

Взаимодействие мощных КВ радиоволн с плазмой F-области ионосферы: наблюдаемые явления и физические основы

С.М. Грач

*Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им.
Н.И. Лобачевского*
603022, г.Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23
E-mail: sgrach@rf.unn.ru

Кратко излагаются основные свойства искусственной ионосферной турбулентности (ИИТ) в области отражения мощных радиоволн обыкновенной поляризации и физические процессы, лежащие в основе ее возбуждения. ИИТ включает в себя ВЧ плазменные волны и НЧ возмущения, в том числе неоднородности концентрации плазмы, вытянутые вдоль геомагнитного поля, с поперечными масштабами от десятков сантиметров до километров. Плазменные волны ускоряют электроны до энергий 10-50 эВ, что, в результате их столкновений с нейтралами, приводит к генерации оптического свечения ионосферы и дополнительной ионизации. С другой стороны, нагрев электронов приводит к подавлению фонового оптического свечения. Обсуждаются свойства искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) и возможности диагностики ИИТ с помощью ИРИ.

Ключевые слова: ионосфера, мощные радиоволны, плазменные волны, неоднородности концентрации, ускорение электронов, оптическое свечение, ионизация, искусственное радиоизлучение

Interaction of the powerful HF radio waves with ionospheric F-region plasma: observing phenomena and physical foundations

S.M. Grach

Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

The main properties of artificial ionospheric turbulence (AIT) near the reflection region of the powerful ordinary radio wave and the physical processes responsible for its excitation are briefly outlined. IIT includes HF plasma waves and LF disturbances, including plasma density inhomogeneities, elongated along the geomagnetic field, with transverse scales from tens of centimeters to kilometers. Plasma waves accelerate electrons to energies of 10-50 eV, which, due to collisions with neutrals, leads to the generation of ionosphere optical glow and additional ionization. On the other hand, electron heating leads to suppression of the background optical glow. The properties of stimulated (or secondary) electromagnetic emission (SEE) of the ionosphere and the possibilities of diagnosing AIT using SEE are discussed.

Keywords: ionosphere, powerful radio waves, plasma waves, density inhomogeneities, electron acceleration, optical glow, ionization, stimulated electromagnetic emission, profile modification

Введение

Впервые нелинейный эффект в ионосфере был обнаружен в 30-е годы прошлого века. Это люксембург-горьковский эффект – перенос модуляции мощной радиоволны на более слабую при распространении их через нижние слои ионосферы. Физические представления о природе воздействия мощного радиоизлучения и его влияния на распространение радиоволн, сложившиеся к 60-70-м годам, были суммированы в обзоре В.Л. Гинзбурга и А.В. Гуревича в 1960 г. [1] и монографии А.В. Гуревича и А.Б. Шварцбурга 1973 г. [2]. Начиная с 60-х гг. прошлого века исследования искусственных

ионосферных возмущений под действием мощных радиоволн проводятся на специализированных нагревных стендах. История этих исследований описана, в частности, в обзоре А. В. Гуревича 2007 г. [3].

В настоящее время в мире остались три специализированных стенда для исследований воздействия ионосферы, параметры которых приведены в таблице 1.

Таблица 1. Основные характеристики существующих сегодня нагревных стендов

Стенд	НААРР, Аляска, США	EISCAT, Тромсё, Норвегия	СУРА, Н. Новгород, Россия
Географические координаты	62.39° с.ш. 145.15° з.д.	69.6° с.ш. 19.2° в.д.	56.13° с.ш. 46.1° в.д.
Магнитное наклонение (на высоте 250 км)	°	8°	°
Рабочие частоты (МГц)			
Мощность (МВт)			5
Коэффициент усиления антенны G (дБ)	14-24 (31)	22-25 28-31	23-26
Эффективная мощность излучения (МВ)	(4000)	180-340 630-1260	150-280

Основное внимание в работе будет уделено краткому описанию явлений, происходящих при воздействии в F-области ионосферы вблизи точки отражения мощной радиоволны O-поляризации в области плазменного резонанса, где существуют плазменные (квазиэлектростатические) волны, а также физических процессов, ответственных за их появление. Отметим сразу, что область ионосферы, в которой эти явления наблюдаются, оказывается существенно большей, чем область плазменного резонанса, в которой они возбуждаются.

Как известно, поведение электромагнитного поля в среде описывается уравнениями Максвелла для \mathbf{E} , \mathbf{D} , \mathbf{H} , \mathbf{B} – напряженностей и индукции электрического и магнитного полей. Для того, чтобы эти уравнения можно было решить, её надо дополнить материальными уравнениями $\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E}$; $\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}$; $\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}$, где ε и σ – тензоры комплексной проводимости и диэлектрической проницаемости, μ – магнитная проницаемость, \mathbf{j} – плотность индуцированного тока в среде (ионосферной плазме).

При достаточно сильном электрическом и/или магнитном полях ε и σ начинают зависеть от электрического (например) поля, и в уравнениях Максвелла появляются нелинейности (ω , \mathbf{k} – частота и волновой вектор электромагнитной волны):

$$\mathbf{D} = \varepsilon(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{E})\mathbf{E}; \quad \mathbf{j} = \sigma(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{E})\mathbf{E}, \quad (1)$$

и, в результате воздействия мощной электромагнитной волны, в ионосферной плазме нелинейные эффекты становятся существенными, и возникают различные явления, в том числе, в области плазменного резонанса, о некоторых из которых и пойдет речь.

Область плазменного резонанса занимает интервал высот от точки отражения мощной волны О-поляризации (далее – волны накачки, ВН), где при вертикальном падении $\nu = 1$, $\nu = \omega_{pe}^2/\omega_0^2$, $\omega_0 = \omega_{pe}(z)$, $\omega_{pe} = 4\pi e^2 N_e / m$ – плазменная (ленгмюровская) частота, e , m и N_e – заряд, масса и концентрация электронов, ω_0 – частота ВН, до высоты верхнего гибридного резонанса (ВГР), где $\nu = 1 - u$, ($u = \omega_{ce}^2/\omega_0^2$, $\omega_{be} = eB/mc$ – электронная циклотронная частота), $\omega_{pe}^2(z) + \omega_{be}^2 = \omega_0^2$. В области высоких широт при $u \ll 1$ вблизи точки отражения электрическое поле ВН $E_0 \parallel B_0$ (B – геомагнитное поле), вблизи высоты ВГР $E_0 \perp B_0$.

Упрощенная схема основных явлений, наблюдаемых в F- области ионосферы при воздействии, показана на рис. 1.

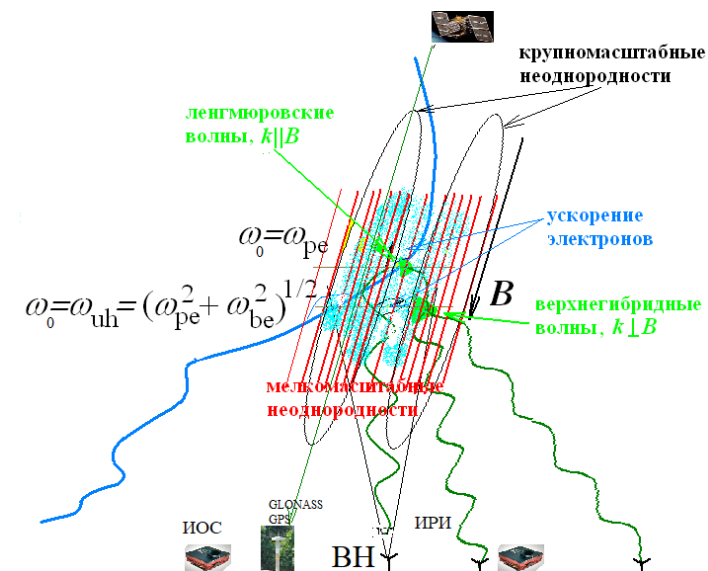


Рис. 1. Упрощенная схема явлений в F- области, инициированных ВН О-поляризации

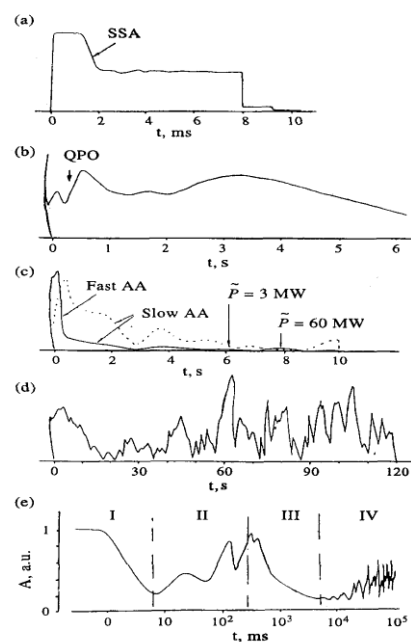


Рис. 2. Поведение отраженного сигнала ВН [9]

При превышении волной накачки пороговых мощностей в плазме развиваются различные параметрические неустойчивости, в результате которых возбуждаются слабозатухающие ВЧ плазменные квазиэлектростатические волны (ленгмюровские, верхнегибридные, бернштейновские, Z-мода) с частотами $f \sim f_0$ ($f_0 = \omega_0/2\pi$ – частота ВН) и низкочастотные возмущения (ионно-звуковые и нижнегибридные волны, дрейфовые колебания, неоднородности концентрации плазмы, вытянутые вдоль B_0 на расстояния до десятков км с поперечными масштабами l_{\perp} от нескольких см до десятков км (магнитоориентированные неоднородности)). ВЧ плазменные волны ускоряют электроны до нескольких десятков эВ, что в результате столкновений этих электронов с нейтральными частицами приводит к усилению оптического свечения ионосферы и дополнительной ионизации ионосферной плазмы. Рассеяние пробных КВ радиоволн с частотами, близкими к $\omega_0 = 2\pi f_0$, в верхнегибридные на магнитоориентированных мелкомасштабных неоднородностях (ММН) ($l_{\perp} < c/f_0$) к аномальному ослаблению пробных волн (рис. 2в); метровые и декаметровые неоднородности обеспечивают также

ракурсное рассеяние КВ и УКВ радиоволн и их распространение за пределами прямой видимости (см. рис. 3). Возбуждение ИИТ приводит к вытеснению плазмы из области ее нагрева плазменными волнами, которое конкурирует с увеличением плотности плазмы за счет дополнительной ионизации.

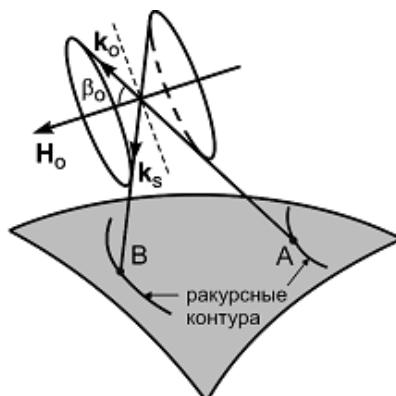


Рис. 3 Геометрия ракурсного (зеркального) рассеяния радиоволн на магнитно-ориентированных неоднородностях

Информативным проявлением ИИТ является генерация искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) в коротковолновом диапазоне. ИРИ наблюдается как шумовая составляющая малой интенсивности ((-50) – (-90) дБ) в спектре отраженного от ионосферы сигнала ВН, обладающая богатой спектральной структурой. Процессы, ответственные за возбуждение ИИТ, обладают характерными временами, которые могут весьма значительно отличаться друг от друга. Последовательность развития ИИТ после начала воздействия проиллюстрирована на рис. 2, где показана динамика поведения отраженного от ионосферы сигнала ВН.

Можно выделить четыре этапа развития ИИТ. На начальной стадии, связанной с развитием *стрикционной параметрической неустойчивости* (СПН), возбуждаются плазменные (в первую очередь, ленгмюровские) волны (рис. 1) и ионно-звуковые возмущения. После включения ВН вблизи ее точки отражения характерное время развития СПН составляет $\tau_1 \sim 1 - 10$ мс при «холодном» старте (в невозмущенной, «неприготовленной» ионосфере, рис. 2а). С примерно таким же характерным временем нарастают плазменные волны после включения ВН при заранее «приготовленных» ММН (рис.1) формируется функция распределения ускоренных электронов (рис. 1), а также происходит релаксация (затухание) плазменных волн после выключения ВН.

Вторая, промежуточная стадия (квазипериодические осцилляции сигнала ВН с $\tau_2 \sim 0,1 - 1$ с, рис. 2б) также связана, по-видимому, с СПН, но на более низких высотах.

За большее время $\tau_3 \sim 1-10$ с при «холодном» старте развиваются тепловые параметрические эффекты (*тепловая параметрическая неустойчивость* (ТПН) и резонансная неустойчивость) и, соответственно, ММН и плазменные (в первую очередь, верхнегибридные) волны (рис. 1), которые сопровождаются аномальным ослаблением ВН и близких по частоте пробных волн (рис.2в). Время релаксации ММН τ_{rel} в зависимости от l_{\perp} варьируется от долей секунды до десятков секунд.

Наконец, в результате тепловой самофокусировочной неустойчивости за время от десятков секунд до нескольких минут, происходит формирование «среднемасштабных» неоднородностей с $l_{\perp} \sim 0,1 - 10$ км, время их достигает десятков минут.

Диагностика возмущенной области ионосферы осуществляется с помощью зондирования и просвечивания (в том числе сигналами ИСЗ) возмущенной области ионосферы радиоволнами КВ, УКВ и СВЧ диапазонов (пробные волны, ракурсное рассеяние, радары некогерентного рассеяния), а также при измерениях излучения из возмущенной области в оптическом и радио-диапазонах; ряд исследований был проведен при запусках геофизических ракет через возмущенную область. В экспериментах изучаются структура пространственного и частотного спектра плазменных волн на разных стадиях развития и релаксации искусственных возмущений; спектры и динамика низкочастотных возмущений; дополнительная ионизация и оптическое свечение, вызываемые ускоренными электронами; подавления фонового оптического свечения ионосферы, искажения (модификация) профиля электронной концентрации; искусственное радиоизлучение ионосферы в КВ и СВЧ диапазонах; влияние развития параметрических неустойчивостей на крупномасштабное расслоение ионосферной плазмы, проникновение искусственной турбулентности плазмы во внешнюю ионосферу и др. При этом существенное внимание уделяется комплексному применению различных средств диагностики, например оптического свечения и поседения сигналов ГНСС. Теоретический анализ полученных данных позволяет развивать современные представления о физике плазмы, находящейся в высокочастотном электромагнитном поле, в частности, о возбуждении сильной турбулентности ленгмюровских волн, об ускорении электронов ВЧ плазменной турбулентностью. Ионосферные эксперименты инициировали развитие теории тепловых параметрических явлений в магнитоактивной плазме.

Экспериментальные результаты исследований искусственных ионосферных возмущений в F-области ионосферы, обычно называемых искусственно *ионосферной турбулентностью* (ИИТ), и теоретические представления об их природе, полученные к 2015 г., подробно представлены в монографиях [4,5] и обзорах [3, 6-17].

Стрикционная параметрическая неустойчивость – начальная и промежуточная стадии воздействия

Стрикционная параметрическая неустойчивость (СПН) является наиболее быстрым процессом, возникающим вблизи точки отражения мощного радиоизлучения O- поляризации в первые несколько миллисекунд после его включения. Она развивается вследствие выдавливания плазмы из областей с повышенной напряжённостью электрического поля E под действием пондеромоторной (стрикционной) силы $F_c \approx e^2 \nabla |E|^2 / 4m\omega_0^2 \approx \nabla |E_0 E_1| / 2m\omega_0^2$, возникающей в результате биений электрического поля ВН (E_0) и плазменных волн: ($E_1 = E_0 + E_1$). Вблизи уровня отражения ВН z_r , где $\omega_0 = \omega_{pe}(z_r)$ в изотермической ионосфере ($T_e \sim T_i$, T_e и T_i – температуры электронов и ионов) могут возбуждаться два типа СПН: индуцированное рассеяние на тепловых ионах, в результате которого возникают плазменные волны (ПВ) с частотами $\omega_p < \omega_0$ и низкочастотные возмущения типа ионно-звуковых колебаний с частотой $\Omega = \omega_0 - \omega_p \sim k_p v_{Ti}$, $v_{Ti} = \sqrt{T_i/m_i}$ – тепловая скорость ионов, $\Omega/2\pi$ порядка нескольких килогерц; и аperiodическая (модуляционная) неустойчивость с возбуждением ПВ с частотой $\omega = \omega_0$. Пороговое поле и максимальный (в зависимости от Ω) инкремент индуцированного рассеяния γ при малой надпороговости даются выражениями

$$E_{th}^2 = \frac{16\pi\nu N_e T_e}{|a_0 a_1|^2 \omega_0 F_m}, \quad \gamma = \left(\frac{E_0^2}{E_{th}^2} - 1 \right), \quad (2)$$

где a_0 и a_1 – векторы поляризации ВН и плазменной волны, ν – линейный декремент затухания интенсивности ПВ, который определяется частотой соударений электронов и затуханием Ландау на тепловых и фотоэлектронах, коэффициент $F_m \sim 1$.

Порог и инкремент модуляционной неустойчивости также определяются формулой (2) с заменой F_m на $(1 + T_i/T_e)$. В неоднородной среде (ионосфере) существенным становится эффект разбухания поля ВН: порог СПН по мощности ВН минимален (а инкремент - максимален) в первых максимумах стоячей волны (функции Эйри) вблизи точки отражения ВН h_r . Поскольку здесь $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{B}_0$, здесь в начальный момент возбуждается практически одномерная турбулентность: (ленгмюровские волны) с волновыми векторами \mathbf{k}_p и ионно-звуковых возмущений параллельными геомагнитному полю $\mathbf{k}_p \parallel \mathbf{B}_0$, энергия ПВ с $\omega_p = \omega_0 - \Omega$ растёт экспоненциально, $E_1^2 \propto e^{\gamma t}$. Со временем ($t \gtrsim 1/\gamma$), при $E_1^2 > E_{th}^2$, начинается перекачка энергии ПВ вниз по частоте, расширение их пространственного спектра (в том числе углового), расширение вниз от точки отражения области высот, занятой ПВ.

На эксперименте СПН проявляется в виде эффекта стрикционного самовоздействия (ССВ) ВН – быстрого, за несколько миллисекунд ($t \gtrsim 1/\gamma$) уменьшения и квазипериодических осцилляций интенсивности отраженного сигнала ВН из-за отбора энергии плазменными волнами (см. рис. 2а,б, 4) и генерации узкополосной компоненты (Narrow Continuum, NC) ИРИ с основной долей энергии в области отрицательных отстроек от $f_0 - 40 \text{ кГц} \lesssim \Delta f = f_{ИРИ} - f_0 < 0$ (рис. 4). Появление интенсивных ленгмюровских волн и ионно-звуковых возмущений вблизи уровня отражения мощного радиоизлучения регистрируется радарными некогерентного рассеяния (рис. 5).

Тепловая параметрическая неустойчивость (ТПН).

За время $\tau_2 \sim 0.5..5$ с после включения ВН в F-области ионосферы развивается тепловая параметрическая неустойчивость (ТПН). При возбуждении ТПН биения ВН и -моды и/или плазменных (верхнегибридных) волн создают неоднородный источник омического нагрева электронов $Q = 2/3(\mathbf{E}_0 \sigma \mathbf{E}_1)$. Плазменные волны, в свою очередь, возникают в результате рассеяния волны накачки на ММН. Вследствие термодиффузии плазма вытесняется из прогретых областей, и образуются магнитоориентированные мелкомасштабные неоднородности концентрации плазмы (ММН). Сильная вытянутость неоднородностей вдоль \mathbf{B}_0 ($\kappa_{\parallel} \ll \kappa_{\perp}$) обусловлена резко анизотропным характером процессов переноса в магнитоактивной плазме (ионосфере): диффузия и теплопроводность в поперечном к \mathbf{B}_0 оказываются значительно подавленными. Тепловая нелинейность оказывается сильнее стрикционной, когда

$$\kappa_{\parallel}^2 l_e^2 \ll 1, \quad \kappa_{\perp}^2 \rho_e^2 \ll 1, \quad \delta \nu_e \gtrsim \tau_2 \gg 1, \quad (3)$$

где $\kappa_{\parallel}^{-1}, \kappa_{\perp}^{-1}$ – характерные продольные (вдоль \mathbf{B}_0) и поперечные масштабы низкочастотных возмущений (ММН), $l_e = v_{Te}/\nu_e$, $\rho_e = v_{Te}/\omega_{be}$ – длина свободного пробега и циклотронного вращения тепловых электронов в ионосфере, ν_e – частота электронных соударений, $\delta \ll 1$ – доля энергии, теряемая электроном при соударении с тяжёлой частицей, $\delta \nu_e$ – характерное время установления электронной температуры, $\delta \nu_e \sim 30$ с..

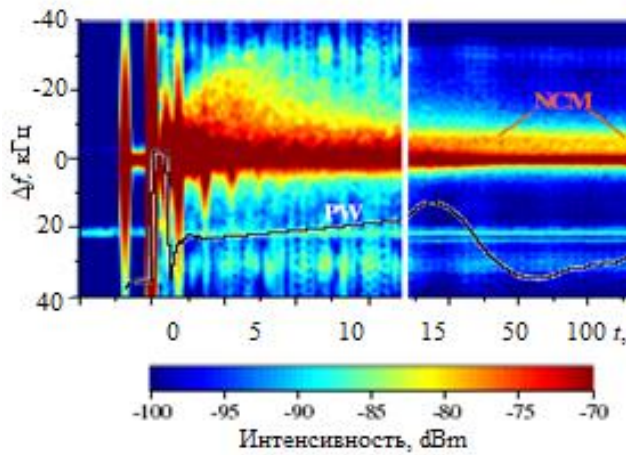


Рис. 4а Динамика отражённого сигнала ВН (чёрная линия) и спектрограммы ИРИ в первые 200 мс воздействия. Стенд СУРА, 26.09.1998. $f_0 = 6778$ кГц $\approx 5f_b$. Мощность ВН~ 180 МВ.

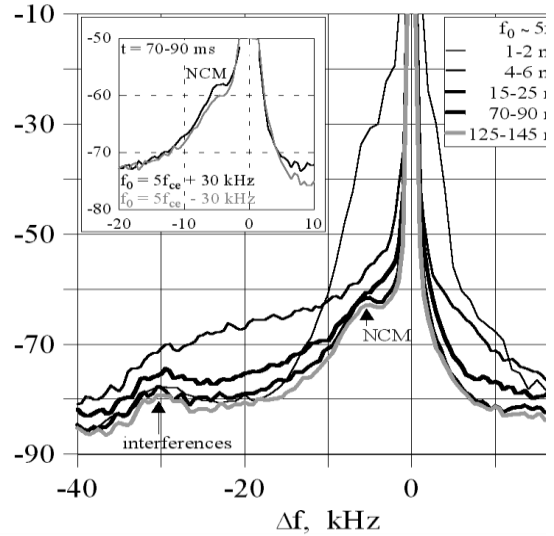


Рис.4б Последовательность спектров ИРИ в зависимости от времени после включения ВН

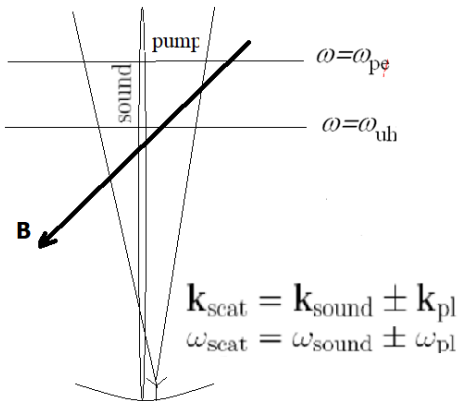


Рис. 5а.Схема исследования искусственных ионосферных возмущений с помощью радара некогерентного рассеяния

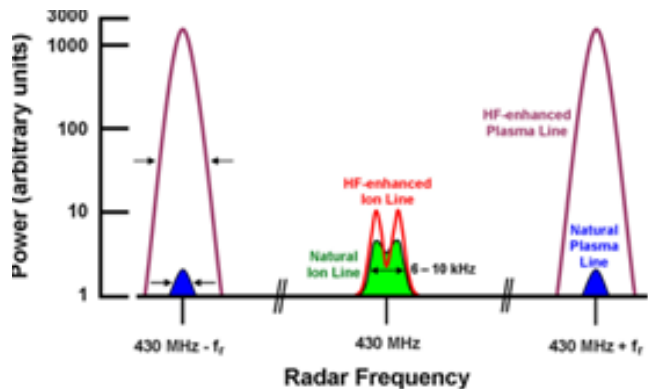


Рис. 5б. Схематическое изображение спектра (не)когерентного рассеяния: естественного и индуцированного мощной радиоволной (для радара в Аресибо) [13]

В процессе ТПН должны быть выполнены условия синхронизма

$$\omega_0 = \omega_{be}, \quad \mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 \pm \mathbf{k}. \quad (4)$$

Неустойчивость, таким образом, является аperiодической. Поскольку $|\mathbf{k}_0| \ll |\mathbf{k}_1|$, а $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$, возникающие плазменные волны должны быть почти ортогональны \mathbf{B}_0 , то есть ТПН развивается вблизи уровня верхнего гибридного резонанса (ВГР) ВН, где

$$\omega_{pe}^2(z) + \omega_{be}^2 = \omega_{uh}^2 = \omega_0^2. \quad (5)$$

Пороговое поле ТПН в однородной плазме оказывается существенно ниже порога СПН и определяется выражением

$$E_{\text{th}}^2 = \frac{8\pi\delta\nu_e N_e T_e}{|\mathbf{a}_0 \mathbf{a}_1|^2 \omega_0} (1 + \kappa_{\parallel}^2 L_{T\parallel}^2 + \kappa_{\perp}^2 L_{T\perp}^2), \quad (6)$$

$L_{T\parallel} = l_e / \sqrt{\delta}$ и $L_{T\perp} = \rho_e / \sqrt{\delta}$ – характерные длины продольной и поперечной теплопроводности электронов. Порог ТПН в однородной плазме, таким образом, много ниже порога СПН.

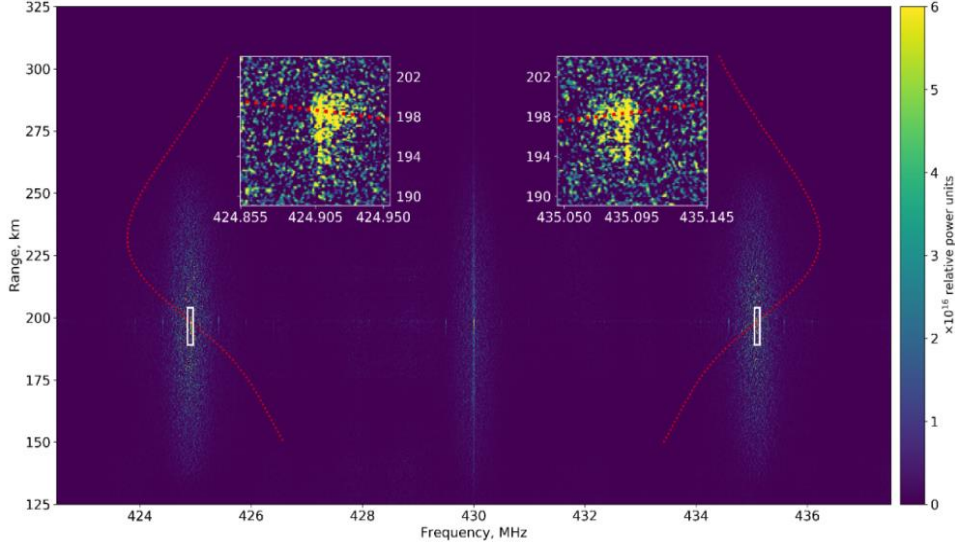


Рис. 5в. Профиль электронной концентрации (красная линия) и спектрограмма искусственных ионной и плазменных (upshifted и downshifted) линий, полученные в эксперименте 08.11.2018 г. с помощью радара в Аресибо.

Пороговое поле ТПН в регулярно неоднородной плазме (ионосфере) можно оценить из простых энергетических соображений, поскольку оно определяется балансом поступления и потерь энергии. Размер области выделения энергии (нагрева плазмы) в этом случае будет определяться длиной области взаимодействия ВН, плазменных волн (Z-моды) и ММН (масштабом синхронизма) $l_m \sim (1/\pi) |\partial k_{\parallel} / \partial z|^{-1/2}$ вблизи точки z_m , где выполнены условия (6). Распределяется эта энергия на длине теплопроводности $L_T = L_{T\parallel} (1 + \kappa_{\perp}^2 L_{T\perp}^2)^{1/2} \gg l_m$. Кроме того, время жизни плазменных волн в области взаимодействия (синхронизма) определяется теперь временем их группового распространения через область синхронизма l_m / V_{gz} , а не затуханием плазменных волн ν^{-1} . Общее уменьшение эффективности взаимодействия будет, таким образом, характеризоваться фактором $\nu l_m^2 / L_T V_{gz} \ll 1$. В результате, после очевидных преобразований получим для порога ТПН в неоднородной плазме

$$E_{\text{th}}^2 = \frac{4\pi N_e T_e}{|\mathbf{a}_0 \mathbf{a}_1|^2} \frac{L_{T\parallel}}{L} (1 + \kappa_{\perp}^2 L_{T\perp}^2)^{1/2}, \quad (7)$$

где $L = 1/N_e \cdot (dN_e/dz)^{-1}$ – масштаб неоднородности ионосферного слоя. Эта оценка подтверждается более строгим расчетом, выполненным на основе уравнений амбиполярной диффузии и электронной теплопроводности.

Эффективность возбуждения ТПН существенно ослабляется вблизи электронных гирогармоник при $\omega_0 \approx s\omega_{be}$, поскольку существование поперечных (с $\mathbf{k}_1 \perp \mathbf{B}_0$) плазменных волн в ионосфере в области двойного резонанса, где

$$\omega^2 = \omega_a^2 = \omega_{\text{uh}}^2 = \omega_{be}^2, \quad (8)$$

запрещено. Этот факт легко проиллюстрировать с помощью приближенного дисперсионного уравнения поперечных плазменных волн

$$[\omega_1^2 - \omega_{uh}^2(z)][\omega_1^2 - s^2\omega_{be}^2(z)] = C(s)\omega_{be}^2\omega_{pe}^2(k_1\rho_e)^{2(s-1)}, \quad (9)$$

где $C(s) \sim 1$. Видно, что решения (10) с $k_1^2 > 0$, соответствующие распространяющимся волнам, существуют только когда скобки в левой части уравнения имеют одинаковые знаки, т.е. между высотами верхнегибридного и кратного циклотронного резонансов, «серые» области на рис. 7. При совпадении частоты волны с частотой двойного резонанса на некоторой высоте h_d существование поперечных плазменных волн невозможно, поскольку левая часть (10) отрицательна на всех высотах, и при $\omega = \omega_d(h_d)$ ТПН не возбуждается.

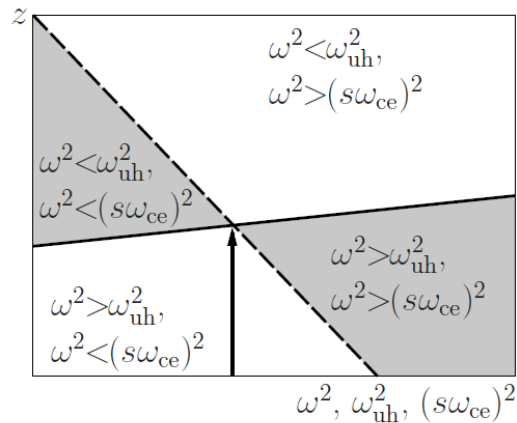


Рис. 6 Схематическая иллюстрация областей существования плазменных волн, (показано серым), распространяющихся поперек магнитного поля в ионосфере ниже максимума F-слоя в соответствии с дисперсионным уравнением (10). Вертикальная стрелка соответствует $\omega = \omega_d(h_d)$, при этом поперечные плазменные волны не существуют.

Насыщение ТПН в ионосферной плазме определяется пространственным затуханием (аномальным ослаблением, АО) ВН из-за рассеяния последней в плазменные волны (верхнегибридные и Z-моду) на ММН с пространственным спектром интенсивности n_k^2

$$W_0(z) = W_0(z_L)\exp\{-\Gamma(z(\kappa))\}, \quad \Gamma(z(\kappa)) \approx \int_{\kappa(z)}^{\infty} \frac{\pi\omega_0 L}{2V_g N_e} n_k^2 d\kappa. \quad (10)$$

Здесь V_g — групповая скорость ВН, $\Gamma(z)$ — «текущее» аномальное ослабление, которое представляет собой аналог оптической толщины в среде с ММН; W_0 — плотность энергии ВН. В плазме с меньшей плотностью N_e условия синхронизма (4) выполняются для больших значений $|k_1|$. Интегрирование в (11) ведется от $\kappa(z)$ до максимально возможных κ , минимальное значение $\kappa_{\min} \approx \omega_0/c$ определяется дисперсионным уравнением ПВ при подходе снизу к границе квазипродольного и квазипоперечного распространения [17]. Полное аномальное ослабление ВН при распространении через область турбулентности до точки отражения и обратно равно $2\Gamma(\kappa_{\min})$. Подробно с теорией ТПН на стадии насыщения, построенной в приближении слабой турбулентности, можно ознакомиться в [4,7,15], где вычислены форма пространственного спектра ММН, зависимость их интенсивности от мощности ВН, спектральная плотность плазменных волн в зависимости от высоты z .

В эксперименте ММН проявляются через аномальное ослабление волны накачки (Рис. 2с, АА) и близких по частоте пробных радиоволн с частотами $|f - f_0| \lesssim f_0 \cdot (L_T/L)$, а также через ракурсное рассеяние КВ и УКВ радиоволн.(Рис. 3). Аномальное ослабление (АО) связано в рассеянием ВН на ММН в верхнегибридные волны и Z-моду, и развивается вместе с ММН, на фоне восстановления и квазипериодических осцилляций отраженного сигнала ВН. При выполнении условия Брэгга-Вульфа ($(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_s = \pm \mathbf{k}, \mathbf{k} \perp \mathbf{V}_0, \kappa = 2k_0 \sin \theta_s, \theta_s = \langle \mathbf{k}_0 \mathbf{k}_s \rangle$), ракурсное рассеяние обеспечивает распространение волны между корреспондирующими точками на пересечении поверхности Земли с поверхностями конусов, на которых расположены волновые векторы падающей \mathbf{k}_0 и рассеянной \mathbf{k}_s ; $|\mathbf{k}_0| = |\mathbf{k}_s|$ волн, и ось которых направлена вдоль \mathbf{V}_0 , а вершина лежит в центре рассеивающей области [3,6]. Пересечение образующих этих конусов с поверхностью Земли определяет сопряженные ракурсные контуры. Сигнал от излучателя, расположенного на одном из контуров, может быть принят в любой точке другого контура, если в спектре размеров неоднородностей имеется составляющая с пространственной частотой $\kappa = 2k_0 \sin \theta_s / 2$. Между сопряженными контурами находится контур обратного рассеяния, для которого $\theta_s = \pi, \kappa = 2k_0$. Интенсивность рассеянного сигнала пропорциональна спектральной плотности ММН n_k^2 . Спектральные и динамические свойства ММН детально описаны в [4,5,6,9,15], см. также, цитированную там литературу. Отметим, что развитие ММН и аномального ослабления приводит из-за потерь энергии ВН в области ВГР приводит к экранировке области отражения, при возбуждении явлений, связанных с СПН прекращается, за исключением частот ВН, близких к электронным циклотронным гармоникам.

Искусственное радиоизлучение ионосферы (ИРИ)

Искусственное радиоизлучение ионосферы (ИРИ), в англоязычной литературе - Stimulated Electromagnetic Emission (SEE), было обнаружено в экспериментах на стенде EISCAT [19] и в дальнейшем интенсивно исследовалось на всех нагревных стендах. ИРИ представляет собой слабую шумовую составляющую [$- (50 - 90)$ дБ] в спектре отраженного от ионосферы сигнала ВН, обладающую богатой структурой и занимающее полосу частот до сотен килогерц. Основные спектральные компоненты ИРИ генерируются в результате конверсии плазменных (квазиэлектростатических) мод, возникающих в результате воздействия ВН, в электромагнитные. Аналогичное явление, т.н. диагностическое ИРИ (ДИРИ, DSEE), стимулированное короткими электромагнитными импульсами с малой средней мощностью, зондирующими возмущенную волной накачки область ионосферы, было приблизительно одновременно обнаружено на стенде «Зименки» [20].

На начальной стадии в спектре ИРИ присутствует только узкополосная компонента (Narrow Continuum, NC), связанная с развитием СПН (ponderomotive NC, или NCp) в области отрицательных отстроек от частоты ВН $-40 \text{ кГц} \lesssim \Delta f_{\text{NC}} = f_{\text{NC}} - f_0 < 0$ (при максимальных мощностях стенда HAARP Δf_{NC} может достигать -80 кГц); на промежуточной стадии на фоне ослабления NC выделяется компонента NCM (Narrow Continuum Maximum) при $\Delta f_{\text{NCM}} \sim -5 \text{ кГц}$, (Рис. 4а.б). При достаточно длительном непрерывном воздействии, вместе с развитием ММН и аномального ослабления, в спектре ИРИ нарастают т.н. «верхнегибридные» компоненты ИРИ (см. рис. 7-10): главный спектральный максимум ((Downshifted Maximum, DM) с острым пиком на отстройках $\Delta f_{\text{DM}} \sim (-7) - (-20) \text{ кГц}$ и его сателлиты (2DM, иногда 3DM и 4DM) на кратных отстройках; широкополосное излучение (Broad Continuum, BC) в области отрицательных отстроек $-100 \text{ кГц} \lesssim \Delta f_{\text{BC}} \lesssim (-15) \text{ кГц}$; промежуточный нижний максимум (Intermediate Downshifted Maximum, IDM) при $\Delta f_{\text{IDM}} \sim (-6) - (-8) \text{ кГц}$,

который развивается медленнее DM, но «накрывает» его при больших мощностях ВН положительный максимум (Upshifted Maximum, UM) с $\Delta f_{DM} \sim (-6) - (-18)$ кГц, почти симметричный DM и IDM относительно f_0 , широкий положительный максимум (Broad Upshifted Maximum, BUM) на отстройках $12 \text{ кГц} \lesssim \Delta f_{BUM} \lesssim 200 \text{ кГц}$ при $f_0 \gtrsim sf_{be}$; широкополосную структуру в области положительных отстроек (Broad Upshifted Structure, BUS) с $12 \text{ кГц} \lesssim \Delta f_{BUS} \lesssim 70 \text{ кГц}$ при частотах накачки на 150-400 кГц выше sf_{be} . BUM, отметим, развивается медленнее остальных «верхнегибридных» компонент.

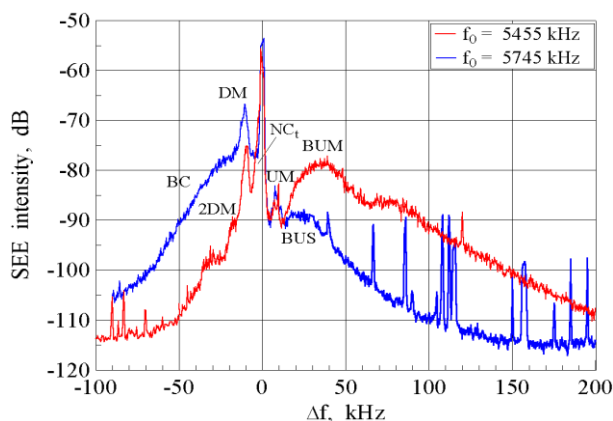


Рис.7 Примеры спектров ИРИ с присутствием компонент DM, 2DM, BC, NC_t, UM, BUS, BUM. Стенд СУРА.

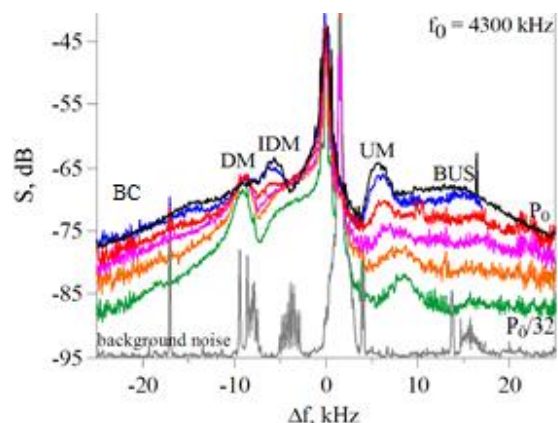


Рис. 8 Спектры ИРИ при удвоении мощности ВН воздействия, от $P_{0max}/32$ до P_{0max} . Присутствуют компоненты IDM, DM, BC, NC_t, UM, BUS. Стенд СУРА

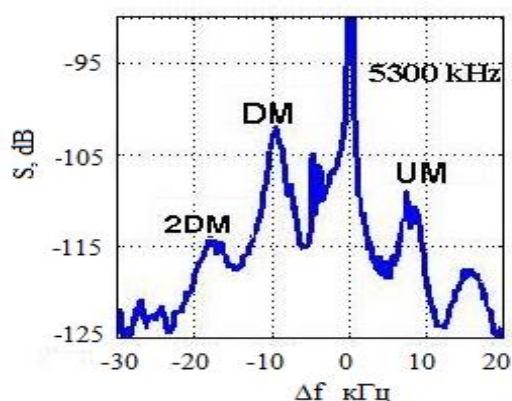


Рис. 9 Спектры ИРИ при наличии компонент DM, 2DM, BC, NC_t, UM и 2UM

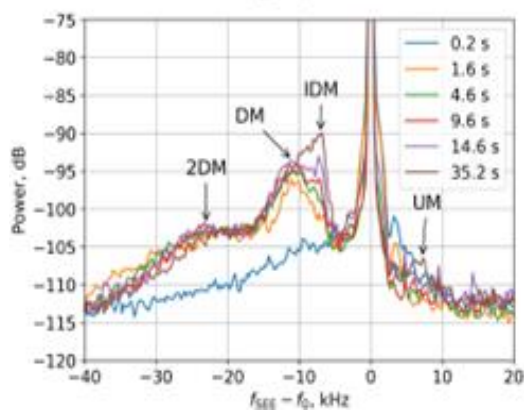


Рис. 10 Динамика спектров ИРИ, $f_0=5095$ кГц. В спектре присутствуют «верхнегибридные» компоненты IDM, DM, 2DM, NC_t, UM

При развитии «верхнегибридных» компонент интенсивности NC_p и NCM уменьшаются и не видны на фоне спектре DM и BC. При этом на отстройках $-7 \text{ кГц} \lesssim \Delta f_{NC} < 0$ преобладает «тепловая» узкополосная компонента, NC_t, также связанная с возбуждением верхнегибридных волн и ММН.

Общая картина зависимости спектров ИРИ от f_0 , собранная по данным систематических измерений, выполненных на стенде СУРА в 1996-2000 гг. во всем

диапазоне рабочих частот станда при высотах области взаимодействия ВН с ионосферной плазмой 230-250 км, приведена на рис. 11 [5].

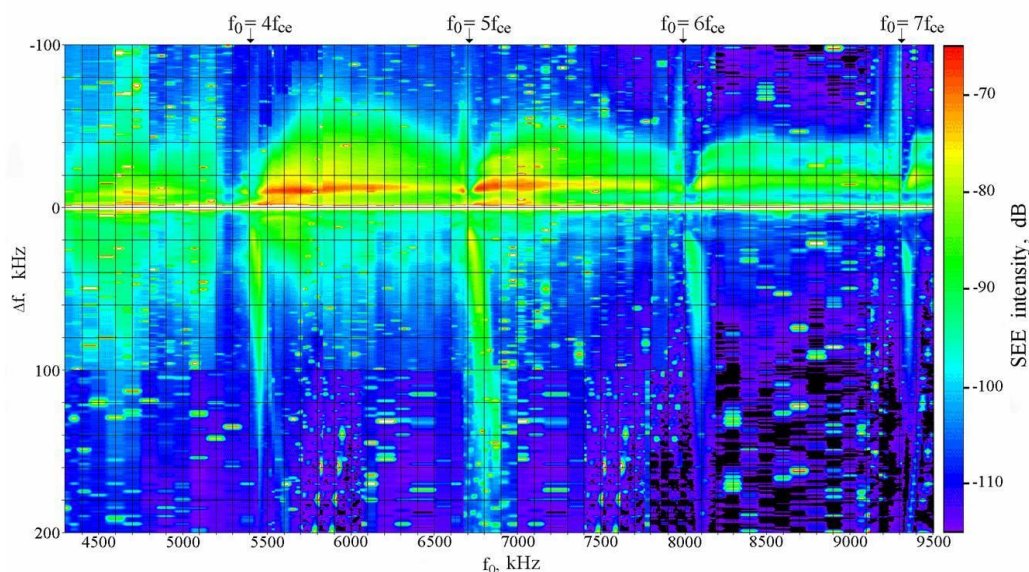


Рис.11.

Укажем некоторые свойства стационарных спектров ИРИ при длительном воздействии в зависимости от f_0 .

1. По крайней мере для $s = 3-7$, наблюдается повторяемость зависимости вида спектров ИРИ от величины $f_0 - sf_{be}$ при различных номерах гирогармоники s , а при изменении f_0 между последовательными гармониками sf_{be} и $(s + 1)f_{be}$ можно условно выделить пять областей частоты накачки, где спектры ИРИ носят различный характер: (I) «резонансная область» $f_0 \approx sf_{be}$, где компоненты ВС и ВUС в спектре ИРИ отсутствуют, а DM и ВUМ имеют низкую интенсивность; (II) область «над гармоникой», $f_0 - sf_{be} \lesssim 150$ кГц, где в спектре ИРИ присутствуют интенсивные DM (часто 2DM и 3DM) и ВUМ компоненты; (III) область «сильного излучения», $f_0 - sf_{be} \lesssim 400$ кГц, где в спектре ИРИ присутствуют DM, ВС и ВUС с высокой интенсивностью; (IV) область «слабого излучения» $sf_{be} + 400$ кГц $\lesssim f_0 \lesssim (s + 1)f_{be} - (50..100)$ кГц, где компонента ВUС исчезает, а интенсивность DM и ВС значительно уменьшается; (V) область «под гармоникой», $(s + 1)f_{be} - (50 - 100)$ кГц $\lesssim f_0 \lesssim (s + 1)f_{be}$, где вновь нарастает интенсивность DM, а также его спутников и/или ВС.

2. Наиболее интенсивной компонентой ИРИ при всех f_0 , за исключением резонансной области (I), является DM. Величина отстройки пика $|\Delta f_{DM}|$, также, как $|\Delta f_{DM}|$, линейно растет с f_0 , за исключением, опять же, резонансных областей (I), где DM приближается к ВН. Интенсивность DM в резонансной области уменьшается практически до уровня шумов в полосе частот ВН Δf_{res} , которая уменьшается с номером гармоники s . В спокойной ионосфере значения Δf_{res} , для $s = 4; 5; 6; 7$ составляют, соответственно, 6-10 кГц, 2-5, 1-2 и 0,2 кГц [11]. Эти значения Δf_{res} близки к полученным теоретически из рассмотрения дисперсионных свойств плазменных волн в области двойного резонанса в ионосфере ниже максимума F-слоя. Отстройка правого (высокочастотного) края DM остается практически неизменной во всем диапазоне частот ВН и составляет $|\Delta f_{hfDM}| \approx 7 - 8$ кГц, что близко к нижнегибридной частоте в F-области ионосферы, $f_{lh} \approx \sqrt{f_{be}f_{bi}}$, где f_{bi} циклотронная частота ионов.

3. ВUМ-компонента присутствует в спектре ИРИ в областях при $f_0 \gtrsim sf_{be}$ (области I и II). Интенсивность ВUМ максимальна при частоте ВН непосредственно над

гирогармоникой. Позиция пика ВУМ в спектре приблизительно постоянна и составляет $\Delta f_{\text{ВУМ}} \sim 15 - 20$ кГц при $\delta f_{be} = f_0 - sf_{be} \lesssim 30$ кГц; при $\delta f_{be} \gtrsim 30$ кГц пик ВУМ удаляется от f_0 при удалении f_0 от sf_{be} в соответствии эмпирической формулой

$$\Delta f_{\text{ВУМ}} \approx f_0 - sf_{be}(h_a) + \delta f, \quad \delta f \sim 15 - 20 \text{ кГц.} \quad (11)$$

Генерация верхнегибридных компонент ИРИ хорошо объясняется в рамках трехступенчатой модели, основанной на двойной трансформации электромагнитных волн (в верхнегибридные либо Z-моду и обратно) на ММН с промежуточной стадией формирования широкого частотного спектра вторичных верхнегибридных волн (и Z-моды) на сдвинутых относительно ВН частотах вследствие различных стрикционных нелинейных процессов, например, индуцированного рассеяния плазменных (ВГ) волн на ионах для ВС, трехволнового каскадного взаимодействия ВГ волн с участием НГ волн для DM и его спутников и т.д. Для генерации ВУМ-компоненты формула (23) предполагает существенную роль в генерации верхнегибридных волн четырехволновых процессов. В частности рассматривается распад двух квантов ВН на квант ВГ волны с $\omega_{uh} > \omega_0 > s\omega_{be}$ и квант электронной бернштейновской волны с $\omega_{be} \approx s\omega_{be} < \omega_0$, $2\omega_0 = \omega_{uh} + \omega_{be}$.

Зависимость спектральной интенсивности ИРИ от времени определяется как медленным временем эволюции пространственного спектра ММН $n_k^2(t)$ $\tau_3 \sim 0,5 \dots 10$ с, так и быстрой динамикой плазменных (ВГ) волн и Z-моды, $\tau_1 \sim 0,5 \dots 10$ мс. При «холодном старте», время развития ИИТ, определяется развитием ММН, а плотность энергии плазменных волн $W_0(z)$ в каждый момент «медленного времени» можно считать стационарной, определяемой уровнем интенсивности ММН $n_k^2(t)$, причем, поскольку $\tau_1 \ll \tau_3$, формирование спектра ВГ волн и установление такого квазистационарного состояния должно происходить при достаточно низких превышениях плотности энергии ВГ волн над порогом стрикционной перекачки. При падении ВН на ионосферу с заранее подготовленными ММН, не успевшими релаксировать после предыдущего выключения ВН, (за время $\lesssim \tau_{rel}$), динамика ИРИ должна следовать динамике плазменных волн с характерным временем $\sim \tau_1$. Это позволяет использовать измерения ИРИ при специально разработанных режимах излучения ВН для определения механизмов его генерации, декрементов затухания плазменных волн и диагностики параметров ММН.

Подробное описание диагностических режимов излучения ВН, диагностики динамики ИИТ с помощью ИРИ, а также поведение ИРИ в области кратных электронных гиросезонансов дано в обзоре [15].

Ускорение электронов искусственной плазменной турбулентностью

Возбуждаемые волной накачки плазменные волны, как известно, ускоряют электроны до энергий \mathcal{E} порядка десятков (до 60) эВ. Появление ускоренных электронов приводит к ряду наблюдаемых явлений: усилению оптического свечения и дополнительной ионизации ионосферной плазмы. Обсуждаются также возможный вклад ускоренных электронов в генерацию ИРИ и излучения в СВЧ диапазоне.

Ускорение электронов до энергий происходит при взаимодействии электронов с плазменными волнами (ленгмюровскими и/или верхнегибридными) на черенковском ($\omega = kv$) или циклотронном ($\omega = s\omega_{be} + k_z v_z$, $z \parallel \mathbf{B}_0$) резонансе. Кроме этого, при возбуждении сильной (кавитонной) ленгмюровской турбулентности вблизи точки отражения ВН рассматривается образование сверхтеплого хвоста функции распределения электронов вследствие случайного набора и потерь ими небольших порций энергии при быстром (по сравнению с периодом волны $2\pi/\omega_1$) пересечении коллапсирующих кавитонов размером $1/k_1$. Однако электроны с энергиями $E > m_e V_{ph}^2/2$ (V_{ph} – фазовая скорость плазменных волн) достаточно быстро пересекают область возбуждения СПН (за доли миллисекунды), и такого времени не хватает для

достаточного набора энергии в результате ускорения. Для повышения эффективности ускорения необходимо увеличить время жизни электронов τ_a в области локализации плазменной турбулентности. Это может быть достигнуто за счет многократного пересечения электроном этой области вследствие упругих соударений с тяжелыми частицами, в первую очередь нейтральными. Время жизни τ_a возрастает также вследствие эффекта турбулентного удержания электронов в области ускорения, обусловленного их рассеянием на плазменных волнах при неоднородном распределении последних в пространстве волновых векторов. Такая неоднородность возникает при достаточно высоком уровне турбулентности вследствие нелинейной перекачки плазменных волн по спектру. При этом диффузия электронов в пространстве скоростей происходит не только по энергиям, но и по питч-углам, и разлет электронов вдоль z в области локализации плазменных волн также принимает диффузионный характер. При этом характерную энергию ускоренных электронов E^* и их время жизни τ_a в области существования плазменных волн (ускоряющем слое) размером L_1 можно оценить как

$$\mathcal{E}^* \sim m_e \left(\omega_1 L_1 V_{ph}^2 \frac{W}{m_e N_e} \right)^{2/5}, \quad \tau_a = \frac{L_1}{V_{ph}}. \quad (12)$$

Здесь W – плотность энергии плазменных волн. В условиях экспериментов на стенде «Сура» $\mathcal{E}^* \sim 25-30$ эВ и превышает потенциалы возбуждения оптического свечения и ионизации основных нейтральных компонент атомарного кислорода I_O и молекулярного азота I_{N_2} . На стендах EISCAT и HAARP мощность ВН выше, и должна увеличиваться как характерная энергия ускоренных электронов \mathcal{E}^* , так и размер области ускорения L_1 . Оценки показывают, что, по крайней мере при умеренных мощностях ВН, оба механизма: турбулентное удержание, наряду с ускорением в слое с турбулентностью и диффузия при столкновениях с тяжелыми частицами вне его должны быть привлечены для интерпретации существующих данных эксперимента.

Влияние излучения волны накачки на яркость оптического свечения ночного неба.

Увеличение интенсивности оптического свечения ионосферы при воздействии радиоволны обыкновенной поляризации (далее — искусственное оптическое свечение, ИОС) с возбуждением атомов кислорода при столкновениях с электронами ускоренными плазменными волнами до энергий, превышающих потенциал возбуждения соответствующих уровней, например



Основные измерения проводят в красной (с длиной волны $\lambda = 630$ нм) и зелёной ($\lambda = 557,7$ нм) линиях атомарного кислорода, связанных с переходом электронов с уровня $O(^1D)$ в основное состояние $O(^3P)$ и с уровня $O(^1S)$ на уровень $O(^1D)$. Энергии возбуждения уровней $O(^1D)$ и $O(^1S)$ \mathcal{E}_{ex} составляют 1,96 эВ и 4,17 эВ соответственно, а их радиационные времена жизни – $\tau_r(O(^1D)) = 107$ с) и $\tau_r(O(^1D)) = 0,7$ с. Обнаружено свечение в ИК линии с $\lambda = 844,6$ нм, $\mathcal{E}_{ex} = 10,99$ эВ. и > 19 эВ короткими $\tau_r \approx 10^{-5} - 10^{-6}$ с. Особый интерес представляет свечение в синей линии иона молекулярного азота (первая отрицательная система $1 N_2^+$ ($\lambda = 391,4$ нм, 427,8 нм, 470,9 нм и т. д.) с $\mathcal{E}_{ex} > 19$ эВ и $\tau_r \approx 10^{-5} - 10^{-6}$ с, возбуждение которой происходит одновременно с ионизацией молекулы N_2 (потенциал ионизации $\mathcal{E}_{ion} = 15,6$ эВ). Для регистрации портретов ночного неба используются цифровые фото и видео камеры с широким обзором и достаточно длинным (до 30 с) временем экспозиции. Быстрые измерения свечения в короткоживущих линиях $O(^1S)$ проводятся с помощью электрофотометров. Сопоставление интенсивности свечения в различных линиях с результатами численного моделирования фотохимических процессов, приводящих к генерации свечения,

позволяет оценивать функцию распределения ускоренных электронов; определять причины появления энергичных частиц (омический нагрев или ускорение на хвосте функции распределения), изучать крупномасштабную структуру возмущенной области ионосферы, в частности магнитоориентированные плазменные образования, положение области свечения относительно «подсвеченной» волной накачки области ионосферы, регулярные дрейфовые движения и нерегулярные перемещения областей повышенного свечения, и т.д. Существует обширная литература по исследованиям влияния воздействия на оптическое свечение, наиболее полный обзор дан, по-видимому, в [13].

Примеры регистрации портретов ночного неба в красной линии ($\lambda = 630$ нм), полученные стенде СУРА и демонстрирующие положение области ИОС и ее крупномасштабное расслоение приведены на рис. 12, 13, где белая окружность показывает границы диаграммы направленности стенда, тонкие белые линии – проекции силовых линий магнитного поля \mathbf{V}_0 на плоскость снимка на высоте 250 км.

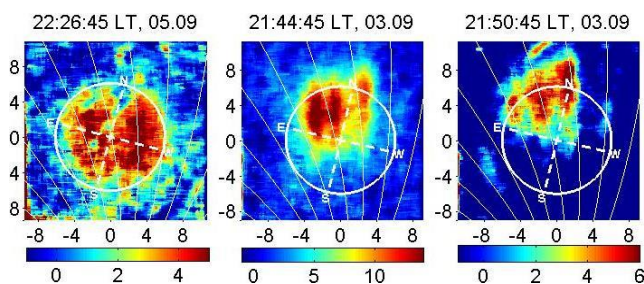


Рис. 12. Портреты ночного неба в линии $\lambda = 630$ нм при вертикальном воздействии. $f_0 = 4375$ кГц. Высоты отражения ВН (слева направо) составляют 255 км, 265 км и 280 км. Видимое смещение области ИОС на север связаны с высыпанием ускоренных электронов вдоль силовых линий из области ускорения вниз, в область возбуждения ИОС

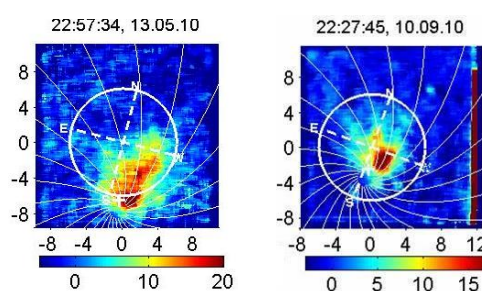
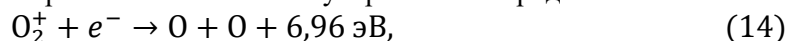


Рис. 13. Портреты ночного неба в линии $\lambda = 630$ нм при наклоне диаграммы направленности стенда к югу на 12° (слева) и 16° . В обоих случаях пятно ИОС расположено вблизи магнитного зенита, показанного на рисунках белым крестом (направлению луча зрения вдоль магнитного поля).

Одновременные измерения ИОС и полного электронного содержания ионосферы с помощью GPS сигналов при пролете ИСЗ над возмущенной областью показали, что генерация ИОС наиболее эффективно происходит в областях пониженной электронной концентрации [21].

Оптическое излучение в атмосферных линиях кислорода всегда имеет место в качестве фонового свечения неба, вызванного возбуждением атомов в ионно-молекулярных реакциях. В F2-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 $\text{O}(^1D)$ и с меньшей вероятностью в состояние $\text{O}(^1S)$. При нагреве ионосферы с ростом электронной температуры T_e коэффициент диссоциативной рекомбинации α_e уменьшается, что приводит к уменьшению концентрации возбужденных атомов, ответственных за генерацию свечения. Таким образом, имеет место конкурирующий эффект – подавление фонового свечения ионосферы. Пример регистрации подавления свечения в линии $\lambda = 630$ нм в эксперименте на стенде СУРА приведен на рис. 14. Результаты расчета динамики яркости фона свечения на основе системы уравнений (16) для концентрации ионов молекулярного кислорода $[\text{O}_2^+]$, атомов в состоянии $[\text{O}(^1D)]$ и электронной температуры T_e соответствуют данным эксперимента и позволяет уточнить значения коэффициентов фотохимических реакций.

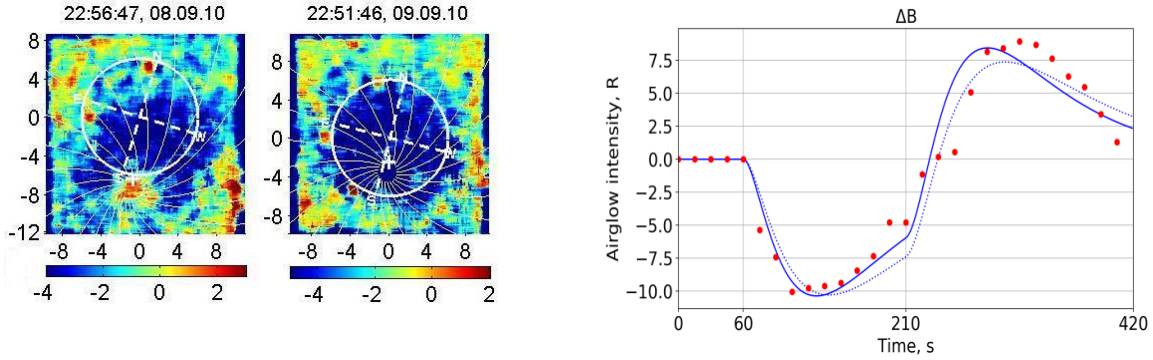


Рис.14 Слева: пример регистрации подавления фонового свечения в ночной ионосфере в линии $\lambda = 630$ нм. На левой панели одновременно с подавлением фона свечения в области магнитного зенита регистрируется ИОС. Справа: динамика подавления фона свечения. Точки – эксперимент (регистрация 1 раз в 30 с), сплошная линия – расчет на основе системы уравнений (15)

$$\begin{aligned}
 \frac{d[O_2^+]}{dt} &= k_1[O^+][O_2] - \alpha[O_2^+]N_e, \\
 \frac{d[O^1D]}{dt} &= \eta\alpha[O_2^+]N_e - \frac{1}{\tau_{\text{eff}}}[O^1D], \\
 \frac{\partial T_e}{\partial t} - D_T \frac{\partial^2 T_e}{\partial z^2} + \delta v_e(T_e - T_0) &= Q_T.
 \end{aligned} \tag{15}$$

Дополнительная ионизация ионосферной плазмы

При $\mathcal{E}^* > I_{O}, I_{N_2}$ превышении (потенциалов ионизации основных нейтральных компонент ионосферы атомарного кислорода $I_O = 13,6$ эВ и молекулярного азота $I_{N_2} = 15,6$ эВ) в области возбуждения плазменных волн волной накачки появляется источник ионизации, связанный с столкновениями ускоренных электронов с нейтральными частицами. На эксперименте дополнительная ионизация ионосферы была обнаружена с помощью многочастотного доплеровского зондирования возмущенной области в 80-е гг. XX века.

В экспериментах 2008-2011 гг. на стенде HAARP, после его вывода на максимальную мощность (на порядок выше мощности стенда СУРА) было обнаружено возникновение искусственных слоев ионизации, спускающихся вниз на расстояние до 40 км относительно исходного невозмущенного слоя. Образование такого слоя проиллюстрировано на рис. 15-17 по данным эксперимента, проведенного 28.03.2011 на стенде HAARP [22]. Диаграмма стенда была направлена в магнитный зенит. На рис. 15 оказаны спектрограммы ИРИ в течение 1 минуты квазинепрерывного излучения ВН для 6 последовательных циклов с 15:30 до 16:00 LT воздействия для частот f_0 , близких к $4f_{be} \approx 5750$ кГц. На рис. 16 приведена динамика интенсивности отражённых от ионосферы пробных волн в зависимости от действующих высот отражения. На рис. 17 приведены относительные интенсивности сигнала плазменной линии радара MUIR в зависимости от времени и дальности $l = z/\sin \alpha$ ($\alpha = 14^\circ$ – угол между вертикалью и магнитным полем) для сеансов 15:45:30–15:46:30 LT ($f_0 = 5820$ кГц) и 15:50:30–15:51:30 LT ($f_0 = 5850$ кГц). Черными линиями снизу отмечено время квазинепрерывного излучения стенда. Приблизительное время включения радара 15:45:55 LT.

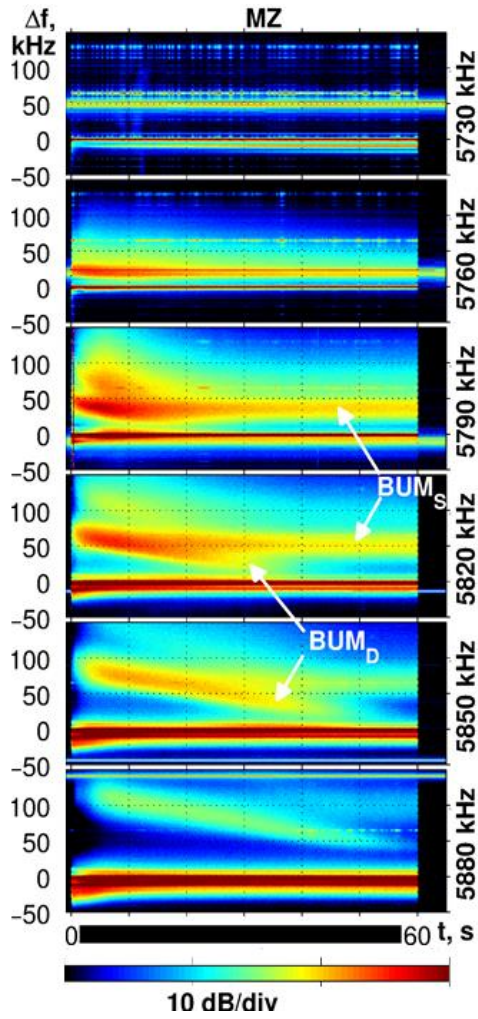


Рис. 15 Спектрограммы ИРИ. Частоты ВЧ указаны справа. Чёрный параллелепипед – время квазинепрерывного излучения ВЧ.

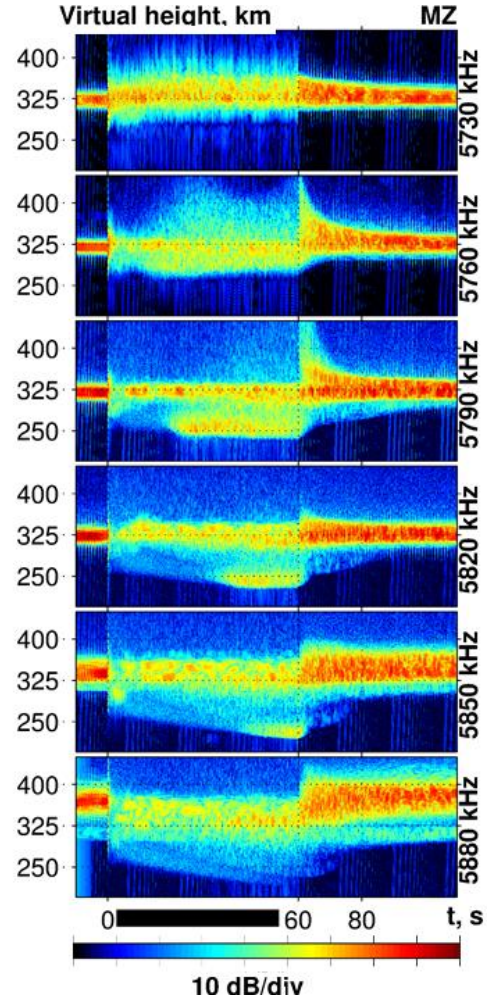


Рис. 16 Интенсивность отраженного пробных волн в зависимости от времени и действующей высоты. Чёрный параллелепипед – время квазинепрерывного излучения ВЧ.

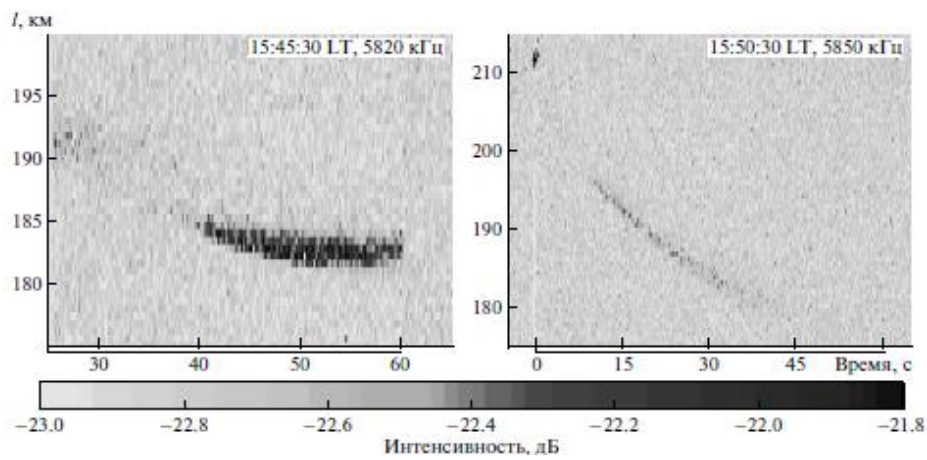


Рис.17 Пространственно-временной ход интенсивности сигнала плазменной линии радара MUIR на частотах 5820 и 5850 кГц

Из рисунков видно следующее. 1) Для $f_0 > 4f_{be}$ через 10–15 с после включения ВН компонента ВУМ разделяется на две: «традиционную» ВУМ_S с неизменной позицией в спектре, подчиняющуюся формуле (12) ВУМ_D, пик которой приближается к частоте ВН со скоростью $r_f = \left| \frac{d\Delta f_{\text{ВУМ}_D}}{dt} \right| \approx 1.2$ кГц/с. Через время τ интенсивность ВУМ_D существенно уменьшается, он перестает различаться на фоне шумов, а позиция его пика достигает значения $\Delta f_{\text{ВУМ}_D} \approx \delta f$ (см. 12). 2) Действующая высота отражения для переднего фронта диагностических импульсов снижается за время τ приблизительно на 100 км по сравнению со значениями, соответствующими невозмущенной ионосфере. После этого высота отражения стабилизируется, а интенсивность отраженного сигнала заметно возрастает. 3) Дальность до области генерации плазменной линии l уменьшается от значений, соответствующих высотам отражения ВН в невозмущенной ионосфере $h = l \sin \alpha \approx 210$ км, до значений, соответствующих высотам $h \approx 180$ (177) км для частот для $f_0 = 5820(5850)$ кГц. Спуск останавливается через время τ , после чего сигнал плазменной линии заметно усиливается для $f_0 = 5820$ кГц, а для $f_0 = 5850$ кГц, наоборот, пропадает. Все три эффекта: приближение ВУМ к волне накачки, снижение действующей высоты отражения и «высоты плазменной линии» происходят одновременно. Спускающийся слой искусственной ионизации возникает только при $f_0 > 4f_{be}$ при воздействии в магнитный зенит. «Остановка» слоя искусственной ионизации происходит при $f_0 \approx 4f_{be}$, или, согласно теоретическим представлениям, при $f_0 \approx 4f_{be}(h_d) \approx f_{uh}(h_d) = (f_{pe}^2 + f_{be}^2)^{1/2}$.

Заключение

В работе дано краткое описание явлений, происходящих в F-области ионосферы вблизи точки отражения мощной радиоволны O-поляризации, и физических механизмов их возникновения. К сожалению, малый объем работы не дал возможности изложить более или менее подробно содержание курса лекций для магистрантов и аспирантов радиофизического факультета Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского «Возмущение ионосферы мощными радиоволнами. В частности, не дано описание свойств пространственного спектра ММН, диагностики ИИТ с помощью измерений ИРИ при специальных временных режимах воздействия, в том числе вблизи электронных гирогармоник, модификации профиля электронной концентрации в ионосфере под действием мощной радиоволны и т.д. С результатами этих исследований можно ознакомиться в обзоре [15]. За пределами работы остались результаты исследований последних лет о связи свойств ИРИ и плазменной линии, полученный на стендах HAARP и Аресибо, о трехпозиционных измерениях структуры области ИОС, о фотометрических измерениях ИОС в синей и зелёной линиях, полученные в 2021-2024 гг.

Физическая картина процессов в возмущенной области ионосферы еще далека от завершения. Например, неясны физические причины эффектов при воздействии волной накачки X-поляризации с частотами вблизи критических и большой (≥ 500 МВт) мощностью, причины «приклеенности» области ввода энергии ВН в плазму к высоте кратного циклотронного резонанса, и др. Представляется весьма интересным, что за уже достаточно длинный период изучения ИИТ (порядка 50 лет) сообщения об обнаружении новых, неизвестных ранее, эффектов при возбуждении ИИТ появлялись приблизительно раз в 10 лет, что вызывало всплески нового интереса исследователей. По-видимому, это можно связать с «интерференцией» прогресса в технике (мощность воздействия, расширение возможностей радиоприемной и оптической аппаратуры) с циклами солнечной активности: наиболее интересные находки случались в периоды приближения к максимуму активности. Доказательством этому служит, в частности доклад [23] с результатами экспериментов 2023 и 2024 г.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №20-12-00197П.

Литература

1. Гинзбург, В.Л., А.В. Гуревич. 1960. Нелинейные явления в плазме, находящейся в переменном электромагнитном поле. УФН. 1960. Т. 70, № 2, стр. 202-246.
2. Гуревич, А.В., Шварцбург А.Б. 1973. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973. 272 с.
3. Гуревич, А. В., 2007. Нелинейные явления в ионосфере. Успехи физических наук. 2007. Т. 177, 11, стр. 1145–1177.
4. Митяков, Н.А., Грач С.М., Митяков С.Н. Возмущение ионосферы мощными радиоволнами. Итоги науки и техники. Серия: геомагнетизм и высокие слои атмосферы. [ред.] Н.П. Бенькова. М.: ВИНТИ, 1989. 138 с.
5. Фролов, В.Л. Искусственная турбулентность среднеширотной ионосферы. Нижний Новгород: Издательство Нижегородского университета, 2017. 468 с.
6. Ерухимов, Л.М. С. А. Метелев, Э.Е. Митякова Э.Е., Е. Н. Мясников, А. В. Рахлин, В.П. Урядов. 1979. Экспериментальные исследования искусственной ионосферной турбулентности. В кн. Тепловые нелинейные явления в плазме. Горький: ИПФ РАН, 1979, стр. 7-45.
7. Грач, С. М., Н. А. Митяков Н. А., В.О. Рапопорт, В. Ю. Трахтенгерц. 1984. Тепловая параметрическая неустойчивость в ионосферной плазме. В кн. Тепловые нелинейные явления в плазме. Горький: ИПФ РАН, 1979, стр. 46-80.
8. Stubbe, P. (1996) Review of ionospheric modification experiments at Tromso. J. of Atm. Terr. Phys. Vol. 58, PP. 349-368.
9. Frolov V. L., L. M. Erukhimov, S. A. Metelev E. N. Sergeev (1997). Temporal behaviour of artificial small-scale ionospheric irregularities: Review of experimental results, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, Vol. 59, No. 18, pp. 2317-2333.
10. Stubbe, P., T. Hagfors (1997). Surveys in Geophysics, Vol. 18, pp. 57-127.
11. Leyser T.B. (2001). Stimulated electromagnetic emissions by high-frequency electromagnetic pumping of the ionospheric plasma. Space Science Rev. Vol. 98, pp. 23–328.
12. Беликович, В. В., С.М. Грач, А.Н. Караштин, Д.С. Котик, Ю. В. Токарев. Стенд «Сура»: исследования атмосферы и космического пространства (обзор). Известия вузов. Радиофизика, 2007. Т. 50. С. 545-576.
13. Kosch M.J., T. Pedersen, M.T. Rietveld, B. Gustavsson, S.M. Grach, T. Hagfors (2007) Artificial optical emissions in the high-latitude thermosphere induced by powerful radio waves: An observational review. Advances in Space Research. Vol. 40. P. 365-376. www.elsevier.com/locate/asr
14. Djuth F.T. and D. F. DuBois (2015). Temporal Development of HF-Excited Langmuir and Ion Turbulence at Arecibo, Earth Moon Planets, DOI 10.1007/s11038-015-9458-x.
15. Грач С. М., Сергеев Е. Н., Мишин Е. В., Шиндин А.В. Динамические характеристики плазменной турбулентности ионосферы, инициированной воздействием мощного коротковолнового радиоизлучения. УФН. 2016 г., Т. 186, 11, стр. 1189–1228.
16. Streltsov A.V., J.-J. Berthelier, A.A. Chernyshov, V.L. Frolov, F. Honary, M.J. Kosch, R.P. McCoy, E.V. Mishin, M.T. Rietveld (2018). Past, Present and Future of Active Radio Frequency Experiments in Space. Space Science Reviews. Vol. 214, 8, DOI: 10.1007/s11214-018-0549-7, p. 118.
17. Mishin, E., B. Watkins, N. Lehtinen, B. Eliasson, T. Pedersen, S. Grach, (2016), Artificial ionospheric layers driven by high-frequency radiowaves: An assessment, J. Geophys. Res. Space Physics, 121, 3497–3524, doi:10.1002/2015JA021823.
18. Гинзбург В.Л. Электромагнитные волны в плазме. М. Наука. 1967. 684 с.

19. Thide, B., H. Kopka, and P. Stubbe, Observations of Stimulated Scattering of a Strong High-Frequency Radio Wave in the Ionosphere (1982) *Phys. Rev. Lett.*, 49, 1561-156.
20. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Грач С. М., Терина Г. И. Двойная трансформация волн при рассеянии на искусственных ионосферных неоднородностях //Тезисы докладов на XIII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. Горький. Ч. I. М.: Наука, 1981, С. 107-109.
21. Grach, S. M., Nasyrov, I. A., Kogogin, D. A., Shindin, A. V., Sergeev, E. N., & Razi Mousavi, S. A. (2018). Mutual allocation of the artificial airglow patches and large-scale irregularities in the HF-pumped ionosphere. *Geophysical Research Letters*, 45, 12,749–12,756. <https://doi.org/10.1029/2018GL080571>.
22. Sergeev, E., S. Grach, A. Shindin, E. Mishin, P. A. Bernhardt, S. Briczinski, B. Isham, M. Broughton, J. LaBelle, and B. Watkins (2013), Artificial ionospheric layers during pump frequency stepping near the 4th gyroharmonic at HAARP *Phys. Rev. Lett.*, 110, 065002.
23. Ткачев И.Д., А.Б. Белецкий, И.А. Насыров, С.М. Грач, А.В. Шиндин. Результаты фотометрических измерений искусственного оптического свечения ионосферы в линиях 557,7 нм и 391.4 нм на стенде СУРА. Всероссийские открытые армандовские чтения: Всероссийская открытая научная конференция [Электронный ресурс] «Современные проблемы дистанционного зондирования, радиолокации, распространения и дифракции волн» - Муром, 25.06-27.06. 2024.