

РЕАКЦИЯ ПРОФИЛЯ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ИОНОСФЕРЫ НА ВОЗДЕЙСТВИЕ МОЩНОГО КВ-РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

RESPONSE OF IONOSPHERIC ELECTRON DENSITY PROFILE TO THE ACTION OF POWERFUL HF RADIO-WAVE RADIATION

Ю.К. Легостаева

*Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия, julilegostaeva@gmail.com*

А.В. Шиндин

*Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия, shindin@rf.unn.ru*

С.М. Грач

*Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия, sgrach@rf.unn.ru*

Yu.K. Legostaeva

*N.I. Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,
Nizhny Novgorod, Russia, julilegostaeva@gmail.com*

A.V. Shindin

*N.I. Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,
Nizhny Novgorod, Russia, shindin@rf.unn.ru*

S.M. Grach

*N.I. Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,
Nizhny Novgorod, Russia, sgrach@rf.unn.ru*

Аннотация. На основе уравнений для электронной концентрации и температуры проведено моделирование динамики профиля электронной концентрации в ионосфере вследствие вытеснения плазмы из областей локализации плазменных волн, возникающих при воздействии мощного КВ-радиоизлучения, а именно из областей отражения и верхнегибридного резонанса. Причинами вытеснения плазмы являются увеличение газокинетического давления за счет омического нагрева электронов плазменными волнами и высокочастотное давление плазменных волн (стрикционное выдавливание). Установлено, что стрикционное выдавливание развивается более быстро и ответственно за формирование локальных областей пониженной концентрации вблизи высот плазменных резонансов, тогда как увеличение газокинетического давления ответственно за более медленное по времени, более протяженное и плавное по высоте образование области пониженной концентрации. Полученные результаты качественно близки к результатам эксперимента, проведенного на стенде НААРП в 2014 г.

Ключевые слова: ионосфера, нагрев электронов, мощное КВ-радиоизлучение, стрикционное выдавливание, модификация профиля.

ВВЕДЕНИЕ

В 80-х гг. XX в. в экспериментах по исследованию области ионосферы, возмущенной мощным КВ-радиоизлучением обыкновенной поляризации, на стенде «Сура» методом многочастотного доплеровского зондирования (МДЗ) было обнаружено вытеснение плазмы из области верхнегибридного резонанса (ВГР) мощной радиоволны (волны накачки — ВН), где $f_{pe}^2 = f_0^2 - f_{He}^2$, f_0 , f_{pe} , f_{He} — частота ВН, электронные плазменная и циклотронная частоты соответственно [Васьков и др., 1986]. Эти результаты явились прямым подтверждением теоретических представлений о важной роли процессов в области

Abstract. Using electron density and temperature equations, we have modeled the dynamics of the electron density profile in the ionosphere due to the expulsion of plasma from localization regions of plasma waves, pumped by high-power HF radio waves, i.e. wave reflection and upper hybrid resonance regions. Causes of the ionospheric plasma expulsion are an increase in the gas-kinetic pressure due to the ohm heating of electrons by plasma waves, and the high-frequency pressure of plasma waves (ponderomotive expulsion). We have established that the ponderomotive expulsion develops more rapidly and is responsible for the formation of local regions of plasma density depletion near plasma resonances, whereas the gas-kinetic pressure increase is responsible for the formation of lower-density region, which is slower in time and more extended and smoother in height. The results obtained qualitatively agree with the data from the experiment conducted at the HAARP facility in 2014.

Keywords: ionosphere, electron heating, powerful HF radiation, ponderomotive expulsion, profile modification.

ВГР в возбуждении искусственной турбулентности ионосферы [Vas'kov, Gurevich, 1976; Грач, Трахтенгерц, 1975; Grach et al., 1981]. Позднее в подобных экспериментах было обнаружено вытеснение плазмы из области отражения волны накачки, где $f_0 = f_{pe}$ [Березин и др., 1991], возникавшее ранее, чем вытеснение из области ВГР. Такое вытеснение было более слабым и исчезало (либо заметно ослаблялось) после развития процессов в области ВГР. Последнее говорит о том, что вытеснение плазмы из области отражения ВН связано с быстрым (за доли секунды) возбуждением плазменных (ленгмюровских) волн в результате развития стрикционной параметрической неустойчивости на начальной стадии

воздействия. Более медленные процессы в области ВГР (тепловая параметрическая и резонансная неустойчивости), приводящие к возникновению мелкомасштабных неоднородностей, вытянутых вдоль магнитного поля, и верхнегибридных волн, экранируют точку отражения, и ввод энергии накачки в плазму осуществляется в области ВГР.

Эффект вытеснения плазмы из областей отражения и ВГР ВН наблюдается при достаточно высоких эффективных мощностях ВН: 150–250 МВт при различных f_0 на стенде «Сура» [Васьков и др., 1986; Березин и др., 1991; Grach et al., 1997], 280 МВт на стенде EISCAT/heating (Тромсе, Норвегия) [Lobachevsky et al., 1992], 400 МВт на стенде HAARP (Аляска США) [Shindin et al., 2021]. При малых мощностях ВН эффекты вытеснения не наблюдаются, несмотря на эффективное возбуждение искусственной турбулентности в областях отражения и ВГР ВН. Кроме того, при близости частоты ВН к гармоникам электронной циклотронной частоты ($f_0 \approx n f_{He}$) заметно ослабляется и замедляется развитие возмущений в области ВГР. При этом вытеснение плазмы из области отражения наблюдается более продолжительное время [Lobachevsky et al., 1992] и характер модификации профиля существенно меняется [Shindin et al., 2021].

Метод многочастотного доплеровского зондирования ионосферы заключается в использовании набора пробных радиоволн с различными частотами. Анализ фазовых характеристик отраженных от возмущенной области пробных сигналов позволяет восстановить высотный профиль электронной концентрации $N_e(z)$ и, следовательно, относительное изменение электронной концентрации

$$\frac{\Delta N_e}{N_0} = \frac{N_e - N_0}{N_0}.$$

Высотное разрешение восстановленного профиля напрямую зависит от сдвига частоты между «соседними» пробными волнами, а диапазон частот пробных волн определяет диапазон высот в восстановленном профиле. В первых МДЗ-экспериментах [Васьков и др., 1986; Lobachevsky et al., 1992; Grach et al., 1997; Березин и др., 1991] их количество не превышало восьми, в отдельных случаях равнялось двенадцати. С 2006 г. применяется модифицированный метод МДЗ [Сергеев и др., 2007], позволяющий значительно повысить высотное разрешение восстановленного профиля, а также проследить его динамику. Это достигается за счет специальных комбинированных режимов излучения нагревного стенда, используемых как для модификации ионосферы, так и для ее зондирования [Сергеев и др., 2007; Грач и др., 2016]. Зондирующее излучение в этом случае представляет собой последовательность коротких (длительностью 20–200 мкс) радиоимпульсов. Регистрация отраженного от ионосферы радиоимпульса с помощью современных широкополосных приемников позволяет выделить на фоне шумов эфира спектральные составляющие в полосе частот до 1 МГц, которые играют роль пробных волн. Применение регуляризирующих алгоритмов позволяет при решении обратной задачи корректно учитывать влияние геомагнитного поля. В итоге метод позволяет достичь следующих показателей восста-

новленного профиля $N_e(z, t)$: высотное разрешение ~50 м, диапазон высот ~30 км, временное разрешение ~100–200 мс. Эксперименты, проведенные на стенде «Сура» по новой методике, подтвердили результаты более ранних экспериментов: начальное вытеснение плазмы из области отражения, последующую экранировку области отражения и более медленное развитие (вместе с ВГР-турбулентностью) вытеснения плазмы из области ВГР [Shindin et al., 2012].

Теоретическое рассмотрение эффектов вытеснения и, соответственно, модификации профиля электронной концентрации в ионосфере было проведено в работах [Васьков, Димант, 1989; Грач и др., 1989; Димант, 1989]. Эти эффекты могут быть связаны как со стрикционным (усредненным высокочастотным) давлением плазменных волн, так и с увеличением газокINETического давления плазмы вследствие нагрева электронов плазменными волнами. В работе [Грач и др., 1998] было показано, что в эксперименте на стенде «Сура» к концу минутных циклов воздействия преобладал эффект выдавливания за счет увеличения газокINETического давления. Плазменные волны, в свою очередь, возникали на высотах плазменных резонансов (областей отражения и ВГР) вследствие возбуждения параметрических неустойчивостей при воздействии мощной радиоволны на ионосферу.

В 2014 г. серия экспериментов по исследованию модификации профиля электронной концентрации в ионосфере с помощью многочастотного доплеровского зондирования по методике, разработанной на стенде «Сура», была проведена на нагревном стенде HAARP (Аляска, США), мощность которого приблизительно в 10 раз превышает мощность стенда «Сура» [Sergeev et al., 2016; Shindin et al., 2021]. Было обнаружено, что в ряде сеансов в течение всего времени воздействия (>40 с) сохранялись обе области вытеснения: вблизи точки отражения и вблизи высоты ВГР.

Цель настоящей работы — установление механизма формирования под действием мощной КВ-радиоволны модифицированного профиля электронной концентрации в ионосфере, наблюдавшегося при эксперименте [Shindin et al., 2021] на стенде HAARP. Ниже, в разделе 1, кратко изложены результаты эксперимента на стенде HAARP (приведены высотные зависимости $\Delta N_e/N_0$ в одном из сеансов воздействия в различные моменты времени после включения ВН). В разделе 2 сформулирована система уравнений, включающая уравнение теплопроводности электронов, учитывающее источник нагрева плазменными волнами, и уравнение амбиполярной диффузии с учетом электронной термодиффузии и стрикционного давления. В разделе 3 приведены результаты расчетов в рамках сформулированной системы для параметров, обеспечивающих наиболее близкое подобие данным эксперимента. В разделе 4 приводится краткое обсуждение результатов.

1. ДАННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

В 2014 г. на нагревном стенде HAARP была проведена серия экспериментов по исследованию мо-

дификации профиля электронной концентрации в ионосфере по методике, разработанной на стенде «Сура». Эффективная мощность излучения ВН составляла 400 МВт, что заметно выше мощности стенда «Сура». Полученная в одном из сеансов эксперимента зависимость электронной концентрации $\frac{\Delta N_e(z, t)}{N_0} = \frac{N_e(z, t) - N_0}{N_0}$, где z — высота; t — время после включения ВН, приведена на рис. 1, заимствованном из [Shindin et al., 2021]. Включение волны накачки происходило в момент $t=0$, а выключение — в момент $t=45$ с. Частота ВН f_0 составляла 5540 кГц, истинная высота отражения ВН $z_r=237$ км, истинная высота ВГР $z_{uh}=230$ км. Заметим, что в этом сеансе частота ВН была достаточно далека от кратного циклотронного резонанса: $f_0 - 4f_{He} \sim -150$ кГц.

На рис. 1 показана относительная величина вытесненной плазмы в разные моменты времени, z_r и z_{uh} — начальные высоты точки отражения и ВГР соответственно. Видно, что развитие областей пониженной электронной концентрации происходит как вблизи высоты точки отражения z_r , где $f_0 = f_{pe}$, так и вблизи высоты ВГР ($z = z_{uh}$), где $f_{pe}^2 = f_0^2 - f_{He}^2$. С увеличением времени воздействия t электронная концентрация более медленно уменьшается между этими высотами, и эта тенденция сохраняется в течение всего времени воздействия (45 с).

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

При падении на ионосферу мощной радиоволны обыкновенной поляризации (волны накачки) в направлении, близком к вертикальному, в области плазменных резонансов возбуждаются плазменные волны. Согласно современным представлениям (см., например, [Грач и др., 2016]), существуют две области эффективного вклада энергии ВН в ионосферную плазму: первая вблизи точки отражения ВН ($f_0 = f_{pe}$,

$z = z_r$), где наиболее быстро (за несколько миллисекунд) развивается стрикционная параметрическая неустойчивость, и вторая вблизи высоты ВГР ВН ($f_0^2 = f_{pe}^2 + f_{He}^2$, $z = z_{uh}$), где более медленно (в течение нескольких секунд) возбуждается тепловая параметрическая неустойчивость. В результате стрикционной параметрической неустойчивости возбуждаются ленгмюровские волны, в результате тепловой параметрической — верхнегибридные волны и вытянутые вдоль геомагнитного поля мелкомасштабные неоднородности плотности плазмы. Плазменные волны в области отражения и ВГР обладают малой групповой скоростью, они эффективно накапливаются и диссипируют практически локально в области возбуждения. Резко неоднородное по высоте накопление плазменных волн должно приводить к интенсивному выталкиванию электронов из резонансной области за счет действия стрикционной силы (силы Миллера) [Димант, 1989; Грач и др., 1989; Васьков, Димант, 1989]. Кроме того, столкновительная диссипация плазменных волн приводит к дополнительному разогреву электронов, что также ведет к выдавливанию плазмы из области резонансов вследствие увеличения газокINETического давления [Гуревич, Шварцбург, 1973; Димант, 1989].

В условиях экспериментов на стендах EISCAT/heating, «Сура» и HAARP геомагнитное поле почти вертикально ($\theta = \angle z \mathbf{B} = 12^\circ, 18.5^\circ$ и 14° соответственно), кроме того, диаграммы направлений стенов достаточно широки (горизонтальный размер возмущенной области на высотах ~ 230 км составляет ~ 50 км). Поскольку перенос ионосферной плазмы в поперечном геомагнитному полю \mathbf{B} направлении оказывается существенно замедленным, можно считать, что вытеснение плазмы из областей вклада энергии ВН осуществляется вдоль магнитного поля.

На достаточно больших временах ($t > 1/v_i$, v_i — частота ионных столкновений) и больших масштабах ($\Delta z > l_e$ — длины свободного пробега электронов) движение плазмы в этом направлении описывается уравнением [Гуревич, Шварцбург, 1973]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta N}{\partial t} - D_a \cos^2 \theta \frac{\partial^2 \Delta N}{\partial z^2} + \frac{\Delta N}{\tau_N} = \\ = \frac{m_e}{m_i} \frac{N_0}{v_i} \cos^2 \theta \frac{\partial^2 \Phi_e}{\partial z^2} + D_{Tea} \cos^2 \theta \frac{N_0}{T_0} \frac{\partial^2 T_e}{\partial z^2}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\Delta N = N - N_0$ — возмущение плотности плазмы; N_0 — начальное (равновесное) значение плотности;

$D_a = \frac{T_e + T_i}{m_i v_i}$ — коэффициент амбиполярной диффузии плазмы; $\tau_N = (\alpha N_e)^{-1}$ — время жизни электрона;

$D_{Tea} = k_T D_a$ — коэффициент амбиполярной термодиффузии; k_T — термодиффузионное отношение, в используемой элементарной теории $k_T = 1$; m_e , m_i , T_e , T_i — массы и температуры (в энергетических единицах) электронов и ионов; v_i — частота ионных столкновений; θ — угол между вертикалью и геомагнитным полем (температура и концентрация перераспределяются вдоль магнитного поля). В условиях экспериментов на стенде HAARP $\theta \approx 76^\circ$, соответственно, $\cos^2 \theta = 0.94 \sim 1$. Первый член в правой

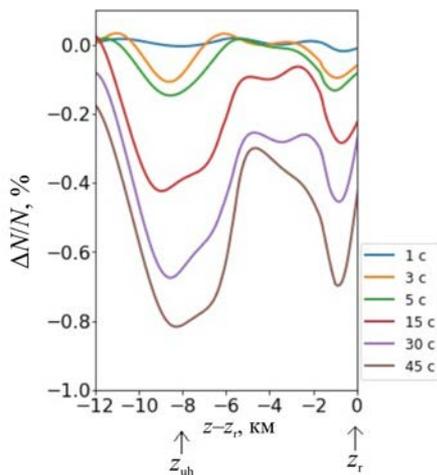


Рис. 1. Относительные вариации электронной концентрации $\Delta N_e/N_0 = [N_e(t) - N_e(0)]/N_e(0)$ в зависимости от высоты при 1, 3, 5, 15, 30, 40 с нагрева. Частота ВН $f_0 = 5540$ кГц, $z - z_r = 0$ соответствует положению точки отражения z_r . Стрелками показаны высоты точки отражения z_r и верхнегибридного резонанса z_{uh}

части уравнения (1) связан со стрикционным выдавливанием плазмы. Здесь Φ — усредненный высокочастотный потенциал (соответственно, сила Миллера равна $-\nabla\Phi$ [Гапонов, Миллер, 1958; Питаевский, 1960]):

$$\Phi = \frac{e^2 |\mathbf{E}|^2}{4m\omega^2} \approx \frac{W(z)}{2N_0 m_e}, \quad (2)$$

где e — заряд электрона; $|\mathbf{E}|^2$ — интегральная интенсивность высокочастотного электрического поля; W — интегральная (по частотам ω и волновым векторам \mathbf{k}) плотность энергии плазменных волн: $W = \frac{1}{8\pi} \int E_{\omega, \mathbf{k}}^2 d\mathbf{k} d\omega$. Плотность энергии ВН в области возбуждения плазменных волн мала по сравнению с W , и ею можно пренебречь. Второй член в правой части уравнения (1) связан с термодиффузией — перераспределением электронов вследствие изменения электронной температуры и, следовательно, газокинетического давления. Поведение температуры электронов при воздействии ВН описывается уравнением теплопроводности с постоянными коэффициентами в области источника нагрева:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} - D_T \cos^2 \theta \frac{\partial^2 T_e}{\partial z^2} + \delta v_e (T_e - T_0) = Q_T, \quad (3)$$

где $D_T = \frac{T_e}{m_e v_e} = v_e l_e^2$, $l_e = \frac{1}{v_e} \sqrt{\frac{T_e}{m_e}}$ — длина свободного пробега электронов; v_e — частота электронных столкновений; δ — доля энергии, теряемая электроном при соударении с тяжелой частицей (ионом, нейтральном атомом или молекулой); $Q_T(z, t)$ — источник, характеризующий омический нагрев электронов высокочастотным электрическим полем (преимущественно плазменными волнами):

$$Q_T = \frac{2\sigma |\mathbf{E}|^2}{3N_0} \approx \frac{4W(z) v_e}{3N_0 8\pi}, \quad (4)$$

σ — антиэрмитова часть электронной проводимости.

Обратимся теперь к пространственно-временной структуре источников $\Phi(z, t)$ и $Q_T(z, t)$. Область существования плазменных волн в формулах (2) и (4) характеризуется параметром Δz — размером источника нагрева по высоте. Согласно теоретическим моделям [Грач и др., 2016], плазменные волны сосредоточены в достаточно узких областях ввода энергии ВН в ионосферную плазму ($\Delta z \sim 0.5$ км), т. е. вблизи областей отражения $z = z_r$ и верхнегибридного резонанса $z = z_{uh}$. Наиболее быстро (за несколько миллисекунд) развивается стрикционная параметрическая неустойчивость вблизи области отражения, тогда как вблизи области ВГР тепловая параметрическая неустойчивость возбуждается более медленно, и плазменные волны развиваются в течение нескольких секунд (за 2–3 с) [Sergeev et al., 2016].

Для моделирования развития возмущений профиля электронной концентрации $\Delta N_e(z)$ пространственное распределение источников $\Phi(z, t)$ и $Q_T(z, t)$ представим в гауссовой форме:

$$W(z) \propto e^{-\frac{(z-z_{uh})^2}{2\Delta z^2}} + \left(\frac{z_{uh}}{z_r}\right)^2 e^{-\frac{(z-z_r)^2}{2\Delta z^2}}, \quad (5)$$

причем высотный размер источников возьмем одинаковым. Смысл множителя $\left(\frac{z_{uh}}{z_r}\right)^2$ будет пояснен несколько ниже. Будем считать, что плазменные волны в области отражения включаются мгновенно, в нулевую секунду непосредственно после включения ВН, а в области ВГР — через 2–3 с. Поскольку время развития тепловой и стрикционной параметрических неустойчивостей мало по сравнению со временем перераспределения температуры и концентрации электронов (см. уравнения (1), (3)), будем считать, что в области отражения происходит мгновенное возбуждение плазменных волн в момент $t=0$, а в области ВГР — с задержкой.

Будем считать величину $W(z)$ пропорциональной интенсивности волны накачки на соответствующих высотах:

$$W(z) = \frac{\epsilon E_0^2(z)}{8\pi}, \quad (6)$$

где $\epsilon \gg 1$ — коэффициент пропорциональности, характеризующий увеличение интенсивности реального источника, связанного с плазменными волнами, по сравнению со случаем, когда источником является только ВН. Кроме того, величина ϵ может отличаться для источников, связанных со стрикционной (в точке отражения) и тепловой параметрическими неустойчивостями. На основе как теоретических моделей, так и данных эксперимента Δz и ϵ можно оценить весьма грубо, поэтому в ходе моделирования значения Δz и ϵ должны варьироваться для достижения приемлемого согласия с данными эксперимента.

Заметим, что в экспериментах, где осуществляется нагрев необыкновенной волной, возбуждения плазменных волн не происходит. В этом случае расчет температуры надо проводить с учетом распределения электрического поля волны накачки по всей области ее распространения. Здесь же (для случая нагрева обыкновенной волной) мы ограничиваемся конечным размером области генерации плазменных волн.

Величину амплитуды электрического поля волны накачки E_0 можно вычислить по формуле [Гуревич, Шварцбург, 1973]

$$E_0(z) [\text{В/М}] = 9.5 \frac{\sqrt{P_0} [\text{Вт}]}{z [\text{М}]}, \quad (7)$$

где P_0 — эффективная мощность волны накачки, излучаемой с поверхности Земли. Поэтому в формуле (5) присутствует множитель $\left(\frac{z_{uh}}{z_r}\right)^2$, связанный со сферической расходимостью ВН (знаменатель z в формуле (7)).

Аномальное поглощение ВН в области ВГР, связанное с рассеянием ВН в плазменные (ВГ) волны на вытянутых вдоль магнитного поля мелкомасштабных неоднородностях, может приводить, как

уже указывалось, к экранировке области отражения и, соответственно, к подавлению стрикционной параметрической неустойчивости и заметному уменьшению глубины области вытеснения в точке отражения. Такая ситуация имела место в экспериментах как на стенде «Сура» [Shindin et al., 2012], так и на стенде HAARP в сеансе при $f_0=5500$ МГц, проведенном на несколько минут позднее, чем описанный в разделе 1. Это должно приводить к зависимости $\epsilon(t)$ при развитии верхнегибридной турбулентности. Однако в дальнейшем для простоты при моделировании мы не будем учитывать эффект аномального ослабления и возьмем ϵ одинаковым для областей отражения и ВГР. Далее, наряду с вытеснением плазмы из областей ввода энергии ВН, существуют конкурирующие процессы, приводящие, наоборот, к увеличению электронной концентрации в области ввода энергии ВН. Это нарушение ионизационно-рекомбинационного баланса вследствие зависимости коэффициента рекомбинации от температуры [Гуревич, Шварцбург, 1973; Бенедиктов и др., 1980; Бойко и др., 1985], а также дополнительная ионизация нейтральной компоненты ионосферы электронами, ускоренными плазменными волнами [Васьков и др., 1981; Грач и др., 1998], вплоть до образования отражающих слоев [Bernhardt et al., 2016; Carlson, Jensen, 2014; Mishin et al., 2016; Pedersen et al., 2010; Pedersen et al., 2011; Sergeev et al., 2013]. Эти процессы, однако, не обладают столь ярко выраженной пространственной структурой, как вытеснение плазмы, представленное на рис. 1. В эксперименте [Shindin et al., 2021] наблюдалось увеличение концентрации в силу нарушения ионизационно-рекомбинационного баланса и на его фоне — вытеснение плазмы. При этом не отмечалось образования дополнительных слоев, поскольку, во-первых, мощность ВН была недостаточна и, во-вторых, использовалось вертикальное воздействие, а слои эффективно образуются при воздействии в магнитный зенит.

Существование двух областей вытеснения плазмы позволяет с помощью моделирования в рамках уравнений (1) и (3) исследовать конкуренцию двух эффектов: вытеснения плазмы за счет увеличения газокинетического давления вследствие нагрева электронов (правая часть уравнения (3) Q_T и второй член в правой части уравнения (1)) и стрикционного выдавливания плазмы (первый член в правой части уравнения (1)).

Для того чтобы понять, какой из механизмов формирования областей пониженной концентрации ионосферной плазмы преобладает, мы провели модельные расчеты в рамках уравнений (1) и (3), взяв источник в случае (2), (4) и (5). Для расчетов были взяты следующие параметры: $N_0=3.7 \cdot 10^5$ см⁻³, $\tau_N=30$ с, $T_0=2.07 \cdot 10^{-13}$ эрг (что соответствует $T_0=1500$ К) — начальное значение температуры электронов, $v_1=1$ с⁻¹, $P_0=175$ МВт, $l_e=500$ м, $v_e=300$ с⁻¹, $\delta=10^{-4}$.

Для решения уравнений амбиполярной диффузии и теплопроводности использовался метод конечных разностей. Суть метода конечных разностей состоит в замене исходной (непрерывной) задачи

математической физики ее дискретным аналогом (разностной схемой). Область непрерывного изменения аргументов заменяется конечным, или счетным набором точек, называемых узлами. Совокупность всех узлов называют сеткой. Вместо функций непрерывных аргументов рассматриваются так называемые сеточные функции, определенные на сетке (в сеточной области). Уравнения и условия, входящие в описание задачи математической физики, заменяются их дискретными аналогами. В результате получается сеточная (разностная) схема. Для решения эллиптической задачи методом конечных разностей для расчетной области строится сетка, затем выбирается разностная схема и для каждого узла сетки записывается разностное уравнение (аналог исходного уравнения, но с использованием разностной схемы), затем производится учет краевых условий. Строится система линейных алгебраических уравнений, решая которую, получают приближенные значения в узлах. Решение задач методом конечных разностей представляет собой итерационный процесс — на каждой итерации мы находим решение на новом временном слое.

Отметим в заключение раздела, что стрикционное выдавливание и омический нагрев в случае источника, расположенного в области ВГР, при стационарном (длительном) воздействии рассматривались в работе [Димант, 1989]. При этом было показано, что для формирования области пониженной концентрации более существенным оказывается источник нагрева $Q_T(z, t)$. Этот результат был подтвержден оценками, сделанными на основе данных эксперимента, приведенных в работе [Грач и др., 1998].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 2–4 приведены результаты моделирования в рамках (1), (3) для параметров $\Delta z=600$ м и $\epsilon=6$, при которых соответствие расчетных результатов данным эксперимента представляется наилучшим. При этом полуширина области существования плазменных волн Δz выбиралась на основе существующих теоретических представлений о возбуждении плазменных волн в ионосферных экспериментах в областях отражения [Eliasson, 2013] и верхнего гибридного резонанса [Грач et al., 1981; Грач и др., 2016] и варьировалась при моделировании в небольших пределах (~20–25 %), а величина ϵ подбиралась исходя из наилучшего соответствия между результатами расчетов и данными эксперимента (в первую очередь речь идет о максимальных глубинах полостей электронной концентрации $\Delta N_e/N_0$ при $z \sim z_r$ и $z \sim z_{uh}$).

На рис. 2 приведено распределение возмущений температуры электронов $\frac{\Delta T_e}{T_0} = \frac{T_e - T_0}{T_0}$ по высоте на 1, 3, 5, 15, 30, 40 с нагрева. Положение источников приблизительно соответствует высотам отражения и ВГР на рис. 1. Видно, что после включения источника в области ВГР температура электронов быстро выравнивается в интервале между высотами

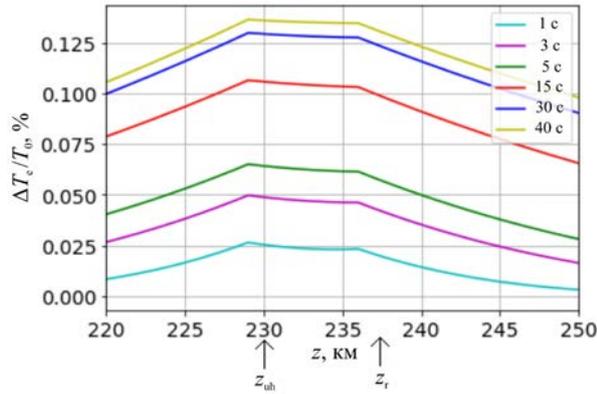


Рис. 2. Зависимость относительного увеличения температуры электронов от высоты в различные моменты времени после включения ВН

отражения z_r и ВГР z_{uh} — областями ввода энергии ВН в ионосферную плазму. При этом второй член в правой части уравнения (1), отвечающий за вытеснение плазмы вследствие увеличения газокинетического давления из-за нагрева электронов (термодиффузионный источник), слабо зависит от z при $z_{uh} \lesssim z \lesssim z_r$.

На рис. 3 для тех же моментов времени, что и на рис. 2, показано относительное возмущение концентрации в зависимости от высоты $\frac{\Delta N_e}{N_0}(z, t) = \frac{N_e - N_0}{N_0}$ с учетом только термодиффузионного источника. Видно, что вследствие выравнивания температуры тепловое выдавливание приводит к образованию единой полости электронной концентрации в области высот $z_{uh} \lesssim z \lesssim z_r$. Появления двух пространственно разнесенных областей на $z \sim z_r$ и на $z \sim z_{uh}$ не наблюдается.

На рис. 4 показана зависимость

$$\frac{\Delta N_e}{N_0}(z, t) = \frac{N_e - N_0}{N_0}$$

для случая учета двух источников — стрикционного и термодиффузионного — при тех же параметрах плазмы, что и на рис. 2, 3. Видно, что поведение $\Delta N_e/N_0$ на этом рисунке качественно соответствует наблюдаемой в эксперименте (см. рис. 1) модификации профиля электронной концентрации. Сначала развивается полость вблизи точки отражения, затем, после включения тепловой параметрической неустойчивости, в области ВГР возникает другая полость. Эти полости обусловлены стрикционным выдавливанием плазмы из областей ввода энергии ВН вблизи z_r и z_{uh} . В дальнейшем эти две изолированных полости развиваются параллельно. Вместе с ними, но более медленно развивается более протяженная и мелкая полость электронной концентрации, связанная с нагревом электронов.

Таким образом, можно сделать вывод, что при формировании в области плазменных резонансов областей пониженной концентрации, независимо от того, две их или одна, должны играть роль оба эффекта — газокинетическое (термодиффузионное) выдавливание плазмы вследствие нагрева электронов и стрикционное выдавливание плазмы. При этом за локальное расположение отмеченных в экспери-

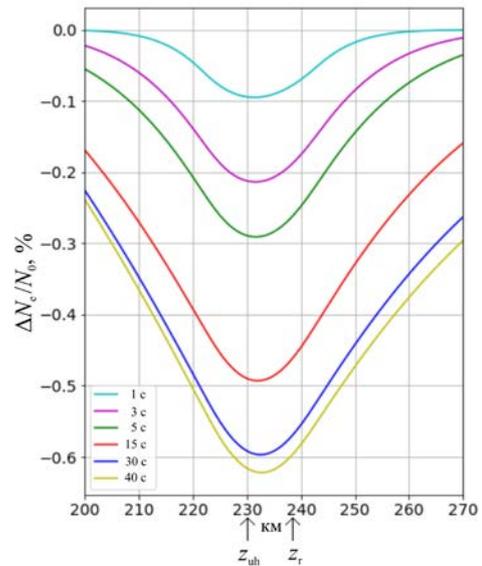


Рис. 3. Относительное изменение электронной концентрации $\Delta N_e/N_0$ на высотах плазменных резонансов 230 км (ВГР) и 237 км (высота отражения). Учитывается только изменение газокинетического давления (т. е. термодиффузионный источник, описываемый вторым членом в уравнении (1)). Линии соответствуют динамике концентрации электронов на 1, 3, 5, 15, 30 и 40 с после включения волны накачки

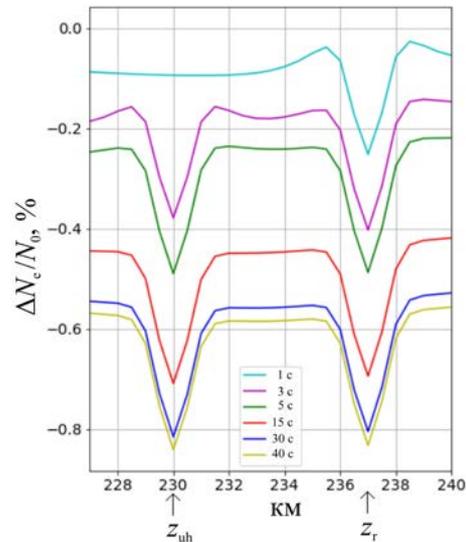


Рис. 4. То же, что на рис. 3, в случае учета как нагрева электронов (второй член в уравнении (1)), так и стрикционного выдавливания плазмы (первый член в уравнении (1))

ментах областей пониженной концентрации вблизи высот плазменных резонансов отвечает именно стрикционное выдавливание. Полная глубина полостей определяется суммарным эффектом теплового и стрикционного выдавливания. Отметим, что этот вывод не зависит от конкретных значений Δz и ϵ , используемых при моделировании и типичных для условий эксперимента.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Целью настоящей работы было установление механизма формирования в ионосфере под действием мощной КВ-радиоволны модифицированного профиля электронной концентрации, наблюдавшегося в эксперименте на стенде HAARP [Shindin et al.,

2021]. Используемая модель высотного распределения плотности энергии плазменных волн, возбуждаемых при воздействии, по ряду параметров отличается от распределения, реально существующего в эксперименте. Во-первых, взято практически одинаковое распределение $W(z)$ при $z \sim z_r$ и $z \sim z_{uh}$. На самом деле ширины областей Δz , занятых плазменными волнами, сама форма зависимости $W(z)$, интенсивность плазменных волн в каждом конкретном сеансе воздействия неизвестны. Теоретические расчеты [Eliasson, 2013; Грач и др., 2016] также не дают полного ответа на этот вопрос. В большинстве экспериментов, особенно когда частота мощной волны не приближалась к частотам кратных гирорезонансов, отмечалось уменьшение либо полное пропавание выдавливания плазмы из области $z \sim z_r$, связанное с отбором энергии ВН (экранировкой области отражения) на высотах $z \sim z_{uh}$ вследствие эффекта аномального ослабления. Такой эффект наблюдался в экспериментах на стендах «Сура» и HAARP, причем в последнем случае частота ВН была $f_0 = 5500$ кГц [Shindin et al., 2012; Sergeev et al., 2016]. Существование двух изолированных областей вытеснения наиболее четко наблюдалось при $4f_{He} > f_0 \geq 5540$ кГц. Более подробно динамика развития областей уменьшенной электронной концентрации после включения ВН описана в [Shindin et al., 2021]. Интерпретация появления двух изолированных полостей в диапазоне частот ВН $f_0 \lesssim 4f_{He}$ не входит в цели настоящей работы и требует рассмотрения более совершенных и подробных моделей развития искусственной ионосферной турбулентности.

Тем не менее на основе моделирования формирования профиля электронной концентрации при вводе энергии ВН в ионосферную плазму в областях $z \sim z_r$ и $z \sim z_{uh}$ на основе уравнений (1) и (3) удалось установить, что при учете как теплового, так и стрикционного выдавливания плазмы из областей ввода энергии ВН имеется качественное согласие результатов моделирования с данными эксперимента: сначала возникают локальные полости электронной концентрации вблизи областей ввода энергии волны накачки в плазму при $z \sim z_r$ и $z \sim z_{uh}$ за счет стрикционного выдавливания плазмы, позднее развивается более протяженная полость электронной концентрации, связанная с нагревом электронов. Поэтому можно считать установленным, что определяющую роль в наличии двух областей пониженной электронной концентрации плазмы играет стрикционное выдавливание плазмы из областей плазменных резонансов. Полное уменьшение плотности плазмы в областях плазменных резонансов определяется суммарным эффектом теплового и стрикционного выдавливания.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 20-12-000197 (построение теоретической модели, анализ полученных результатов) и № 21-72-10131 (численное решение уравнений (1), (3)).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Бенедиктов Е.А., Гетманцев Г.Г., Зюзин В.А., Игнатев Ю.А. Нагрев E-области ионосферы мощным коротковолновым радиоизлучением. *Геомагнетизм и аэронавигация*. 1980. Т. 20, № 5. С. 955–956.

Березин И.В., Белянский В.Б., Будько Н.И. и др. Диагностика процесса возбуждения плазменных колебаний полем мощной радиоволны. *Геомагнетизм и аэронавигация*. 1991. Т. 31, № 5. С. 874–880.

Бойко Г.Н., Васьяков В.В., Голян С.Ф. и др. Исследование дефокусировки радиоволн при воздействии мощного радиоизлучения. *Изв. вузов. Радиофизика*. 1985. Т. 28, № 8. С. 960–970.

Васьяков В.В., Димант Я.С. Влияние деформации нормального профиля ионосферной плазмы на аномальное поглощение мощной радиоволны в резонансной области. *Геомагнетизм и аэронавигация*. 1989. Т. 29. С. 373–377.

Васьяков В.В., Голян С.Ф., Груздев Ю.В. и др. Стимулированная ионизация верхней ионосферы при взаимодействии мощной радиоволны. *Письма в ЖЭТФ*. 1981. Т. 34, № 11. С. 582–585.

Васьяков В.В., Голян С.Ф., Гуревич А.В. и др. Возбуждение верхнегибридного резонанса в ионосферной плазме полем мощной радиоволны. *Письма в ЖЭТФ*. 1986. Т. 43, № 11. С. 512–515.

Гапонов А.В., Миллер М.А. О потенциальных ямах для заряженных частиц в высокочастотных полях. *Письма в ЖЭТФ*. 1958. Т. 34, № 2. С. 242–243.

Грач С.М., Трахтенгерц В.Ю. О параметрическом возбуждении ионосферных неоднородностей, вытянутых вдоль магнитного поля. *Известия вузов. Радиофизика*. 1975. Т. 18. С. 1288–1296.

Грач С.М., Митяков Н.А., Шварц М.М. Скачок плотности плазмы на развитой стадии тепловой параметрической неустойчивости. *Геомагнетизм и аэронавигация*. 1989. Т. 29, № 4. С. 590–596.

Грач С.М., Комраков Г.П., Шварц М.М., Юрищев М.А. О зависимости аномального ослабления пробных волн от частоты при воздействии мощным радиоизлучением на ионосферу. *Изв. вузов. Радиофизика*. 1998. Т. 41. С. 678–966.

Грач С.М., Сергеев Е.Н., Мишин Е.В., Шиндин А.В. Динамические характеристики плазменной турбулентности ионосферы, инициированной воздействием мощного коротковолнового радиоизлучения. *УФН*. 2016. Т. 186, № 11. С. 1189–1228. DOI: [10.3367/UFN.2016.07.037868](https://doi.org/10.3367/UFN.2016.07.037868).

Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. *Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере*. М.: Наука, 1973. 272 с.

Димант Я.С. Тепловые и стрикционные возмущения плотности ионосферной плазмы в области резонанса мощной радиоволны. *Взаимодействие высокочастотных волн с ионосферой*. М.: ИЗМИРАН, 1989. С. 19–39.

Питаевский Л.П. Электрические силы в прозрачной среде с дисперсией. *Письма в ЖЭТФ*. 1960. Т. 39. С. 1450–1458.

Сергеев Е.Н., Грач С.М., Котов П.В. и др. Диагностика возмущенной области ионосферы с помощью широкополосного радиоизлучения. *Известия вузов. Радиофизика*. 2007. Т. 50. С. 649–668.

Bernhardt P.A., Siefing C.L., Briczinski S.J., et al. Large ionospheric disturbances produced by the HAARP HF facility. *Radio Sci.* 2016. Vol. 51, iss. 7. P. 1081–1093. DOI: [10.1002/2015RS005883](https://doi.org/10.1002/2015RS005883).

Carlson H.C., Jensen J.B. HF accelerated electron fluxes, spectra, and ionization. *Earth, Moon, and Planets*. 2014. Vol. 116. P. 1–18. DOI: [10.1007/s11038-014-9454-6](https://doi.org/10.1007/s11038-014-9454-6).

Eliasson B. Full-scale simulations of ionospheric Langmuir turbulence. *Modern Physics Letters B*. 2013. Vol. 27, no. 08. P. 1330005–1330005-27. DOI: [10.1142/S0217984913300056](https://doi.org/10.1142/S0217984913300056).

Grach S.M., Mityakov N.A., Rapoport V.O., Trakhtengertz V.Yu. Thermal parametric turbulence in a plasma. *Physica D: Nonlinear Phenomena*. 1981. Vol. 2. P. 102–106. DOI: [10.1016/0167-2789\(81\)90063-4](https://doi.org/10.1016/0167-2789(81)90063-4).

Grach S.M., Komrakov G.P., Yurishchev M.A., et al. Multifrequency Doppler radar observation of electron gy-

roharmic effects during electromagnetic pumping of the ionosphere. *Phys. Rev. Lett.* 1997. Vol. 78. P. 883–886. DOI: [10.1103/PhysRevLett.78.883](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.883).

Lobachevsky L.A., Gruzdev Yu.V., Kim V.Yu., et al. Observations of ionospheric modification by the Tromsø heating facility with the mobile diagnostic equipment of IZMIRAN. *J. Atmos. Terr. Phys.* 1992. Vol. 54, iss. 1. P. 75–85. DOI: [10.1016/0021-9169\(92\)90086-Z](https://doi.org/10.1016/0021-9169(92)90086-Z).

Mishin E., Watkins B., Lehtinen N., et al. Artificial ionospheric layers driven by high-frequency radiowaves: An assessment. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2016. Vol. 121. P. 3497–3524. DOI: [10.1002/2015JA021823](https://doi.org/10.1002/2015JA021823).

Pedersen T., Gustavsson B., Mishin E., et al. Creation of artificial ionospheric layers using high-power HF waves. *Geophys. Res. Lett.* 2010. Vol. 37. L02106. DOI: [10.1029/2009GL041895](https://doi.org/10.1029/2009GL041895).

Pedersen T., McCarrick M., Reinisch B., et al. Production of artificial ionospheric layers by frequency sweeping near the 2nd gyroharmonic. *Ann. Geophys.* 2011. Vol. 29. P. 47–51.

Sergeev E.N., Grach S.M., Shindin A.V., et al. Artificial ionospheric layers during pump frequency stepping near the 4th gyroharmonic at HAARP. *Phys. Rev. Lett.* 2013. Vol. 110. 065002. DOI: [10.1103/PhysRevLett.110.065002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.065002).

Sergeev E.N., Shindin A.V., Grach S.M., et al. Exploring HF-induced ionospheric turbulence by Doppler sounding and stimulated electromagnetic emissions at the High Frequency Active Auroral Research Program heating facility. *Radio Sci.* 2016. Vol. 51. P. 1118–1130. DOI: [10.1002/2015RS005936](https://doi.org/10.1002/2015RS005936).

Shindin A., Sergeev E., Grach S. Applications of broadband radio signals for diagnostics of electron density profile dynamics and plasma motion in the HF-pumped ionosphere. *Radio Sci.* 2012. Vol. 47. R5N04. DOI: [10.1029/2011RS004895](https://doi.org/10.1029/2011RS004895).

Shindin A.V., Sergeev E.N., Grach S.M., et al. HF Induced modifications of the electron density profile in the Earth's ionosphere using the pump frequencies near the fourth electron gyroharmonic. *Remote Sensing.* 2021. Vol. 13. 4895. DOI: [10.3390/rs13234895](https://doi.org/10.3390/rs13234895).

Vas'kov V.V., Gurevich A.V. Nonlinear resonant instability of a plasma in the field of an ordinary electromagnetic wave. *Sov. Phys. —JETP.* 1976. Vol. 42, iss. 1. P. 91–97.

Статья подготовлена по материалам Семнадцатой ежегодной конференции «Физика плазмы в Солнечной системе», 7–11 февраля 2022 г., ИКИ РАН, Москва.

Как цитировать эту статью:

Легостаева Ю.К., Шиндин А.В., Грач С.М. Реакция профиля электронной концентрации ионосферы на воздействие мощным КВ-радиоизлучением. *Солнечно-земная физика.* 2022. Т. 8, № 3. С. 74–81. DOI: [10.12737/szf-83202211](https://doi.org/10.12737/szf-83202211).