

УДК 533.9.01

ГЕНЕРАЦИЯ УНЧ-ПУЛЬСАЦИЙ В ИОНОСФЕРЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА НЕЁ МОЩНЫМ КВ-РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ

© 2012 г.

А.В. Рябов, Д.С. Котик

Научно-исследовательский радиофизический институт, Нижний Новгород

alexr@nirfi.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 24.08.2011

Рассматривается механизм генерации микропульсаций магнитного поля в ионосфере на основе пондеромоторного возбуждения кольцевого тока в неоднородном поле мощного пучка КВ-радиоволн. Приводятся результаты численного анализа для двух стенов по модификации ионосферы на средних и высоких широтах по ионосферным моделям, приближенным к реальным.

Ключевые слова: плазма, ионосфера, КВ-нагрев, сила Миллера, пондеромоторная сила, омический нагрев, микропульсации магнитного поля.

Введение

В современной радиофизике большой интерес представляет изучение процессов взаимодействия электромагнитных волн с ионосферной плазмой с помощью специальных мощных радиоинструментов, так называемых нагревных стенов [1]. Особый интерес представляет генерация низкочастотных микропульсаций в ионосфере при воздействии на неё мощной модулированной КВ-радиоволной. Первые эксперименты по генерации искусственных низкочастотных сигналов мощным КВ-излучением в диапазоне магнитных микропульсаций были проведены на стендах «Сура» (Нижегородская область) и EISCAT (Тромсё, Норвегия) в начале 80-х гг. [2–4]. Механизм генерации УНЧ-сигналов связывался с модуляцией КВ-радиоволнами ионосферных квазистационарных динамо-токов в средних широтах и полярной электроструи в высоких, по аналогии с явлением генерации искусственных сигналов в килогерцовом диапазоне [5]. При этом уровень сигнала явным образом коррелировал с уровнем геомагнитной активности.

Первый эксперимент по генерации сигналов на частотах (3–6) Гц в условиях ночной ионосферы был проведен на стенде Аресибо (Пуэрто-Рико) еще в 1985 г. [6]. Результаты этого эксперимента не могли быть объяснены в рамках общепринятой на тот момент теории модуляции ионосферных токов.

Авторы более поздних экспериментов 2009–2010 годов на стенде HAARP (Аляска) по генерации искусственных микропульсаций в условиях отсутствия электроструи связывают механизм генерации низкочастотных сигналов с

дрейфовым током, возникающим в магнитном поле Земли, обусловленным наличием градиента давления при омическом нагреве плазмы верхней ионосферы полем волны накачки [7]. Аналогичные эксперименты были проведены в лабораторных условиях на установке «Крот», на которой исследовалась генерация низкочастотных волн свистового диапазона в поле двух пучков волн накачки с небольшой отстройкой по частоте [8]. В этой же работе предложен механизм генерации волн на разностной частоте, в основе которого лежит пондеромоторная сила, возникающая благодаря наличию поперечного градиента электрического поля волны накачки. Данные механизмы были взяты за основу для численного расчета структуры ионосферного источника.

Основные уравнения

Моделирование токового источника подразумевает расчет распределения плотности тока \vec{j} в пространстве, которое задается соотношением $\vec{j} = -en\vec{V}$, где e – элементарный заряд, n – плотность электронов, \vec{V} – их скорость движения. Движение электрона в электромагнитном поле описывается известным уравнением для вектора \vec{V} :

$$\dot{\vec{V}} + \nu\vec{V} = -\frac{e}{m}\vec{E} - \frac{e}{mc}[\vec{V} \times \vec{B}] \quad (1)$$

где ν – частота столкновений, c – скорость света в вакууме, m – масса электрона, \vec{E} и \vec{B} – электрическое и магнитное поля. Волна накачки имеет амплитудную модуляцию с частотой $\Omega = \omega_2 - \omega_1$, поэтому представим поле \vec{E} в виде суммы двух волн на частотах ω_1 и ω_2 :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \vec{E}_0(\vec{r}) [\cos \omega_1 t + \cos \omega_2 t] \quad (2)$$

Запишем \vec{V} в виде суммы медленно меняющейся части \vec{V}_0 и быстро меняющейся малой части $\vec{\xi}(t)$, т.е. $\vec{V} = \vec{V}_0 + \vec{\xi}(t)$. В результате исходное уравнение (1) распадается на два независимых: одно для колебательного движения $\vec{\xi}(t)$, другое для дрейфового движения \vec{V}_0 . Рассмотрим сначала выражение для $\vec{\xi}(t)$:

$$\dot{\vec{\xi}} + v\vec{\xi} = -\frac{e}{m} \vec{E}. \quad (3)$$

Будем искать решение в виде:

$$\vec{\xi}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \vec{\xi}_{01}(\vec{r}) \sin(\omega_1 t) + \frac{1}{2} \vec{\xi}_{02}(\vec{r}) \sin(\omega_2 t). \quad (4)$$

Из выражений (2), (3) и (4) имеем:

$$\begin{aligned} & [\vec{\xi}_{0i}(\vec{r}) \omega_i \cos(\omega_i t)] + v [\vec{\xi}_{0i}(\vec{r}) \sin \omega_i t] = \\ & = -\frac{e}{m} \vec{E}_0(\vec{r}) [\cos \omega_i t], \quad i = 1, 2. \end{aligned} \quad (5)$$

В общем случае $\vec{\xi}_{01}$ и $\vec{\xi}_{02}$ – комплексные величины, однако в силу малости коэффициента столкновений v по сравнению с частотами ω_1 и ω_2 мнимая часть пренебрежимо мала, в этом приближении для $\vec{\xi}_{0i}$ запишем следующие выражения:

$$\vec{\xi}_{0i}(\vec{r}) = -\frac{e \vec{E}_0(\vec{r})}{m \sqrt{\omega_i^2 + v^2}}, \quad i = 1, 2. \quad (6)$$

Возвращаясь к уравнению (1), теперь можно записать выражение для дрейфового движения \vec{V}_0 :

$$\dot{\vec{V}}_0 = -\frac{e}{mc} [\vec{\xi} \times \vec{B}] - \frac{e}{mc} [\vec{V}_0 \times \vec{B}_0] \quad (7)$$

здесь \vec{B}_0 – магнитное поле Земли. \vec{V}_0 является медленной функцией времени, поэтому $\dot{\vec{V}}_0 = i\Omega \vec{V}_0$.

Поле \vec{B} будем искать в виде:

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} [\vec{B}_1(\vec{r}) \sin \omega_1 t + \vec{B}_2(\vec{r}) \sin \omega_2 t] \quad (8)$$

Из закона индукции Фарадея имеем:

$$\vec{B}_i = -\frac{1}{\omega_i c} \text{rot} \vec{E}_0, \quad i = 1, 2. \quad (9)$$

Перепишем уравнение (7) с учётом выражений (5), (6), (8), (9):

$$\begin{aligned} & \frac{mc}{e} i\Omega \vec{V}_0 + \frac{1}{4} [(\vec{\xi}_{01} \sin \omega_1 t + \vec{\xi}_{02} \sin \omega_2 t) \times \\ & \times (\vec{B}_1 \sin \omega_1 t + \vec{B}_2 \sin \omega_2 t)] = -[\vec{V}_0 \times \vec{B}_0] \end{aligned} \quad (10)$$

После несложных математических преобразований получаем:

$$\vec{V}_0 = \frac{-e [\nabla \vec{E}_0^2 \times \vec{B}_0]}{2mcB_0^2 \omega_0 \sqrt{\omega_0^2 + v^2}} \left(1 + \frac{\Omega^2}{2\omega_0^2} \right). \quad (11)$$

Учитывая, что $\frac{\Omega^2}{2\omega_0^2} \ll 1$, для плотности тока

имеем:

$$\vec{j} = en_e \vec{V}_0 = \frac{-e^2 n_e [\nabla \vec{E}_0^2 \times \vec{B}_0]}{2mcB_0^2 \omega_0 \sqrt{\omega_0^2 + v^2}}. \quad (12)$$

Данное выражение описывает распределение кольцевых токов в ионосфере при воздействии на неё неоднородным пучком мощных КВ-радиоволн. Для расчета пространственной структуры распределенного ионосферного источника по формуле (12) необходимо провести расчет поля, воздействующего на ионосферную плазму. С учетом конструктивных особенностей нагревного стенда при этом, ввиду больших мощностей нагревного излучения, необходимо включать в рассмотрение эффект самовоздействия.

В приближении геометрической оптики легко записать уравнение для функции ослабления поля волны накачки $e(\vec{r})$ в следующем виде [4]:

$$\begin{aligned} & \frac{de(r)}{dz} + \left[\frac{1}{2n_0} \frac{dn_0}{dr} + \frac{1}{r} + \frac{\omega}{c} \kappa_i(\vec{r}) \right] e(r) = 0, \quad (13) \\ & e(\vec{r}_0) = 1. \end{aligned}$$

Здесь κ – коэффициент поглощения, r_0 – нижняя граница ионосферы, n_0 – показатель преломления. Из уравнения (13) для поля \vec{E} имеем:

$$\begin{aligned} & E(\vec{r}) = E_0(\vec{r}_0) \frac{1}{\sqrt{n_0(\vec{r})}} \times \\ & \times \exp \left\{ -\frac{\omega_0}{c} \int_{z_0}^z \kappa(\omega, v_e(T_e), \vec{r}) dr \right\} F(\phi, \theta), \end{aligned} \quad (14)$$

здесь E_0 – поле на нижней границе ионосферы. Оно определяется мощностью передатчика и коэффициентом усиления передающей антенны, F – диаграмма направленности излучающей антенны. Число соударений рассчитывается как сумма числа соударений с ионами и с нейтральными частицами: $v_e = v_{em} + v_{ei}$, частоты столкновений являются функциями температуры:

$$v_{em} = v_0 \left(\frac{T_e}{T_{e0}} \right)^{5/6}, \quad v_{ei} = \frac{5.5N}{T_e^{3/2}} \ln \left(220 \frac{T_e}{N^{1/3}} \right), \quad \text{где}$$

T_{e0} – температура электронов в невозмущенном состоянии, N – их концентрация [9, с. 64].

Изменение электронной температуры описывается уравнением баланса:

$$\frac{dT_e}{dt} = -\frac{2}{3} e \vec{v}_e \vec{E} - \delta v_e (T_e - T_0), \quad (16)$$

где \vec{v}_e – скорость электрона в высокочастотной волне, δ – доля энергии, теряемая электроном при столкновении с молекулой, T_0 – температура молекул ($T_0 = \text{const}$), v_e – частота столкновений электронов с молекулами и ионами. Допус-

тим, что возмущение электронной температуры можно представить в виде $T_e = T_{0e} + T_\Omega$ (считаем, что $T_\Omega \ll T_{0e}$), где T_{0e} – постоянная составляющая электронной температуры, а T_Ω – амплитуда гармонической составляющей на частоте Ω . Из уравнения (16) следует:

$$T_{0e} - T_0 = \frac{4e^2 E_0^2}{3m\delta[(\omega_0 \pm \omega_L)^2 + \nu_0^2]}, \quad (17)$$

где E_0 – амплитуда несущей на частоте ω_0 , ν_0 – частота столкновений с молекулами и ионами в невозмущенном состоянии, $\omega_L = \omega_{HE} \cos\theta$ – проекция гирочастоты электрона на ось Z , θ – угол между осью Z и полем B_0 . Для амплитуды гармонической составляющей температуры T_Ω из (16) получим следующее уравнение:

$$|T_\Omega| = \frac{2e^2 E_0^2 \sqrt{(2\delta\nu_0^2 - \Omega^2)^2 + 4\nu_0^2 \Omega^2}}{3m[(\omega_0 \pm \omega_L)^2 + \nu_0^2](\Omega^2 + \delta^2\nu_0^2)}. \quad (18)$$

Таким образом, получив распределение электрического поля мы решаем задачу о пространственном распределении плотности тока \vec{j} .

Приведенное выше выражение для вычисления структуры ионосферного источника (12) получено в предположении, что плазма есть множество взаимодействующих между собой частиц. Рассмотрим другой подход к описанию плазмы – магнитогидродинамический. В качестве исходных уравнений запишем основное уравнение гидродинамики:

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} = -\nabla p + \frac{1}{c} [\vec{j} \times \vec{B}] \quad (19)$$

(где ρ – плотность, p – давление) и закон Ома:

$$E_\perp + \frac{1}{c} [\vec{V} \times \vec{B}] = \frac{\vec{j}_\perp}{\sigma_\perp} + \frac{1}{enc} [\vec{j}_\perp \times \vec{B}]. \quad (20)$$

Умножая обе части уравнения (19) на \vec{B} , получаем $[\vec{V} \times \vec{B}] = \frac{iB^2}{\Omega\rho c} \vec{j}_\perp$. С учетом выражения (20), как это было показано в работе [10], плотность нелинейного дрейфового тока электронов, возникающего при омическом нагреве плазмы, может быть рассчитана по формуле:

$$\vec{j} = -cn_e \frac{[\nabla_\perp T_e \times \vec{B}_0]}{B_0^2}, \quad (21)$$

где T_e – температура электронов.

Приведенные механизмы формирования ионосферного токового источника электромагнитного излучения были взяты за основу для проведения численного анализа.

Результаты экспериментов

Для определенности и удобства сравнения при расчетах были выбраны параметры двух стенов по модификации ионосферы: «Сура» (частота 4.785 МГц, мощность 500 кВт) и HAARP (частота 2.8 МГц, мощность 3500 кВт). Высотные зависимости концентрации электронов были получены путем корректирования моделей IRI-2007 [11] по данным ионосферных зондов на момент проведения экспериментов, параметры нейтральной атмосферы – из модели MSIS-E-90 [12]. На рис. 1 и 2 показаны профили концентрации и температуры электронов для следующих параметров источника: стенд «Сура» (эффективная излучаемая мощность $ERP = 100$ МВт) и стенд HAARP ($ERP = 350$ МВт).

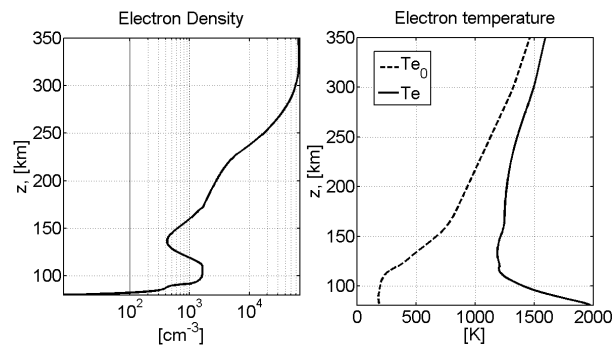


Рис. 1. Профиль концентрации и температуры электронов для стенда «Сура», модель IRI (ночные условия)

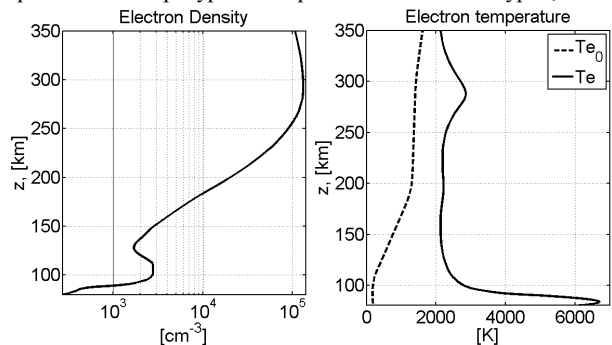


Рис. 2. Профиль концентрации и температуры электронов для стенда HAARP, модель IRI (ночные условия)

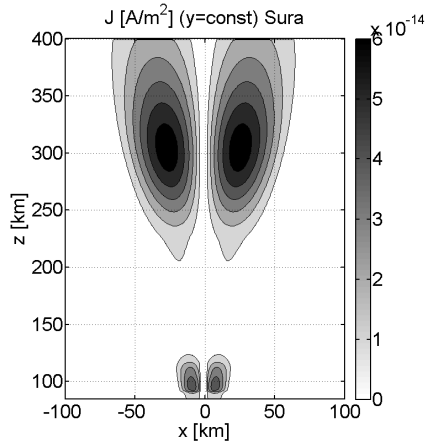


Рис. 3. Распределение плотности нелинейного дрейфового тока электронов под действием пондеромоторной силы в вертикальной плоскости для стенда «Сура» (ночные условия)

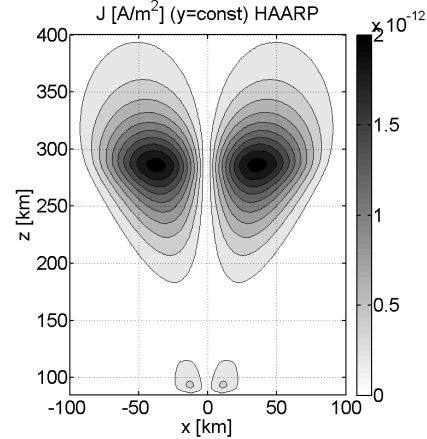


Рис. 4. Плотность тока для стенда HAARP (ночные условия)

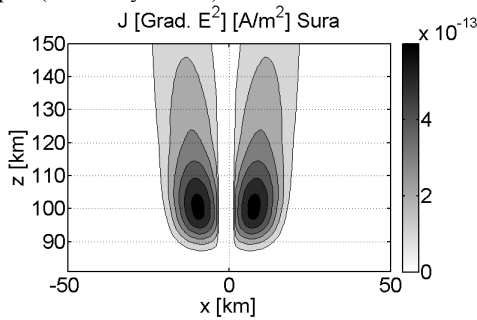


Рис. 5. Плотность тока для стенда «Сура» (дневные условия)

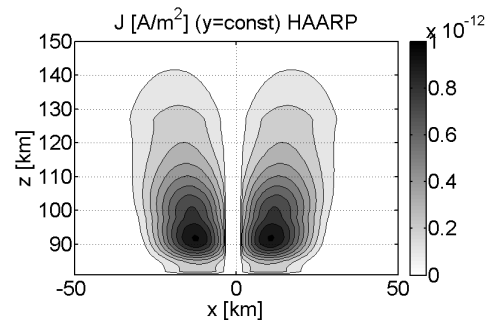


Рис. 6. Плотность тока для стенда HAARP (дневные условия)

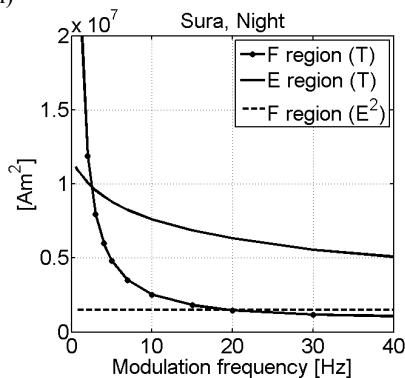


Рис. 7. Суммарный магнитный момент токовой системы в F- и E-слое для стенда «Сура»

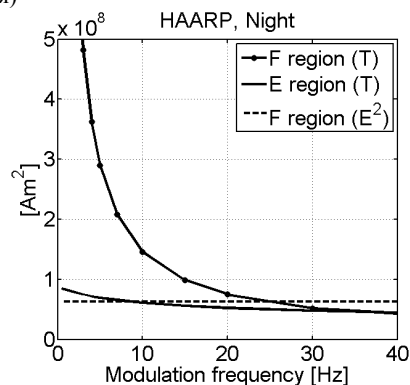


Рис. 8. Суммарный магнитный момент токовой системы в F- и E-слое для стенда HAARP

Как видно из графиков, температура электронов в E-слое увеличивается в несколько десятков раз по сравнению с равновесным состоянием, именно в этом слое происходит основное поглощение излучения. По приведенным выше профилям с использованием выражений (12) и (21) вычислялась плотность тока. На рис. 3–6 показаны поперечные срезы плотности тока для ночных и дневных условий соответственно.

При моделировании источника и анализе результатов следует учитывать размеры источников. Объем, который занимает источник в F-слое, существенно больше объема, занимаемого источником в E-слое, поэтому для количествен-

ной оценки эффективности генерации пондеромоторных токов следует сравнивать не их амплитуды, а магнитные моменты всей токовой системы. На рис. 7 и 8 приведены частотные зависимости суммарного магнитного момента для механизмов генерации, связанных с силой Миллера (E^2) и с омическим нагревом плазмы (T).

Как видно из приведенных выше результатов, от частоты зависят токи, обусловленные омическим нагревом, причем в F-слое характер спада имеет вид $\sim \frac{1}{\Omega}$. Это следует из выражения (18), если принять частоту столкновений ν много меньше частоты модуляции Ω .

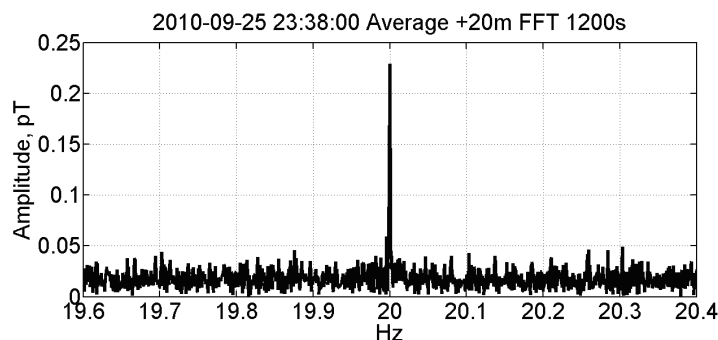


Рис. 9. Результат обработки принятого УНЧ-сигнала методом БПФ

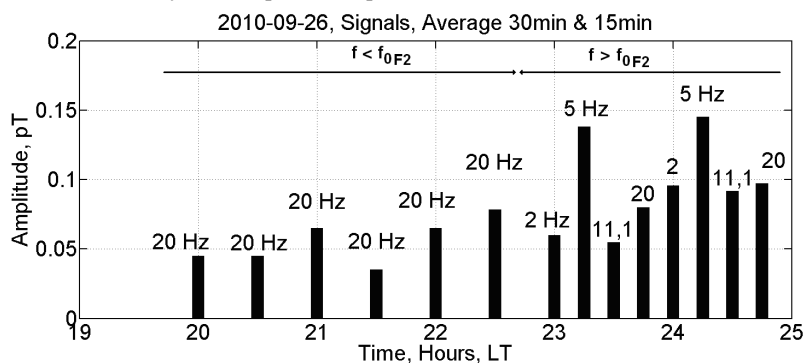


Рис. 10. Амплитуды принятых сигналов на частотах 2–20 Гц 26.09.2010

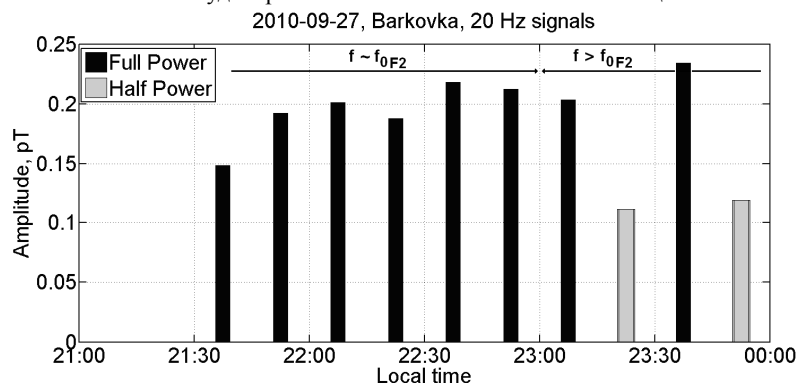


Рис. 11. Амплитуды принятых сигналов при полной и половинной мощности излучения

В Е-слое характер спада определяется зависимостью частоты столкновений ν от температуры и частотой модуляции Ω . Из сравнения двух уровней мощности излучения видно, что при увеличении последней в 4 раза магнитный момент источника возрастает в несколько десятков раз. Такое различие обусловлено самодействием, которое, естественно, сильнее у более мощной установки.

В 2010 году на стенде «Сура» проводились измерения магнитного поля на земле на удалении 4.5 км. Стенд «Сура» работал на частоте 4.785 МГц, кроме того, применялись различные частоты модуляции: от 2 до 20 Гц [13]. При регистрации сигнала измерялись компоненты магнитного поля север–юг, восток–запад с помощью индукционных магнитометров. На рисунке 9 представлен результат обработки принятого сигнала с помощью БПФ.

Амплитуды принятых сигналов варьировались в пределах от 0.03 до 0.3 пТл. На рисунке 10 показана диаграмма амплитуд принятых сигналов на частотах 2–20 Гц, на рисунке 11 – диаграмма амплитуд сигналов при работе на полной и половинной мощности.

Выводы

Из приведенных выше экспериментальных данных следует, что в F-слое ионосферы при воздействии мощным пучком КВ-радиоволн происходит генерация пондеромоторных кольцевых токов, причем с понижением частоты модуляции волны накачки возрастает их амплитуда, что согласуется с моделью токового источника в ионосфере, обусловленного омическим нагревом (рис. 7, 8). Кроме того, учет движения отдельных частиц позволил постро-

ить модель, приближенную к реальному источнику. Такой подход наиболее оправдан при использовании частот модуляции $\Omega > 10$ Гц. При более низких частотах движение электронов как отдельных частиц не столь существенно по сравнению с дрейфовым током, возникающим при омическом нагреве. Суммарный магнитный момент системы токов в F-слое значительно возрастает в ночное время суток. По-видимому, именно с этим обстоятельством связано заметное возрастание сигнала в ночное время на земле в экспериментах [7, 13]. Из приведенных выше данных также следует, что при воздействии волной накачки на половинной мощности амплитуда принимаемого на земле сигнала падает в 2 раза по сравнению с полной мощностью, что говорит о квадратичности эффекта генерации кольцевых токов по полю.

Характеристики УНЧ-сигнала от источника в верхней ионосфере близки к измеренным ранее на стенде HAARP:

1. Регистрация сигнала и его увеличение в ночные часы после превышения частотой волны накачки критической частоты F-слоя;

2. Отношение амплитуды сигнала на частотах в несколько герц к амплитуде сигнала на частоте 2 кГц и заметная вариация амплитуды сигнала во времени (рис. 10).

Из-за нестабильности сигнала возникает необходимость усреднения амплитудного спектра для выделения полезного сигнала на фоне помех, что, в свою очередь, приводит к увеличению общей продолжительности сеансов регистрации.

Очевидно также, что задача об излучении подобного рода источником как в волновод Земля–ионосфера, так и в магнитосферу не представляется тривиальной, поскольку размеры источника значительно превосходят длину МГД-волн в среде, а направление магнитного момента источника плохо согласуется с поляризацией нормальных волн в волноводе Земля–ионосфера.

Работа поддержана грантом РФФИ 11-02-00419-а.

Список литературы

1. Гуревич А.В. Нелинейные явления в ионосфере // УФН. 2007. 177. № 11. С. 1145–1177.
2. Гульельми А.В., Зотов О.Д., Котик Д.С. и др. Генерация геомагнитных пульсаций при периодическом нагреве ионосферы мощным радиоизлучением // Геомагнетизм и аэронавигация. 1985. Т. XXV, № 1. С. 102–106.
3. Беляев П.П., Котик Д.С., Митяков С.Н. и др. Генерация сигналов комбинационных частот в ионосфере // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30, № 2. С. 248–286.
4. Stubbe P., Kopka H., Dowden R.L. Generation of ELF and VLF waves by polar electro jet modulation. Experimental results // J. Geophys. Res. 1981. 86. N.11. P. 9073–9078
5. Котик Д.С., Трахтенгерц В.Ю. О механизме возбуждения комбинационных частот в ионосферной плазме // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 21, № 2. С. 114–118.
6. Ganguly S. Experimental observation of ultra low frequency waves generated in the ionosphere // Nature. 1986. Vol. 320, No 6062. P. 511.
7. Papadopoulos, K., Gumerov N.A., Shao X. et al. HF-driven currents in the polar ionosphere // Geophys. Res. Lett. 2011. doi:10.1029/2011GL047368. In press.
8. Гуцин М.Е., Коробков С.В., Костров А.В., Стриковский А.В. Параметрическая генерация свистовых волн при взаимодействии высокочастотных волновых пучков с магнитоактивной плазмой // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88 (11). С. 752–756.
9. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
10. Bochkarev K.V., Zybin K.P. Ultra low frequency pulsation generation under the action of modulated microwave power on ionosphere // Physics Letters A. 2010. P. 1508–1513.
11. http://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/iri_vitmo.html
12. http://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/msis_vitmo.html
13. Котик Д.С., Рябов А.В., Ермакова Е.Н. и др. Обнаружение сигналов в диапазоне (2–20) Гц, возбуждаемых в верхней ионосфере КВ излучением стенда «Сура» // XXIII Всероссийская научная конференция «Распространение радиоволн 2011». Йошкар-Ола.
14. Литвак А.Г., Динамические нелинейные электромагнитные явления в плазме // Вопросы теории плазмы. 1980. Вып. 10. С. 164–208.
15. Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973.
16. Айзенберг Г.З. Коротковолновые антенны. М.: Радио и связь, 1985. 536 с.

GENERATION OF ULF PULSATIONS IN THE IONOSPHERE BY POWERFUL HF RADIO WAVES

A.V. Ryabov, D.S. Kotik

A generation mechanism of magnetic micropulsations in the ionosphere based on the ponderomotive current drive in the nonuniform field of a powerful HF wave beam is considered. Numerical analysis results for two middle- and high-latitude ionospheric modification facilities are given for close-to-real ionospheric models.

Keywords: plasma, ionosphere, HF heating, Miller force, ponderomotive force, ohmic heating, magnetic field micropulsations.