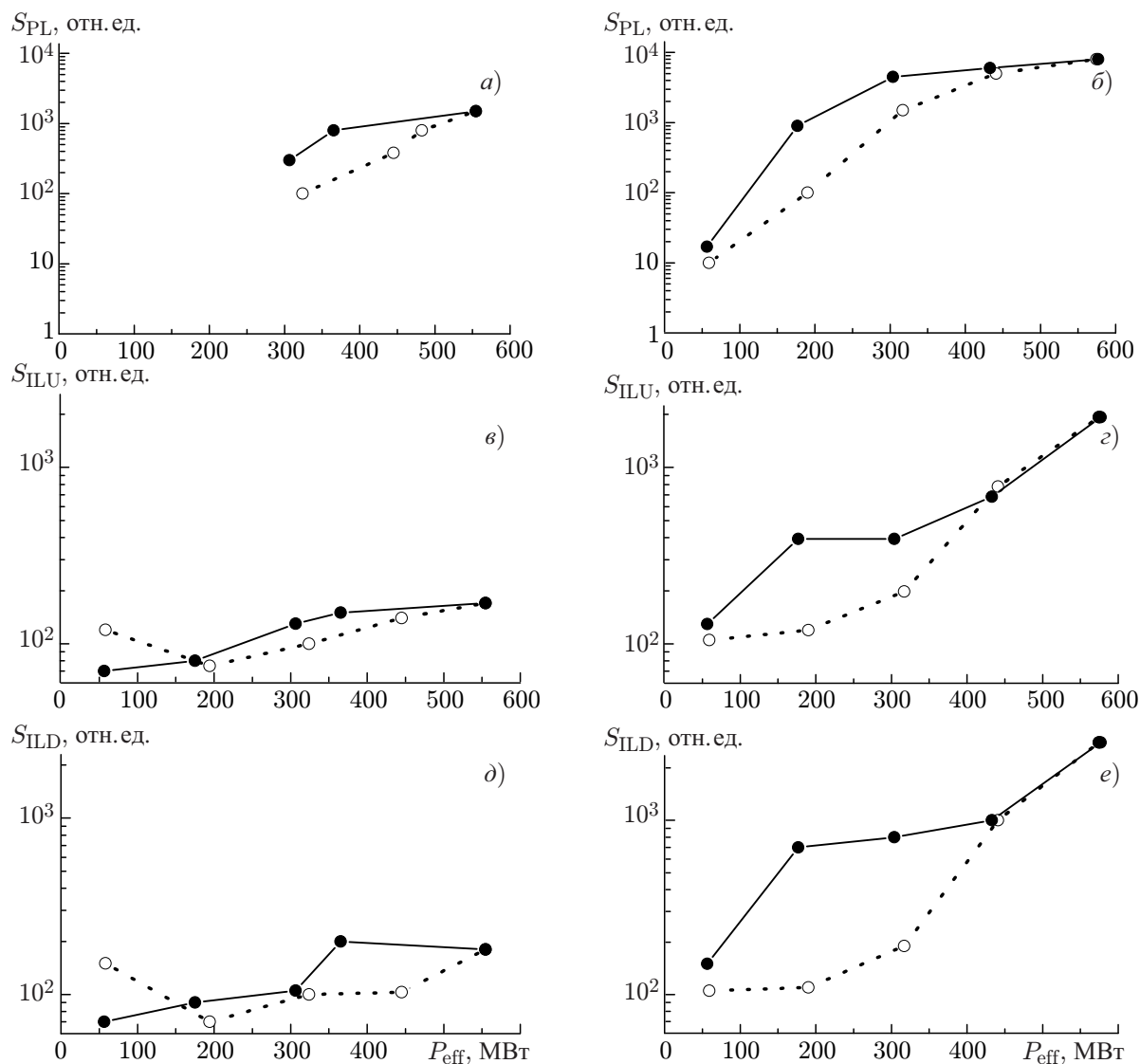


Рис. 4. Зависимости спектральных максимумов плазменных линий S_{PL} (а, б), сдвинутых по частоте ионных линий S_{ILU} (в, г) и S_{ILD} (д, е) от эффективной мощности излучения P_{eff} по данным измерений радара некогерентного рассеяния EISCAT 20 октября 2012 года для условий $f_{\text{H}}/f_{\text{OF}_2} < 0,95$. Мощная радиоволна излучалась на частоте 7,953 МГц с обыкновенной поляризацией в период 14:01–14:11 UT (а, в, д) и с необыкновенной в период 14:16–14:26 UT (б, г, е). Значения P_{eff} представлены по реальным данным для 20 октября 2012 года. Разными символами отмечены зависимости на фазе увеличения (---○---) и уменьшения (—●—) мощности P_{eff}

данным реальных измерений мощности излучения комплекса EISCAT/Heating с учётом поглощения в нижележащих слоях ионосферы. Из рис. 4а, б видно, что усиленные нагревом плазменные линии при нагреве о-волной на фазе роста эффективной мощности излучения появляются при $P_{\text{eff}} \geq 320$ МВт (здесь данные в момент включения нагревного комплекса исключены). По мере возрастания P_{eff} увеличивается интенсивность плазменных линий. При уменьшении эффективной мощности излучения наблюдается эффект гистерезиса, когда интенсивности плазменных линий остаются практически на максимальном уровне в диапазоне изменения P_{eff} от 550 до 350 МВт. При нагреве х-волной усиленные нагревом плазменные линии появляются при меньших мощностях излучения по сравнению с нагревом о-волной. С ростом P_{eff} от 200 до 560 МВт интенсивности

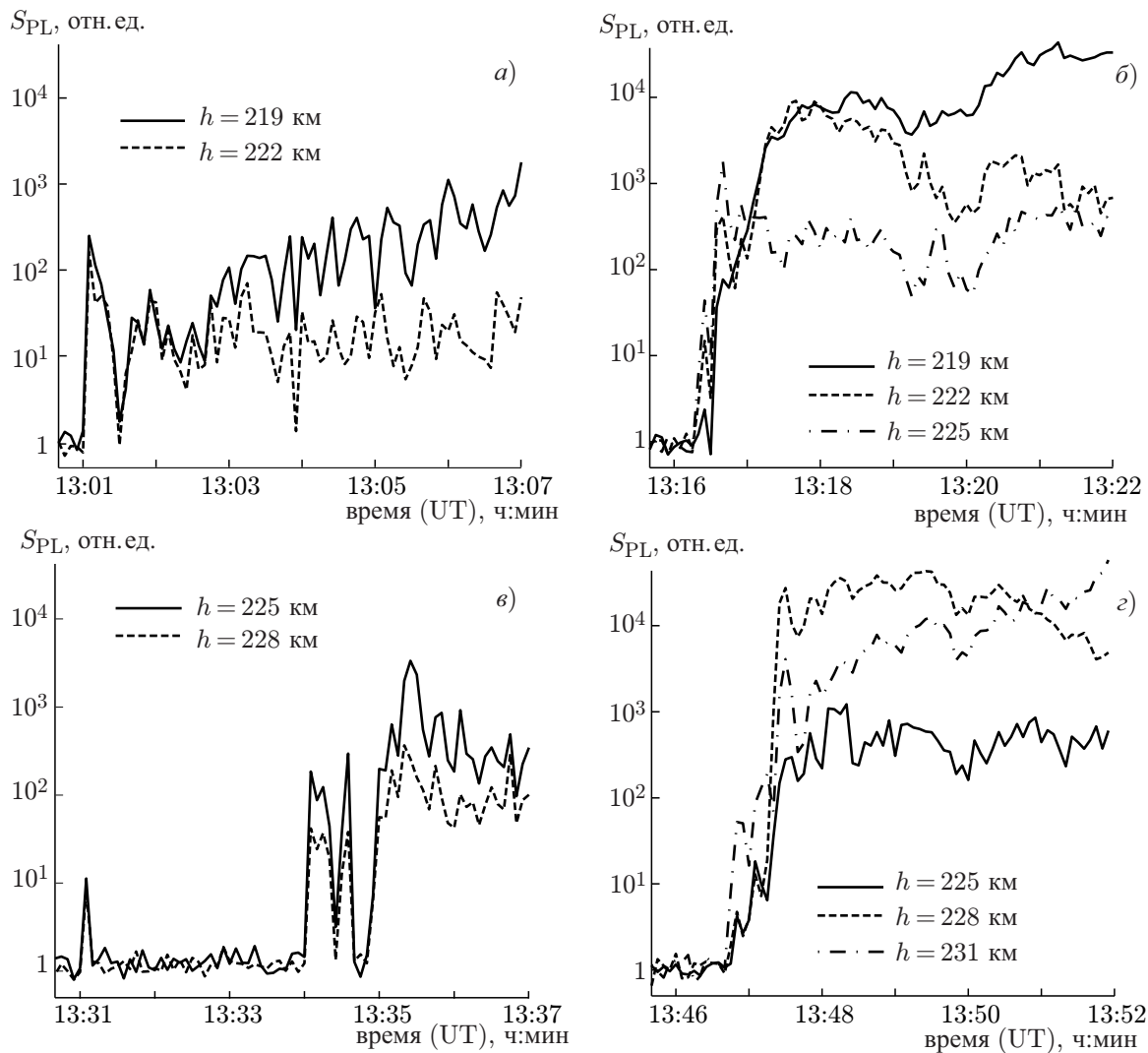


Рис. 5. Вариации интенсивностей усиленных нагревом плазменных линий S_{PL} в первые шесть минут нагревных циклов в период 13:01–13:56 UT ($f_H/f_{oF_2} < 0,95$) на высотах с наибольшими значениями S_{PL} . Эффективная мощность излучения волны накачки с обыкновенной (а, в) или необыкновенной (б, г) поляризациями была постоянной, $P_{eff} = P_{max}$ (а, б), или изменялась каждую минуту (в, г; схема изменения P_{eff} представлена на рис. 3г)

плазменных линий S_{PL} возрастают на два порядка. На этапе снижения P_{eff} от 550 до 150 МВт значения S_{PL} уменьшаются незначительно, т.е. имеет место ярко выраженный эффект гистерезиса.

Рисунки 4б, г демонстрируют поведение интенсивностей ионных линий $S_{ILU}(P_{eff})$ и $S_{ILD}(P_{eff})$ на фазе нарастания и спада P_{eff} . Характерной особенностью в поведении величин S_{ILU} и S_{ILD} при нагреве о-волной на фазе роста мощности P_{eff} от 50 до 200 МВт являлось подавление интенсивностей ионных линий с последующим их возрастанием при дальнейшем увеличении P_{eff} . Этот эффект не наблюдался при нагреве х-волной. Интенсивности плазменных и ионных линий при необыкновенной поляризации волны накачки существенно выше, чем при обыкновенной. На фазе уменьшения эффективной мощности излучения эффект гистерезиса начинал проявляться, когда значения P_{eff} становились менее 400 МВт.

Анализ экспериментальных данных радара EISCAT показал принципиальное различие в поведении усиленных нагревом плазменных линий при нагреве волнами с разными поляризациями после включения нагревного комплекса. Рисунок 5 иллюстрирует зависимости $S_{PL}(t)$, рассчитанные с разрешением по времени 5 с, для первых 6-ти минут нагревных циклов 20 октября 2012 года при постоянном максимальном уровне излучения $P_{\text{eff}} = P_{\text{max}} \approx 550$ МВт (рис. 5а, б) и при ступенчатом возрастании P_{eff} (рис. 5в, г). При нагреве о-волнами, как при максимальной эффективной мощности излучения $P_{\text{eff}} = P_{\text{max}} \approx 550$ МВт, так и при $P_{\text{eff}} = 0,1P_{\text{max}} \approx 10$ МВт, в момент включения нагревного комплекса наблюдается кратковременный всплеск интенсивности S_{PL} , что является типичным признаком возбуждения стрикционной неустойчивости вблизи высоты отражения волны накачки. Плазменные линии продолжали непрерывно возбуждаться после «эффекта включения» в 13:01 UT при нагреве с максимальной эффективной мощностью излучения (см. рис 5а). Однако при ступенчатом возрастании мощности P_{eff} (начало в 13:31 UT) непрерывное возбуждение плазменных линий начиналось только тогда, когда эффективная мощность излучения превысила $P_{\text{eff}} \approx 0,5P_{\text{max}} \approx 280$ МВт (см. рис. 5в).

При нагреве х-волной «эффекты включений» в поведении усиленных нагревом плазменных линий не наблюдались (см. рис. 5б, г). Возрастания интенсивностей усиленных нагревом плазменных линий S_{PL} начинались через 15÷35 с после включения нагревного стенда. В целом, с ростом мощности P_{eff} времена задержки начала возрастания интенсивности S_{PL} относительно момента включения стенда уменьшались. Затем величина S_{PL} плавно увеличивалась в течение 30÷60 с и достигала максимальных значений, которые незначительно менялись до окончания нагревного цикла и более чем на порядок превышали максимальные интенсивности S_{PL} при нагреве о-волной.

Рисунки 6 и 7 показывают типичные спектры усиленных нагревом ионных и плазменных линий, рассчитанные с шагом интегрирования 30 с для 20 октября 2012 года. Рисунок 6 демонстрирует спектры ионных (а, б) и плазменных (в, г) линий в моменты включения нагревного комплекса 13:31 и 14:01 UT с волной обыкновенной поляризации при $P_{\text{eff}}/P_{\text{max}} = 10$ %, для которых реальные значения P_{eff} составили 10 и 56 МВт соответственно. Спектры представлены для высот, близких к высотам отражения волны накачки. Спектры усиленных нагревом ионных линий в полосе частот ± 20 кГц (см. рис. 6а, б) демонстрируют наличие трёх спектральных максимумов S_{ILD} , S_{ILU} и S_{ILO} . Усиление смещённых вниз и вверх по частоте спектральных максимумов S_{ILD} , S_{ILU} является прямым подтверждением возбуждения стрикционной неустойчивости. Наличие несмещённых спектральных максимумов S_{ILO} свидетельствует о возбуждении осциллирующей двухпоточковой неустойчивости, сосуществующей со стрикционной. Амплитуда максимума S_{ILO} сопоставима или даже превышала величины S_{ILD} и S_{ILU} . Рисунки 6в, г иллюстрируют спектры плазменных линий в моменты включения нагревного комплекса. Нулевой частоте на рис. 6в, г соответствует частота волны накачки $f_H = 7,953$ МГц. Спектры плазменных волн демонстрируют наличие максимума («материнская» ленгмюровская волна), сдвинутого относительно нулевой частоты на частоту ионно-акустической волны. Это является типичным проявлением возбуждения «материнской» ленгмюровской плазменной волны вследствие электромагнитной стрикционной неустойчивости. Можно видеть также максимум «дочерней» ленгмюровской волны, сдвинутый на 30 кГц относительно частоты f_H , результат последующего шага стрикционной неустойчивости «материнской» волны (электростатическая стрикционная неустойчивость).

На рис. 7 представлены спектры усиленных нагревом ионных и плазменных линий, зарегистрированные при их непрерывном возбуждении при ступенчатом увеличении относительной эффективной мощности волны накачки от 10 до 100 % на высотах с наибольшими амплитудами максимумов S_{PL} и S_{IL} в условиях, когда отношение частоты нагрева к критической частоте составляло $f_H/f_{oF_2} < 0,95$. На рис. 7а, б, д, е приведены спектры для интервалов времени 13:31–

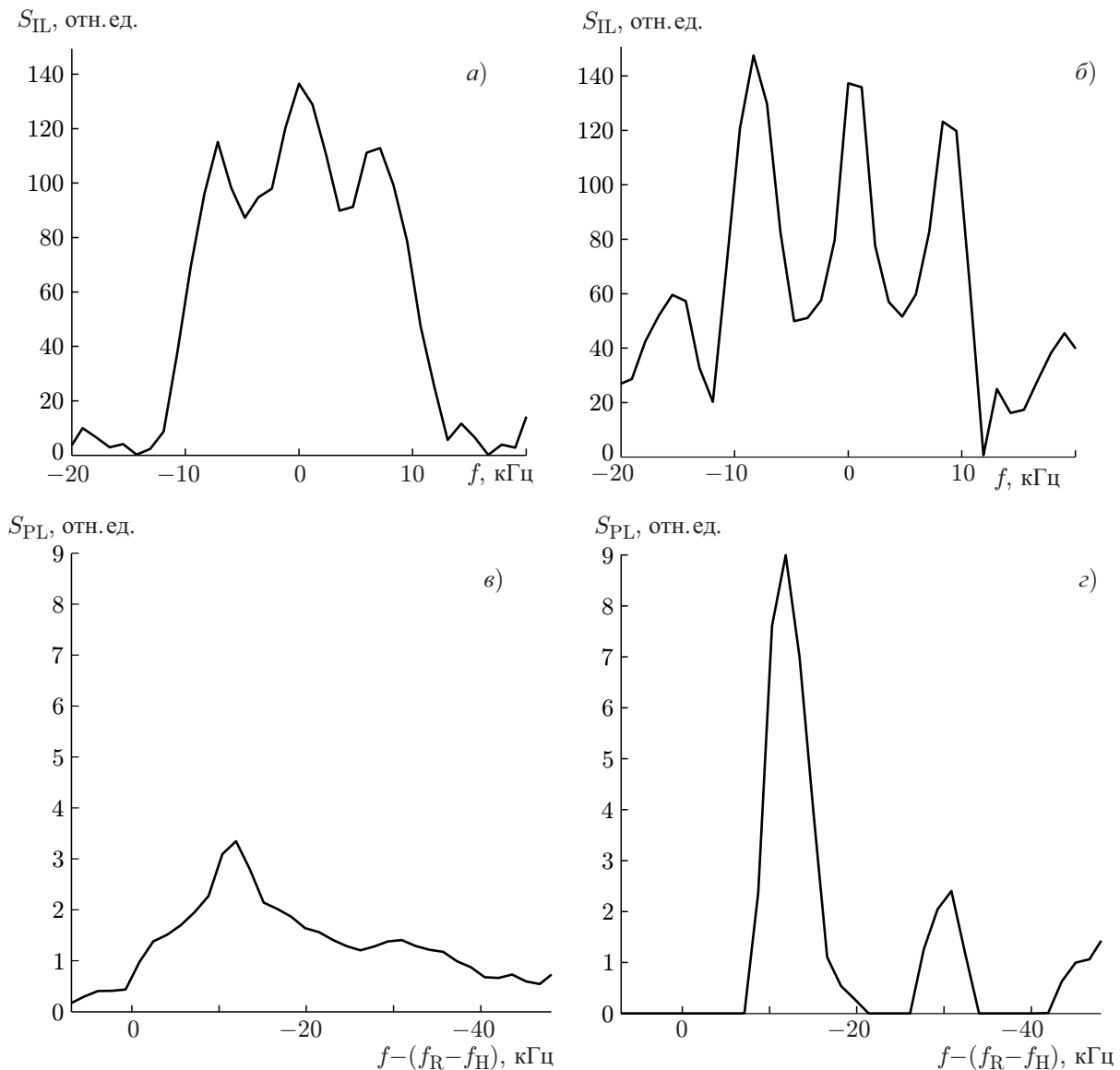


Рис. 6. Спектры усиленных нагревом ионных (*а, б*) и плазменных (*в, з*) линий, инициированных в ионосфере волной накачки с обыкновенной поляризацией ($f_H/f_{oF_2} \approx 0,9$) и частотой $f_H = 7953$ кГц в моменты «включений» нагревного комплекса EISCAT/Heating 20 октября 2012 года при $P_{\text{eff}} \approx 10$ МВт для 13:31 UT (*а, в*, $h = 225$ км) и $P_{\text{eff}} \approx 56$ МВт для 14:01 UT (*б, з*, $h = 237$ км). Спектры ионных линий приведены в диапазоне ± 20 кГц относительно частоты радара f_R . На оси частот высокочастотного диапазона «0» соответствует частоте нагрева f_H

13:36 и 14:01–14:06 UT (о-волна), а на рис. 7 *в, з, ж, з* — для периодов 13:46–13:51 и 14:16–14:21 UT (х-волна) на фазе роста P_{eff} . Для уровня $P_{\text{eff}}/P_{\text{max}} = 10\%$ спектры рассчитаны без учета эффектов включения.

При нагреве о-волной ионные спектры имеют классический двугорбый вид: усиленные спектральные максимумы, смещённые в отрицательную (S_{ILD}) и положительную (S_{ILU}) стороны. При возрастании отношения $P_{\text{eff}}/P_{\text{max}}$ амплитуды S_{ILD} и S_{ILU} увеличивались. Вид спектров высокочастотных плазменных волн при их непрерывном возбуждении на высоких мощностях P_{eff} принципиально отличался от спектров S_{PL} в моменты включения нагревного комплекса (см.

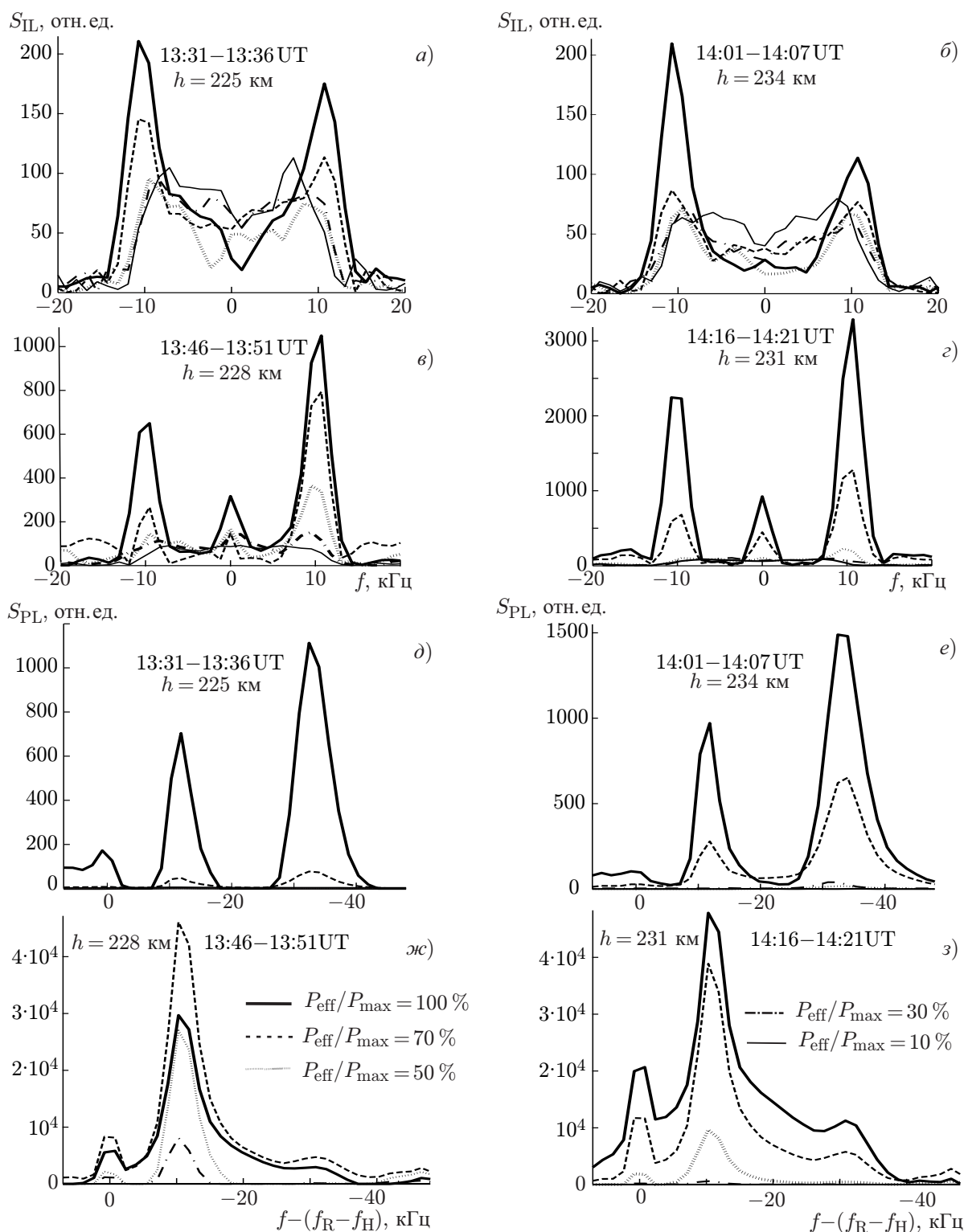


Рис. 7. Спектры усиленных нагревом ионных (a – $г$) и плазменных ($д$ – $з$) линий, инициированных в ионосфере волной накачки с обыкновенной (a , $б$, $д$, $е$) и необыкновенной ($в$, $г$, $ж$, $з$) поляризациями в условиях ступенчатого увеличения мощности комплекса EISCAT/Heating 20 октября 2012 года для $f_H/f_{oF_2} < 0,95$

рис. 6в, г). Спектры высокочастотных плазменных волн демонстрируют последовательность нескольких максимумов. Небольшой максимум на нулевой частоте (частоте волны накачки) свидетельствует о возникновении стоячей ленгмюровской волны, т. е. возбуждении осциллирующей двухпотоковой неустойчивости. Следующий максимум, сдвинутый на частоту ионных колебаний (около 10 кГц для радара EISCAT на частоте 933 МГц), указывает на появление «материнской» ленгмюровской волны, обусловленной возбуждением электромагнитной стрикционной неустойчивости. Спектральный максимум со сдвигом порядка 20 кГц от частоты «материнской» ленгмюровской волны связан с развитием электростатической стрикционной неустойчивости, когда «дочерняя» ленгмюровская волна возникает вследствие распада основной ленгмюровской моды. Абсолютно неожиданной особенностью поведения спектральных максимумов S_{PL} явилось то, что интенсивности «дочерних» ленгмюровских волн были существенно выше амплитуд «материнской» волны.

При нагреве х-волной (рис. 7в, г, ж, з) интенсивности усиленных нагревом ионных и плазменных линий в спектрах сигналов радара некогерентного рассеяния были значительно выше (в 10–15 раз) по сравнению с нагревом о-волной. Спектры усиленных нагревом ионных линий демонстрируют максимумы S_{ILD} и S_{ILU} ; также наблюдается несмещённый максимум S_{ILO} , что является признаком одновременного возбуждения стрикционной и двухпотоковой неустойчивостей. Спектры высокочастотных плазменных волн показывают наличие максимумов около нулевой частоты, а также максимума, сдвинутого примерно на 10 кГц относительно нулевой частоты, что также свидетельствует о возбуждении указанных неустойчивостей.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты выполненных экспериментов позволили детально исследовать эффекты модификации высокоширотной F -области ионосферы в зависимости от эффективной мощности излучения P_{eff} нагревного комплекса EISCAT/Heating.

Как следует из представленного материала (см. рис. 3), в циклах излучения мощной радиоволны с обыкновенной поляризацией наблюдается возрастание температуры электронов. Оно объясняется возбуждением тепловой параметрической (резонансной) неустойчивости на высотах верхнего гибридного резонанса и распространением возмущений температуры вдоль линий магнитного поля на высоты верхней ионосферы благодаря процессам продольной теплопроводности в замагниченной плазме [1]. Максимальные возрастания температуры T_e имели место при $P_{\text{eff}}/P_{\text{max}} \geq 50\%$. При нагреве х-волной возмущения температуры практически не наблюдались. Характерной особенностью такого нагрева по данным радара некогерентного рассеяния являлось возрастание концентрации N_e в широком диапазоне высот. При этом максимальные возмущения N_e также регистрировались при $P_{\text{eff}}/P_{\text{max}} \geq 50\%$. Следует отметить, что возрастания N_e являются типичным явлением для всех ранее выполненных экспериментов при излучении мощной радиоволны с необыкновенной поляризацией в направлении магнитного зенита [22–25]. Они регистрируются в широком диапазоне высот (вплоть до верхнего высотного предела измерений радара). Возможно, что ленгмюровская турбулентность, возбуждаемая при нагреве х-волной, может вызвать потоки ускоренных электронов, что, в свою очередь приведёт к усилению ионизации. Тем не менее, природа этих возмущений концентрации N_e остаётся в настоящее время невыясненной и требует дальнейшего изучения.

Анализ экспериментальных данных показал принципиальное различие в развитии ионно-акустической и ленгмюровской турбулентностей (усиленных нагревом ионных и плазменных линий в спектрах сигналов радара EISCAT) при нагреве волнами с различными поляризациями.

Анализ мощностей рассеянных на мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднород-

Таблица 1. Экспериментальные оценки наименьшего уровня напряжённости поля волны накачки комплекса EISCAT/Heating в ионосфере при генерации усиленных нагревом ионных и плазменных линий (E_{HFL}), а также генерации искусственных неоднородностей E_{SAI} при различных поляризациях волны накачки

Цикл нагрева, время (UT), ч:мин	Поляризация	h , км	$f_{\text{H}}/f_{\text{OF}_2}$	E_{HFL}^* , В/м	$E_{\text{HFL}}^{(a)}/E_{\text{HFL}}^{(b)}$, В/м	E_{SAI} , В/м
13:31–13:41	о	225	0,89	0,12	0,65/0,53	0,12*
13:46–13:56	х	228	0,91	—	0,54/0,29	0,53
14:01–14:11	о	234	0,91	0,29	0,67/0,65	0,29
14:16–14:26	х	231	0,94	—	0,52/0,29	0,68
14:31–14:41	о	240/234	0,97	0,29	0,66/0,66	0,29
14:46–14:56	х	236	0,95	—	0,46/0,39	0,60

* только в период 13:31–13:32 UT уровень $P_{\text{eff}}/P_{\text{max}} = 10\%$ по реальным данным соответствовал значению $P_{\text{eff}} \approx 10$ МВт, во всех остальных случаях уровень $P_{\text{eff}}/P_{\text{max}} = 10\%$ соответствовал $P_{\text{eff}} \approx 56$ МВт

ностях сигналов, показал, что при нагреве о-волной неоднородности начинали регистрироваться уже при минимальном уровне относительной эффективной мощности излучения $P_{\text{eff}}/P_{\text{max}} \approx 10\%$. В режиме нагрева х-волной в условиях $f_{\text{H}} < f_{\text{OF}_2}$ обратно-рассеянные на неоднородностях сигналы появились при $P_{\text{eff}}/P_{\text{max}} \geq 30 \div 50\%$.

В табл. 1 приведены значения наименьшей напряжённости электрического поля волны накачки в ионосфере, при которых начинали регистрироваться усиленные нагревом ионные и плазменные линии, а также мелкомасштабные искусственные ионосферные неоднородности. Вычисления напряжённости выполнены без учёта «разбухания» волны в области отражения. Значения E_{HFL}^* соответствуют появлению усиленных нагревом ионных и плазменных линий в моменты включения нагревного комплекса. Значения $E_{\text{HFL}}^{(a)}$ и $E_{\text{HFL}}^{(b)}$ характеризуют величины наименьших напряжённостей электрических полей, при которых появлялись/исчезали усиленные нагревом ионные и плазменные линии при их непрерывном возбуждении на фазе роста/спада P_{eff} . Значения E_{SAI} соответствуют минимальной величине электрического поля, при котором начиналась генерация искусственных неоднородностей. В табл. 1 приведены также высоты возбуждения ионных линий h в различных нагревных циклах и отношения частоты нагрева к критической частоте $f_{\text{H}}/f_{\text{OF}_2}$. Значения напряжённости электрических полей рассчитаны по реальным минутным данным P_{eff} нагревного комплекса EISCAT/Heating.

Для нагрева о-волной было выполнено сравнение экспериментальных значений (см. табл. 1) и теоретических оценок порогового электрического поля волны накачки, необходимого для возбуждения стрикционной и осциллирующей двухпотоковой неустойчивостей, а также тепловой параметрической (резонансной) неустойчивости (ТРИ) в F -области высокоширотной ионосферы. Пороговые уровни электрического поля волны накачки, необходимые для возбуждения указанных неустойчивостей, были определены с помощью теоретических формул (1)–(3) и данных измерений параметров ионосферной плазмы с помощью радара некогерентного рассеяния. Для условий эксперимента 20 октября 2012 года были получены следующие теоретические оценки: $E_{\text{PDI}} \approx 0,17 \div 0,29$ В/м, $E_{\text{OTSI}} \approx 0,21 \div 0,34$ В/м и $E_{\text{ТРИ}} \approx 0,1 \div 0,22$ В/м. Расчёты выполнялись для отношений температуры электронов к температуре ионов $T_e/T_i = 2$ и $T_e/T_i = 3$, для которых $B_{\text{max}} = 0,56$ и $0,58$ соответственно [34], частоты соударений электронов с нейтралами $\nu_n[\text{см}^{-1}] = 5,4 \cdot 10^{-10} N_n[\text{см}^{-3}] T_e^{1/2}[\text{K}]$ [35], где концентрация нейтральных частиц N_n определялась по модели атмосферы MSIS-E-90 [36], и частоты соударений электронов с ионами $\nu_{ei}[\text{см}^{-1}] = [34 +$

$$+ 4,18 \lg(T_e^2[\text{K}]/N_e[\text{cm}^{-3}]) N_e[\text{cm}^{-3}] T_e^{-3/2}[\text{K}] \quad [35].$$

Как было установлено, воздействие волны накачки с обыкновенной поляризацией при высокой эффективной мощности излучения $P_{\text{eff}} > 280$ МВт приводило к непрерывному возбуждению усиленных нагретом плазменных и ионных линий. При этом спектры ленгмюровских волн имели характерную особенность — максимумы «дочерних» волн превышали интенсивности «материнской» ленгмюровской волны, что, согласно работам [4, 37], является отличительной особенностью нерезонансного механизма возбуждения ленгмюровских волн. В нерезонансных механизмах возбуждения каскадов ленгмюровских волн учитываются эффекты затухания Ландау на ионах и каскады возбуждаются на той же высоте, где происходит распад волны накачки. В этом случае дисперсионные соотношения при генерации «дочерних» волн Ленгмюра (каскада) не выполняются.

Выражение для определения порогового значения напряжённости электрического поля волны накачки в ионосфере, необходимого для возбуждения каскадов ленгмюровских волн нерезонансным механизмом, имеет вид [4]

$$E_{\text{NRM}} = \left\{ \frac{m_e m_i}{e^2} \frac{k_1 C_s \omega_{k\theta}^3 \nu_e \nu_i}{2\omega_{\text{pe}}^2 [k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2 \omega_{k\theta}^2 / (\omega_{k\theta}^2 - \Omega_e^2)]} \left[1 + \frac{16k_1^2 C_s^2}{\nu_e (\nu_e + 2\nu_i)} \right] \left(\frac{\nu_e}{\nu_e + 2\nu_i} \right)^{1/2} \right\}^{1/2}. \quad (5)$$

Здесь k_1 — волновой вектор ленгмюровской волны, возбуждаемой волной накачки в результате первичного (электромагнитного) процесса параметрической распадной неустойчивости; $k_{\parallel} = k_1 \cos \theta$, $k_{\perp} = k_1 \sin \theta$, θ — угол наклона магнитного поля, $\omega_{k\theta}^2 = \omega_p^2 + 3k_B^2 V_{te}^2 + \Omega_e^2 \sin^2 \theta$, где $\omega_{\text{pe}} = (4\pi N_e e^2 / m_e)^{1/2}$, $V_{te} = \sqrt{k_B T_e / m_e}$, $\Omega_e = 2\pi f_{ce}$ — плазменная частота, тепловая скорость и циклическая гирочастота электронов соответственно, $C_s = \sqrt{(T_e + 3T_i) / m_i}$ — скорость ионного звука, ν_e и ν_i — частоты соударений электронов и ионов, $\nu_i = \nu_{\text{in}} + \nu_{\text{IL}}$, $\nu_{\text{IL}} = \sqrt{\pi/2} \omega_{\text{IA}} (T_e / T_i)^{3/2} \times \exp[-(3 + T_e / T_i) / 2]$ соответствует затуханию Ландау на ионах, $\omega_{\text{IA}} = 2C_s k_1$ [17] — циклическая частота ионно-акустической волны.

Для условий эксперимента 20 октября 2012 года для нагревного цикла 13:31–13:41 UT ($f_H = 7,953$ МГц), с учётом значений параметров $k_1 = 38,23 \text{ м}^{-1}$, $k_{\perp} = 8,13 \text{ м}^{-1}$ (для радара некогерентного рассеяния на частоте 933 МГц), $T_e = 2500$ К, $T_i = 1000$ К, $f_{ce} = 1,35$ МГц, $C_s = 1,685 \times 10^3$ м/с, $\nu_{\text{IL}} = 18,205$ кГц, величина E_{NRM} составила 0,745 В/м. Как следует из табл. 1, в цикле 13:31–13:41 UT экспериментальное значение минимального электрического поля волны накачки с обыкновенной поляризацией, при котором происходит непрерывное возбуждение плазменных и ионосферных линий, составляет 0,65 В/м, что находится в удовлетворительном соответствии с теоретической оценкой E_{NRM} .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты выполненных экспериментов позволили детально исследовать условия возбуждения и характеристики ионно-акустических и ленгмюровских плазменных волн, а также поведение мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей в зависимости от эффективной мощности излучения P_{eff} комплекса EISCAT/Heating при нагреве высокоширотной F -области ионосферы на частоте, лежащей ниже критической частоты слоя F_2 . В период экспериментов мощная нагревная радиоволна с обыкновенной или необыкновенной поляризацией излучалась на высокой частоте (7,953 МГц) в направлении магнитного зенита при ступенчатом повышении эффективной мощности излучения P_{eff} от 10 (56) до 560 МВт с последующим снижением от 560 до 56 МВт.

Установлено принципиальное различие в развитии ионно-акустической и ленгмюровской турбулентностей (усиленных нагревом ионных и плазменных линий в спектрах сигналов радара некогерентного рассеяния) при нагреве волнами с разными поляризациями. При нагреве о-волной включение нагревного комплекса сопровождалось кратковременными всплесками интенсивностей усиленных нагревом ионных и плазменных линий, свидетельствующих о возбуждении стрикционной и осциллирующей двухпотоковой неустойчивостей. Минимальные значения электрических полей волны накачки в ионосфере, при которых появляются усиленные нагревом ионные и плазменные линии, в моменты включений, составляют $E_{\text{HFL}}^* = 0,12 \div 0,29$ В/м. При высокой эффективной мощности излучения $P_{\text{eff}} > 280$ МВт зарегистрировано также непрерывное возбуждение усиленных плазменных и ионных линий. Минимальные значения электрических полей, при которых происходит непрерывное возбуждение этих линий, имеют величину $E_{\text{HFL}} = 0,65 \div 0,67$ В/м. При этом спектры ленгмюровских волн имеют характерную особенность: максимумы интенсивностей «дочерних» волн превышают интенсивности «материнской» ленгмюровской волны.

Показано, что при нагреве х-волной эффекты включений в поведении усиленных нагревом плазменных и ионных линий не регистрировались: возрастания интенсивностей начинались только через $15 \div 20$ с после включения нагревного стенда даже при максимальной эффективной мощности излучения. Интенсивности усиленных нагревом линий в циклах нагрева х-волной были существенно выше по сравнению с нагревом о-волной, при этом усиленные линии начинали формироваться при более низких уровнях эффективной мощности нагрева ($P_{\text{eff}}/P_{\text{max}} \geq 30\%$). Для возбуждения усиленных линий при нагреве х-волной необходимы более низкие минимальные значения электрических полей E_{HFL} по сравнению с нагревом о-волной: $E_{\text{HFL}} = 0,46 \div 0,54$ В/м. Вид спектров усиленных нагревом ионных и плазменных линий при нагреве х-волной является типичным для параметрических распадных неустойчивостей.

Обнаружено, что при нагреве высокоширотной F -области ионосферы волнами с обеими поляризациями при ступенчатом повышении эффективной мощности излучения P_{eff} от 10 (56) до 560 МВт с последующим снижением от 560 до 56 МВт в поведении максимумов интенсивностей инициированных нагревом плазменных и ионных линий наблюдается «эффект гистерезиса».

Установлено, что генерация мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей наблюдается при минимальных значениях напряжённости электрического поля волны накачки в ионосфере $E_{\text{SAI}} \approx 0,12 \div 0,29$ В/м для нагрева о-волной и $E_{\text{SAI}} \approx 0,53 \div 0,68$ В/м для нагрева х-волной. Таким образом, для возбуждения искусственных неоднородностей при нагреве х-волной на частотах ниже критической частоты слоя F_2 ($f_{\text{H}} < f_{\text{OF}_2}$) необходимы более высокие значения электрического поля, чем при нагреве о-волной.

Для явлений, инициированных воздействием на ионосферу мощной радиоволны с обыкновенной поляризацией, было выполнено сравнение экспериментально измеренных и теоретических пороговых значений напряжённости электрического поля волны накачки, при которых в слое F_2 высокоширотной ионосферы возбуждаются стрикционная неустойчивость, осциллирующая двухпотоковая неустойчивость и тепловая параметрическая (резонансная) неустойчивость. Сравнение показало, что минимальные экспериментальные значения электрических полей, при которых происходило кратковременное возрастание интенсивностей усиленных нагревом ионных и плазменных линий в моменты включения нагревного комплекса, находятся в соответствии с полученными теоретическими оценками $E_{\text{PDI}} \approx 0,17 \div 0,29$ В/м и $E_{\text{OTSI}} \approx 0,21 \div 0,34$ В/м. Теоретические пороговые оценки электрического поля, необходимого для возбуждения тепловой неустойчивости, имеют величину $E_{\text{TRI}} \approx 0,1 \div 0,22$ В/м, что находится в соответствии с экспериментальными значениями, отвечающими эффективной мощности излучения 10 МВт. Непрерывное возбуждение усиленных нагревом плазменных и ионных линий в цикле нагрева может быть объяснено нере-

зонансным механизмом возбуждения искусственных ионосферных турбулентностей, в котором учитываются эффекты затухания Ландау на ионах. В этом случае для условий эксперимента 20 октября 2012 года теоретическая оценка порогового уровня напряжённости электрического поля E_{NRM} составила 0,745 В/м. Экспериментальные значения имели величину $0,65 \div 0,67$ В/м, что удовлетворительно согласуется с теоретической оценкой E_{NRM} .

Авторы выражают благодарность сотрудникам Европейской научной Ассоциации EISCAT за помощь в проведении экспериментов в г. Тромсё (Норвегия) и Лейстерского университета (Англия) за обеспечение работы системы радаров CUTLASS в Финляндии в период экспериментов, а также М. Т. Ритвелду за выполненные расчёты реальных эффективных мощностей излучения нагревного сигнала комплекса EISCAT/Heating.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуревич А. В. // Успехи физ. наук. 2007. Т. 177, № 11. С. 1145.
2. Robinson T. R. // Phys. Rep. 1989. V. 179, No. 2–3. P. 79.
3. Stubbe P., Kopka H. // Radio Sci. 1983. V. 18, No. 6. P. 831.
4. Kuo S. P., Lee M. C. // J. Geophys. Res. 2005. V. 110, No. A1. Art. no. A01309.
5. Rietveld M. T., Kosch M. J., Blagoveshchenskaya N. F., et al. // J. Geophys. Res. 2003. V. 108, No. A4. P. 1141.
6. Stubbe P. // J. Atmos. Terr. Phys. 1996. V. 58, No. 1–4. P. 349.
7. Fejer J. A. // Rev. Geophys. Space Phys. 1979. V. 17, No. 1. P. 135.
8. Kuo S., Lee M., Kossey P. // Geophys. Res. Lett. 1997. V. 24, No. A10. P. 2969.
9. Грач С. М., Караштин А. Н., Митяков Н. А. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1977. Т. 20, № 12. С. 1827.
10. Васьков В. В., Гуревич А. В. // Тепловые нелинейные явления в плазме. Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 818.
11. Ashrafi M., Kosch M. J., Kaila K., Isham B. // J. Geophys. Res. 2007. V. 112, No. A5. Art. no. A05314.
12. Mishin E. V., Kosch M. J., Pedersen T. R., Burke W. J. // Geophys. Res. Lett. 2005b. V. 32, No. 23. Art. no. L23106.
13. Борисова Т. Д., Благовещенская Н. Ф., Калишин А. С. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2014. Т. 57, № 1. С. 1.
14. Борисова Т. Д., Благовещенская Н. Ф., Калишин А. С. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58, № 8. С. 623.
15. Bryers C. J., Kosch M. J., Senior A., et al. // J. Geophys. Res. 2012. V. 117, No. A9. Art. no. A09301.
16. Senior A., Rietveld M. T., Yeoman T. K., et al. // J. Geophys. Res. 2012. V. 117, No. A4. Art. no. A04309.
17. Kuo S. P. // J. Geophys. Res. 2001. V. 106, No. A4. P. 5593.
18. Stubbe P., Kohl H., Rietveld M. T. // J. Geophys. Res. 1992. V. 97, No. A5. P. 6285.
19. Stubbe P., Kopka H. // Exploration of the Polar Upper Atmosphere. 1981. V. 64 of NATO Advanced Study Institutes Series. P. 83.
20. Das A., Fejer J. // J. Geophys. Res. 1979. V. 84, No. A11. P. 6701.
21. Frolov V. L., Erukhimov L. M., Meteleev S. A., Sergeev E. N. // J. Atm. Terr. Phys. 1997. V. 59, No. 18. P. 2317.

22. Bryers C. J., Kosch M. J., Senior A., et al. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2013. V. 118, No. 11. P. 7472.
23. Blagoveshchenskaya N. F., Borisova T. D., Yeoman T. K., et al. // Geophys. Res. Lett. 2011. V. 38, No. 8. Art. no. L08802.
24. Blagoveshchenskaya N. F., Borisova T. D., Yeoman T. K., et al. // J. Atmosph. Solar-Terr. Phys. 2013. V. 105–106. P. 231.
25. Blagoveshchenskaya N. F., Borisova T. D., Kosch M., et al. // J. Geophys. Res. Space Physics. 2014. V. 119, No. 12. P. 10483.
26. Blagoveshchenskaya N. F., Borisova T. D., Yeoman T. K., et al. // J. Atmosph. Solar-Terr. Phys. 2015. V. 135. P. 50.
27. Rietveld M. T., Kohl H., Kopka H., Stubbe P. // J. Atmos. Terr. Phys. 1993. V. 55, No. 4–5. P. 577.
28. <http://spaceweather.com>.
29. <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp>.
30. Rishbeth H., van Eyken T. // J. Atmos. Terr. Phys. 1993. V. 55, No. 4–5. P. 525.
31. Greenwald R. A., Baker K. B., Dudeney J. R., et al. // Space Sci. Rev. 1995. V. 71, No. 1–4. P. 761.
32. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 684 с.
33. Lehtinen M. S., Huuskonen A. // J. Atmos. Terr. Phys. 1996. V. 58, No. 1–4. P. 435.
34. Stubbe P., Kopka H., Thide B., et al. // J. Geophys. Res. 1984. V. 89, No. A9. P. 7523.
35. Nicolet M. // J. Atmos. Terr. Phys. 1953. V. 3, No. 4. P. 200.
36. http://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/msis_vitmo.html.
37. Kuo S. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22, No. 1. Art. no. 012901.

Поступила в редакцию 31 марта 2016 г.; принята в печать 14 сентября 2016 г.

EXCITATION OF ARTIFICIAL IONOSPHERIC TURBULENCES IN THE HIGH-LATITUDE IONOSPHERIC *F* REGION AS A FUNCTION OF THE EISCAT/HEATING EFFECTIVE RADIATED POWER

T. D. Borisova, N. F. Blagoveshchenskaya, T. K. Yeoman, and I. Hagstrom

We present the results of experimental studies of the parameters of HF-enhanced ion-acoustic and Langmuir plasma waves, as well as small-scale artificial field-aligned irregularities (FAIs) when the EISCAT/Heating effective radiated power is varied from 10 to 560 MW. In the course of the experiments, a high-power HF radio wave with the alternating ordinary (O-mode) and extraordinary (X-mode) polarizations was radiated towards the magnetic zenith at a frequency of 7.953 MHz lying below the cutoff frequency of the F_2 layer. A fundamental difference in the development of artificial ion-acoustic and Langmuir turbulences, which are seen as HF-enhanced ion and plasma lines in the spectra of the EISCAT incoherent scatter radar, under the O- and X-mode HF pumping was found. The minimum values of the HF pump-wave electric fields in the ionosphere when the HF-enhanced ion and plasma lines, as well as small-scale artificial field-aligned irregularities, start to be excited, were determined from experimental data both for the O- and X-mode HF pumping. Comparison between the experimental and theoretical threshold values of the electric field required for the excitation of artificial ionospheric turbulences, such as thermal, Langmuir, and ion-acoustic ones, in the high-latitude ionospheric F_2 layer for the O-mode HF pump wave was made.