Радиофизика и радиоастрономия. 2012, Т. 17, № 3, с. 240–252

УДК 550.388

Л. Ф. ЧЕРНОГОР

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина
E-mail: Leonid.F.Chernogor@univer.kharkov.ua

МЕХАНИЗМЫ ГЕНЕРАЦИИ КОЛЕБАНИЙ ИНФРАЗВУКОВОГО ДИАПАЗОНА В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНОГО ПЕРИОДИЧЕСКОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

Приведены результаты сравнительного анализа возможных механизмов генерации инфразвуковых колебаний в ионосфере на высотах $100 \div 350$ км под действием мощного периодического радиоизлучения наземного нагревного стенда декаметрового диапазона. Показано, что наиболее эффективным механизмом является модуляция ионосферных токов в области верхнего гибридного резонанса (ВГР), приводящая к модуляции пондеромоторной силы и, в конечном итоге, давления атмосферного газа на высотах $250 \div 350$ км. При эффективной мощности стенда 100 МВт относительная амплитуда инфразвуковых колебаний в окрестности высоты ВГР составляет от 1 % в дневное до 10 % в ночное время. Результаты теоретических оценок хорошо согласуются с результатами наших наблюдений, выполненных при помощи доплеровского радара вертикального зондирования на удалении ~ 1000 км от нагревного стенда.

Ключевые слова: верхняя ионосфера, нагрев плазмы, модуляция ионосферных токов, верхний гибридный резонанс, генерация инфразвука, волноводное распространение, затухание инфразвука

1. Введение

В работах [1, 2] теоретически изучалась возможность генерации в верхней атмосфере внутренних гравитационных волн (ВГВ) с периодом $T \geq 5 \div 10$ мин под действием мощного периодического радиоизлучения. Проявления ВГВ (перемещающихся ионосферных возмущений) были экспериментально обнаружены и описаны в работах [3–15].

Авторы [16] теоретически предсказали возможность генерации звука, т. е. волн плотности в атмосфере с $T \leq 5 \div 10$ мин. Результаты наблюдения инфразвуковых колебаний с $T = 6$ мин описаны в работе [17].

Авторы [17], базируясь на статьях [1, 2], перечислили возможные механизмы генерации инфразвуковых колебаний, но подробно этот вопрос не изучали.

Целью настоящей работы является сравнительный анализ возможных механизмов генерации инфразвуковых колебаний в атмосфере на высотах $100 \div 350$ км под действием мощного периодического радиоизлучения наземного нагревного стенда декаметрового диапазона, оценка оптимальных условий для их генерации и распространения.

2. Средства и результаты наблюдений

2.1. Нагревный стенд “Сура”

Стенд “Сура” расположен в 100 км восточнее г. Нижний Новгород (Россия), его географические координаты: 56°09′ с. ш., 46°06′ в. д. Стенд работал с 15 по 23 августа 2011 г. При этом решался комплекс экспериментальных задач, одной из которых был поиск колебаний инфразвукового диапазона, генерируемых под действием мощного радиоизлучения.

При работе двух модулей стенда эффективная мощность излучения волны накачки (ВН) составляла $PG \approx 50 \div 70$ МВт в зависимости от частоты излучения. Диаграмма направленности антенны стенда была наклонена к югу на 12°. В случае использования радиоволн обыкновенной поляризации это обеспечивало усиление генерации искусственной ионосферной турбулентности за счет эффекта магнитного зенита, когда радиоволна (с учетом ее рефракции в ионосфере) распространяется вдоль силовых линий геомагнитного поля на уровне верхнего гибридного резонанса (ВГР), что вызывает усиление ее взаимодействия с плазмой. Конкретный режим излучения мощной радиоволны приведен ниже.

2.2. Доплеровский радар

Радар предназначен для вертикального зондирования ионосферы. Он использовался для регистрации ионосферных возмущений, вызванных периодическим нагревом ионосферы мощным радиоизлучением стенда “Сура”, находящимся на расстоянии 960 км от радара. Радар расположен вблизи г. Харькова (Украина) на территории Радиофизической обсерватории Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина, ее координаты: 49°38′ с. ш., 36°20′ в. д. Основные параметры

© Л. Ф. Черногор, 2012

радара: диапазон частот $f = 1 \div 24$ МГц, импульсная мощность радиопередающего устройства – 1 кВт, длительность зондирующего импульса $\tau \approx 500$ мкс, частота повторения импульсов – 100 Гц, полоса пропускания фильтра радиоприемного устройства – 10 Гц. Антенная система представляет собой вертикальный ромб с коэффициентом усиления $G \approx 1 \div 10$ в зависимости от частоты зондирующей волны. При таком потенциале радара отношение сигнал/помеха q в ночное время достигает $10^5 \div 10^6$. В дневное время q обычно на $1 \div 2$ порядка меньше. Радар вместе с персональным компьютером образует программно-аппаратный комплекс, ведущий измерения и предварительную обработку отраженного от ионосферы сигнала в реальном масштабе времени. Измерения выполнены на частотах зондирования 3.2 и 4.2 МГц.

Высотная протяженность отраженного сигнала существенно превышала величину $c\tau/2 \approx 75$ км (c – скорость света в вакууме). Поэтому использовалось стробирование по высоте с дискретностью $\Delta z = 75$ км в диапазоне действующих высот $z' = 75 \div 450$ км (им соответствовали истинные высоты $75 \div 300$ км). В основном канале амплитуда сигнала принимала максимальные значения, в других каналах она была заметно меньше. Обработке подлежал сигнал в основном канале.

Для общего контроля состояния ионосферы использовался цифровой ионозонд, расположенный рядом с доплеровским радаром.

2.3. Методика обработки

Комплексная амплитуда биений колебаний опорного генератора и отраженного сигнала в цифровом виде (частота опроса 10 Гц) записывалась на носитель информации, а затем при помощи преобразования Фурье вычислялись доплеровские спектры в диапазоне возможных доплеровских сдвигов от –2.5 до +2.5 Гц на интервале времени 30 с (разрешение по частоте ~ 33 мГц). Потенциальная погрешность оценки доплеровского смещения частоты (ДСЧ), например при $q = 10^3 \div 10^2$, составляла $1.8 \div 5.8$ мГц. При бóльших значениях q она была еще меньше. Реальная погрешность не превышала 17 мГц.

Далее осуществлялась фильтрация временной зависимости ДСЧ в диапазоне периодов $4 \div 8$ мин. Обнаружению подлежали колебания с периодом 6 мин, которые возникали при периодическом воздействии мощного радиоизлучения на ионосферу в режиме: 3 мин – излучение, 3 мин – пауза (или [+3 мин; –3 мин]). В таком режиме стенд “Сура” излучал 19 августа 2011 г. в интервале времени 16:21–17:05 UT. При этом частота ВН составляла $f = 5455$ кГц, а мощность – $PG = 70$ МВт.

2.4. Результаты наблюдений

Временные вариации ДСЧ δf_d на выходе цифрового фильтра в диапазоне периодов $4 \div 8$ мин (период искомого колебания – 6 мин) приведены на рис. 1. Из рисунка видно, что примерно через время $\Delta t \approx 40 \div 45$ мин после начала сеанса работы стенда “Сура” имело место заметное увеличение амплитуды колебания до 100 мГц. Продолжительность существования этого колебания составляла около $40 \div 50$ мин, т. е. была близка к продолжительности периодического нагрева (42 мин). Заметим, что колебание сильнее выражено на частоте радара 3.2 МГц (см. рис. 1, *а*). Это означает, что на меньших высотах ($150 \div 200$ км) наблюдаемый эффект проявляется заметнее, чем на бóльших высотах ($250 \div 300$ км). Такое поведение инфразвукового колебания может быть объяснено волноводным распространением (см. ниже).

При расстоянии между областью нагрева в ионосфере и областью диагностики $R \approx 960$ км получаем кажущуюся скорость распространения $\upsilon \approx 350 \div 400$ м/с. Примерно такую же скорость имеют инфразвуковые волны на высотах $150 \div 200$ км.

Продолжительность цуга колебаний и скорость распространения волны свидетельствует в пользу того, что в ионосфере над местом расположения доплеровского радара наблюдалось инфразвуковое возмущение, дошедшее от области воздействия мощного периодического радиоизлучения.

3. Механизмы генерации колебаний инфразвукового диапазона

В пренебрежении сжимаемостью среды, а также диссипацией энергии волны из-за вязкости и теплопроводности воздуха линеаризованная система уравнений для малых возмущений плотности газа ρ, давления газа p и скорости движения частиц газа $\vec{\upsilon}$ в волне имеет вид (см., например, [1, 2]):

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{\upsilon}}{\partial t} = -\nabla p' + \rho' \vec{g} + \vec{f}, \qquad (1)$$

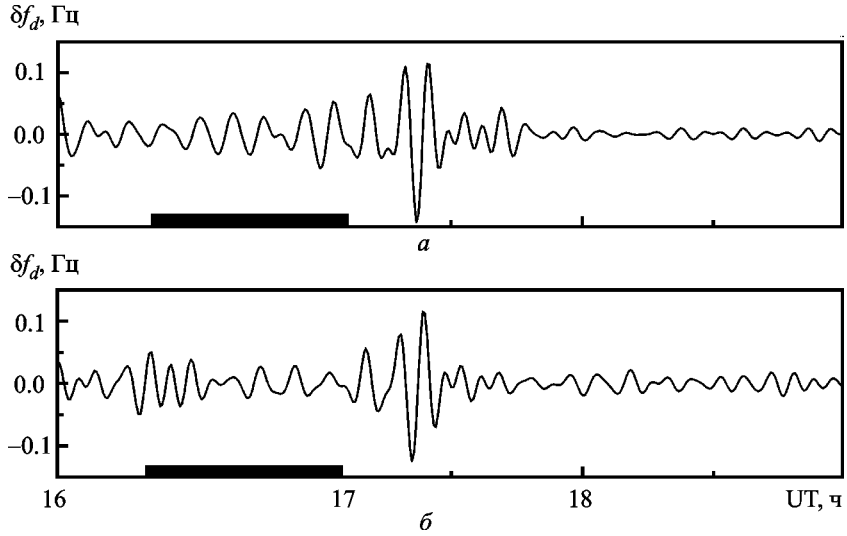

Рис. 1. Временные вариации ДСЧ (по измерениям 19 августа 2011 г.) в интервале периодов $4 \div 8$ мин при периодическом воздействии мощного радиоизлучения стенда "Сура" в режиме [+3 мин; –3 мин]: *а* – частота зондирования 3.2 МГц; *б* – частота зондирования 4.2 МГц. Жирной линией на оси времени отмечен сеанс излучения стенда "Сура", 16:21–17:05 UT

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \vec{\upsilon}\nabla\rho_0 = 0, \qquad \operatorname{div}\vec{\upsilon} = 0,$$

$$\frac{\mathrm{d}p'}{\mathrm{d}t} - \upsilon_s^2 \frac{\mathrm{d}\rho'}{\mathrm{d}t} = (\gamma - 1)\rho_0 Q, \tag{2}$$

где $\rho' = \rho - \rho_0$, $p' = p - p_0$ (индекс "0" относится к параметрам невозмущенной среды), g – ускорение свободного падения, $\vec{f}$ – сторонняя сила, υ_s – скорость звука, γ – показатель адиабаты, $\rho_0 Q$ – объемная плотность мощности внешнего источника.

Из уравнения (1) видно, что вариации давления могут вызываться сторонней силой $\vec{f}$. Для амплитуды этих вариаций из (1) следует оценка:

$$\Delta p \approx L_p \left|\vec{f}\right|, \tag{3}$$

где L_p – характерный пространственный (высотный) масштаб измерения Δp. При наличии ионосферных токов с плотностью $\vec{j}$ в гиротропной плазме в качестве сторонней силы выступает пондеромоторная сила

$$\vec{f} = \left[\Delta\vec{j}\vec{B}_0\right] = \left[\Delta\vec{j}_\perp \vec{B}_0\right], \tag{4}$$

где $\vec{B}_0$ – вектор индукции геомагнитного поля; $\Delta\vec{j} = (\hat{\sigma} - \hat{\sigma}_0)\vec{E}$, σ и $\hat{\sigma}_0$ – тензор ионосферной проводимости в возмущенных и невозмущенных условиях, $\vec{E}$ – напряженность ионосферного электрического поля; $\Delta\vec{j}_\perp$ – перпендикулярная к вектору $\vec{B}_0$ составляющая $\vec{j}$. Из (3) и (4) следует, что

$$\Delta p \approx L_p \Delta j_\perp B_0 = L_p \delta_j j_{\perp 0} B_0, \tag{5}$$

где $\delta_j = \Delta j_\perp / j_{\perp 0}$ – относительное изменение плотности тока.

Величина $j_\perp$ определяется комбинацией холловской σ_H и педерсеновской σ_P проводимостей ионосферы.

Из уравнения (2) следует, что вариации p также могут вызываться внешним источником энергии (тепла). Для этого необходимо нагреть атмосферный газ (нейтральные частицы). При этом

$$\Delta p = p_0 \frac{\Delta T_n}{T_{n0}}, \tag{6}$$

$$\delta_p = \frac{\Delta p}{p_0} = \frac{\Delta T_n}{T_{n0}}, \tag{7}$$

где $\Delta T_n = T_n - T_{n0}$, T_n и T_{n0} – температура нейтралов в возмущенной и невозмущенной среде. При характерном времени становления температуры электронов T_e, а значит T_n и p, равном t_{Te}, для амплитуды возмущений давления из уравнения (2) имеем оценку:

$$\Delta p = (\gamma - 1)\rho_0 Q t_{Te}, \tag{8}$$

где $t_{Te} = (\delta_{ei}\nu_{ei})^{-1}$, $\delta_{ei} \approx 10^{-4}$ – относительная доля энергии, теряемая электроном при соударениях с ионами, ν_{ei} – частота соударений электронов с ионами.

Учтем, что

$$\rho_0 Q = \frac{P_{ab}}{V} = \eta \frac{P}{V} = \eta \frac{PG}{\pi^2 z_s^2 L_e}, \qquad (9)$$

где P_{ab} – поглощаемая в области генерации мощность ВН, V – объем с нагретыми электронами, P – мощность передатчика, $\eta = P_{ab}/P$, G – коэффициент усиления антенны, z_s – высота эффективного нагрева электронов, равная высоте акустического источника (области генерации инфразвука), L_e – высотная протяженность объема V.

Тогда из (8), (9) имеем

$$\Delta p = (\gamma - 1)\eta \frac{PGt_{Te}}{\pi^2 z_s^2 L_e}. \qquad (10)$$

3.1. Нагрев нейтрального газа

Заметный нагрев нейтрального газа возможен лишь на высотах $z \approx 300 \div 400$ км, где отношение концентрации заряженных и нейтральных частиц N/N_n не слишком мало. С другой стороны, на этих высотах должен быть ощутимым нагрев электронов.

При $T \gg t_{Te} \sim 10 \div 10^2$ с стационарное уравнение баланса энергии электронов имеет вид:

$$\frac{3}{2} k \delta_{ei} \nu_{ei} N \Delta T_e V = P_{ab}, \qquad (11)$$

где ΔT_e – увеличение температуры электронов T_e, N – концентрация электронов, k – постоянная Больцмана.

Объем V оценивается из соотношения:

$$V = \pi r_0^2 L_e \approx \frac{\pi}{4}(z_s \Delta\alpha)^2 L_e \approx \frac{\pi^2}{G} z_s^2 L_e, \qquad (12)$$

где r_0 – радиус зоны нагрева электронов, $\Delta\alpha \approx (4\pi/G)^{1/2}$ – ширина диаграммы направленности антенны.

Из (11) и (12) имеем:

$$\frac{\Delta T_e}{T_{e0}} = \frac{2P_{ab} t_{Te}}{3kT_{e0}NV} = \frac{2}{3}\frac{P_{ab} G t_{Te}}{\pi^2 z_s^2 L_e k T_{e0} N} = \frac{2}{3}\eta \frac{PGt_{Te}}{\pi^2 z_s^2 L_e k T_{e0} N}, \qquad (13)$$

где T_{e0} – невозмущенное значение T_e.

Нагрев электронов обеспечивает нагрев ионов. Последние немедленно передают свою энергию нейтралам. Относительное увеличение температуры нейтралов при учете (13) дается следующим соотношением:

$$\frac{\Delta T_n}{T_{n0}} = \frac{\Delta T_e}{T_{e0}} \frac{N}{N_n} = \frac{2}{3}\eta \frac{PGt_{Te}}{\pi^2 z_s^2 L_e k T_{e0} N_n}. \qquad (14)$$

В области F ионосферы существенная роль принадлежит теплопроводности электронного газа. Тепло переносится вдоль магнитных силовых линий на характерное расстояние [18]:

$$L_T = \sqrt{\kappa_e t_{Te}}, \qquad (15)$$

где

$$\kappa_e = k_\kappa \frac{kT_e}{m\nu_e}, \qquad (16)$$

$k_\kappa = 128/27\pi \approx 1.51$ – кинетический коэффициент [18], ν_e – эффективная частота соударений электронов (в слое F2 ионосферы $\nu_e \approx \nu_{ei}$), m – масса электрона.

Оценки по формулам (15) и (16) дают, что $L_T \approx 30$ км для светлого и $L_T \approx 100$ км для темного времени суток.

Полагая, что $L_e \approx L_T$, из (6), (7) и (14) получим выражения для относительной и абсолютной амплитуды вариаций давления атмосферы:

$$\delta_p = \frac{\Delta p}{p_0} = \frac{2}{3}\eta \frac{PGt_{Te}}{\pi^2 z_s^2 L_T k T_{e0} N_n}, \qquad (17)$$

$$\Delta p = \frac{2}{3}\eta \frac{PGt_{Te}}{\pi^2 z_s^2 L_T} \frac{T_{n0}}{T_{e0}}. \qquad (18)$$

При $PG = 100$ МВт в дневных условиях ($\eta = 0.3$, $t_{Te} = 10$ с, $z_s \approx 300$ км, $T_{e0} = 2 \cdot 10^3$ К, $L_T \approx 30$ км, $N_n \approx 10^{15}$ м$^{-3}$) из (17) и (18) имеем $\delta_p \approx 3 \cdot 10^{-4}$, а $\Delta p \approx 3 \cdot 10^{-9}$ Па. В ночное время ($\eta = 0.9$, $t_{Te} = 100$ с, $z_s \approx 350$ км, $T_{e0} = 1200$ К, $L_T \approx 100$ км, $N_n \approx 2 \cdot 10^{14}$ м$^{-3}$) значение $\delta_p \approx 1.5 \cdot 10^{-2}$, а $\Delta p \approx 1.5 \cdot 10^{-7}$ Па.

Сравним полученные различными способами значения Δp, которые задаются уравнениями (10) и (18). Их отношение равно

$$\beta = \frac{3(\gamma - 1)}{2} \frac{T_{e0}}{T_{n0}}.$$

В слое F2 ионосферы, где преобладает атомарный газ, $\gamma \approx 1.65$, $T_{e0}/T_{n0} \approx 1.3$ в ночное и

$T_{e0}/T_{n0} \approx 1.5$ в дневное время. Тогда $\beta \approx 1.3 \div 1.5$. Таким образом, формулы (10) и (18) дают близкие результаты, несмотря на оценочный характер соотношения (10).

3.2. Модуляция токовой струи в динамо-области ионосферы

Известно, что токовая струя в ионосфере концентрируется в основном на высотах $z \approx 100 \div 150$ км. На этих высотах главный вклад в проводимость ионосферы дает холловская проводимость, вызванная движением замагниченных электронов. При этом

$$\sigma_H \approx \sigma_{He} \approx \varepsilon_0 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{Be}},$$

где ε_0 – электрическая постоянная, ω_{pe} – плазменная частота (круговая) электронов, ω_{Be} – гирочастота (круговая) электронов. На высоте $z \approx 120$ км днем $\sigma_{He} \approx 3 \cdot 10^{-4}$ Ом$^{-1} \cdot$ м$^{-1}$, ночью – 10^{-5} Ом$^{-1} \cdot$ м$^{-1}$. Тогда при $E = 3$ мВ/м величина $j_\perp \approx 9 \cdot 10^{-7}$ А/м^2 днем и $j_\perp \approx 3 \cdot 10^{-8}$ А/м^2 ночью.

К модуляции σ_{He} приводит модуляция концентрации электронов N на высотах динамо-области. При этом $\delta_j = \delta_N = \Delta N / N_0$.

Для оценки Δp по формуле (5) необходимо уточнить масштаб L_p. Он равен меньшему значению из совокупности $\{\lambda/2\pi, 2H, L_{\sigma H}\}$, где $\lambda = c_s T$ – длина волны инфразвука, $2H$ – масштаб убывания возмущений δ_p (H – приведенная высота нейтральной атмосферы), $L_{\sigma H}$ – характерный масштаб изменения σ_{He}. При $T = 6$ мин на высоте $z \approx 120$ км, скорость звука $\upsilon_s \approx 0.4$ км/с, $H \approx 10$ км. Тогда $\lambda/2\pi \approx 20$ км, $2H \approx 20$ км, $L_{\sigma H} \approx 30$ км. Полагая $L_p \approx 20$ км, $B_0 = 5 \cdot 10^{-5}$ Тл, из (5) получим, что Δp равно 10^{-7} Па днем и 10^{-8} Па ночью. При $p_0 = 10^{-2}$ Па имеем δ_p, равное 10^{-5} и 10^{-6} соответственно. Считалось, что $\delta_N = 0.1$ и $\delta_N = 0.3$ в дневное и ночное время соответственно.

3.3. Область ВГР

В области ВГР имеет место аномальное поглощение ВН, которое усиливается за счет эффекта магнитного зенита [19, 20].

Аномальное поглощение удобно описывать, вводя аномальную частоту соударений. Она дается следующим соотношением [2]:

$$\nu_a = \omega_{pe} \frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_T},$$

где ε_p – объемная плотность энергии плазменных волн в области ВГР, ε_T – объемная плотность тепловой энергии плазмы в этой области. Последняя определяется уравнением:

$$\varepsilon_T = \frac{3}{2} k (T_e + T_i) N.$$

Для оценки ε_p будем считать, что дошедшая до области ВГР энергия ВН полностью трансформируется в энергию плазменных волн, характерная скорость которых близка к тепловой скорости электронов $\upsilon_{Te} = (kT_e/m)^{1/2}$. Тогда

$$\varepsilon_p = \frac{\Pi}{\upsilon_{Te}} = \frac{\eta PG}{4\pi z^2 \upsilon_{Te}},$$

где Π – плотность потока энергии мощной радиоволны.

При этом

$$\nu_a = \omega_{pe} \frac{\eta PG}{6\pi z^2 \upsilon_{Te} k (T_e + T_i) N}. \qquad (19)$$

Из соотношения (19) при $PG = 100$ МВт и условий дневного времени ($\eta = 0.3$, $N \approx 5 \cdot 10^{11}$ м$^{-3}$, $T_e = 2000$ К, $T_i = 1400$ К) имеем $\nu_a \approx 3 \cdot 10^5$ с$^{-1}$. В ночное время ($\eta = 0.9$, $N \approx 1.2 \cdot 10^{11}$ м$^{-3}$, $T_e = 1200$ К, $T_i = 900$ К) значение $\nu_a \approx 3 \cdot 10^6$ с$^{-1}$.

Заметим, что $\nu_a / \nu_e \approx 3 \cdot 10^2$ для дневного и $\nu_a / \nu_e \approx 3 \cdot 10^4$ для ночного времени.

При аномальном поглощении ВН σ_{Pe} увеличивается на $2 \div 4$ порядка, достигая значений $5.1 \cdot 10^5$ и $12.3 \cdot 10^5$ Ом$^{-1} \cdot$ м$^{-1}$ для дневного и ночного времени соответственно. При этом плотность аномального тока j_a в области ВГР составляет $1.5 \cdot 10^{-7}$ и $3.7 \cdot 10^{-7}$ А/м^2 для дневного и ночного времени соответственно. Учтем, что амплитуда периодических вариаций $\Delta j_a \approx j_a$, так как $j_a \gg j_0$. Тогда по аналогии с (5) амплитуда

$$\Delta p = L j_a B_0, \qquad (20)$$

где $L = \min\{2H, L_T\}$. При $z \approx 300$ км, $2H \approx 150$ км, а $L_T \approx 30$ и 100 км в светлое и темное время суток.

Полагая в (20) для высоты $z \approx 300$ км значения величин $L = L_T = 30$ и 100 км, $j_a \approx 1.5 \cdot 10^{-7}$ и

$3.7\cdot10^{-7}$ А/м^2 и $B_0 = 5\cdot10^{-5}$ Тл, получим, что $\Delta p \approx 2.4\cdot10^{-7}$ и $1.8\cdot10^{-6}$ Па в дневное и ночное время соответственно. При этом $\Delta p/p \approx 2.4\cdot10^{-2}$ и $18\cdot10^{-2}$.

3.4. Модуляция токов в F-области ионосферы проходящей радиоволной

Для проходящей радиоволны отсутствует резонанс. Нагрев электронов незначителен. Увеличение T_e при $PG = 100$ МВт не превышает ~ 1 и 10 % для дневного и ночного времени. Такого же порядка и возмущения N.

На высотах слоя F2 проводимость $\sigma_P \gg \sigma_H$, причем σ_P определяется проводимостью ионов σ_{Pi}:

$$\sigma_P \approx \sigma_{Pi} = \varepsilon_0 \frac{\omega_{pi}^2 \nu_{in}}{\omega_{Bi}^2}, \qquad (21)$$

где ω_{pi} и ω_{Bi} – плазменная частота и гирочастота ионов, ν_{in} – частота соударений ионов с нейтралами.

Полагая, что ν_{in} практически не возмущается, с учетом (21) получим, что

$$\Delta j_\perp = \delta_j j_{\perp 0} = \delta_N \sigma_{Pi0} E_0. \qquad (22)$$

Подставив (22) в (5), имеем

$$\Delta p = L_p \delta_N \sigma_{Pi0} E_0 B_0. \qquad (23)$$

На высоте $z \approx 300$ км значения величин $\nu_{in} \approx 1.5$ с$^{-1}$, $L_p \approx \lambda/2\pi \approx 60$ км при $T = 6$ мин, $\omega_{pi}^2 \approx 0.25\cdot10^{11}$ и 10^{11} с$^{-2}$ в ночное и дневное время соответственно. Тогда $\sigma_{Pi0} \approx 0.4\cdot10^{-5}$ и $1.5\cdot10^{-5}$ Ом$^{-1}\cdot$м$^{-1}$, $\delta_N = 0.1$ и 0.01 соответственно. С учетом этого, оценки по формуле (23) приводят к значениям Δp, равным $3.6\cdot10^{-9}$ и $1.4\cdot10^{-9}$ Па для ночи и дня соответственно. При этом δ_p составляет $3.6\cdot10^{-4}$ и $1.4\cdot10^{-4}$ для $p_0 \approx 10^{-5}$ Па.

3.5. Сравнение механизмов

Результаты оценок возмущения давления атмосферного газа для $PG = 100$ МВт и частоты ВН $f = 5$ МГц приведены в табл. 1. Как и следовало

Таблица 1. **Результаты оценок абсолютной и относительной амплитуд возмущения давления атмосферного газа**

Механизм генерации	Модулируемые параметры среды	Высота генерации, км	Примечения
Периодический нагрев нейтралов	T_n $\Delta p = 3\cdot10^{-9}$ Па $\delta_p = 3\cdot10^{-4}$ $\Delta p = 1.5\cdot10^{-7}$ Па $\delta_p = 1.5\cdot10^{-2}$	$250 \div 350$	День, $\eta = 0.3$ Ночь, $\eta = 0.9$
Периодическая модуляция ионосферных токов на высотах динамо-области	N $\Delta p = 3\cdot10^{-7}$ Па $\delta_p = 3\cdot10^{-5}$ $\Delta p = 2.7\cdot10^{-8}$ Па $\delta_p = 2.7\cdot10^{-6}$	$100 \div 150$	Модулируется холловская проводимость электронов День, $\delta_N = 0.3$ Ночь, $\delta_N = 0.9$
Периодическая модуляция ионосферных токов в F-области ионосферы проходящей волной	N $\Delta p = 1.4\cdot10^{-9}$ Па $\delta_p = 1.4\cdot10^{-4}$ $\Delta p = 3.6\cdot10^{-9}$ Па $\delta_p = 3.6\cdot10^{-4}$	300	Модулируется педерсеновская проводимость ионов День, $\delta_N = 0.01$ Ночь, $\delta_N = 0.10$
Периодическая модуляция ионосферных токов в области ВГР	ν_a $\Delta p = 2.4\cdot10^{-7}$ Па $\delta_p = 2.4\cdot10^{-2}$ $\Delta p = 1.8\cdot10^{-6}$ Па $\delta_p = 1.8\cdot10^{-1}$	300	Модулируется педерсеновская проводимость электронов День, $\eta = 0.3$, $\nu_a = 10^5$ с$^{-1}$ Ночь, $\eta = 0.9$, $\nu_a = 10^6$ с$^{-1}$

ожидать, наибольшие значения Δp имеют место при модуляции ионосферных токов в области ВГР: около 10^{-7} и 10^{-6} Па в дневное и ночное время соответственно. Примерно такое же значение (10^{-7} Па) будет иметь место при модуляции ионосферных токов на высотах динамо-области ионосферы и только в дневное время. Ночью $\Delta p \sim 10^{-8}$ Па. Ощутимым (около 10^{-7} Па) оказывается возмущение давления за счет нагрева нейтралов, но только в ночное время. Днем значение Δp не превышает $3 \cdot 10^{-9}$ Па. Амплитуда генерируемого звука за счет модуляции ионосферных токов проходящей радиоволной оказывается незначительной ($\sim 10^{-9}$ Па) в любое время суток.

Для экспериментального изучения проявлений колебаний инфразвукового диапазона более важными оказываются относительные амплитуды возмущений давления атмосферного газа. Значения δ_p наибольшие (10^{-1}) при модуляции ионосферных токов в области ВГР в ночное время, днем δ_p примерно на порядок меньше.

При нагреве нейтралов слоя F2 ионосферы в ночное время $\delta_p \approx 1.5 \cdot 10^{-2}$, днем этот параметр примерно в 50 раз меньше ($3 \cdot 10^{-4}$).

Относительная амплитуда $\delta_p \sim 10^{-4}$ в любое время суток при модуляции токов в слое F2 ионосферы проходящей волной.

Наименьших значений $\delta_p \sim 10^{-6}$ и 10^{-5} следует ожидать при модуляции ионосферных токов на высотах динамо-области.

Таким образом, при $PG = 100$ МВт и $f \sim 5$ МГц вблизи высоты максимума ионизации слоя F2 относительная амплитуда инфразвуковых колебаний может быть ~ 1 и 10 % в дневное и ночное время соответственно. В утреннее и вечернее время $\delta_p \approx 5$ и 6 %. Такой величины δ_p достаточно для обнаружения проявлений инфразвука в верхней атмосфере.

Детальное сравнение различных механизмов генерации инфразвуковых колебаний проведено в Приложении.

4. Распространение инфразвука

В силу сохранения плотности энергии, переносимой волной, скорость частиц в волне, возмущения плотности и давления газа в экспоненциальной атмосфере изменяются по экспоненциальному закону с масштабом $2H$ [21]. Например,

$$\Delta p(z) = \Delta p(z_s) e^{-(z-z_s)/2H},$$

где z_s – как и выше, высота акустического источника. При этом

$$\delta_p(z) = \delta_p(z_s) e^{(z-z_s)/2H}.$$

При генерации инфразвука на высотах динамо-области $z_s \approx 120$ км. Тогда без учета затухания на высоте $z \approx 300$ км значения δ_p увеличивались бы в 30 раз. Этого, однако, не происходит из-за сферической расходимости волны. При характерном размере акустического источника на высотах динамо-области $2r_0 \approx 40$ км на высоте 300 км ($z - z_s = 180$ км) значение δ_p за счет сферической расходимости уменьшается в 4.5 раз. В итоге имеем $\delta_p(300) \approx 6.7\delta_p(z_s)$.

При генерации инфразвука вблизи максимума слоя F2 $z_s \approx 300$ км, $2r_0 \approx 100$ км. Тогда на высоте $z \approx 200$ км значения δ_p уменьшаются всего примерно в 5 раз и составляют около $0.5 \cdot 10^{-2}$ в дневное время и $3.6 \cdot 10^{-2}$ в ночное время при генерации инфразвука за счет модуляции ионосферных токов в области ВГР.

Инфразвук захватывается термосферным волноводом, имеющим место на высотах $150 \div 250$ км [22, 23]. Центр волновода находится вблизи высоты $z \approx 200$ км. После захвата в волновод инфразвук распространяется, практически огибая земной шар. Захваченная волна является цилиндрической. Ее относительная амплитуда убывает по закону:

$$\delta_p(R) = \delta_p(r_0)\sqrt{\frac{r_0}{R}}.$$

При $\delta_p(r_0)$, изменяющемся от $0.5 \cdot 10^{-2}$ до $3.6 \cdot 10^{-2}$, $r_0 = 50$ км и $R = 1000$ км значение величины $\delta_p(R)$ варьируются от $0.1 \cdot 10^{-2}$ до $0.8 \cdot 10^{-2}$. Таких значений δ_p следует ожидать вблизи г. Харькова при генерации инфразвуковых колебаний под действием мощного радиоизлучения стенда “Сура” (вблизи г. Н. Новгород, Россия).

5. Поглощение инфразвука

Выше рассмотрено ослабление инфразвука за счет неоднородности давления по высоте и расходимости волны. Оценим поглощение инфразвука в верхней атмосфере.

Поглощение инфразвука обусловлено столкновениями ионов с нейтралами, динамической вязкостью и теплопроводностью нейтралов, а также

теплопроводностью электронного газа. Для декремента затухания справедливо следующее соотношение [24]:

$$\Gamma = \frac{2}{15}\frac{N}{N_n}\nu_{in} + \frac{2}{3}\left(\frac{\omega}{c_s}\right)^2 \frac{\eta_n}{M_n N_n} + \frac{2}{15}\left(\frac{\omega}{c_s}\right)^2 \chi_n +$$

$$+3\frac{N}{N_n}\left(\frac{\nu_{in}}{c_s}\right)^2 \frac{T_i - T_n}{T_n}\chi_e, \qquad (24)$$

где $\eta_n = kT_n N_n / \nu_{nn}$ – коэффициент динамической вязкости, ν_{nn} – частота соударений нейтралов с нейтралами; $c_s^2 = 5kT_n/8M_n$; $\chi_n = 5kT_n/8M_n\nu_{nn}$ – коэффициент температуропроводности нейтралов; $\chi_e = 50kT_e/m\nu_{en}$ – коэффициент температуропроводности электронного газа; M_n – масса нейтралов; ω – частота инфразвука.

Численные оценки вклада различных физических процессов показывают, что основными членами в (24) являются члены, описывающие поглощение за счет соударений ν_{in}, динамической вязкости и теплопроводности нейтрального газа:

$$\Gamma = \frac{2}{15}\frac{N}{N_n}\nu_{in} + \frac{2}{3}\left(\frac{\omega}{c_s}\right)^2 \frac{\eta_n}{M_n N_n} + \frac{2}{15}\left(\frac{\omega}{c_s}\right)^2 \chi_n,$$

или

$$\Gamma = \frac{2}{15}\frac{N}{N_n}\nu_{in} + \frac{3}{5}\frac{\omega^2}{\nu_{nn}}. \qquad (25)$$

Теплопроводностью электронного газа можно пренебречь при нормальном к вектору $\vec{B}_0$ распространении инфразвуковой волны.

Выражение (25) удобно представить в виде:

$$\Gamma = \Gamma_0\left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_{cr}^2}\right),$$

где

$$\Gamma_0 = \frac{2}{15}\frac{N}{N_n}\nu_{in}, \qquad \omega_{cr}^2 = \frac{2}{9}\frac{N}{N_n}\nu_{in}\nu_{nn}.$$

Декремент Γ_0 описывает поглощение инфразвука за счет соударений ионов с нейтралами. При $\omega^2 \ll \omega_{cr}^2$ основное поглощение обусловлено соударениями ионов с нейтралами, а при $\omega^2 \gg \omega_{cr}^2$ – процессами вязкости и теплопроводности. При $\omega \sim \omega_{cr}$ вклад всех процессов примерно равноценен.

Результаты оценок Γ_0 и ω_{cr} приведены в табл. 2. Для простоты считалось, что $\nu_{in} = \nu_{nn}$.

Затухание инфразвука с расстоянием описывается декрементом $\tilde{\Gamma} = \Gamma / \upsilon_s$. Результаты расчета $\tilde{\Gamma}_0$ также приведены в табл. 2. Расстояние, на котором δ_p уменьшается в e раз, $L = \tilde{\Gamma}^{-1}$.

Результаты расчета параметров, определяющих затухание волны в центре волновода ($z \approx 200$ км), для разных периодов колебаний приведены в табл. 3. Из таблицы следует, что инфразвук с $T \sim 10$ с существенно ослабляется уже на расстояниях $R \sim 30$ км. Волна

Таблица 2. **Параметры среды и инфразвука, определяющие поглощение в дневное (ночное) время**

z, км	100	150	200	250	300	350
N, м$^{-3}$	$8\cdot10^{10}$ ($2\cdot10^{9}$)	$3\cdot10^{11}$ ($3\cdot10^{9}$)	$4\cdot10^{11}$ ($4\cdot10^{9}$)	$5\cdot10^{11}$ ($2\cdot10^{10}$)	$6\cdot10^{11}$ ($1.5\cdot10^{11}$)	$5\cdot10^{11}$ (10^{11})
N_n, м$^{-3}$	10^{19}	$7\cdot10^{16}$	10^{16}	$2.5\cdot10^{15}$	$9\cdot10^{14}$	$1.5\cdot10^{14}$
ν_{in}, с$^{-1}$	$1.2\cdot10^{4}$	84	12.3	3.9	1.5	0.3
Γ_0, с$^{-1}$	$1.3\cdot10^{-5}$ ($3.2\cdot10^{-7}$)	$4.8\cdot10^{-5}$ ($4.8\cdot10^{-7}$)	$6.6\cdot10^{-5}$ ($6.6\cdot10^{-7}$)	10^{-4} ($4\cdot10^{-6}$)	$1.3\cdot10^{-4}$ ($3.4\cdot10^{-5}$)	$1.3\cdot10^{-4}$ ($2.7\cdot10^{-5}$)
υ_s, м/с	300	400	500	700	800	900
$\tilde{\Gamma}_0$, м$^{-1}$	$4.3\cdot10^{-8}$ ($1.1\cdot10^{-9}$)	$1.2\cdot10^{-7}$ ($1.2\cdot10^{-9}$)	$1.3\cdot10^{-7}$ ($1.3\cdot10^{-9}$)	$1.4\cdot10^{-7}$ ($5.7\cdot10^{-9}$)	$1.6\cdot10^{-7}$ ($4.3\cdot10^{-8}$)	$1.4\cdot10^{-7}$ ($3\cdot10^{-8}$)
ω_{cr}, с$^{-1}$	$5.4\cdot10^{-1}$ ($8.5\cdot10^{-2}$)	$8.7\cdot10^{-2}$ ($8.7\cdot10^{-3}$)	$3.9\cdot10^{-2}$ ($3.9\cdot10^{-3}$)	$2.8\cdot10^{-2}$ ($5.5\cdot10^{-3}$)	$1.9\cdot10^{-2}$ (10^{-2})	$8.6\cdot10^{-3}$ ($3.9\cdot10^{-3}$)
$T_{cr} = 2\pi/\omega_{cr}$, с	11.6 (74)	72 (720)	161 ($1.6\cdot10^{3}$)	224 ($1.1\cdot10^{3}$)	330 (628)	730 ($1.6\cdot10^{3}$)

Таблица 3. **Зависимость параметров, описывающих поглощение инфразвука, на высоте 200 км от периода колебаний для дневного (ночного) времени**

T, с	Γ_0, с$^{-1}$	$\tilde{\Gamma}$, м$^{-1}$
10	$1.7\cdot10^{-2}$ ($1.7\cdot10^{-2}$)	$3.4\cdot10^{-5}$ ($3.4\cdot10^{-5}$)
20	$4.4\cdot10^{-3}$ ($6.5\cdot10^{-3}$)	$8.8\cdot10^{-6}$ ($1.3\cdot10^{-5}$)
50	$7.6\cdot10^{-4}$ (10^{-3})	$1.5\cdot10^{-6}$ ($2\cdot10^{-6}$)
100	$2.4\cdot10^{-4}$ ($1.7\cdot10^{-4}$)	$4.8\cdot10^{-7}$ ($7.4\cdot10^{-7}$)
200	$1.1\cdot10^{-4}$ ($4.4\cdot10^{-5}$)	$2.2\cdot10^{-7}$ ($8.8\cdot10^{-8}$)
300	$8.5\cdot10^{-5}$ ($2\cdot10^{-5}$)	$1.7\cdot10^{-7}$ ($4\cdot10^{-8}$)
400	$7.7\cdot10^{-5}$ ($1.2\cdot10^{-5}$)	$1.5\cdot10^{-7}$ ($2.4\cdot10^{-8}$)
500	$7.3\cdot10^{-5}$ ($7.6\cdot10^{-6}$)	$1.5\cdot10^{-7}$ ($1.5\cdot10^{-8}$)
600	$7.1\cdot10^{-5}$ ($5.5\cdot10^{-6}$)	$1.4\cdot10^{-7}$ ($1.1\cdot10^{-8}$)

с $T \approx 100 \div 600$ с слабо затухает вплоть до $R \approx 2000 \div 7000$ км. Ночью затухание еще меньше.

Добавим, что при распространении инфразвука происходит сдвиг частоты на величину $\Delta\omega$ [24]. Можно показать, что

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = -\frac{\Gamma}{\nu_{in}}.$$

Поскольку для $T \approx 10 \div 600$ с на всех высотах $\Gamma \ll \nu_{in}$, величина $\Delta\omega \ll \omega$. Таким образом, при наблюдениях проявлений инфразвука в верхней атмосфере сдвигом его частоты можно пренебречь.

Заметим, что условием распространения инфразвука является наличие сплошной среды. При этом длина волны инфразвука должна быть гораздо больше длины свободного пробега нейтральных частиц или $\omega \ll \nu_{nn}$. Это условие заведомо выполняется в E- и нижней части F-области. На высоте 350 км $\nu_{nn} \approx 0.3$ с$^{-1}$. Тогда $\omega_{\max} \approx 0.03$ с$^{-1}$ или $T_{\min} \approx 210$ с ≈ 3.5 мин. С другой стороны, $T_{\max} = 2\pi/\omega_a$, где ω_a – частота акустической отсечки [21]. В слое F2 $T_{\max} \approx 10 \div 15$ мин. Поэтому оптимальный диапазон T для наблюдения инфразвуковых колебаний, генерируемых в области ВГР, лежит в пределах от нескольких до примерно десятка минут.

6. Колебания концентрации электронов инфразвукового диапазона

Исходя из поляризационных соотношений (см., например, [25]) и уравнения непрерывности для N в виде

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{v} N = 0,$$

можно получить следующее уравнение, связывающее относительную амплитуду возмущений концентрации электронов $\delta_N = \Delta N / N_0$ и δ_p на высоте акустического источника:

$$\delta_N = \frac{\omega v_s}{\left(\omega^2 - \omega_b^2\right) L_N} \delta_p, \qquad (26)$$

где $L_N = N_0 / |\mathrm{d}N/\mathrm{d}z|$ – характерный высотный масштаб изменения N_0, и $\omega_b = \sqrt{g/H}$ – частота Брента–Вяйсяля [21, 25]. При $\omega^2 \gg \omega_b^2$ из (26) имеем

$$\delta_N = \frac{v_s}{\omega L_N} \delta_p = \frac{v_s T}{2\pi L_N} \delta_p = \beta_N \delta_p.$$

Например, в слое F2 ионосферы для $v_s = 800$ м/с, $L_N = 50$ км получаем $\beta_N = 0.3 \div 1.8$ для $T = 100 \div 600$ с соответственно. Важно, что $\delta_N \sim T$.

При приближении ω к ω_b (точнее к $\omega_a > \omega_b$) величина δ_N заметно увеличивается. Исходя из этого, для радиофизических наблюдений эффектов генерации инфразвука в области ВГР T следует выбирать близким к $T_{\max} \approx 10$ мин.

7. Обсуждение

Проведенный анализ показал, что наиболее эффективным механизмом генерации инфразвука мощным периодическим радиоизлучением наземного стенда является модуляция ионосферных токов в области ВГР, причем в ночное время эффективность генерации примерно на порядок выше. Последнее обусловлено как уменьшением в ночное время поглощения ВН в нижней ионосфере, так и уменьшением объемной плотности тепловой энергии плазмы в области ВГР, которая является мерой эффективности генерации неустойчивости

плазмы и передачи энергии от ВН к плазменным колебаниям в этой области. В ночное время на высотах $z \sim 350$ км становится заметным нагрев нейтралов, который также способствует генерации инфразвука. Важно, что акустический источник на высотах $z \sim 350$ км является практически изотропным с характерным размером порядка 100 км. Это благоприятствует захвату инфразвука в термосферный волновод без заметного ослабления за счет сферической расходимости волны.

Инфразвук с $T \approx 100 \div 600$ с распространяется на расстояние $R \sim 1000$ км без существенного поглощения. Примерно этот же диапазон периодов (точнее $300 \div 600$ с) является удобным для наблюдения проявлений инфразвука радиофизическими методами. При $PG \sim 100$ МВт значение $\delta_N \sim 0.01 \div 0.1$ вблизи источника инфразвука и порядка $0.001 \div 0.01$ на расстояниях $R \approx 1000$ км. При $PG \sim 1$ ГВт значения δ_N примерно на порядок больше. Такую эффективную мощность имеет нагревный стенд HAARP (Аляска, США).

Сравним результаты оценок с результатами наблюдений. Как отмечалось выше (см. раздел 2), при $T = 6$ мин ДСЧ f_d составляло $50 \div 100$ мГц на частоте зондирующей волны $f_1 = 3.2$ МГц (см. также [17]).

Известно (см., например, [12, 15]), что

$$\delta_N = \frac{cT}{L}\frac{f_d}{4\pi f_1}, \tag{27}$$

где c – скорость света в вакууме, $L = \min\{L_N, 2H\}$. Вблизи высоты отражения зондирующей радиоволны в вечернее время $z \approx 200$ км, $L_N \approx 50$ км, $2H \approx 100$ км. Тогда при $L = L_N$, используя экспериментальное значение $f_d \approx 50 \div 100$ мГц, из соотношения (27) получаем, что $\delta_N \approx 0.3 \div 0.6$ %.

В вечернее время $\delta_p(z_s) \approx 5 \div 6$ % (см. выше), а $\delta_p(200) \approx 1 \div 1.2$ %. Тогда при $\beta_N = 1.8$ имеем $\delta_N(200) \approx 1.8 \div 2.2$ %. При волноводном распространении инфразвука и $R \approx 1000$ км расчетное значение $\delta_N \approx 0.4 \div 0.5$ %.

Видно, что результаты расчетов ($\delta_N \approx 0.4 \div 0.5$ %) и экспериментов ($\delta_N \approx 0.3 \div 0.6$ %) близки между собой.

8. Выводы

1. Наиболее эффективным механизмом генерации колебаний инфразвукового диапазона под действием мощного периодического радиоизлучения наземного стенда является модуляция ионосферных токов в области ВГР. Возмущение ионосферы при этом должно осуществляться радиоволной обыкновенной поляризации и частотой меньше критической частоты слоя F2. При ориентации радиолуча вдоль геомагнитного поля амплитуда генерируемого инфразвука должна увеличиваться за счет эффекта магнитного зенита.

2. В ночное время генерация инфразвука может осуществляться также за счет периодического нагрева нейтралов на высотах порядка 350 км.

3. Оптимальным для радиофизических наблюдений проявлений инфразвука в верхней атмосфере на расстоянии порядка 1000 км является диапазон периодов модуляции 300 – 600 с.

4. Для уверенного наблюдения генерируемых колебаний инфразвукового диапазона в верхней атмосфере эффективная мощность нагревного стенда должна быть не меньше 100 МВт.

5. Эксперимент и теоретические оценки показали, что относительное возмущение концентрации электронов в F-области ионосферы в поле инфразвуковой волны на расстоянии около 1000 км от нагревного стенда составляло несколько десятых долей процента.

Приложение

Сравним различные механизмы генерации инфразвука.

Нагрев нейтрального газа. Амплитуда инфразвукового колебания при этом согласно (18) дается соотношением:

$$\Delta p_T = \frac{2}{3}\frac{\eta PGt_{Te}}{\pi^2 z_s^2 L_T}\frac{T_{n0}}{T_{e0}}. \tag{П1}$$

Модуляция ионосферных токов в динамо-области. При этом модулируется холловская проводимость электронов. Возмущение плотности холловского тока определяется из уравнения:

$$\Delta j_\perp = \delta_N \varepsilon_0 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{Be}} E_0. \tag{П2}$$

Величина δ_N зависит от механизма возмущения N под действием мощного радиоизлучения. Таким механизмом на высотах динамо-области ионосферы является уменьшение коэффициента

рекомбинации электронов с ионами NO^+, O_2^+ и O^+, вызванное нагревом электронов под действием мощного радиоизлучения. При этом [18]

$$\delta_N = \gamma_1 \frac{\Delta T_e}{T_{e0}}, \qquad \gamma_1 \approx 0.50 \pm 0.05. \qquad (П3)$$

Сначала вычислим $\Delta T_e / T_{e0}$ для проходящей радиоволны. Известно [18], что

$$\frac{\Delta T_e}{T_{e0}} = \frac{E^2}{E_p^2},$$

где

$$E^2 = \frac{\eta P G Z_0}{2\pi z_d^2} = \frac{\eta P G}{2\pi z_d^2 \varepsilon_0 c},$$

$$E_p^2 = \frac{3kT_{e0} m \delta_0 \Omega_\pm^2}{e^2}, \qquad \Omega_\pm^2 = \left(\Omega \pm \omega_{Be}\right)^2.$$

Здесь E – амплитуда электрического поля радиоволны; $Z_0 = (\varepsilon_0 c)^{-1} = 120\pi$ Ом – сопротивление свободного пространства; $z_d \approx 120$ км – средняя высота динамо-области; E_p – плазменное поле; $\delta_0 \approx 3 \cdot 10^{-3}$ – относительная доля энергии, теряемая электроном при соударении с молекулой; Ω – круговая частота радиоволны; e и m – заряд и масса электрона; знаки $\pm$ соответствуют обыкновенной и необыкновенной радиоволнам. Тогда

$$\frac{\Delta T_e}{T_{e0}} = \frac{\eta P G}{6\pi z_d^2 \varepsilon_0 c} \frac{e^2}{kT_{e0} m \delta_0 \Omega_\pm^2} = \frac{\eta P G}{6\pi z_d^2 c \delta_0 k T_{e0} N} \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega_\pm^2}. \qquad (П4)$$

С учетом (5), (П2), (П3) и (П4) для амплитуды инфразвукового колебания, генерируемого за счет модуляции токовой струи, имеем:

$$\Delta p_d = \frac{\gamma_1}{3} H \frac{\eta_d P G}{\pi z_d^2 \delta_0 k T_{e0} N c} \frac{\omega_{pe}^4}{\Omega_\pm^2 \omega_{Be}} \varepsilon_0 E_0 B_0, \qquad (П5)$$

где $L_p = 2H$ и η_d – доля мощности излучения, дошедшего до динамо-области ионосферы.

Модуляция ионосферных токов в области ВГР. Принимая во внимание, что педерсеновская проводимость электронов выражается формулой

$$\sigma_{Pe} = \varepsilon_0 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{Be}^2} \nu_a,$$

с учетом (19) для плотности аномального тока получим следующее соотношение:

$$j_a = \frac{\eta P G}{6\pi z_s^2 \upsilon_{Te} k T_{e0} (\tau + 1) N} \frac{\omega_{pe}^3}{\omega_{Be}^2} \varepsilon_0 E_0,$$

где $\tau = T_{e0} / T_{i0}$.

Тогда согласно (20) для амплитуды инфразвукового колебания, вызванного модуляцией токовой струи в области ВГР, имеем:

$$\Delta p_a = \frac{\eta P G}{6\pi z_s^2 \upsilon_{Te} k T_{e0} (\tau + 1) N} \frac{\omega_{pe}^3}{\omega_{Be}^2} L \varepsilon_0 E_0 B_0. \qquad (П6)$$

Модуляция ионосферных токов в F-области ионосферы проходящей радиоволной. Для амплитуды звукового колебания, вызванного модуляцией педерсеновской проводимости ионов, из (21) и (23) имеем

$$\Delta p_p = L_p \delta_N \frac{\omega_{pi}^2 \nu_{in}}{\omega_{Bi}^2} \varepsilon_0 E_0 B_0. \qquad (П7)$$

Величина δ_N зависит от механизма возмущения концентрации заряженных частиц N. Будем считать, что таким механизмом является вынос заряженных частиц из области нагрева за счет процессов диффузии и термодиффузии. Пренебрегая нагревом ионов, в стационарном случае имеем:

$$\frac{N}{N_0} = \frac{\tau + 1}{\theta \tau + 1}, \qquad \theta = T_e / T_{e0}$$

При $\theta - 1 \ll 1$ для амплитуды возмущения получим

$$\delta_N \approx \frac{\tau}{\tau + 1} \frac{\Delta T_e}{T_{e0}}.$$

С учетом (П4) (с заменой z_d на z_s) и (П7) из (П6) имеем

$$\Delta p_p = L_p \frac{\eta P G}{6\pi z_s^2 c \delta_0 k T_{e0} N} \frac{\tau}{\tau + 1} \frac{\omega_{pi}^2 \nu_{in}}{\omega_{Bi}^2} \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega_\pm^2} \varepsilon_0 E_0 B_0. \qquad (П8)$$

Сравнение механизмов. Используя выражения (П1), (П5), (П6) и (П8), составим следующие соотношения:

$$k_T = \frac{\Delta p_a}{\Delta p_T} = \frac{\pi}{4}\frac{L_T}{\upsilon_{Te} t_{Te}}\frac{\omega_{pe}^3}{\omega_{Be}}\frac{L\varepsilon_0 E_0 B_0}{kT_{n0}(\tau+1)N} =$$

$$= \frac{\pi}{4}\frac{L_T}{\upsilon_{Te} t_{Te}}\frac{\omega_{pe}}{\omega_{Be}}\frac{eE_0 L}{kT_{n0}(\tau+1)}, \qquad (П9)$$

$$k_d = \frac{\Delta p_a}{\Delta p_d} = \frac{\delta_0}{\gamma_1}\frac{\eta}{\eta_d}\left(\frac{z_d}{z_s}\right)^2 \frac{\omega_{pes}\Omega_\pm^2}{\omega_{ped}^2\omega_{Be}}\frac{c}{v_{Tes}}\frac{L}{H}\frac{T_{e0d}}{T_{e0s}(\tau_s+1)}, \qquad (П10)$$

$$k_p = \frac{\Delta p_a}{\Delta p_p} = \frac{\delta_0}{\tau}\frac{c}{\upsilon_{Te}}\frac{L_e}{L_p}\frac{\omega_{pe}\Omega_\pm^2}{\omega_{pi}^2\nu_{in}}\frac{\omega_{Bi}^2}{\omega_{Be}^2} =$$

$$= \frac{\delta_0}{\tau}\frac{c}{\upsilon_{Te}}\frac{L_e}{L_p}\frac{m}{M}\frac{\Omega_\pm^2}{\omega_{pe}\nu_{in}}. \qquad (П11)$$

где M – масса иона, индексы “d” и “s” указывают на отношение величин к высотам динамо-области и источника инфразвука соответственно.

Заметим, что в рассмотренном приближении значения коэффициентов k_T и k_p не зависят от параметров нагревного стенда. Значение k_d слабо зависит от PG, но существенно зависит от $\Omega_\pm^2$.

Отношение η/η_d дается следующим уравнением:

$$\frac{\eta}{\eta_d} = e^{-2\Delta K},$$

где ΔK – увеличение интегрального коэффициента поглощения радиоволны при ее распространении от $z_d \approx 120$ км до $z_s \approx 300$ км. При $PG = 100$ МВт и $f = \Omega/2\pi = 5$ МГц в дневное время с учетом самовоздействия радиоволны $2\Delta K \approx 0.4$, ночью – примерно на порядок меньше. Тогда $\eta/\eta_d \approx 0.7$ и 1 для дневного и ночного времени соответственно.

Исходя из (П9), оценим значение k_T для слоя F2 ионосферы. В этом случае $L_T = 30$ и 100 км, $\tau \approx 2.5$ и 2.3, $t_{Te} = 10$ и 100 с и $\omega_{pe}/\omega_{Be} \approx 4$ и 2, $\upsilon_{Te} \approx 1.5\cdot 10^5$ и $1.2\cdot 10^5$ м/с в светлое и темное время суток соответственно, $T_{n0} = 1000$ К, $E_0 = 3$ мВ/м, $L = L_T$. Тогда $k_T \approx 26$ и 23.

Используя (П10), вычислим k_d. Примем $L = L_T$, $\gamma_1 = 0.5$, $H \approx 10$ км. Днем (при $T_{e0d} = 400$ К, $T_{e0s} = 2000$ К, $L_T = 30$ км, $\tau_s \approx 2.5$, $(\omega_{pes}/\omega_{ped})^2 = 5$, $\Omega_+^2/(\omega_{Be}\omega_{pes}) = 6.25$, $\delta_0 = 3\cdot 10^{-3}$, $\upsilon_{Tes} \approx 1.5\cdot 10^5$ м/с) имеем $k_d \approx 10$. Ночью (при $T_{e0d} = 360$ К, $T_{e0s} = 1200$ К, $L_T = 100$ км, $\tau_s \approx 2.3$, $\Omega_\pm^2/(\omega_{Be}\omega_{pes}) = 100$, $\Omega_+^2/(\omega_{Be}\omega_{pes}) = 4.5$) получим $k_d \approx 1400$.

Далее оценим k_p исходя из соотношения (П11). Положим $L_e = L_T = 30$ и 100 км, $v_{Te} \approx 1.5\cdot 10^5$ и $1.2\cdot 10^5$ м/с, $\Omega_+^2/\omega_{pe} = 5.6\cdot 10^7$ и $11.3\cdot 10^7$ с$^{-1}$, $\tau \approx 2.5$ и 2.3 для дневного и ночного времени соответственно, $L_p = \lambda/2\pi = \upsilon_s T/2\pi \approx 60$ км, $\nu_{in} = 1.5$ с$^{-1}$, $\delta_0 = \delta_{ei} \approx 10^{-4}$, $M = 2.3\cdot 10^{-26}$ кг. Тогда $k_p = 65$ и 590 для дня и ночи соответственно.

Таким образом, имеем неравенства $k_T, k_d \ll k_p$ для дня и $k_T \ll k_p < k_d$ для ночи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Григорьев Г. И.* О перемещающихся ионосферных возмущениях, возникающих при работе мощных передатчиков // Изв. вузов. Радиофизика. – 1975. – Т. 18, № 12. – С. 1801–1805.
2. *Григорьев Г. И., Трахтенгерц В. Ю.* Излучение внутренних гравитационных волн при работе мощных нагревных стендов в режиме временной модуляции ионосферных токов // Геомагнетизм и аэрономия. – 1999. – Т. 39, № 6. – С. 90–94.
3. *Пахомова О. В., Черногор Л. Ф.* Изучение методом вертикального зондирования реакции ионосферы на воздействие мощного радиоизлучения // Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника. – 1988. – № 318. – С. 29–30.
4. *Черногор Л. Ф.* Статистические характеристики крупномасштабных возмущений в ионосфере, инициируемых воздействием мощного нестационарного радиоизлучения // Геомагнетизм и аэрономия. – 1989. – Т. 29, № 3. – С. 513–515.
5. *Мисюра В. А., Пахомова О. В., Черногор Л. Ф.* Исследование глобальных и крупномасштабных возмущений в ионосфере с помощью сети ионозондов // Космическая наука и техника. – 1989. – Вып. 4. – С. 71–74.
6. *Костров Л. С., Черногор Л. Ф.* Доплеровское радиозондирование крупномасштабных волновых возмущений в ионосфере, генерируемых мощным радиоизлучением // Геомагнетизм и аэрономия. – 1990. – Т. 30, № 1. – С. 159–161.
7. *Пахомова О. В., Черногор Л. Ф.* Кажущиеся скорости распространения возмущения в околоземном космосе // Космическая наука и техника. – 1990. – Вып. 5. – С. 71–74.
8. *Гармаш К. П., Черногор Л. Ф.* Электромагнитные и геофизические эффекты в околоземной плазме, стимулированные воздействием мощного радиоизлучения // Электромагнитные явления. – 1998. – Т. 1, № 1. – С. 90–110.
9. *Гармаш К. П., Черногор Л. Ф.* Эффекты в околоземной плазме, стимулированные воздействием мощного радиоизлучения // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. – 1998. – № 6. – С. 17–40.

10. *Черногор Л. Ф.* Фазовые вариации километровых радиоволн, сопутствовавшие воздействию на ионосферу мощного радиоизлучения // Радиофизика и радиоастрономия. – 2009. – Т. 14, № 4. – С. 377–389.
11. *Бурмака В. П., Домнин И. Ф., Урядов В. П. Черногор Л. Ф.* Вариации параметров рассеянных сигналов и ионосферы, сопутствовавшие воздействию на плазму мощного радиоизлучения // Изв. вузов. Радиофизика. – 2009. – Т. 52, № 11. – С. 859–880.
12. *Черногор Л. Ф., Фролов В. Л., Комраков Г. П., Пушин В. Ф.* Вариации спектра ионосферных волновых возмущений при периодическом нагреве плазмы мощным высокочастотным радиоизлучением // Изв. вузов. Радиофизика. – 2011. – Т. 54, № 1. – С. 43–61.
13. *Гармаш К. П., Леус С. Г., Панасенко С. В., Черногор Л. Ф.* Вариации характеристик радиоволн низкочастотной части декаметрового диапазона на квазивертикальных радиотрассах // Радиофизика и радиоастрономия. – 2011. – Т. 16, № 1. – С. 43–61.
14. *Гармаш К. П., Леус С. Г., Панасенко С. В., Черногор Л. Ф.* Вариации амплитудно-фазовых характеристик ВЧ-радиоволн на слабонаклонных трассах, сопровождавшие нагрев ионосферы мощным периодическим радиоизлучением и прохождение солнечного терминатора // Нелинейный мир. – 2011. – № 7. – С. 416–435.
15. *Черногор Л. Ф., Фролов В. Л.* Перемещающиеся ионосферные возмущения, генерируемые периодическим нагревом плазмы мощным высокочастотным излучением // Изв. вузов. Радиофизика. – 2012. – Т. 55, № 1–2. – С. 14–35.
16. *Карашгин А. Н., Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю.* О возбуждении звука в ионосфере мощными радиоволнами // Изв. вузов. Радиофизика. – 1977. – Т. 20, № 5. – С. 787–788.
17. *Черногор Л. Ф., Фролов В. Л., Пушин В. Ф.* Колебания инфразвукового диапазона в ионосфере, сопровождавшие воздействие на плазму мощного радиоизлучения // Изв. вузов. Радиофизика. – 2012. – Т. 55, (в печати).
18. *Гуревич А. В., Шварцбург А. Б.* Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. – М.: Наука, 1973. – 272 с.
19. *Гуревич А. В., Зыбин К. П., Карлсон Х. С.* Эффект магнитного зенита // Изв. вузов. Радиофизика. – 2005. – Т. 48, № 9. – С. 772–787.
20. *Гуревич А. В.* Нелинейные явления в ионосфере // Успехи физических наук. – 2007. – Т. 177, № 11. – С. 1145–1177.
21. *Госсард Э., Хук У.* Волны в атмосфере. – М.: Мир, 1978. – 532 с.
22. *Nalesso G. F. and Jacobson A. R.* On a mechanism for ducting of acoustic and short-period acoustic-gravity waves by the upper atmospheric thermocline // Ann. Geophys. – 1993. – Vol. 11, No. 5. – P. 372–376.
23. *Nalesso G. F. and Jacobson A. R.* Acoustic-gravity wave impulse to a point source in a nonisothermal stratified atmosphere // J. Geophys. Res. – 1995. – Vol. 100, No. A6. – P. 9741–9751.
24. *Жмур Л. Е.* К вопросу о распространении звука в ионосферной плазме // Изв. вузов. Радиофизика. – 1977. – Т. 20, № 6. – С. 785–786.
25. *Григорьев Г. И.* Акустико-гравитационные волны в атмосфере Земли // Изв. вузов. Радиофизика. – 1999. – Т. 42, № 1. – С. 3–25.

Л. Ф. Чорногор

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, пл. Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна

МЕХАНІЗМИ ГЕНЕРАЦІЇ КОЛИВАНЬ ІНФРАЗВУКОВОГО ДІАПАЗОНА В ВЕРХНІЙ АТМОСФЕРІ ПІД ДІЄЮ ПОТУЖНОГО ПЕРІОДИЧНОГО РАДІОВИПРОМІНЮВАННЯ

Наведено результати порівняльного аналізу можливих механізмів генерації інфразвукових коливань в іоносфері на висотах $100 \div 350$ км під дією потужного періодичного радіовипромінювання наземного нагрівного стенду декаметрового діапазону. Показано, що найефективнішим механізмом є модуляція іоносферних струмів у області верхнього гібридного резонансу (ВГР), що спричиняє модуляцію пондеромоторної сили та, зрештою, тиску атмосферного газу на висотах $250 \div 350$ км. За ефективної потужності стенду 100 МВт відносна амплітуда інфразвукових коливань в околиці висоти ВГР складає від 1 % у денні до 10 % у нічні часи. Результати теоретичних оцінок добре погоджуються з результатами наших спостережень, виконаних за допомогою доплерівського радару вертикального зондування на відстані ~ 1000 км від нагрівного стенду.

L. F. Chernogor

V. Karazin National University of Kharkiv,
4, Svoboda Sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

MECHANISMS FOR GENERATING OSCILLATIONS IN THE INFRASOUND FREQUENCY RANGE IN THE UPPER ATMOSPHERE BY PERIODIC HIGH-POWER RADIO TRANSMISSIONS

Intercomparisons of possible mechanisms for generating infrasound oscillations in the ionosphere in the $100-350$ km altitude range by high-power periodic radio transmissions from a ground-based HF heater have been made. The most effective mechanism is shown to be modulation of the ionospheric currents near the upper hybrid resonance resulting in the modulation of the ponderomotive force and finally, in the modulation of the atmospheric pressure in the $250-350$ km altitude range. The heater effective power of 100 MW produces infrasound amplitudes of 1 to 10% at the upper-hybrid resonance altitude level during the day and night, respectively. The theoretical estimates are in good agreement with the observations made by the author with the HF Doppler radar at a distance of ~ 1000 km from the heater.

Статья поступила в редакцию 27.03.2012