

УДК 537.876.23

**МОДЕЛИРОВАНИЕ БОРТОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ
ДЕМОДУЛИРОВАННОГО НИЗКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ В
НИЗКОШИРОТНОЙ ВОЗМУЩЕННОЙ ИОНОСФЕРЕ**

А. В. Мошков, В. Н. Пожидаев

**Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН
125009, Москва, ул. Моховая 11, корп.7**

Статья поступила в редакцию 19 октября 2017 г.

Аннотация. Проведено численное моделирование распространения демодулированного пучка низкочастотных электромагнитных волн на низких широтах в присутствии широтных градиентов экваториальной аномалии при условии, что регистрация сигнала осуществляется в вертикальном направлении, например, при помощи измерительных ракет. Показано, что волновой пучок имеет сравнительно малые пространственные размеры и амплитуда электромагнитного поля в таком пучке распределена крайне неравномерно, что обусловлено интерференционными эффектами при конкурирующем воздействии градиентов плотности плазмы и ее анизотропии в присутствии неоднородного геомагнитного поля. В таких условиях измерения, традиционно проводимые при помощи аппаратуры, установленной на борту искусственного спутника Земли, могут оказаться неэффективными.

Ключевые слова: низкоширотная ионосфера, экваториальная аномалия, возмущение ионосферы мощным модулированным излучением, демодулированные волны низкой частоты.

Abstract. The impact of the high-power modulated short-wave (SW) radiation of ground transmitters on the parameters of the near-Earth cosmic plasma (Earth magnetosphere) is currently studied extensively. It is expected that this impact and its consequences may be closely associated with such process as local climate changes and the stability of radiation belts of the Earth. Hence, remote radio physical measurements of the parameters of induced perturbations of the Earth ionosphere are

highly relevant. It is well known that the impact of the high-power modulated SW radiation from the transmitter of the HAARP (Alaska) station on the auroral ring current in the lower ionosphere are studied extensively. A natural assumption was made that a similar low frequency (LF) wave's demodulation may be produced by high-power transmitters of low-latitude equatorial heating facilities in the regions of the lightning-perturbed lower ionosphere penetrated by the equatorial ring current. Thus, the perturbed region of the ionosphere acts as a demodulator and, correspondingly, as a radiating LF antenna. The aim of this study is to construct a simple model of the low-latitude ionosphere, which is suitable for calculation of ray trajectories of LF waves, based on literature data. This model has been used to calculate the distribution of demodulated LF waves. We compare a traditional scheme of LF wave's measurement, when a receiver is onboard of low height orbiting satellite, with a case when such a receiver moves in vertical direction near the equatorial plane. It is shown that the last scheme of measurements is essentially more effective.

Key words: low-latitude ionosphere, equatorial anomaly of electron concentration, ionosphere disturbance by intensive modulated short-wave emission.

1. Введение

В последнее время в мире развернуты интенсивные исследования воздействия мощного модулированного коротковолнового (КВ) излучения наземных передатчиков на параметры околоземной космической плазмы (магнитосферы Земли). Дистанционная радиофизическая диагностика параметров таких искусственных возмущений ионосферы Земли является актуальной задачей. В настоящее время в России соответствующие эксперименты практически не проводятся. Поэтому основной упор делается на численное моделирование процессов, возникающих в возмущенной ионосфере и магнитосфере Земли. Отметим, что демодуляция мощного КВ излучения возможна не только при взаимодействии с авроральным кольцевым током, но и на низких геомагнитных широтах в областях нижней ионосферы,

пронизываемых экваториальным кольцевым током [1]. Традиционная схема измерений параметров демодулированного низкочастотного (НЧ) излучения состоит в использовании бортовых спутниковых регистрирующих устройств. В случае низких широт такая процедура является неэффективной. Ниже предложен расчет альтернативной вертикальной схемы таких измерений.

Напомним, что принцип работы ионосферных демодуляторов основан на известном эффекте Гетманцева [2]. Модулированный низкой частотой мощный пучок коротких волн испытывает сильное поглощение в нижней ионосфере в области прохождения горизонтального кольцевого тока, где существует интенсивное горизонтальное электрическое поле \vec{E} . Возмущение участка нижней ионосферы приводит к низкочастотной (НЧ) модуляции проводимости плазмы σ и, как следствие, к появлению НЧ-плотности тока $\vec{J} = \sigma \vec{E}$. В результате возникает вторичное излучение НЧ-волн. Таким образом, возмущенная область ионосферы играет роль демодулятора и, соответственно, НЧ излучающей антенны. Отметим, что в широком смысле при проведении ионосферных радиофизических исследований низкие частоты f условно соответствуют интервалу от долей герца до $f \leq 0,5f_H$, где f_H – локальное значение гирочастоты электронов (в ионосфере $f_H \sim 1\text{МГц}$).

В работе [1] было показано, что в зависимости от расположения НЧ-демодулятора экваториальная аномалия может приводить как к дополнительной фокусировке демодулированного НЧ-пучка, так и к его дефокусировке. Связанные с таким перераспределением лучей многочисленные особенности типа каустик могут привести к резким изменениям уровня сигнала в ходе спутниковых измерений. Кроме того, с уменьшением широты расположения возмущенной области ионосферы высота проникновения лучей в ионосферу значительно уменьшается. Для регистрации таких сигналов потребуются космические аппараты с низкой (до 200 км) высотой полета над уровнем земли.

Цель данной работы состоит в проведении расчетов вертикального распределения относительной напряженности поля демодулированных НЧ-

волн, генерируемых в нижней ионосфере излучением мощного экваториального передатчика на основе предложенной в работе [1] упрощенной модели низкоширотной ионосферы. Поскольку соответствующие экспериментальные данные к настоящему времени отсутствуют, расчеты носят качественный и иллюстративный характер.

2. Основные соотношения

Везде далее будем использовать понятие «геомагнитной широты» Φ , широко применяемое в расчетах и анализе характеристик ионосферного распространения радиоволн ($\Phi < 0$ в южном полушарии). Напомним, что низкоширотной геомагнитной аномалией называют относительно сильную и неравномерную зависимость значений концентрации электронов N_e на заданной высоте от широты в интервале $\Phi \sim 30 \dots -30^\circ$. Это значит, что величина N_e становится двумерной функцией $N_e(h, \Phi)$. Предположим, что для близких приэкваториальных широт все профили $N_e(h)$ при фиксированном значении Φ подобны, т.е. отличаются постоянным множителем.

Этот множитель находим следующим образом. Выберем профиль $N_e(h) = N_e(h, 30^\circ)$ в качестве *опорного* профиля [3]. Каждый профиль $N_e(h)$ имеет глобальный максимум N_m , значения которого у разных профилей отличаются. Следовательно, величина N_m является функцией широты Φ . Эмпирические зависимости $N_m(\Phi)$ известны из литературы [3]. Выбираем широту Φ . Ей соответствует максимум концентрации $N_m(\Phi)$. Соответствующий этой широте высотный профиль концентрации электронов находим из следующего соотношения:

$$N_e(h, \Phi) = N_e(h, 30^\circ) N_m(\Phi) / N_m(30^\circ).$$

Эту процедуру можно упростить, если учесть, что зависимость $N_m(\Phi)$ в области экваториальной аномалии практически симметрична относительно экватора [3], и для этой зависимости можно подобрать аналитическую аппроксимацию в виде [1]:

$$N_m(\Phi) = N_m(0) + \Phi^2 [1 + (\Phi/\Phi_0)^4]^{-1} \Delta, \quad (1)$$

где множитель Δ имеет вид

$$\Delta \equiv 2[N_m(\Phi_0) - N_m(0)] / \Phi_0^2. \quad (2)$$

Широта Φ_0 является параметром и соответствует симметричным относительно экватора максимумам кривой $N_m(\Phi)$ [1,3]. Ниже для проведения расчетов мы будем использовать характерные средние значения: $\Phi_0 \sim 20^\circ$; $N_m(\Phi_0) \sim 1,5 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$; $N_m(0) \sim 7,0 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$ [3].

Основное отличие приполярной и низкоширотной возмущенной нижней ионосферы заключается в различии физической природы естественных возмущений. Если в приполярной ионосфере таким источником является повышенная геомагнитная активность, то в низкоширотной ионосфере основную роль играют мощные электромагнитные импульсы молниевых разрядов [5,6]. Нижняя приэкваториальная ионосфера постоянно «пропускает» через себя десятки гигаватт электромагнитной энергии в относительно узком интервале низких частот [6].

Чем ближе точка старта к геомагнитному экватору, тем ближе к земле силовая линия пересекает экваториальную плоскость. Пусть силовая линия проходит через область демодуляции на высоте h и широте Φ . Вследствие анизотропии среды НЧ-излучение формирует пучок, расположенный в окрестности стартовой силовой линии. Используя дипольную модель геомагнитного поля [4], легко найти максимальную высоту h_m , на которой эта силовая линия пересекает экватор:

$$h_m = (R_0 \sin^2 \Phi + h) / \cos^2 \Phi, \quad (3)$$

где $R_0 \approx 6370 \text{ км}$ – радиус Земли. Например, при $h = 70 \text{ км}$ и $\Phi = 10^\circ$ получим $h_m \approx 270 \text{ км}$. Если учесть, что величина $N_e(h)$ ниже максимума слоя F в среднем растет с высотой, то рефракция дефокусирует пучок лучей, и оценка (3) является заниженной. Расчетное значение $h_m \approx 500 \text{ км}$. Для успешной бортовой регистрации демодулированных в нижней ионосфере на низких широтах НЧ-

волн предпочтительно использовать измерительные ракеты, регистрирующие не горизонтальное [1], а вертикальное распределение параметров НЧ-поля.

В случае горизонтально движущегося измерителя параметры фоновой ионосферной плазмы в окрестности источника можно в первом приближении считать неизменными. Однако при вертикально движущемся измерителе параметры окружающей анизотропной плазмы заметно меняются. Поэтому для расчета величины напряженности поля волны недостаточно знания только вектора Пойнтинга. Необходимо учитывать, что относительная величина компонент напряженности электрического и магнитного поля волны сильно зависят от параметров окружающей плазмы в точке измерения [4]. Ситуация облегчается тем, что для распространяющейся в плазме волны (часто называемой «свистовой модой» или просто «свистом») необходимо точно знать какую-либо одну компоненту поля – все остальные можно явным образом выразить через нее и параметры плазмы.

Плазменная частота электронов f_p и их гирочастота f_H определяются следующим образом:

$$f_p = (e^2/4\pi^2\varepsilon_0 m_e)^{1/2} N_e^{1/2} \approx 8,97 N_e^{1/2}, \text{ кГц},$$

$$f_H = eB_0(h, R_0, \Phi)/(2\pi m_e) \approx 876,0 (1+h/R_0)^{-3} (1 + 3\sin^2 \Phi)^{1/2}, \text{ кГц}.$$

Здесь e , m_e – заряд и масса электрона соответственно, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, $B_0(h, R_0, \Phi)$ – локальное значение индукции геомагнитного поля [4], концентрация электронов плазмы N_e измеряется в см^{-3} .

Для используемых частот модуляции $f \geq 1$ кГц влиянием ионов, составляющих плазму, на характеристики распространения НЧ-волн в ионосфере можно пренебречь. При распространении в плазме НЧ-волны ее волновое число k и показатель преломления n плазмы связаны соотношением $k = \omega n/c$, где $\omega = 2\pi f$ – круговая частота волны, c – скорость света в вакууме. В анизотропной ионосферной плазме свойства волны существенно зависят от направления ее распространения относительно локального вектора

геомагнитного поля \vec{B}_0 . Пусть ψ - угол между направлением распространения фазового фронта волны и \vec{B}_0 . Тогда, согласно классической магнито-ионной теории [4], величина n полностью определяется локальными значениями параметров $X = (f_p/f)^2$, $Y = f_H/f$ и ψ . Выберем локальную правую декартову систему координат так, чтобы ось z была направлена вдоль \vec{B}_0 . Пусть задана величина E_z напряженности электрического поля волны. Тогда легко показать, что:

$$\begin{aligned} E_x &= (n^2 \sin^2 \psi - P) E_z / (n^2 \sin \psi \cos \psi), \\ E_y &= D(n^2 \sin^2 \psi - P) E_z / [n^2 (S - n^2) \sin \psi \cos \psi], \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$P = 1 - X, \quad D = (R - L) / 2, \quad S = (R + L) / 2, \quad R = 1 - X / (1 + Y), \quad L = 1 - X / (1 - Y).$$

Таким образом, полная амплитуда $E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2 + E_z^2}$ электрического поля волны определяется только величиной составляющей E_z этого поля.

Аналогичным образом для компонент индукции магнитного поля волны можно записать аналогичные выражения:

$$\begin{aligned} B_x &= -D(n^2 \sin^2 \psi - P) E_z / [cn \cdot \sin \psi (S - n^2)], \\ B_y &= -P E_z / (cn \cdot \sin \psi), \\ B_z &= D(n^2 \sin^2 \psi - P) E_z / [cn \cdot \cos \psi (S - n^2)]. \end{aligned} \quad (5)$$

Как и ранее [1], везде в данной работе для анализа распространения НЧ электромагнитных волн мы применяем метод численного построения лучевых траекторий в ионосфере. В этом случае величину E_z проще всего оценить, используя закон сохранения энергии в заданной лучевой трубке, вычисляя модуль вектора Пойнтинга $\vec{\Pi}$ на ее выходе, и пользуясь известным определением:

$$\vec{\Pi} \equiv (1/2) \operatorname{Re}[\vec{E} \times \vec{H}]. \quad (6)$$

Подставляя компоненты векторов поля (4), (5) в (6), получим:

$$E_z^2 = 240\pi n^3 (\sin^2\psi \cos\psi) P^2 \Pi [(\operatorname{tg}\psi - r_1 r_2 Q)^2 + (1 + r_2^2 Q)^2]^{-1/2}, \quad (7)$$

где $Q \equiv P/(P - n^2 \sin^2\psi)$; $r_1 \equiv E_z/E_y$; $r_2 \equiv E_x/E_y$. Заметим, что величина r_1 не зависит от E_z , что очевидно из выражений (4). Из выражения (7) видно, что для оценки величины напряженности поля волны необходимо оценить величину модуля вектора Пойнтинга Π .

Предположим, что область демодуляции представляет собой точечный источник с первоначально равномерным распределением излучаемой мощности в пространстве. Построим рядом с основным лучом, используемым в расчетах, луч, отличающийся от основного только увеличением на относительно малую величину $\Delta\alpha$ угла начального выхода луча. Этот угол соответствует начальному телесному углу $\Delta\Omega \sim \pi\Delta\alpha^2$ и части $\Delta P \sim P_0\Delta\alpha^2/4$ полной излучаемой мощности P_0 . С другой стороны, пусть указанные лучи пересекают вертикаль наблюдения на высотах $h_{1,2}$, имея средний угол потока энергии с вертикалью α . Тогда среднюю засвечиваемую площадь ΔS на вертикали наблюдения можно оценить так:

$$\Delta S \sim \pi(h_2 - h_1)^2 \sin^2\alpha,$$

и для искомой величины Π получим:

$$\Pi = \Delta P/\Delta S \sim P_0(\Delta\alpha)^2 / 4\pi(h_2 - h_1)^2 \sin^2\alpha. \quad (8)$$

Используя описанную процедуру построения двойного луча, можно оценить величину Π , затем – величину E_z из выражения (7) и, наконец, амплитуду электрического поля (4), или магнитного поля (5) волны в точке наблюдения.

Поскольку величина P_0 точно не известна, везде ниже, как и в работе [1], мы будем использовать относительную амплитуду, равную отношению величины напряженности поля в плазме к напряженности поля E_0 от источника той же мощности, расположенного в той же точке, но в вакууме:

$$E_0 = (60P_0)^{1/2} / r,$$

где r – расстояние от источника до точки наблюдения.

3. Результаты расчетов

Геометрию задачи и характеристики ионосферного возмущения выберем, руководствуясь результатами расчетов в случае спутниковых измерений [1]. Расположим область демодуляции на высоте 70 км, а центр возмущения – на высоте 85 км. Как и в работе [1], будем считать, что с «регулярным» профилем $N_e(h)$ складывается величина ионизации сферически неоднородной части пространственного распределения концентрации электронов $N_c(\vec{r})$, в которой и происходит интенсивное поглощение мощного КВ-излучения:

$$N_c(r_c) = N_{c0} \exp(-r_c^2/2\Delta r^2),$$

где \vec{r} – радиус-вектор из центра возмущения; r_c – расстояние от центра возмущения до точки наблюдения. Параметр $\Delta r = 25$ км определяет условную «ширину» кривой: максимум градиента величины N_c соответствует расстоянию $r_c = \Delta r$ и уровню $0,6N_{c0}$, где N_{c0} – максимальное значение N_c . Как и в работе [1] предположим, что величина концентрации N_{c0} на два порядка превышает фоновое значение.

Из каждой стартовой точки выходит пучок из 50 лучей, начальные углы волновых нормалей которых равномерно покрывают почти развернутый угол относительно локального направления \vec{B}_0 . Из-за анизотропии среды лучи наклоняются к югу противоположно вектору \vec{B}_0 , собираясь в относительно узкий пучок. В качестве иллюстрации рассмотрим ряд результатов расчетов характеристик такого волнового пучка.

На рис.1 приведена зависимость площади S сечения пучка лучей геомагнитной экваториальной плоскостью от частоты для ряда стартовых широт. Из рисунка можно получить грубую оценку среднего радиуса «пятна» экваториальной засветки ~ 50 км, что для измерений с борта горизонтально летящего аппарата составляет чрезвычайно малую величину.

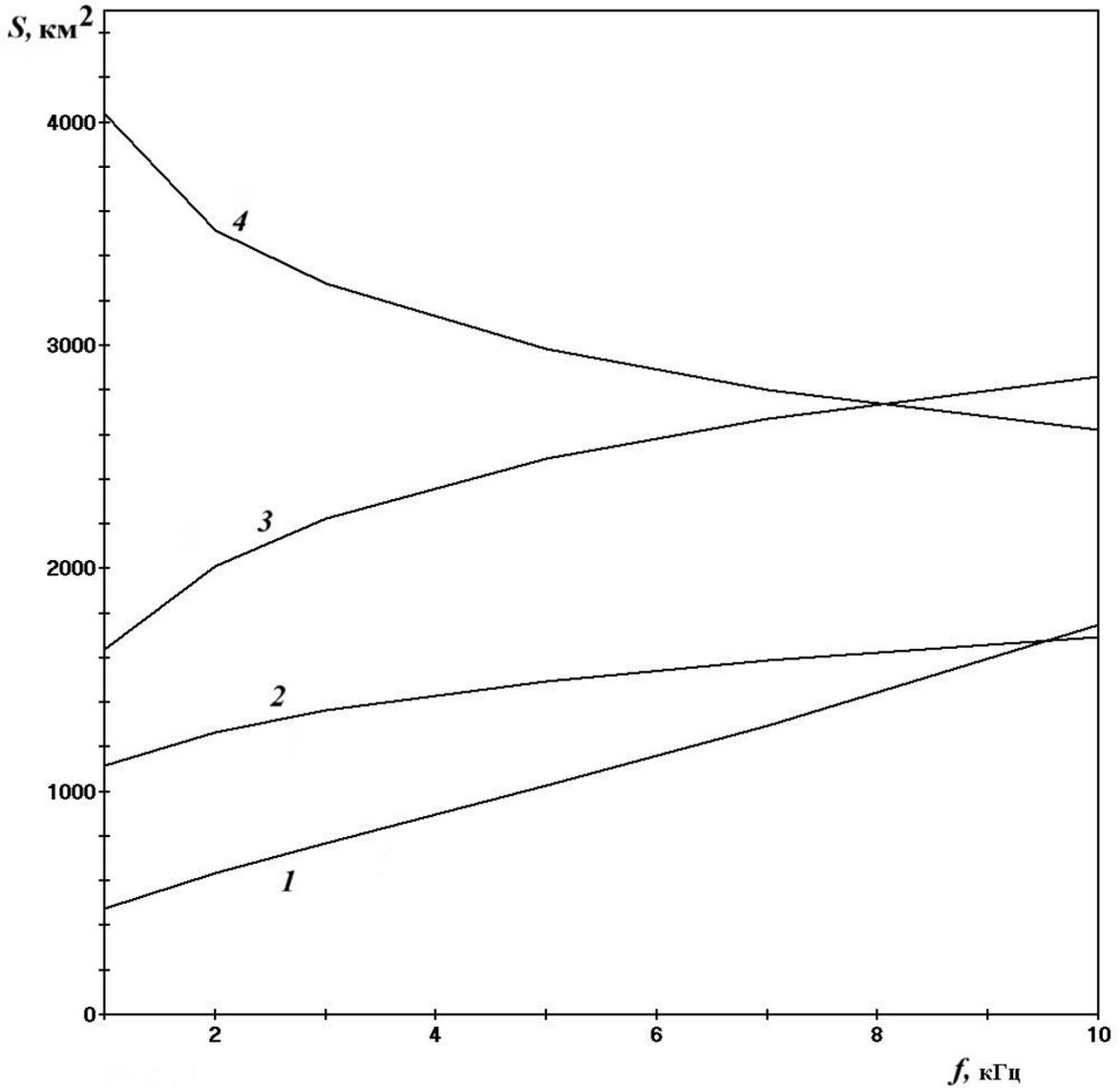


Рис.1. Зависимость экваториальной площади S сечения волнового пучка от частоты. Кривые 1-4 соответствуют стартовым широтам 10, 15, 20 и 25°.

На рис.2 приведена зависимость максимальной относительной амплитуды напряженности поля в экваториальной плоскости от частоты для того же ряда стартовых широт. Для волны частоты 1 кГц длина волны в вакууме составляет 300 км. В ионосфере на низкоширотной трассе длина волны заметно уменьшается до величины ~ 100 км и менее за счет увеличения показателя преломления волны. При таких длинах волн на сравнительно коротких трассах тонкая интерференционная структура волнового пучка не успевает сформироваться (кривые 1-3). На относительно длинных трассах (кривая 4) волновой пучок приходит к экваториальной плоскости вполне

сформированным, о чем свидетельствует близкая к прямолинейной зависимость максимальной амплитуды напряженности поля в децибеллах от частоты [3].

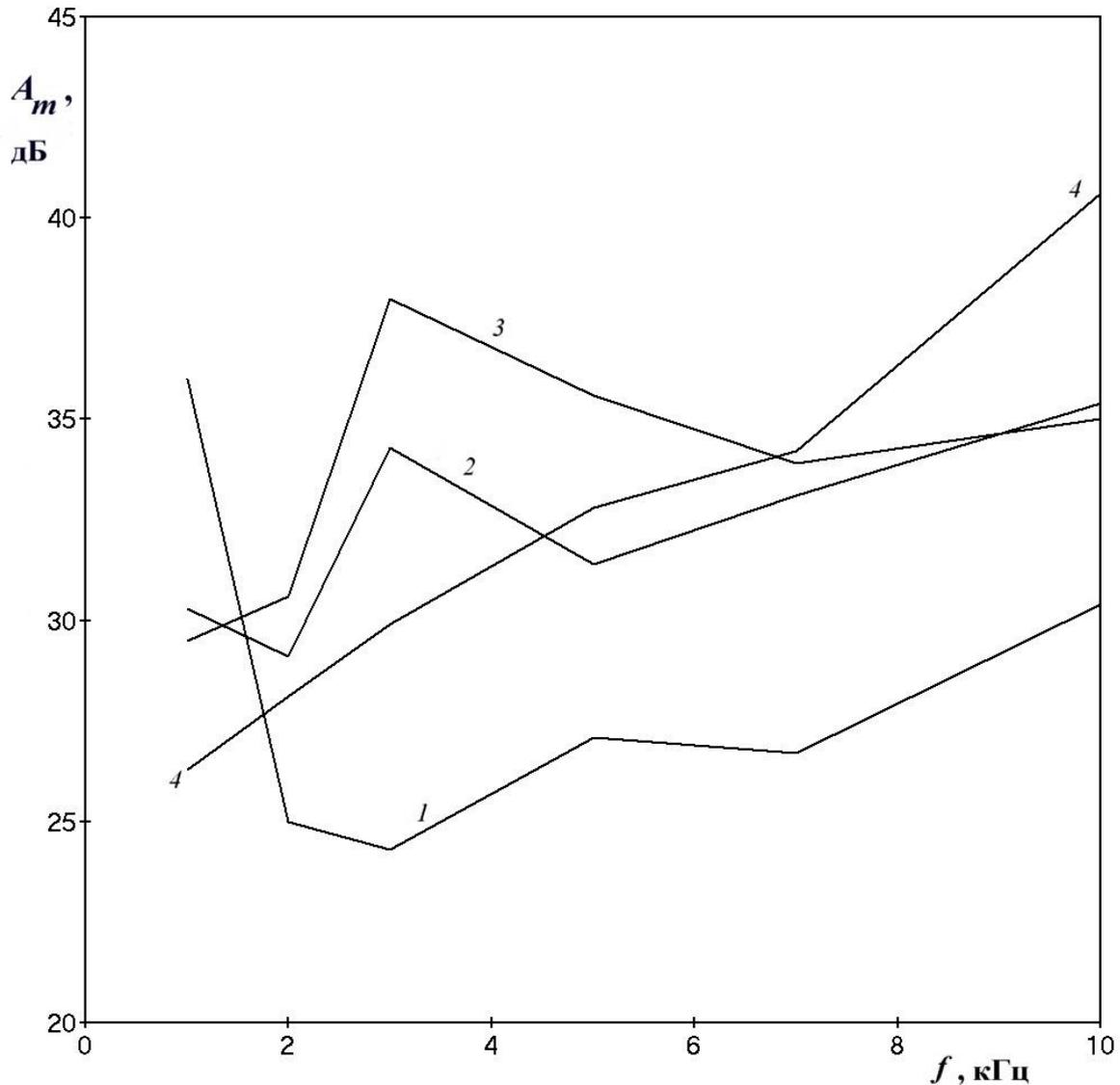


Рис.2. Зависимость максимальной относительной амплитуды A_m напряженности НЧ-поля в экваториальной плоскости от частоты. Кривые 1-4 соответствуют стартовым широтам 10, 15, 20 и 25°.

На рис.3 приведены зависимости от высоты на экваторе относительной амплитуды A НЧ-поля для различных частот и стартовых широт пучка. Группы кривых (1,2), (3,4), (5-7) и (8-10) соответствуют стартовым широтам 10, 15, 20 и 25°. Кривые 1,3,5,8 соответствуют частоте 1 кГц; кривые 6 и 9 – частоте 5 кГц; кривые 2,4,7,10 – частоте 10 кГц (для начальных широт 10 и 15° данные для

частоты 5 кГц опущены для лучшей видимости оставшихся кривых). Из рисунка видно, что распределение поля имеет вид чрезвычайно узких пиков, соответствующих каустическим границам пучка. Как указывалось выше, чем больше частота волны и стартовая широта, тем более сформирован пучок. Слева на кривых 8-10 отчетливо видно формирование интерференционного максимума с ростом частоты, в то время как на кривых 1-7 этот максимум не успевает сформироваться.

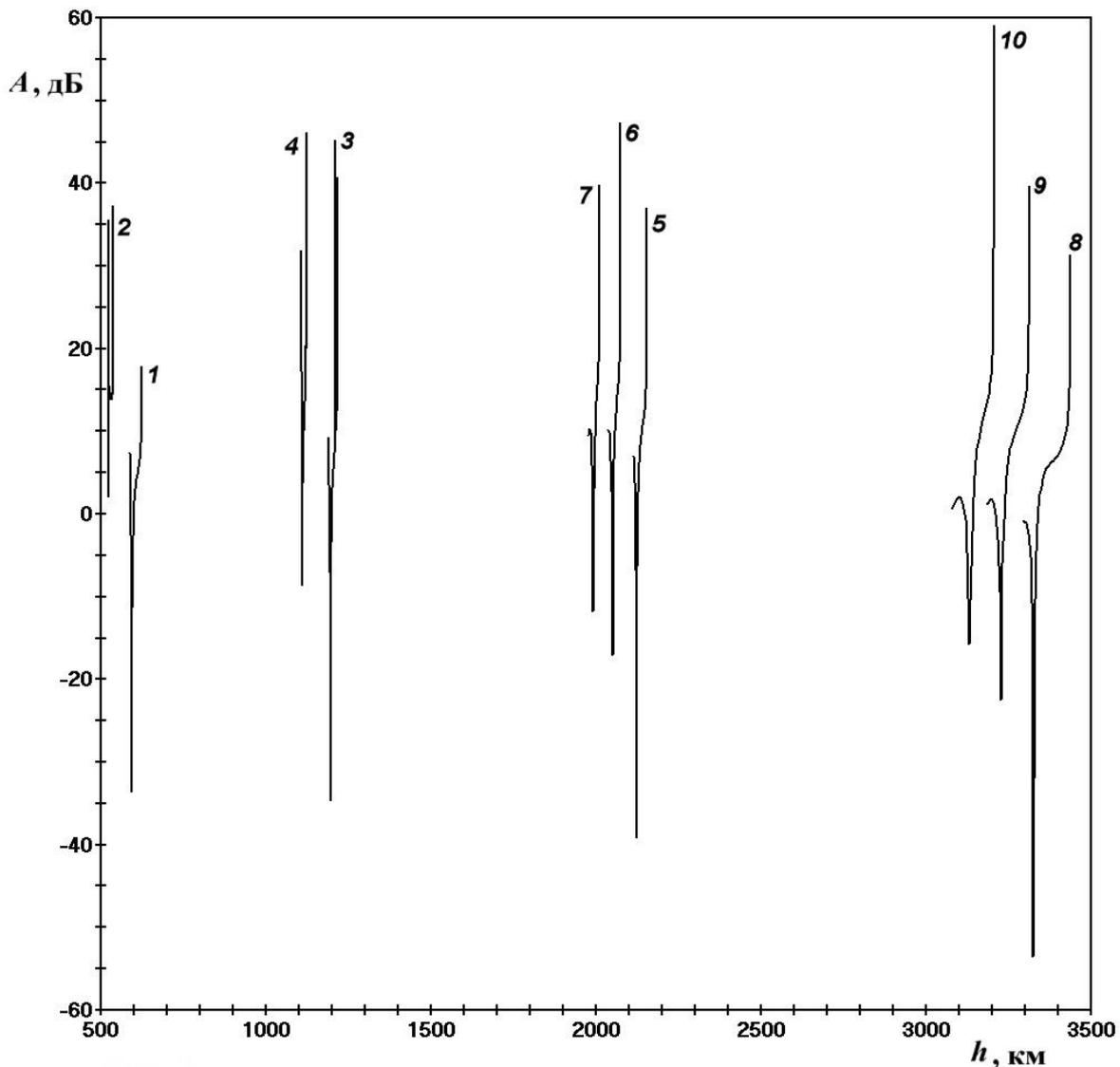


Рис.3. Зависимости относительной амплитуды A напряженности НЧ-поля от высоты h на экваторе для различных частот и стартовых широт пучка.

4. Заключение

Из результатов проведенных расчетов характеристик распространения

демодулированного НЧ-пучка на низких широтах в присутствии широтных градиентов экваториальной аномалии следует, что пучок имеет чрезвычайно малые размеры в вертикальном направлении. Амплитуда электромагнитного поля в таком пучке распределена крайне неравномерно, что обусловлено интерференционными эффектами при конкурирующем воздействии градиентов плотности плазмы и ее анизотропии в присутствии неоднородного геомагнитного поля.

Полученные результаты расчетов распределения амплитуды демодулированного НЧ поля в области экваториальной аномалии показывают, что процедура измерений в вертикальном направлении дает возможность провести соответствующее измерение в любом случае, если НЧ волны излучались. В то же время обычная орбитальная схема измерений может и не дать результатов, несмотря на присутствие НЧ волновых пучков.

Литература

1. Мошков А.В., Пожидаев В.Н. Пространственное распределение демодулированного низкочастотного поля в низкоширотной возмущенной ионосфере РЭ. 2017. Т. 62. №2. С.112-116.
2. Васильев А.Н., Гетманцев Г.Г., Капустин И.Н. и др. Явление генерации электромагнитных волн ионосферными токами под воздействием на ионосферу модулированного коротковолнового радиоизлучения - эффект Гетманцева. Диплом на открытие №231. Регистр. 22. 05. 1980. //Открытия в СССР. М: Госкомитет СМ СССР по делам изобретений и открытий. ВНИИПИ, 1981. С. 25.
3. Фаткуллин М.Н., Зеленова Т.И., Козлов В.К. и др. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. М.: Наука, 1981. 256с.
4. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М.: Мир. 1973. 504 с.
5. Inan U.S., Bell T.F., Rodriguez J.V. Heating and ionization of the lower ionosphere by lightning. Geophys. Res. Lett. 1991. V.18. № 4. P. 705-708.
6. Blaes P.R. Remote Sensing and Statistical Analysis of the Lightning-Ionosphere Interaction. Ph.D. Dissertation Thesis. Stanford Univ. Press. USA. Stanford.

California. 2015. 116 p.

http://vlf.stanford.edu/sites/default/files/publications/blaes_thesis.pdf

Ссылка на статью:

А.В. Мошков, В.Н. Пожидаев. Моделирование бортовых измерений демодулированного низкочастотного поля в низкоширотной возмущенной ионосфере. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2017. №11. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/nov17/1/text.pdf>