

УДК 533.9.08

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСКУССТВЕННОГО СВЕЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ ПРИ ОМИЧЕСКОМ НАГРЕВЕ И ПРИ УСКОРЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ, ИНИЦИИРОВАННЫМИ МОЩНЫМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ СТЕНДА «СУРА»

В. В. Клименко^{1,2}, С. М. Грач¹, Е. Н. Сергеев¹, А. В. Шиндин¹*

¹ Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского;

² Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Представлены результаты исследований свечения F_2 -области ионосферы в «красной» линии атомарного кислорода (длина волны $\lambda = 6300 \text{ \AA}$) при воздействии на указанную область мощным коротковолновым радиоизлучением с обыкновенной поляризацией. В зависимости от параметров ионосферы и волны накачки наблюдается либо тепловая модуляция яркости фонового свечения, либо, одновременно с ней, усиление интенсивности «красной» линии. Анализ поведения эмиссии «красной» линии позволяет разделить влияние омического нагрева и ускорения электронов плазменной турбулентностью на характеристики свечения.

ВВЕДЕНИЕ

В экспериментах с воздействием на ионосферу мощным пучком высокочастотных радиоволн оптические эффекты в большинстве случаев наблюдаются в «красной» и «зелёной» линиях атомарного кислорода с длинами волн $\lambda = 6300 \text{ \AA}$ (переход $O^1D_2 \rightarrow O^3P_2$) и $\lambda = 5577 \text{ \AA}$ (переход $O^1S_0 \rightarrow O^1D_2$) [1]. Этот факт обусловлен достаточно низкими порогами возбуждения этих линий, соответствующими 1,96 и 4,17 эВ соответственно. Наиболее часто и с наибольшей интенсивностью регистрируются эффекты в «красной» линии и несколько реже и слабее — в «зелёной». В некоторых работах сообщалось о регистрации искусственного свечения в линиях с более высокими порогами, в частности в линии иона молекулярного азота N_2^+ с $\lambda = 4278 \text{ \AA}$ (порог возбуждения 19 эВ) [2].

В ночное время излучение в атмосферных линиях кислорода всегда имеет место в качестве фонового свечения неба, вызванного возбуждением атомов в ионно-молекулярных реакциях [3]. В F_2 -области ночной ионосферы основным источником возбуждения является реакция диссоциативной рекомбинации электронов с ионами молекулярного кислорода



в которой высвобождается достаточно энергии для возбуждения атомов в состояние O^1D и с меньшей вероятностью — в состояние O^1S . Основной источник фонового свечения в «зелёной» линии на порядок более интенсивный, чем в F_2 -области, сосредоточен в слое на высоте $h \approx 100 \text{ км}$ и обусловлен возбуждением состояния O^1S в тройных столкновениях атомов кислорода [3]. Однако в наших экспериментах этот слой лежит далеко за пределами области плазменных возмущений, инициируемых мощным коротковолновым радиоизлучением стенда.

Коэффициент диссоциативной рекомбинации зависит от температуры электронов: $\alpha(T_e) \propto T_e^{-1/2}$. Поэтому одним из основных оптических эффектов воздействия мощного коротковолнового радиоизлучения на F_2 -область ионосферы является уменьшение яркости фонового свечения

* klimenko@appl.sci-nnov.ru

в линии 6300 \AA из-за увеличения температуры T_e . Соответствующие изменения интенсивности свечения ионосферы в линии $\lambda = 6300 \text{ \AA}$ были обнаружены в первых экспериментах на стенде в Боулдере (США) в 1970 году [4, 5] при облучении ионосферы мощным радиоизлучением с необыкновенной поляризацией (х-мода), когда в возмущённой области ионосферы реализуется только омический нагрев электронов.

В последующие годы большинство экспериментов проводилось с применением мощной радиоволны с обыкновенной поляризацией (о-мода), которая проникает на большие высоты в ионосфере, чем х-мода, и достигает уровней, где выполняются резонансные условия: частота волны накачки f_1 близка к плазменной частоте f_{pe} (ленгмюровский резонанс в точке отражения) и к верхнегибридной частоте $f_{UH}^2 = f_{pe}^2 + f_{He}^2$ (верхнегибридный резонанс, расположенный на несколько километров ниже точки отражения, f_{He} — гирочастота электронов). Воздействие на ионосферу при этом оказываются более сильным и разнообразным вследствие эффективного возбуждения плазменных волн [1, 5]. В экспериментах с о-модой в качестве основного оптического эффекта в возмущённой ионосфере наблюдалось и анализировалось усиление яркости свечения в линии 6300 \AA . При этом в одном из экспериментов на стенде в Аресибо (о. Пуэрто-Рико, эффективная мощность стенда 130 МВт) при изменяющемся состоянии ионосферы наблюдались обусловленные о-модой как слабые усиления эмиссии на длине волны 6300 \AA , так и уменьшения фонового свечения в различных циклах работы коротковолновых передатчиков [6]. Усиления эмиссий в линии 5577 \AA и некоторых других наблюдались, главным образом, на стендах с высокой эффективной мощностью, таких как EISCAT (Тромсё, Норвегия, $300 \div 1200 \text{ МВт}$) или HAARP (Аляска, США, $400 \div 3600 \text{ МВт}$) [1, 2].

Усиление яркости свечения указывает на то, что, помимо фонового «химического» механизма, включается дополнительный ударный механизм возбуждения атомов электронами, энергия которых превышает пороги возбуждения. Увеличение потока электронов с энергиями более 2 эВ происходит либо из-за роста «хвоста» равновесной максвелловской функции распределения при достаточно сильном увеличении температуры T_e (более 2000 К), как это предполагается в работах [7–9], либо из-за формирования немаксвелловского «хвоста» сверхтепловых электронов, ускоренных плазменными волнами [1, 10–12]. В тех случаях, когда регистрируется усиление излучения в линиях с высокими порогами возбуждения (5577 \AA , 4278 \AA и др.), очевидно имеет место вторая причина, т. е. происходит формирование сверхтепловых «хвостов», т. к. для равновесной функции распределения потребовались бы нереально высокие температуры ($T_e \approx 10^4 \text{ К}$). В тех случаях, когда регистрируется усиление излучения только в линии 6300 \AA , а вариации эмиссий на других длинах волн остаются на уровне случайных флуктуаций, могут иметь место обе причины и отсутствуют ясные экспериментальные основания для выбора между ними.

В настоящей статье анализируются данные фотометрических измерений яркости эмиссии на длине волны $\lambda = 6300 \text{ \AA}$, полученные на стенде «Сура» в 2010–2012 годах. Целью работы является поиск особенностей в искусственном свечении ночной ионосферы, которые позволяли бы разделять эффекты омического нагрева и эффекты ускорения электронов плазменными волнами.

1. АППАРАТУРА

Нагревный стенд «Сура» расположен около п. Васильсурск Нижегородской области (координаты $56,1^\circ$ с. ш., $46,1^\circ$ в. д., наклонение магнитного поля $71,5^\circ$). Эффективная мощность стенда $P_{\text{эф}} \approx 100 \text{ МВт}$. Для оптической диагностики использовались фотометры и ПЗС-камера, оснащённые узкополосными интерференционными светофильтрами. В фотометре для $\lambda = 6300 \text{ \AA}$ использованы фотоэлектронный умножитель ФЭУ-79, объектив с фокусным расстоянием $f = 50 \text{ мм}$, относительным отверстием $D/f = 1:1,2$ и угловым полем зрения $6,8^\circ$ (соизмеримо с угловым раз-

мером области свечения), постоянная времени выходного фильтра низких частот $\tau \approx 2$ мс. Частота оцифровки аналого-цифровым преобразователем (АЦП) равна 1 кГц, динамический диапазон 14 бит. Интерференционный светофильтр имеет следующие характеристики: центральная длина волны $\lambda_0 = 6300 \text{ \AA}$, полоса по уровню яркости $\Delta\lambda_{0,5} = 23 \text{ \AA}$, коэффициент пропускания 50 %. Чувствительность фотометра оценивалась по измерениям потока от отдельных ярких звёзд и интегральной яркости звёздного неба. Флуктуации тока ФЭУ обусловлены фотонным шумом неба. Их интенсивность регулируется временем усреднения выходных данных, которое здесь принято равным $\tau = 0,5$ с. При постоянной времени $\tau = 0,5$ с средняя квадратичная флуктуация тока ФЭУ равна $\sigma \approx 10$ ед. АЦП. В единицах поверхностной яркости это соответствует $\sigma \approx 4$ Рл, т. е. 1 ед. АЦП $\approx 0,4$ Рл (1Рл = 10^6 фотон/(с · см² · столб) [3]). Аналогичный фотометр использовался также и для регистрации свечения в линии $\lambda = 5577 \text{ \AA}$.

Для синхронизации записи фотометров с моментами включения нагревного стенда в один из каналов АЦП подавался сигнал с коротковолнового приёмника, регистрировавшего включение и выключение мощных коротковолновых передатчиков.

Для получения пространственной картины, структуры и положения пятна свечения на небе использовалась ПЗС-камера SIC/079-FP [13]. Время экспозиции и, соответственно, временное разрешение камеры, как правило, равнялось 15 с.

Характеристики ионосферы во время сеансов нагрева и между сеансами определялись с помощью автоматической ионосферной станции, дающей высотные профили ионизации. Кроме того, производилась регистрация искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ). Динамика спектров ИРИ определяется эволюцией плазменной турбулентности в возмущённой области ионосферы [14]. Здесь мы ограничимся отслеживанием интенсивности одной из компонент спектра ИРИ — главного спектрального максимума (Downshifted Maximum, DM).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Устойчивые повторяющиеся результаты с большей или меньшей интенсивностью оптического свечения F_2 -области в линии 6300 \AA были получены нами на стенде «Сура» в 2006, 2010, 2012, 2014 и 2015 годах и частично представлены в работах [13, 15]. Как правило, какие-либо коррелированные с коротковолновой накачкой вариации свечения в линии 5577 \AA не превышали уровня случайных флуктуаций. Исключением являются несколько событий, которые отдельно описаны в работе [16]. Далее мы рассмотрим и проанализируем данные, полученные в 2010 и 2012 годах, в которых достаточно полным образом отражены основные типы временных вариаций интенсивности свечения ионосферы в линии 6300 \AA , наблюдавшихся в наших экспериментах.

Режим работы стенда «Сура» был организован в виде 6-минутных циклов, как правило 2 мин нагрев/4 мин пауза или 3 мин нагрев/3 мин пауза. Рабочая частота передатчиков f_1 всегда выбиралась ниже критической частоты слоя F_2 , $f_1 < f_{0F_2}$, и иногда изменялась в процессе работы — либо при уменьшении критических частот ионосферы, либо при сканировании в окрестности 4-й гирогармоники ($f_1 \approx 4f_{He}$). Использовалась обыкновенная поляризация радиоволны (о-мода) и три вида ориентации диаграммы направленности антенны стенда: вертикальная (в зенит), с наклоном на 12° и с наклоном на 16° от зенита на юг в плоскости магнитного меридиана (магнитный зенит расположен под зенитным углом $18,5^\circ$). При этом оптические инструменты направлялись соответственно или в зенит, или, с учётом поправки на рефракцию пучка радиоволн в ионосфере, на 15° и на 19° от зенита ¹.

¹ Анализ влияния эффектов магнитного зенита на искусственное свечение выходит за рамки данной статьи, и этому вопросу будет посвящена отдельная публикация. Предварительно влияние магнитного зенита на геометрию свечения обсуждалось в работе [16].

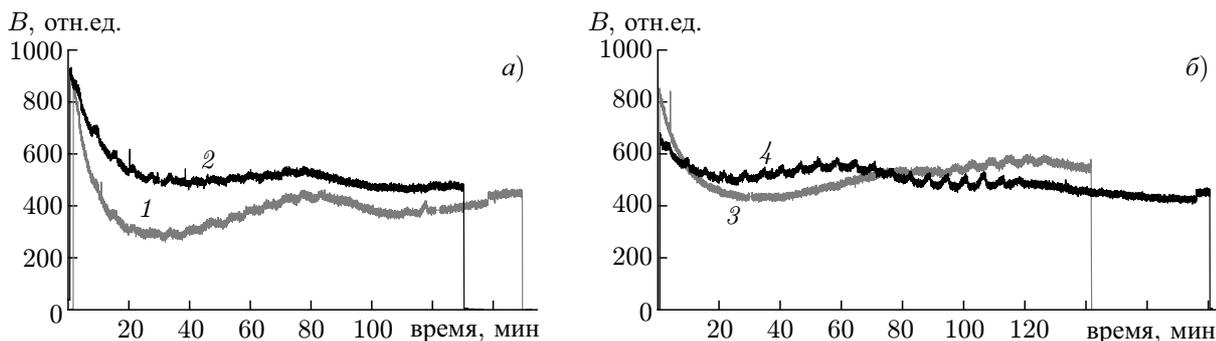


Рис. 1. Вариации фоновой яркости ночного неба в линии 6300 \AA и возмущения, обусловленные периодическим воздействием коротковолновых передатчиков, в экспериментах 07.09.2010 (кривая 1), 08.09.2010 (2), 09.09.2010 (3) и 10.09.2010 (4). Наклон диаграммы направленности антенны стенда на панели *a* равен 12° , на панели *b* — 16° . Во всех случаях регистрация возмущений начиналась в 21:00 MSK

Типичные записи фотометров, на которых видны обусловленные работой коротковолнового передатчика изменения яркости свечения неба в линии 6300 \AA , показаны на рис. 1. После включения фотометров (в 21:00 MSK = 17:00 UT) регистрируется уменьшение яркости неба в процессе наступления сумерек. Максимум, наблюдавшийся через 80 мин после включения (кривые 1 и 2 на рис. 1), описывает прохождение Млечного пути (область созвездия Лебедь) через поле зрения фотометров. При спектральной яркости Млечного пути около $1,0 \div 1,5 \text{ Рл/}\text{\AA}$ [3] и полосе светофильтра $\Delta\lambda_{0,5} = 23 \text{ \AA}$ амплитуда этой вариации соответствует $20 \div 30 \text{ Рл}$. В наших наблюдениях отсутствовал количественный контроль прозрачности атмосферы, которая в первые часы после захода Солнца может существенно изменяться. Поэтому абсолютные значения яркости даются далее с точностью до коэффициента прозрачности.

В отличие от работы [4], где наблюдалась модуляция фонового свечения ионосферы под действием излучения на х-мод, и от многочисленных экспериментов на различных стендах с воздействием на о-мод, где типичным являлось усиление яркости свечения, мы регулярно наблюдали оба эффекта, в том числе в процессе одной серии циклов работы передатчиков стенда «Сура». В частности, во время серии 10 сентября наблюдалось преимущественно усиление свечения в линии 6300 \AA (кривая 4 на рис. 1). В конце серии во время уменьшения критической частоты ионосферы f_{0F_2} и приближения её к рабочей частоте передатчиков f_1 усиление пропало и наблюдалось ослабление фонового свечения. Во время серии 9 сентября наблюдалась только модуляция фонового свечения (кривая 3 на рис. 1). Во время серий 7 и 8 сентября сначала наблюдалось усиление, а затем, после изменения режимов работы передатчиков, оно сменялось режимом модуляции фона (кривые 1 и 2 на рис. 1). Очевидно, что реакция свечения на коротковолновую накачку чувствительна к характеристикам ионосферы в окрестности точки отражения и к параметрам волны накачки.

Более детальные характеристики свечения и основные параметры ионосферы приведены на рис. 2–7. Для получения этих рисунков была использована процедура вычитания невозмущённого уровня фонового свечения. Непосредственно перед каждым включением передатчиков стенда на 10-секундном интервале вычислялось среднее значение тока ФЭУ, т. е. невозмущённого уровня в данный момент времени. Затем по этим реперным точкам проводилась сплайновая интерполяция на всём интервале регистрации. Полученная плавная «фоновая» кривая вычиталась из исходной. Результаты приведены на рис. 2–7 (панели *a*). Высотные профили электронной концентрации $N_e(h)$ определялись по ионограммам, которые снимались, как правило, с 12-минутным циклом за $1 \div 2$ мин перед каждым вторым включением передатчиков стенда. На рис. 2–6 также

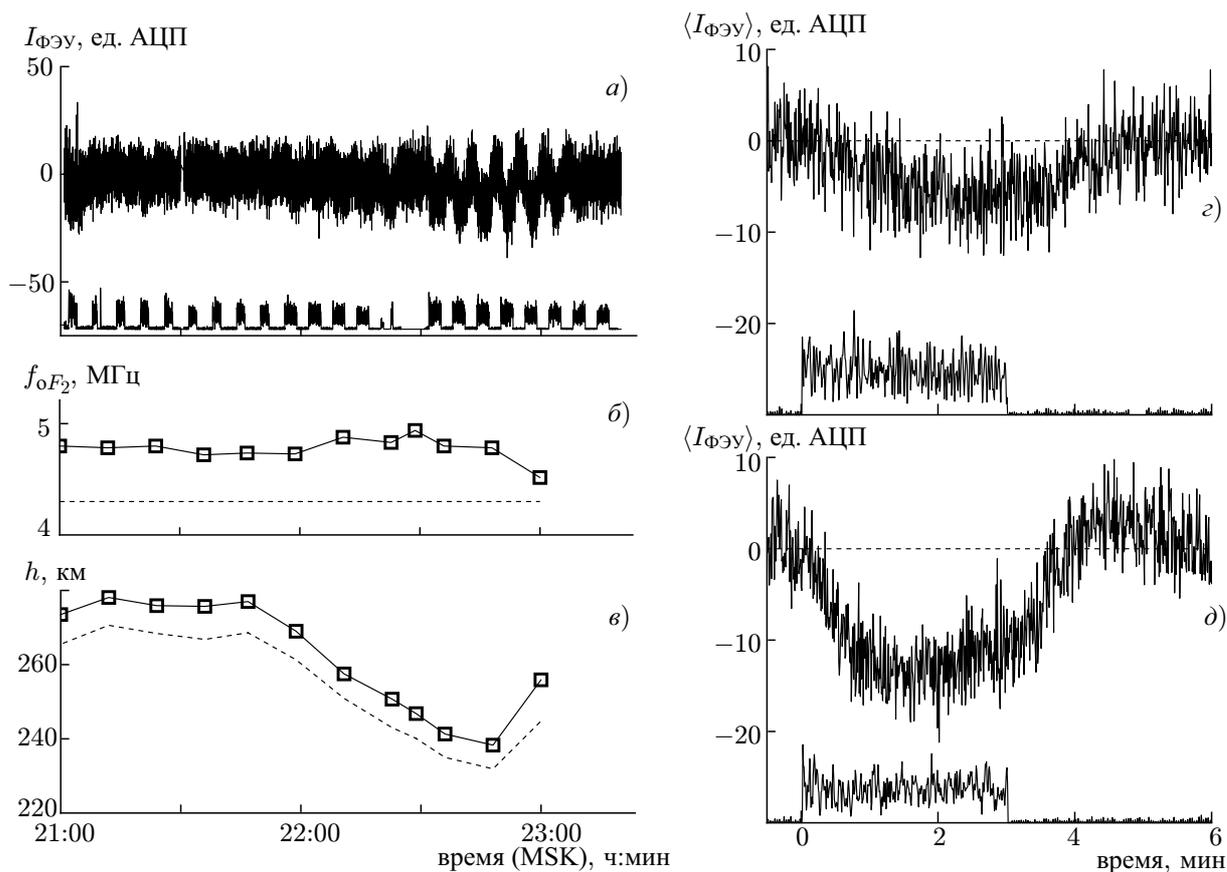


Рис. 2. Временные вариации яркости свечения 09.09.2010 (ток ФЭУ в единицах АЦП) после вычитания естественного фонового уровня (а), критической частоты ионосферы f_{0F_2} (б), высот отражения волны накачки (сплошная линия, в) и верхнегибридного резонанса (штриховая линия, в). Частота волны накачки f_1 составляла 4,375 МГц (штриховая линия, б), наклон диаграммы направленности равен 16° . На панели г представлена средняя по 5 циклам вариация свечения в интервале 21:55–22:25 MSK, на панели д — средняя по 6 циклам вариация свечения в интервале 22:31–23:07 MSK. В нижней части панелей а, г и д показаны интервалы работы передатчиков стенда (качественная зависимость интенсивности излучения стенда от времени)

показаны изменения критической частоты слоя f_{0F_2} (панели б), высоты точки отражения волны накачки и верхнегибридного резонанса (панели в). Для улучшения отношения сигнал/шум с сохранением временного разрешения (0,5 с) морфологически подобные вариации яркости усреднялись по нескольким циклам методом наложения эпох. Соответствующие усреднённые кривые приведены на рис. 2–6 на панелях г–е.

На рис. 2 показаны результаты, полученные 09.09.2010 при наклоне диаграммы направленности стенда 16° и частоте волны накачки $f_1 = 4,375$ МГц. Период цикла работы передатчиков составлял 6 мин. Продолжительность непрерывного облучения была 2 мин в интервале 21:01–21:55 MSK и 3 мин после 21:55 MSK. В течение всей серии критическая частота ионосферы f_{0F_2} лишь немного превышала частоту накачки: $f_{0F_2} - f_1 \leq 0,5$ МГц. Отличительной особенностью данной серии является отсутствие эффектов усиления яркости свечения, наблюдалась только модуляция фонового свечения, связанная с нагревом электронов. После отрицательного возмущения фонового свечения, обусловленного действием волны накачки, регистрировалось небольшое положительное возмущение — «послесвечение» (рис. 2д). После 23:00 MSK, когда частота f_{0F_2} стала ниже частоты f_1 , эффект модуляции фона исчез.

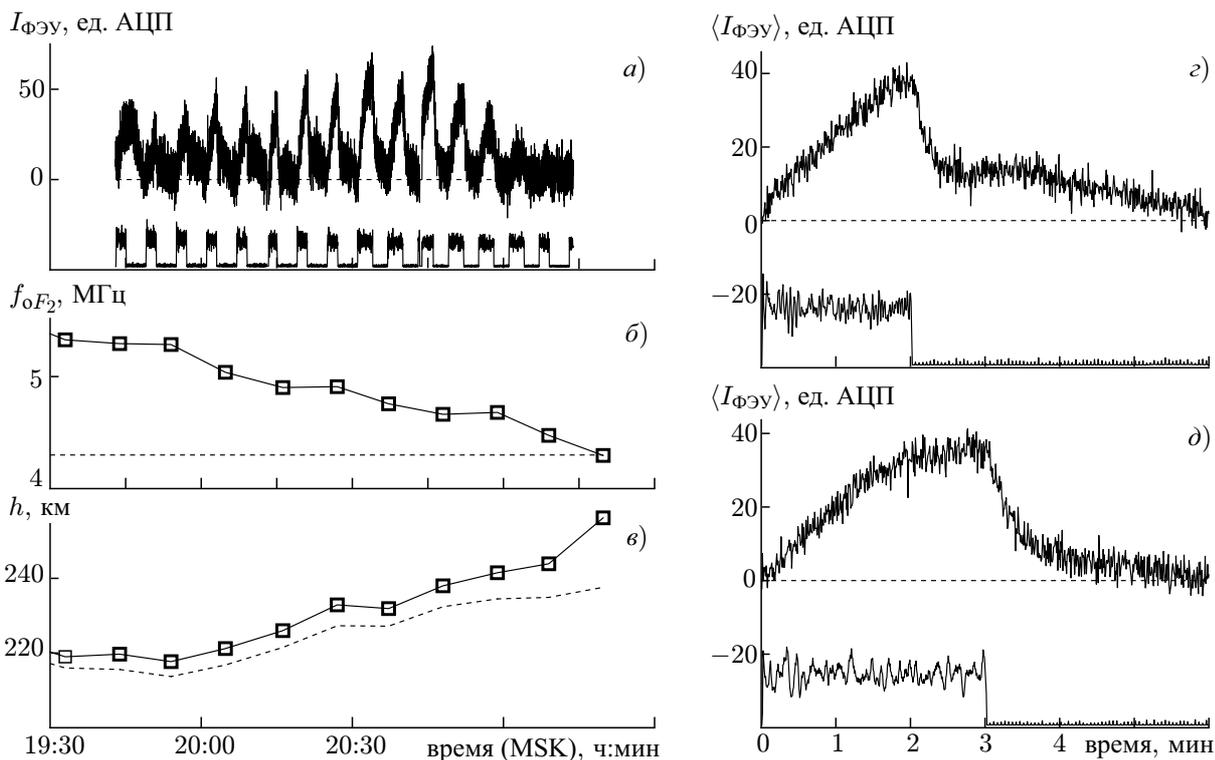


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для 17.03.2010. Наклон диаграммы направленности составлял 12° , $f_1 = 4,3$ МГц. На панели г представлена средняя по 6 циклам вариация свечения в интервале 19:55–20:31 MSK, на панели д — средняя по 4-м циклам вариация свечения в интервалах 20:31–20:43 MSK и 20:49–21:01 MSK

В начале серии (21:00–21:45 MSK), пока возмущённая область располагалась на высотах $270 \div 280$ км, амплитуда модуляции яркости фона была очень мала (на уровне шума). Затем (21:55–22:45 MSK), по мере монотонного уменьшения высоты возмущённой области до 240 км, одновременно наблюдалось увеличение амплитуды модуляции фонового свечения. Интенсивность ДМ-компоненты ИРИ оставалась всё время примерно на одном уровне (-101 дБ) с понижением в самом конце на $1 \div 2$ дБ при падении критической частоты ионосферы до предельно низкого уровня, когда $f_{0F_2} - f_1 \leq 0$.

На рис. 3 и 4 показаны результаты, полученные в двух сериях с очень похожими фоновыми ионосферными условиями и близкими настройками стенда. В серии 17.03.2010 (рис. 3) частота волны накачки $f_1 = 4,3$ МГц и наклон диаграммы направленности 12° , в серии 10.09.2010 (рис. 4) частота $f_1 = 4,375$ МГц и наклон диаграммы направленности 16° . В обоих случаях критическая частота ионосферы монотонно уменьшалась от $f_{0F_2} \approx 5,3 \div 5,4$ МГц в начале работы до значений $f_{0F_2} \leq f_1$ в конце. Одновременно высота точки отражения волны накачки возрастала от $220 \div 240$ км до 260 км. И в том, и в другом случае основным оптическим эффектом было усиление яркости свечения в «красной» линии, т. е. доминировало ударное возбуждение атомов кислорода. По данным ПЗС-камеры в обоих случаях пятно искусственного свечения было расположено под зенитным углом 18° (магнитный зенит) [13].

Вместе с эффектом усиления яркости на рис. 3 г и д и 4 г и д видно, что после отключения накачки вместо ожидаемого экспоненциального уменьшения интенсивности регистрируется дополнительное медленно спадающее «послесвечение», которое, очевидно, имеет ту же природу, что и в случае, представленном на рис. 2 д, т. е. является следствием нагрева электронов. В обоих

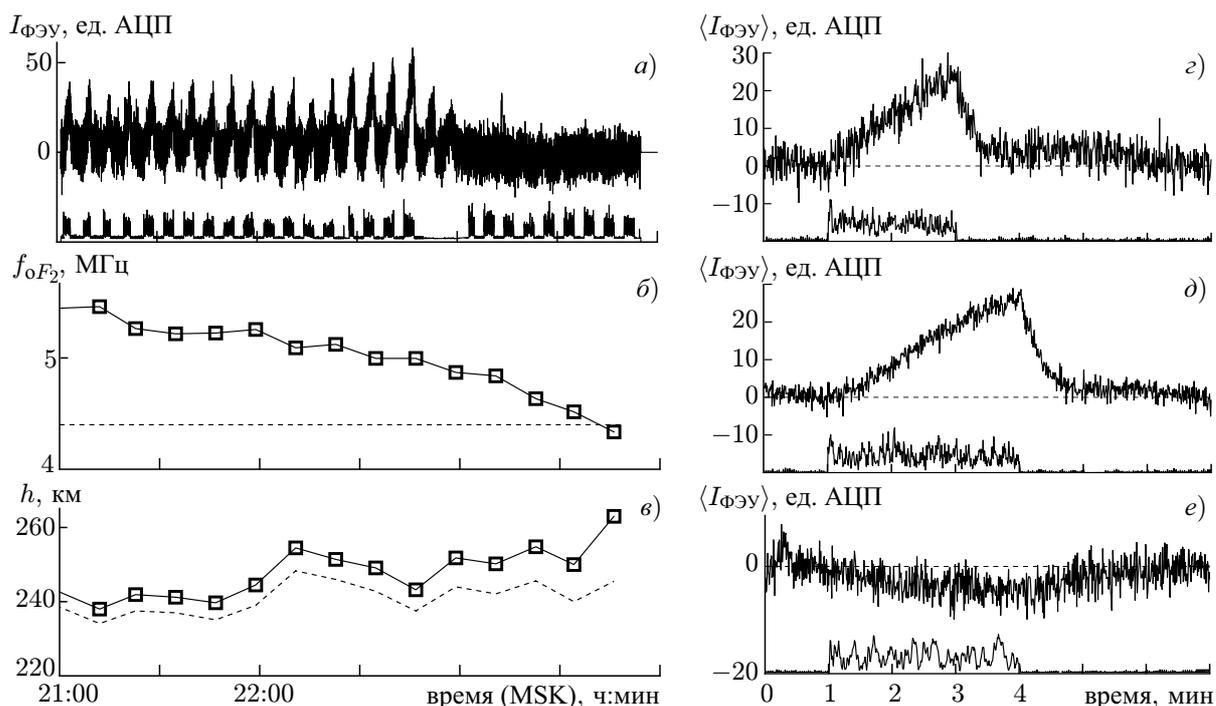


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, для 10.09.2010. Наклон диаграммы направленности составлял 16° , $f_1 = 4,375$ МГц. На панели *з* представлена средняя по 4 циклам вариация свечения в интервале 21:01–21:25 MSK, на панели *д* — средняя по 15 циклам вариация свечения в интервале 21:25–22:55 MSK, на панели *е* — средняя по 7 циклам вариация свечения в интервале 23:13–23:55 MSK

случаях максимальные значения усиления яркости быстро уменьшаются до нуля при достижении разности $f_{0F_2} - f_1 \leq 0,5$ МГц. В серии 10.09.2010 после пропадания эффекта усиления яркости около 23:00 MSK при $f_{0F_2} - f_1 \approx 0,5$ МГц и до момента падения критической частоты ионосферы ниже частоты волны накачки, регистрировалось небольшое ослабление фонового свечения, обусловленное нагревом электронов (рис. 4*е*). В серии 17.03.2010 такого ослабления не обнаружено, возможно, из-за слишком быстрого падения частоты f_{0F_2} ниже частоты f_1 . В обоих случаях за 20÷30 мин (4÷5 циклов) перед падением эффективности ударного возбуждения наблюдается его временное усиление (рис. 3*а* и 4*а*).

В данных сериях использовалось два режима воздействия на ионосферу: 2 мин нагрев/4 мин пауза (рис. 3*з* и 4*з*) и 3 мин нагрев/3 мин пауза (рис. 3*д* и 4*д*). Главное отличие свечения при более длительном нагреве — это появление признаков насыщения интенсивности (рис. 3*д*). Практически линейный рост яркости свечения начинается одновременно (с точностью до 1 с) с включением накачки. Характерное время нарастания интенсивности свечения после включения накачки по порядку величины составляет 10^2 с или больше, что существенно превышает характерное время экспоненциального спада интенсивности после отключения накачки (25÷45 с).

В серии 10.09.2010 интенсивность компоненты DM ИРИ всё время оставалась примерно на одном уровне (-97 ± 1 дБ). Затем, одновременно с началом падения яркости в 22:45 MSK, интенсивность компоненты DM уменьшилась примерно на 1 дБ, а после 23:00 MSK регистрировалось её монотонное снижение на 2 дБ на цикл работы. В серии 17.03.2010 уровень компоненты DM был примерно такой же, но его монотонное падение на 1 дБ на цикл работы началось в 20:30 MSK, т. е. примерно на 15 мин раньше, чем начало уменьшения максимумов яркости (20:45 MSK). В среднем, интенсивность компоненты DM в сериях 17.03.2010 и 10.09.2010 была на 3÷4 дБ выше, чем 09.09.2010.

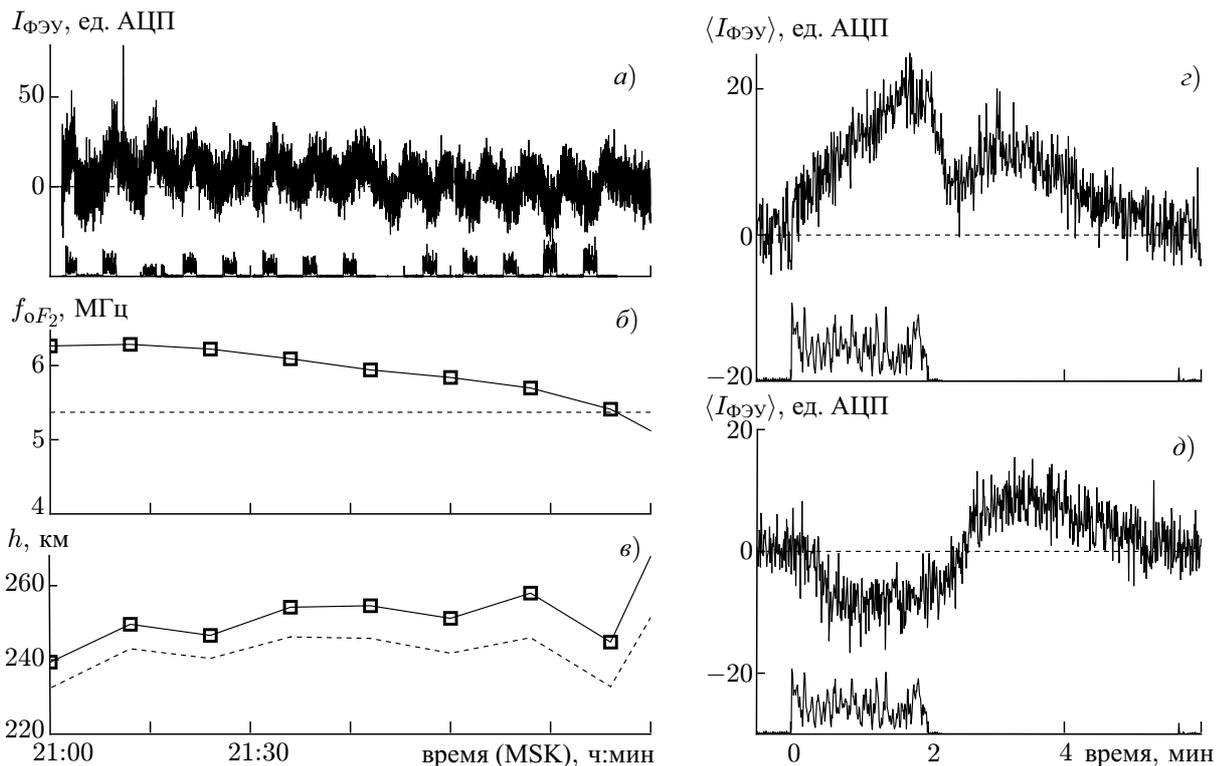


Рис. 5. То же, что и на рис. 2, для 7.09.2010. Наклон диаграммы направленности составлял 12°, $f_1 = 5,375/5,355$ МГц. На панели *г* представлена средняя по 8 циклам вариация свечения в интервале 21:01–21:49 MSK, на панели *д* — средняя по 6 циклам вариация свечения в интервале 21:49–22:25 MSK

На рис. 5 и 6 показаны две серии, в которых наблюдались изменения характеристик свечения вследствие изменений настроек стенда в процессе работы. В начале работы, при $f_{0F_2} - f_1 > 0,5$ МГц, в обоих случаях регистрировался эффект усиления яркости и вместе с ним модуляция фонового свечения, которая идентифицируется по «послесвечению» после отключения накачки (рис. 5*г* и 6*г*).

В одном случае, в 21:37 MSK 08.09.2010 (рис. 6), по техническим причинам произошло уменьшение эффективной мощности излучения стенда приблизительно в 2 раза. Одновременно с этим пропал эффект усиления яркости, тогда как эффект модуляции фона с несколько меньшей амплитудой сохранился (рис. 6*а*, *г*, *д*). Интенсивность компоненты DM при этом упала почти на 5 дБ и далее почти не изменялась.

В другом случае, 07.09.2010 (рис. 5), волна накачки излучалась на частоте $f_1 = 5,375$ МГц, близкой к 4-й гармонике электронной гирочастоты $f_{He} = 1,32 \div 1,37$ МГц. Значение f_{He} в возмущённой области зависит от высоты точки отражения волны накачки, которая в процессе работы непрерывно изменяется. Известно, что, когда частота накачки попадает в узкий диапазон вблизи f_{He} , происходит существенное изменение режима плазменной турбулентности в области верхнегибридного резонанса, в частности резкое уменьшение аномального поглощения радиоволн, демпфирование генерации верхнегибридных плазменных волн и уменьшение эффективности нагрева электронов [1, 17–20]. В данном случае в 21:49 MSK частота волны накачки была уменьшена на 20 кГц с $f_1 = 5,375$ МГц до $f_1 = 5,355$ МГц. Одновременно с этим, как и в случае падения мощности стенда в 2 раза (см. выше), пропал эффект усиления яркости при сохранении модуляции фонового свечения (рис. 5*а*, *г*, *д*). Интенсивность компоненты DM после перестройки частоты

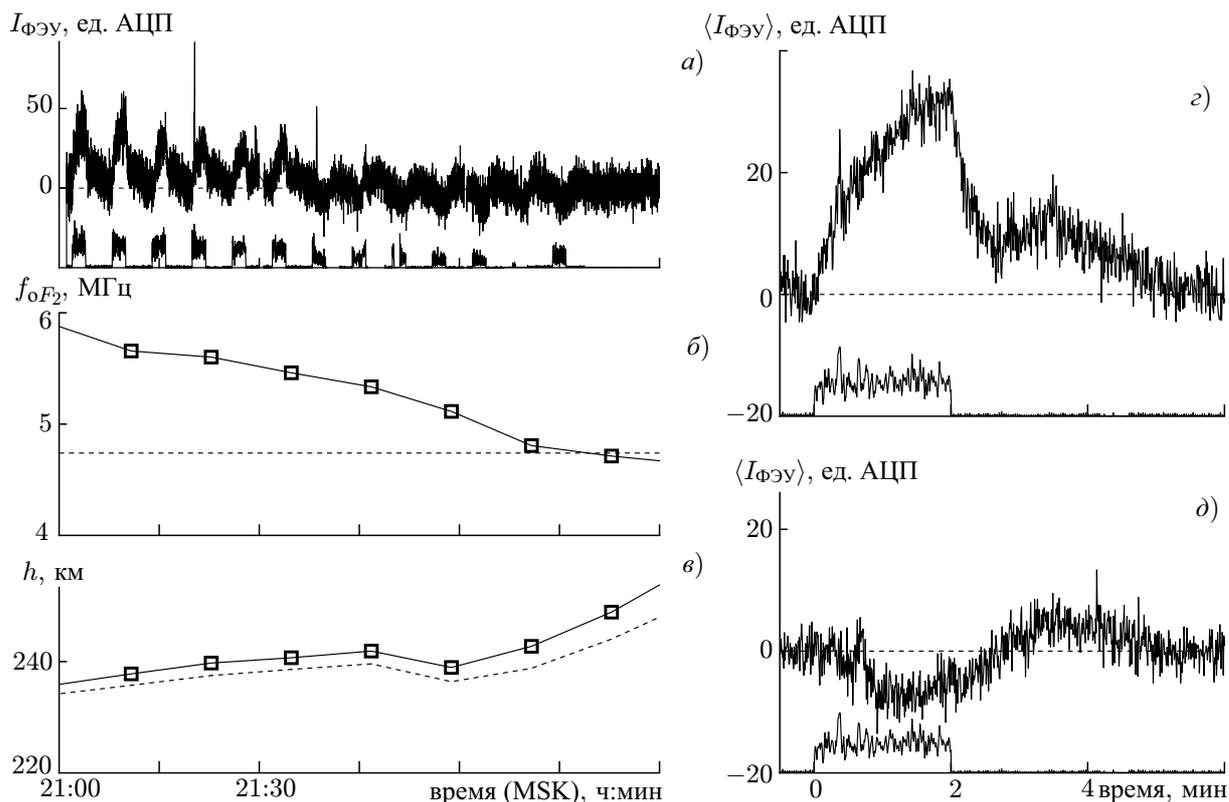


Рис. 6. То же, что и на рис. 2, для 08.09.2010. Наклон диаграммы направленности составлял 12° , $f_1 = 4,740$ МГц. На панели *г* — средняя по 6 циклам вариация свечения в интервале 21:01–21:37 MSK, на панели *д* — средняя по 7 циклам вариация свечения в интервале 21:37–22:19 MSK

упала на 10 дБ и далее оставалась на этом уровне. Можно предположить, что в данной ситуации частота волны накачки оказалась максимально близкой к $4f_{He}$ в области верхнегибридного резонанса [14, 19, 20].

На высотах F_2 -области ионосферы ($h \approx 250$ км) согласно модели геомагнитного поля IGRF [21] высотный градиент 4-й гармоники электронной гирочастоты $4df_{He}/dh \approx -2,5$ кГц/км. Соответственно, отстройка на 20 кГц эквивалентна изменению высоты «гирорезонанса» на 8 км. Во время следующих циклов работы стенда из-за естественных изменений высоты точки отражения условие $f_1 \approx 4f_{He}$ в возмущённой области должно было бы нарушиться, а характеристики ИРИ, плазменной турбулентности и свечения восстановиться. Однако картина не изменилась вплоть до конца работы, т. е. до момента предельного падения критической частоты ионосферы до $f_{oF_2} \leq f_1$ в 22:45 MSK. Возможно, что восстановлению характера свечения (усиления яркости) препятствовало специфическое влияние достаточно малой разности $f_{oF_2} - f_1 \leq 0,5$ МГц, что отмечено выше для серий 17.03.2010, 09.09.2010 и 10.09.2010.

Отличная от 07.09.2010 динамика свечения при перестройке частоты стенда в окрестности $4f_{He}$ зарегистрирована во время серии 14.09.2012 (рис. 7). Начало эксперимента в 20:49 MSK, частота $f_1 = 5360$ кГц, ориентация диаграммы направленности в зенит. Далее частота 2 раза с шагом по 30 кГц перестраивалась вниз, и затем 2 раза по 30 кГц вверх (см. рис. 7а). При первых двух перестройках в 21:18 и в 21:48 MSK характер свечения качественно не изменялся: регистрировалось некоторое уменьшение амплитуд усиления яркости, которые примерно в течение $20 \div 30$ мин ($4 \div 5$ циклов) восстанавливались до прежнего уровня. В результате перестройки частоты в 22:13 MSK с 5300 кГц на 5330 кГц происходит временное «отключение» режима уси-

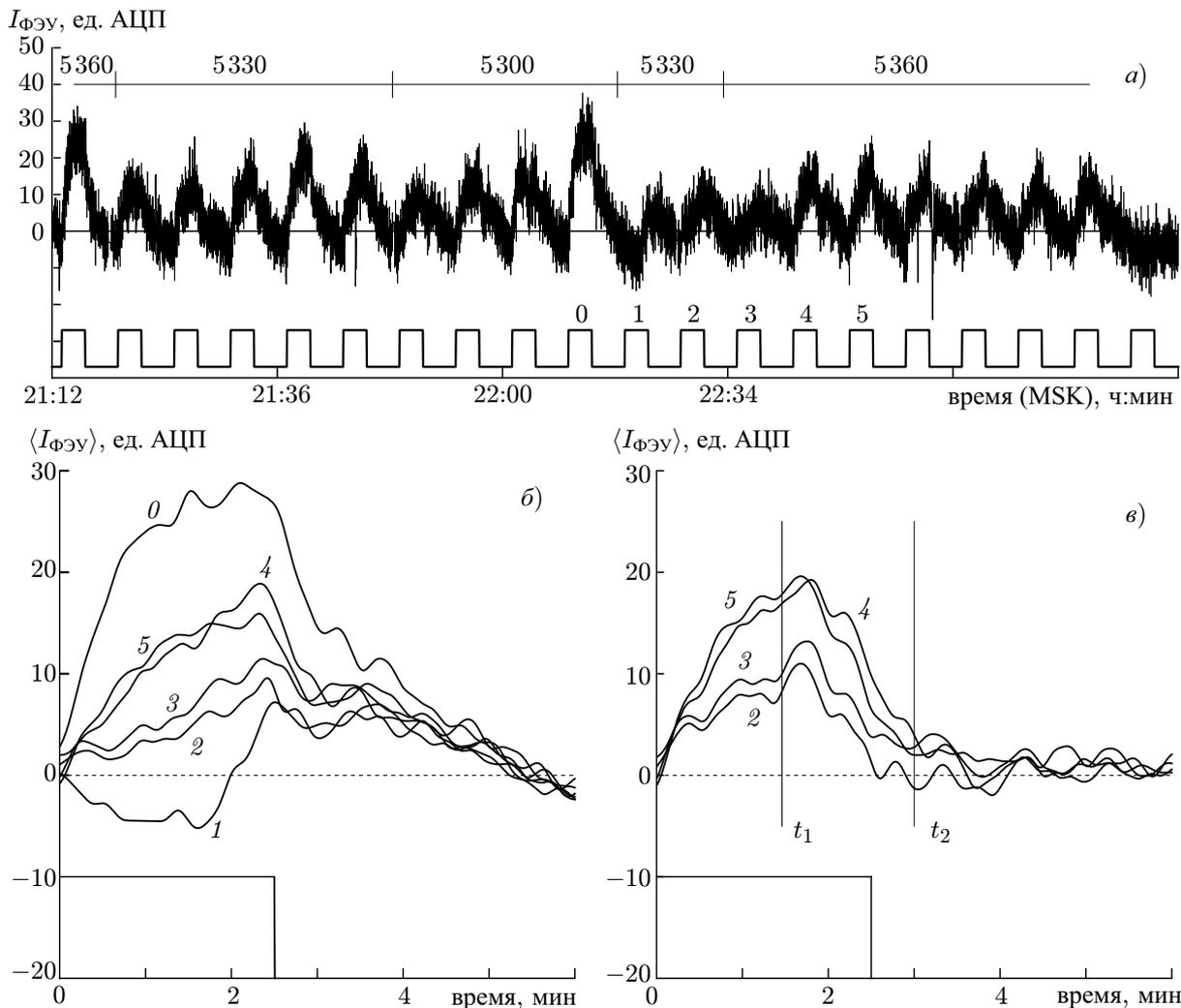


Рис. 7. Поведение свечения в окрестности 4-й гармоники гирочастоты ($f_1 \approx 4f_{He}$). На панели *a* показаны вариации свечения 14.09.2012 (ориентация диаграммы направленности в зенит, частоты волны накачки $f_1 = 5\,300 \div 5\,360$ кГц показаны в верхней части панели), на панели *б* — сглаженные по времени (интервал усреднения 15 с) вариации свечения во время циклов 0, 1, 2, 3, 4, 5 (номер кривой соответствует номеру цикла); внизу показан интервал излучения волны накачки, На панели *в* показаны разностные интенсивности — результат вычета кривой 1 из кривых 2, 3, 4 и 5; в интервале $t_1 - t_2$ результат вычитания некорректен

ления яркости и регистрируется только ослабление фонового свечения, обусловленное нагревом электронов (цикл 1 на рис. 7). Постепенное восстановление режима усиления яркости идентифицируется как появление положительного (относительно фона) свечения за 30 с до отключения накачки (рис. 7б, кривая 1). В течение следующих циклов 2–5 режим усиления яркости практически полностью восстанавливался и сохранялся до конца серии в 23:07 MSK. Перестройка частоты на 30 кГц вверх в 22:24 MSK (между циклами 2 и 3) существенно не повлияла на характер свечения, возможно лишь несколько замедлился процесс восстановления режима усиления яркости.

Следует отметить, что в момент перестройки рабочей частоты передатчиков эффективная мощность стенда падает и за время около 1 мин восстанавливается до номинала ручной регулировкой во время работы. Можно полагать, что уменьшение яркости в 21:18, 21:48 и 22:13 MSK

связано с таким временным падением мощности. В то же время существует вероятность того, что полное «отключение» режима усиления яркости в 22:13 MSK связано с попаданием частоты f_1 в узкий диапазон около $4f_{He}$ (подобно 07.09.2010), т. к. в этой серии из 4 случаев перестройки частоты в окрестности $4f_{He}$ только в одном случае наблюдалось полное «отключение» режима усиления яркости. Детальный анализ физических процессов при воздействии волны накачки с частотой в окрестности $4f_{He}$ выходит за рамки данной статьи и будет предметом отдельной работы.

Интенсивность свечения может уменьшаться за счет ослабления фонового свечения из-за увеличения температуры T_e . Мы предполагаем, что во время циклов 1–5 вклад этого ослабления остаётся примерно одинаковым, т. к. амплитуда следующего за ним положительного «послесвечения» остаётся примерно на одном и том же уровне (рис. 7б). Это говорит об отсутствии большого разброса значений T_e в этих циклах. Для того, чтобы выделить эффект ударного возбуждения, вычтем вариацию фонового свечения. На рис. 7в показаны оценённые таким образом яркости свечения в циклах 2–5, обусловленные только ударным механизмом возбуждения. В интервале $t_1 - t_2$ результат вычитания некорректен, т. к. здесь «фоновая» кривая 1 содержит связанную с усилением яркости дополнительную компоненту. В конечном счёте из рис. 7в видно, что в циклах 2–5 обусловленные ударным возбуждением вариации яркости по форме подобны друг другу (в отличие от первичных данных на рис. 7б), начало усиления с точностью до 1 с совпадает с началом действия накачки, а характерное время нарастания яркости по порядку величины составляет 100 с. Фактически, изменяется только максимальное значение яркости в конце действия накачки в стадии насыщения. Таким образом, есть основания считать, что в циклах 2–5 мы наблюдали рост эффективности ударного возбуждения при примерно постоянном омическом нагреве (т. е. не связанный с ростом температуры T_e).

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На основе экспериментальных данных, представленных на рис. 2–7, можно сформулировать следующие выводы.

1) Во время воздействия мощной радиоволной с обыкновенной поляризацией (о-модой) на F_2 -область ионосферы наблюдаются два типа реакции свечения в линии 6300 \AA . Первый тип — это модуляция фонового свечения, обусловленная нагревом электронов и изменением скорости диссоциативной рекомбинации как источника появления атомов в состоянии O^1D (рис. 2, 5д, 6д). Этот тип аналогичен эффекту от воздействия радиоволнами с необыкновенной поляризацией (х-модой) [4]. Вторым тип — это усиление свечения, обусловленное ударным механизмом возбуждения атомов кислорода электронами с энергиями больше 2 эВ (рис. 3з, д, 4з, д, 5з, 6з).

2) Модуляция фонового свечения имеет две фазы — отрицательную (результат уменьшения коэффициента диссоциативной рекомбинации) и следующую за ней положительную (в виде слабого «послесвечения»). Физически «послесвечение» связано с накоплением ионов O_2^+ из-за уменьшения скорости их рекомбинации при повышенных температурах T_e . После отключения мощной накачки и возврата коэффициента рекомбинации $\alpha(T_e)$ к прежнему значению скорость возбуждения, пропорциональная $\alpha(T_e)[O_2^+]N_e$, оказывается выше, чем до нагрева (здесь и далее квадратными скобками обозначена концентрация соответствующих ионов).

3) Модуляция фонового свечения, вызванная нагревом электронов, с большей или меньшей амплитудой имеет место во всех циклах включения стенда, за исключением случаев, когда критическая частота ионосферы опускается ниже рабочей частоты передатчиков ($f_{0F_2} < f_1$). В тех случаях, когда доминирует ударный механизм возбуждения и регистрируется усиление свечения, одновременная с этим модуляция фона идентифицируется по наличию «послесвечения»

после отключения передатчиков. «Послесвечение» наблюдается либо явно, в виде дополнительного максимума (рис. 3з, 5з, 6з), либо неявно, в виде отклонения закона релаксации свечения от экспоненциального (рис. 3д, 4з, д).

4) Необходимым условием преобладания усиления свечения над модуляцией фона является превышение критической частоты f_{0F_2} над рабочей частотой волны накачки f_1 не меньше, чем на 0,5 МГц ($f_{0F_2} \geq f_1 + 0,5$ МГц). Когда разность частот становится меньше 0,5 МГц, усиление свечения прекращается и остаётся только модуляция фона (рис. 3, 4). В частности, 09.09.2010 (рис. 2) в течение всего периода работы стенда разность частот не превышала 0,5 МГц и регистрировалась только модуляция фонового свечения, обусловленная омическим нагревом.

Прекращение усиления свечения происходит также при уменьшении эффективной мощности нагрева в два раза (08.09.2010) и, вероятно, при приближении частоты f_1 к $4f_{He}$ (07.09.2010 и 14.09.2012).

5) В серии 09.09.2010 (рис. 2) в интервале времени 22:00–23:00 MSK при монотонном уменьшении высоты точки отражения наблюдалось монотонное увеличение амплитуды модуляции фонового свечения. Известно, что фоновое свечение ночной ионосферы в линии 6300 Å генерируется в слое с максимумом на высоте около 240 км и с толщиной около 40 км [22]. Высота максимума определяется, главным образом, максимумом произведения концентраций ионов O_2^+ и электронов и N_e . На меньших высотах быстро убывает концентрация электронов, а в верхней части слоя падает концентрация ионов молекулярного кислорода. Ясно, что при прочих равных условиях (в частности, при одинаковом увеличении температуры T_e) амплитуда модуляции фона должна быть больше в максимуме слоя фонового свечения ($h \approx 240$ км), чем на его периферии ($h \approx 280$ км).

6) Усиление свечения (ударный механизм возбуждения) начинается практически одновременно (с точностью 1 с) с включением передатчиков стенда (рис. 3–7). Затем интенсивность свечения возрастает либо почти линейно, вплоть до отключения волны накачки (рис. 3з, 4з, 5з), либо примерно по экспоненциальному закону $1 - \exp(-t/\tau)$ (рис. 3д, 6з, 7з). Постоянная времени нарастания яркости свечения, обусловленного ударным механизмом возбуждения, $\tau \sim 100$ с, что много больше эффективного времени жизни атомов в возбуждённом состоянии $\tau_{\text{eff}} \approx 25 \div 45$ с.

7) На стендах с эффективной мощностью, существенно большей, чем 100 МВт (EISCAT, HAARP), интенсивность искусственного свечения в линии обычно имеет значение порядка 10^2 Рл [1, 2, 9]. Представленные на рис. 2–7 данные, типичные для стенда «Сура» с эффективной мощностью 100 МВт, показывают, что средние значения интенсивности свечения в линии 6300 Å в максимуме составляют $10 \div 20$ Рл ($25 \div 50$ ед. АЦП). Эти значения являются средними по полю зрения фотометра ($\Delta\theta \approx 7^\circ$). Пятно свечения иногда имеет угловой размер менее 7° [13]. В этих случаях максимальная яркость в пятне может быть выше приведённых средних значений. Амплитуда модуляции фонового свечения в отрицательной фазе, как правило, не более 5 Рл (13 ед. АЦП). Таким образом, наблюдаемое соотношение эффектов ударного и рекомбинационного возбуждения составляет, в среднем, 3:1.

8) Не обнаружено детальной корреляции между величиной усиления яркости свечения и интенсивностью ДМ-компоненты ИРИ. В то же время, переход от усиления яркости к модуляции свечения, наблюдаемый при уменьшении частоты f_{0F_2} ниже значения $f_1 + 0,5$ МГц (17.03.2010 и 10.09.2010), при падении мощности волны накачки в два раза (08.09.2010) и при перестройке частоты в окрестности $4f_{He}$ (07.09.2010) сопровождается уменьшением интенсивности компоненты ДМ на $3 \div 10$ дБ.

Рассмотрим простую количественную модель реакции свечения ночной F_2 -области ионосферы на нагрев электронов. Регистрируемая поверхностная яркость свечения, выраженная в Рэлях, равна $I[\text{Рл}] = 10^{-6} A_{6300} n^* L_{\text{eff}}$, где n^* — концентрации возбуждённых атомов, A_{6300} — коэф-

коэффициент спонтанного излучения Эйнштейна, L_{eff} — эффективная толщина излучающей области вдоль луча зрения. В пренебрежении процессами переноса временная зависимость концентрации возбуждённых атомов $n^*(t)$ описывается уравнением баланса

$$dn^*/dt = q(t) - n^*/\tau_{\text{eff}}, \quad (1)$$

где $q(t)$ — число актов возбуждения в единицу времени в единице объёма, τ_{eff} — эффективное время жизни атома в возбуждённом состоянии (в условиях области F_2 это время ограничено дезактивирующими столкновениями). Общее решение для $n^*(t)$ имеет вид

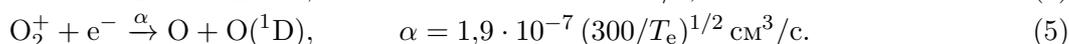
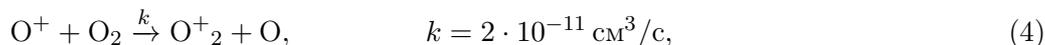
$$n^*(t) = n_0^* + \Delta n^*(t) = q_{\text{rec}0}\tau_{\text{eff}} + \int_0^t \Delta q(t') \exp[-(t-t')/\tau_{\text{eff}}] dt', \quad (2)$$

где изменение скорости возбуждения формально содержит три слагаемых:

$$\Delta q(t) = \Delta q_{\text{rec}}(t) + \Delta q_{\text{m}}(t) + \Delta q_{\text{a}}(t). \quad (3)$$

Здесь $q_{\text{rec}0}$ и n_0^* — фоновые значения скорости рекомбинационного возбуждения и концентрации возбуждённых атомов, предшествующие началу действия коротковолновой накачки, Δq_{rec} — изменение скорости рекомбинационного возбуждения из-за вариации температуры T_e ($\Delta q_{\text{rec}} < 0$ во время действия накачки, $\Delta q_{\text{rec}} > 0$ в фазе послесвечения), $\Delta q_{\text{m}} > 0$ — ударное возбуждение тепловыми электронами из «хвоста» максвелловской функции распределения при больших T_e , $\Delta q_{\text{a}} > 0$ — ударное возбуждение нетепловыми электронами, ускоренными плазменными волнами.

В невозмущённой ночной ионосфере возбуждённые атомы кислорода O^1D образуются в результате последовательности реакций



Здесь и далее коэффициенты реакций взяты из работы [23].

В F_2 -области ионосферы основным ионом является O^+ , а доля молекулярных ионов составляет около 1÷2 %, т. е. $[O_2^+] \ll [O^+]$, поэтому можно положить $[O^+] \approx N_e$. Скорость изменения концентрации $[O^+]$ в ночной области F_2 определяется скоростью реакции (4) и имеет характерное время $(k[O_2])^{-1} \approx 10^3$ с. Это время много больше других характерных времён (времени действия коротковолновой накачки, времени изменения T_e , времени диссоциативной рекомбинации $\tau_r \approx (\alpha N_e)^{-1}$), поэтому концентрацию ионов атомарного кислорода в масштабе цикла работы передатчиков считаем стационарной величиной, $[O^+] \approx \text{const}$. По существующим представлениям вклад энергии волны накачки в нагрев электронов происходит в области верхнегибридного резонанса, где $f_{\text{pe}}^2 = f_1^2 - f_{He}^2$. Следовательно $[O^+] \approx N_e = (\pi m/e^2)(f_1^2 - f_{He}^2)$, где m и e — масса и заряд электрона соответственно.

Обозначив $\tau_1 = (k[O_2])^{-1}$, $\tau_0 = (\alpha_0 N_e)^{-1}$, $\alpha_0[\text{см}^3/\text{с}] = 1,9 \cdot 10^{-7} (300/T_0[\text{K}])^{1/2}$, где T_0 — начальная температура электронов, равная температуре атмосферы, запишем уравнения, описывающие динамику концентраций молекулярных ионов и возбуждённых атомов кислорода O^1D , в виде

$$\frac{d[O_2^+]}{dt} + \frac{1}{\tau_0} \sqrt{\frac{T_0}{T_e(t)}} [O_2^+] = \frac{1}{\tau_1} N_e, \quad (6)$$

$$\frac{d[O^1D]}{dt} + \frac{1}{\tau_{\text{eff}}} [O^1D] = \eta \frac{1}{\tau_0} \sqrt{\frac{T_0}{T_e(t)}} [O_2^+]. \quad (7)$$

Уравнение (7) эквивалентно уравнению (1), где $n^* = [O^1D]$, а правая часть (7) равна $q(t)$. Здесь мы пренебрегаем заселением уровня O^1D в результате каскадных переходов $O^1S \rightarrow O^1D$ [3], т. к. в данной ситуации число атомов в состоянии O^1S пренебрежимо мало. Коэффициент η учитывает вероятностный характер образования состояния O^1D в реакции (5), согласно работе [22] $\eta \approx 0,15 \div 0,20$. Для определения эффективного времени жизни состояния O^1D учтём дезактивацию в столкновениях с молекулами O_2 и N_2 (передачу энергии в колебательные уровни), а также два спонтанных радиационных перехода $O^1D_2 \rightarrow O^3P_2$ ($\lambda = 6300\text{\AA}$) и $O^1D_2 \rightarrow O^3P_1$ ($\lambda = 6364\text{\AA}$) [3] с вероятностями $A_{6300} = 7,1 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ и $A_{6364} = 2,2 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ соответственно [7]. Тогда

$$\tau_{\text{eff}} = (k_{d1} [N_2] + k_{d2} [O_2] + A_{6300} + A_{6364})^{-1}. \quad (8)$$

Коэффициенты реакций «гашения» равны $k_{d1} = 1,8 \cdot 10^{-11} \exp(107/T_0[\text{K}]) \text{ см}^3/\text{с}$ и $k_{d2} = 3,2 \times 10^{-11} \exp(67/T_0[\text{K}]) \text{ см}^3/\text{с}$ [23].

Эффект модуляции фонового свечения из-за нагрева является принципиально нестационарным и связан с разницей характерных времён изменения коэффициента диссоциативной рекомбинации $\tau_\alpha \approx 2\tau_T \approx 20 \text{ с}$ и изменения концентрации молекулярных ионов $\tau_{O_2^+} \approx (\alpha N_e)^{-1} \approx 100 \text{ с}$. Из выражений (6) и (7) следует, что стационарное значение $[O^1D]_0$ не зависит от коэффициента рекомбинации, а следовательно, и от температуры T_e , и равно $[O^1D]_0 = \eta N_e \tau_{\text{eff}}/\tau_1$. Соответственно, $q_{\text{rec}0} = \eta N_e/\tau_1$. Таким образом, для рекомбинационного слагаемого в соотношении (3) имеем

$$\Delta q_{\text{rec}}(t) = \eta \frac{1}{\tau_0} \sqrt{\frac{T_0}{T_e(t)}} [O_2^+] - \eta \frac{1}{\tau_1} N_e, \quad (9)$$

где $[O_2^+]$ определяется решением уравнения (6):

$$[O_2^+] = N_e \exp[-F(t)] \left[\frac{\tau_0}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_1} \int_0^t \exp[-F(t')] dt' \right], \quad F(t) = \frac{1}{\tau_0} \int_0^t \sqrt{\frac{T_0}{T_e(t')}} dt'.$$

Скорость ударного возбуждения тепловыми электронами Δq_m равна

$$\Delta q_m = [O] N_e \int_{v_{\text{th}}}^{\infty} \sigma(v) v f_m(v) 4\pi v^2 dv, \quad (10)$$

где $[O]$ — концентрация атомов кислорода, $\sigma(v)$ — сечение возбуждения атома O в состояние O^1D (зависит от скорости электрона), $f_m(v) = [m/(2\pi k_B T_e)]^{3/2} \exp[-mv^2/(2\pi k_B T_e)]$ — равновесная функция распределения электронов, v_{th} — пороговое значение скорости электрона, k_B — постоянная Больцмана.

Максимум сечения $\sigma(v)$ расположен около $\varepsilon_m \approx 6 \text{ эВ}$. На быстро спадающем «хвосте» функции $f_m(v)$ процессы возбуждения происходят преимущественно вблизи порога $\varepsilon_{\text{th}} = 1,96 \text{ эВ}$ ($\varepsilon_{\text{th}} \ll \varepsilon_m$), поэтому в соотношении (10) без большой ошибки сечение можно представить в виде $\sigma(\varepsilon) \approx C (\varepsilon - \varepsilon_{\text{th}}) \approx C m v_{\text{th}} (v - v_{\text{th}})$. Тогда, с учётом того, что $kT_e \ll \varepsilon_{\text{th}}$, имеем (начальное значение q_{m0} считаем малым настолько, что им можно пренебречь)

$$\Delta q_m(t) \approx [O] N_e C \varepsilon_{\text{th}} \left(\frac{8k_B T_e}{\pi m} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{\text{th}}}{k_B T_e}\right), \quad (11)$$

где $C = 2,1 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2/\text{эВ}$, $T_e = T_0 + \Delta T_e(t)$.

Окончательное значение связанной с нагревом вариации концентрации возбуждённых атомов $\Delta[\text{O}^1\text{D}]$ вычисляется подстановкой выражений (9) и (11) в формулу (2), после чего находится соответствующая вариация интенсивности:

$$\Delta I[\text{Рл}] = 10^{-6} A_{6300} L_{\text{эфф}} \Delta[\text{O}^1\text{D}]. \quad (12)$$

После окончания переходных процессов вариация $\Delta[\text{O}^1\text{D}] \approx \Delta q \tau_{\text{эфф}}$. Из выражения (12) следует, что для минимальной регистрируемой величины $\Delta I \approx 1$ Рл требуется $\Delta q \approx 1 \text{ см}^{-3}/\text{с}$ ($\tau_{\text{эфф}} \approx 30$ с, $L_{\text{эфф}} \approx 30$ км) и в случае чисто омического нагрева из (11) имеем необходимое для этого значение $T_e \approx 2000$ К.

Полученные нами при моделировании значения интенсивностей свечения, возбуждённого «хвостом» $f_m(v)$, будут несколько завышены, т. к. в окрестности $\varepsilon \approx 1,7 \div 2,0$ эВ, т. е. непосредственно ниже порога возбуждения O^1D , должен происходить отток энергии в колебательные уровни азота N_2 и функция распределения в этой области должна отличаться от максвелловской. По оценкам, сделанным в работе [9], из-за этого скорость возбуждения в состоянии O^1D оказывается примерно на 30 % меньше, чем при равновесной функции $f_m(v)$. Таким образом, в нашем случае мы получаем для ΔI оценку сверху с точностью около 30 %.

В F_2 -области ионосферы характерное время нарастания температуры T_e имеет порядок $\tau_T \approx (\delta \nu_e)^{-1} \approx 10 \div 20$ с [6, 7, 24], где ν_e — частота столкновений электронов, δ — средняя доля энергии, теряемая электроном при одном столкновении. Поскольку $\alpha(T_e) \propto T_e^{-1/2}$, то для вариации $\Delta q_{\text{rec}}(t)$ характерное время изменения равно $2\tau_T \sim 20 \div 40$ с. Характерное время роста вариации $\Delta q_m(t)$ равно $\tau_m \approx (k_B T_e / \varepsilon_{\text{th}}) \tau_T \ll \tau_T$. Однако очевидно, что для достижения температур $T_e \approx 2000$ К, необходимых для объяснения минимальных измеримых интенсивностей свечения, требуется время порядка $\tau_T \approx 10 \div 20$ с. Характерное время формирования нетеплового «хвоста» и скорости $\Delta q_a(t)$ можно оценить как $10^{-3} \div 10^{-2}$ с [25]. Таким образом, одним из критериев при выборе механизма, продуцирующего усиление эмиссии в линии 6300 \AA (омический нагрев электронов или ускорение электронов плазменными волнами), является временная зависимость $n^*(t)$ после включения мощных коротковолновых передатчиков. Необходимое временное разрешение измерений должно быть не хуже 1 с.

На рис. 8а–г приведены результаты вычислений интенсивности свечения ΔI [Рл] для зависимости изменения температуры $\Delta T_e(t)$ вида $1 - \exp(-t/\tau_T)$ после включения, и вида $\exp(-t/\tau_T)$ после выключения коротковолновой накачки. Такие или близкие к ним зависимости $\Delta T_e(t)$ наблюдаются экспериментально [6, 24]. В конкретных расчётах приняты следующие значения параметров: продолжительность накачки мощными радиоволнами 2 мин, $\tau_T = 10$ с, $T_0 = 1000$ К, $T_e = T_0 + \Delta T_e(t)$ и $L_{\text{эфф}} = 10$ км. Использована модель ночной атмосферы из работы [26] и частота $f_1 = 4,375$ МГц, соответствующая экспериментальным данным за 9 и 10 сентября. Высота возмущённой области в большинстве случаев составляла $240 \div 250$ км (рис. 2–6) и конкретно для вычислений выбрана $h = 250$ км. На этой высоте согласно атмосферной модели [26] имеем $[\text{O}] = 1,2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $[\text{O}_2] = 7,5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$, $[\text{N}_2] = 8,1 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, электронная концентрация в области верхнегибридного резонанса для частот $f_1 = 4,375$ МГц и $f_{\text{He}} = 1,35$ МГц равна $N_e = (\pi m / e^2) (f_1^2 - f_{\text{He}}^2) = 2,15 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$.

В этих условиях вычисленное с помощью выражения (8) эффективное время жизни состояния O^1D равно $\tau_{\text{эфф}} = 35,6$ с, что удовлетворительно согласуется с экспериментальными временами релаксации свечения, определёнными по экспоненциальному спаду после отключения передатчиков ($\tau_{\text{exp}} \approx 35$ с для 10.09.2010 и $\tau_{\text{exp}} \approx 40$ с для 08.09.2010).

На рис. 8д–з показаны результаты тех же самых вычислений с добавлением одновременно с включением накачки некоторого количества нетепловых электронов, создающих дополнительную постоянную скорость возбуждения $\Delta q_a = 14 \text{ см}^{-3}/\text{с}$.

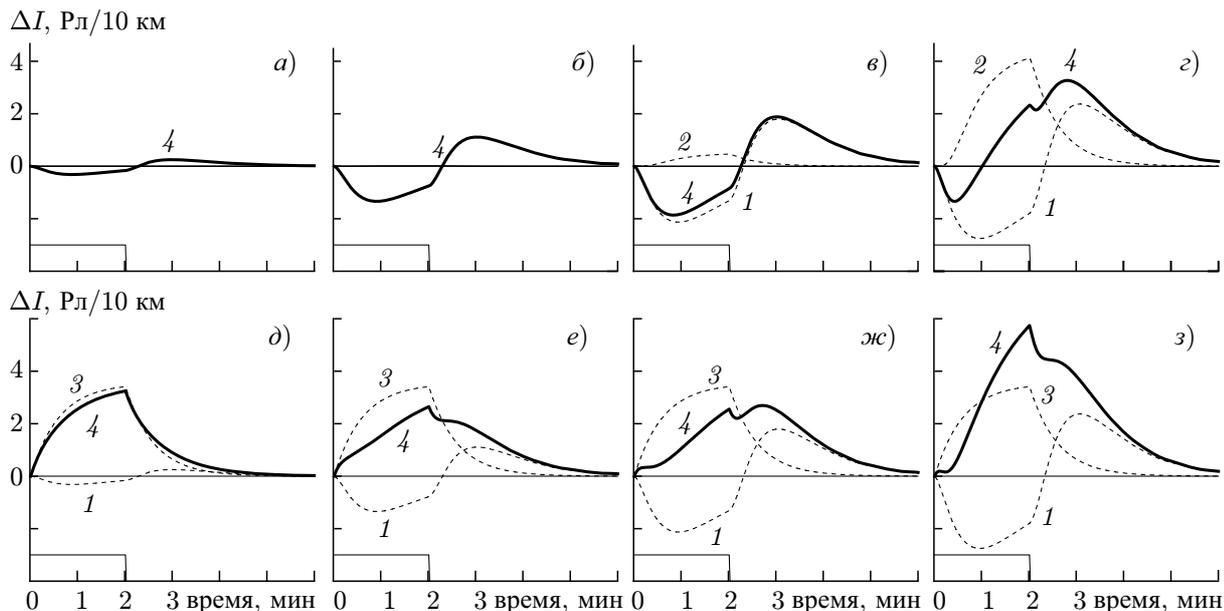


Рис. 8. Результаты численного моделирования при высоте возмущённой области 250 км и частоте волны накачки 4,375 МГц. Панели *a–z*: вариации интенсивности свечения, обусловленные только нагревом электронов до температур $T_{\max} = 1100$ (*a*), 1500 (*б*), 1900 (*в*) и 2300 К (*z*) при $L_{\text{eff}} = 10$ км. Панели *д–z*: то же, но с добавлением возбуждения нетепловыми электронами (скорость возбуждения $\Delta q_a = 14 \text{ см}^{-3}/\text{с}$). Кривые 1 соответствуют модуляции фонового свечения, 2 — свечению, обусловленному ударным возбуждением тепловыми электронами, 3 — свечению, обусловленному ударным возбуждением нетепловыми электронами, 4 — суммарному эффекту. Внизу показан интервал действия волны накачки

По результатам численного моделирования (рис. 8) можно сделать следующие выводы.

1) Имеется хорошее качественное согласие между расчётными и экспериментальными вариациями фонового свечения. Как видно из рис. 8, при 2-минутном нагреве максимальное значение в отрицательной фазе достигается примерно — через 1 мин после включения, а максимум «послесвечения» через 1 мин после выключения стенда, что согласуется с данными эксперимента (рис. 5*д*, 6*д*). Амплитуда «послесвечения» составляет около 80 % от амплитуды отрицательной фазы.

2) Расчётная амплитуда модуляции фона в отрицательной фазе возрастает от 0,3 Рл/10 км при $T_{\max} = 1100$ К до 2,8 Рл/10 км при $T_{\max} = 2300$ К примерно по линейному закону с коэффициентом $2 \cdot 10^{-3}$ Рл/(К · 10 км). При сравнении с экспериментом следует учитывать, что реальная толщина области искусственного свечения вдоль луча зрения, как правило, составляет $L_{\text{eff}} \sim 20 \div 30$ км [6, 7].

3) Компонента, обусловленная ударным возбуждением тепловыми электронами, при $T_e < 2000$ К много слабее вариации фонового свечения, поэтому вариация фона доминирует и определяет суммарный эффект. При более сильном нагреве ударное возбуждение быстро, фактически экспоненциально, растёт и становится доминирующим при $T_e \geq 2500$ К. Полученные абсолютные значения усиления яркости (рис. 8, кривая 2) согласуются с результатами моделирования в работе [7] для $h = 260$ км и $T_e \approx 2300$ К с учётом поправки на величину L_{eff} . При $T_e \approx 2300$ К усиление свечения из-за ударного возбуждения и величина модуляции фона сравнимы по величине и суммарный эффект демонстрирует сложную динамику, которая экспериментально не наблюдалась.

4) В экспериментальных данных начало усиления свечения с точностью $\Delta t \approx 1$ с совпадает

ет с моментом включения волны накачки. Расчётная компонента, обусловленная ударным возбуждением тепловыми электронами, принципиально отличается от экспериментальных кривых запаздыванием начала усиления свечения относительно момента включения волны накачки на $\Delta t \approx 20 \div 30$ с. Факт такого отличия отмечался и ранее при сопоставлении результатов численного моделирования с экспериментальными данными стенда в Боулдере [7].

5) При учёте только тепловых электронов вид результирующей кривой (рис. 8а–з, кривая 4) определяется величиной T_e . Реально наблюдаемое усиление яркости во время накачки возникает лишь при $T_e > 2300$ К. Если имеются нетепловые электроны, то вид результирующей кривой (рис. 8б–з, кривая 4) при относительно небольших T_e определяется соотношением между зависящей от T_e глубиной модуляции фона и независящей напрямую от T_e интенсивностью источника этих нетепловых электронов. Из рис. 8 видно, что добавка нетепловых электронов при умеренных $T_e = 1100 \div 1900$ К даёт результирующие кривые яркости, которые и по форме, и по абсолютным значениям весьма близки к наблюдаемым экспериментально (рис. 3–6 и кривые 2, 3 на рис. 7б).

Как показывает моделирование, амплитуда модуляции фонового свечения почти линейно зависит от максимальных температур T_e . Тогда как зависимость от T_e скорости ударного возбуждения тепловыми электронами и соответствующего усиления яркости должна быть близка к $\exp[-mv_{th}^2/(k_B T_e)]$. Поэтому ещё одним критерием выбора между «тепловым» и «плазменным» механизмами усиления яркости линии 6300 \AA (наряду с наличием или отсутствием запаздывания в развитии усиления свечения) может быть наличие или отсутствие экспоненциальной зависимости амплитуды усиления яркости от амплитуды модуляции фонового свечения. На рис. 9 показаны соответствующие расчёты (пунктирные кривые 2 и 3) и фактические экспериментальные данные (квадраты). Формальная аппроксимация экспериментальных точек экспоненциальной функцией с помощью метода наименьших квадратов даёт зависимость (кривая 1), явно отличную от расчётов, учитывающих только тепловые электроны (кривые 2 и 3).

Таким образом, применительно к двум сформулированным критериям выбора между «тепловым» и «нетепловым» механизмами усиления яркости «красной» линии, из наших данных имеем следующее.

1) В эксперименте отсутствует временное запаздывание усиления яркости по отношению к моменту включения волны накачки, необходимое для нагрева электронов.

2) Усиление яркости свечения слабо коррелирует с модуляцией фонового свечения, которая однозначно связана с нагревом электронов (рис. 9).

Это можно рассматривать как аргументы в пользу того, что наблюдаемое усиление ярко-

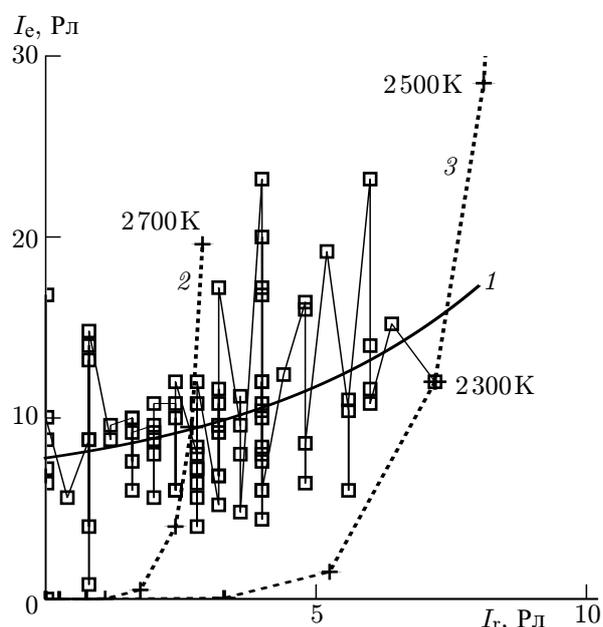


Рис. 9. Интенсивность свечения, возбуждённого электронным ударом (I_e), и интенсивность рекомбинационного послесвечения (I_r), измеренные одновременно в одном и том же цикле (квадраты). Приведены данные серий 17 марта, 7, 8, 10 сентября 2010 года и 11, 14 сентября 2012 года (всего 84 цикла). Цифрами обозначены: 1 — аппроксимация экспонентой вида $f(x) = a + b \exp(cx)$, 2 и 3 (штриховые линии) — результаты моделирования (см. рис. 8) при $L_{\text{eff}} = 10$ км и при $L_{\text{eff}} = 30$ км соответственно. Около точек, отмеченных знаком «+» на кривых 2 и 3, показаны соответствующие вычисления значения T_e

сти свечения в линии 6300 \AA обусловлено возбуждением атомов кислорода надтепловыми электронами ($\varepsilon \geq 2 \text{ эВ}$), ускоренными искусственной плазменной турбулентностью в ионосфере. Плотность потока этих надтепловых электронов должна существенно уменьшаться в области $\varepsilon \approx 4 \text{ эВ}$, т.к. интенсивность линии 5577 \AA , как правило, оставалась ниже порога обнаружения (меньше 4 Рл). Выбор конкретного механизма ускорения из предлагаемых в работах [1, 10–12, 27] на данный момент остаётся неопределённым.

Дополнительным аргументом в пользу «плазменного» механизма может являться также то, что эффективной мощности стенда «Сура» (100 МВт), по-видимому, недостаточно для нагрева электронов до температуры $T_e > 2300 \text{ К}$, необходимой для объяснения наблюдаемого усиления яркости «красной» линии ударным возбуждением тепловыми электронами. По данным экспериментов на стенде EISCAT измеренные радаром некогерентного рассеяния температуры T_e зависят от мощности накачки и достигают значений более 2000 К при мощностях $200 \div 300 \text{ МВт}$ [28, 29].

Вывод о доминирующей роли плазменных волн в ускорении электронов до энергий $\varepsilon \geq 2 \text{ эВ}$ и в усилении «красной» линии в нашем случае не противоречит результатам работы [9], где значительная доля усиления яркости объясняется тепловыми электронами. Дело в том, что в работе [9] во время действия коротковолновой накачки в возмущённой области ионосферы были измерены большие значения $T_e \approx 3500 \text{ К}$, при которых должно преобладать ударное возбуждение тепловыми электронами. К сожалению, в серии работ на стенде EISCAT [9, 28, 29] временное разрешение оптических приборов было недостаточно высоким (около 10 с), чтобы определить наличие или отсутствие необходимой для нагрева электронов временной задержки усиления свечения по отношению к моменту включения волны накачки.

Очевидно, что пропадание эффекта усиления яркости (прекращение корпускулярного возбуждения) при $\Delta f = f_{0F_2} - f_1 \leq 0,5 \text{ МГц}$ также связано с вопросом о происхождении электронов с энергиями $\varepsilon > 2 \text{ эВ}$. При приближении критической частоты F_2 -слоя к частоте волны накачки плазменная частота в точке отражения $f_{pe} \approx f_{0F_2}$. В наших случаях разность $\Delta f \leq 0,5 \text{ МГц}$ соответствует относительной разности $\Delta f_{pe}/f_{pe} \leq 0,1$, или $\Delta N_e/N_e \leq 0,2$ для электронной концентрации. Известно, что в области отражения волны накачки в результате самофокусировочной неустойчивости с течением времени формируются вытянутые вдоль магнитного поля области пониженной концентрации с амплитудой $\Delta N_e/N_e \approx 0,1$ и поперечным размером $10^2 \div 10^3 \text{ м}$, которые захватывают волну накачки [1, 8, 26]. Отражения на ионограммах формируются в ионосфере областью с поперечным размером $3,5 \div 4,0 \text{ км}$ (1-ая зона Френеля) и более мелкие пространственные масштабы не разрешаются. Поэтому, когда на ионограммах $f_{0F_2} - f_1 \approx 0,5 \text{ МГц}$, внутри областей пониженной концентрации, где сконцентрирована энергия волны накачки и генерируются плазменные волны, реально может иметь место неравенство $f_{0F_2}^* \leq f_1$, т.е. условие отражения при $f_1 = f_{pe}$ не выполняется. Если ускорение электронов и формирование нетеплового «хвоста» функции распределения происходит внутри этих неоднородностей, то прекращение усиления свечения при $f_{0F_2} - f_1 \leq 0,5 \text{ МГц}$ может быть связано с исчезновением условий отражения волны накачки внутри неоднородностей.

В работе [30] было показано, что под воздействием мощной радиоволны возмущение электронной концентрации в ионосфере возрастает при приближении точки отражения к высоте максимума F -слоя. Возможно, что кратковременное повышение эффективности ударного возбуждения и усиления яркости при $f_{0F_2} - f_1 \approx 0,5 \text{ МГц}$ перед их последующим быстрым падением (см. рис. 3 и 4) являются следствием такого рода дополнительного усиления неоднородностей $\Delta N_e/N_e$ вблизи максимума слоя F_2 .

Имеются данные, полученные с помощью ПЗС-камеры, из которых следует, что, в отличие от усиленного свечения на длине волны 6300 \AA , имеющего форму компактного пятна с диаметром $5^\circ \div 10^\circ$, область модуляции фонового свечения из-за омического нагрева электронов (пониже-

ние яркости на изображении неба) и больше по размеру [13, 16]. Кроме того, иногда наблюдается тонкая пространственная структура пятна в виде вытянутых вдоль магнитного поля фрагментов [13], прямых аналогов неоднородностей с пониженной концентрацией. Существенно, что характерное время развития неоднородностей с масштабом $10^2 \div 10^3$ м и самофокусирующей неустойчивости волны накачки имеет порядок 100 с, т. е. весьма близко к наблюдаемому времени нарастания яркости искусственного свечения в линии $6\ 300\ \text{\AA}$. Для проверки предположения о том, что формирование вытянутых вдоль магнитного поля областей с пониженной концентрацией плазмы играет важную роль в механизме ускорения электронов и в усилении яркости эмиссии на длине волны $6\ 300\ \text{\AA}$, необходимы дополнительные исследования.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате измерений интенсивности излучения в «красной» линии атомарного кислорода ($\lambda = 6\ 300\ \text{\AA}$) при воздействии на ионосферу радиоизлучением стенда «Сура» ($P_{\text{eff}} \approx 100$ МВт) установлено, что наблюдаемые изменения яркости свечения состоят из двух компонент, регистрирующихся одновременно. Это модуляция яркости фонового свечения, обусловленная температурной зависимостью скорости диссоциативной рекомбинации, и усиление яркости свечения, вызванное ударным возбуждением атомов кислорода энергичными электронами. По мере ночного уменьшения критической частоты ионосферы, при $f_{0F_2} - f_1 < 0,5$ МГц эффективность ударного возбуждения быстро уменьшается до нуля, а нагрев электронов и модуляция фона сохраняются до момента падения частоты f_{0F_2} ниже предельного значения $f_{0F_2} \leq f_1$. Резкое падение эффективности ударного возбуждения происходит также при уменьшении мощности волны накачки и при приближении частоты волны накачки к 4-й гармонике электронной гирочастоты. Такой резкой зависимости не наблюдается для амплитуды модуляции свечения, которая примерно пропорциональна температуре электронов T_e .

Из сопоставления экспериментальных данных с результатами моделирования следует, что наиболее вероятной причиной усиления свечения является формирование надтепловых «хвостов» функции распределения электронов (при энергиях $\varepsilon \geq 2$ эВ) в результате их ускорения плазменными волнами. Аргументами в пользу нетеплового механизма являются: а) быстрый, практически одновременный с включением накачки, рост ударного возбуждения и усиление яркости «красной» линии; б) отсутствие явной корреляции усиления яркости с тепловым эффектом модуляции фона; в) недостаточно высокая мощность стенда «Сура» для нагрева электронов до температур, необходимых для наблюдаемого усиления яркости «красной» линии за счёт ударного возбуждения тепловыми электронами.

Используя быстрые изменения характеристик ионосферы, удалось получить экспериментальное свидетельство о зависимости амплитуды модуляции фонового свечения ионосферы от высоты отражения волны накачки.

Представленные в статье данные относятся к стенду «Сура» с эффективной мощностью $P_{\text{eff}} \sim 100$ МВт и расположенному в месте с конкретными локальными ионосферными характеристиками (наклоном магнитного поля, высотным профилем нейтральной атмосферы и ионизации, фоновой температурой электронов и др.). Скорее всего, полученные выводы не могут быть автоматически перенесены на результаты экспериментов на других стендах, и при сравнении необходимо принимать во внимание мощность коротковолновой накачки и фоновые ионосферные условия.

Рисунки для публикации подготовлены с помощью библиотеки Matplotlib [31].

Экспериментальная часть работы выполнена при поддержке Российского научного фонда

(соглашение с РНФ 14–12–00706), теоретические исследования проведены в рамках Госзадания Федерального агентства научных организаций (соглашение с ФАНО 007-ГЗ/Ц3541/35 от 22 января 2016 г.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуревич А. В. // Успехи физ. наук. 2007. Т. 177, № 11. С. 1145.
2. Gustavsson B., Sergienko T., Kosch M., et al. // *Annales Geophys.* 2005. V. 23, No. 5. P. 1747.
3. Роч Ф., Гордон Дж. Свечение ночного неба. М.: Мир, 1977. 152 с.
4. Biondi M. A., Sipler D. P., Hake R. D. // *J. Geophys. Res.* 1970. V. 75, No. 31. P. 6421.
5. Ютло У., Коэн Р. // Успехи физ. наук. 1973. Т. 109, № 2. С. 371.
6. Sipler D. P., Biondi M. A. // *J. Geophys. Res.* 1978. V. 83, No. A4. P. 1519.
7. Mantas G. P., Carlson H. C. // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101, No. A1. P. 195.
8. Гуревич А. В., Зыбин К. П., Карлсон Х. С. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2005. Т. 48, № 9. С. 772.
9. Sergienko T., Gustavsson B., Brandstrom U., Axelsson K. // *Ann. Geophys.* 2012. V. 30. P. 885.
10. Weinstock J. // *J. Geophys. Res.* 1975. V. 80, No. 31. P. 4331.
11. Nicholson D. R. // *J. Geophys. Res.* 1977. V. 82, No. 13. P. 1839.
12. Грач С. М., Митяков Н. А., Трахтенгерц В. Ю. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1984. Т. 27. С. 1086.
13. Грач С. М., Клименко В. В., Шиндин А. В. и др. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2012. Т. 55, № 1–2. С. 36.
14. Leyser T. B. // *Space Sci. Rev.* 2001. V. 98, No. 3–4. P. 223.
15. Клименко В. В., Грач С. М., Сергеев Е. Н. и др. // Сб. докл. XXIII Всерос. конф. по распространению радиоволн. Йошкар-Ола, 23–26 мая 2011 г. Т. 2. С. 239.
16. Шиндин А. В., Грач С. М., Клименко В. В. и др. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2014. Т. 57, № 11. С. 849.
17. Stubbe P., Stocker A. J., Honary F., et al. // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* 1994. V. 99, No. A4. P. 6233.
18. Грач С. М., Тиде Б., Лейзер Т. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1994. Т. 37. С. 617.
19. Sergeev E. N., Frolov V. L., Grach S. M., Kotov P. V. // *Adv. Space Res.* 2006. V. 38, No. 11. P. 2518.
20. Gustavsson B., Leyser T. B., Kosch M., et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 97, No. 19. Art. no. 195002.
21. <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/igrf>.
22. Gullede I. S., Packer D. M., Tilford S. G., Vanderslice J. T. // *J. Geophys. Res. Space Physics.* 1968. V. 73, No. 17. P. 5535.
23. Экологические проблемы и риски воздействий ракетно-космической техники на окружающую природную среду. Справочное пособие / Под ред. В. В. Адушкина. С. И. Козлова, А. В. Петрова. М.: «Анкил», 2000. 640 с.
24. Lofas H., Ivchenko N., Gustavsson B., et al. // *Ann. Geophys.* 2009. V. 27, No. 6. P. 2585.
25. Веденов А. А. // В кн. Вопросы теории плазмы. Вып. 3. М.: Госатомиздат, 1963. С. 203.
26. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973. 272 с.
27. Mishin E., Watkins B., Lehtinen N., et al. // *J. Geophys. Res. Space Physics.* 2016. V. 121, No. A02. Art. no. A021823.
28. Senior A., Rietveld M. T., Yeoman T. K., Kosch M. J. // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117, No. A04. Art. no. A04309.

29. Bryers C. J., Kosch M. J., Senior A., et al. // J. Geophys. Res. 2012. V. 117 No. A09. Art. no. A09301.
30. Игнатъев Ю. А., Кротова З. Н., Митякова Э. Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 1977. Т. 20, № 12. С. 1846.
31. Hunter J. D. // Computing in Science and Engineering. 2007. V. 9, No. 3. P. 90.

Поступила в редакцию 8 июня 2016 г.; принята в печать 15 октября 2016 г.

**FEATURES OF THE IONOSPHERIC ARTIFICIAL AIRGLOW CAUSED
BY OHMIC HEATING AND PLASMA TURBULENCE-ACCELERATED
ELECTRONS INDUCED BY HF PUMPING AT THE SURF HEATING FACILITY**

V. V. Klimenko, S. M. Grach, E. N. Sergeev, and A. V. Shindin

We present the results of studying the ionospheric F_2 region airglow in the atomic-oxygen red line ($\lambda = 6300 \text{ \AA}$) when the ionosphere is pumped by high-power HF radio waves. Either thermal modulation of the background airglow brightness or, simultaneously with it, the red-line intensity enhancement were observed, depending on the ionospheric and plasma-wave parameters. Analysis of the red-line emission behavior makes it possible to separate the influence of the ohmic heating and acceleration of electrons by plasma turbulence on the airglow features.