

А. В. Швец, Т. Н. Сердюк*, А. П. Кривонос, Ю. В. Горишня

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины

12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина

E-mail: alexander_shvets@ukr.net

**Днепропетровский национальный университет железнодорожного транспорта имени акад. В. Лазаряна
МОН Украины*

2, ул. Лазаряна, Днепропетровск, 49010, Украина

E-mail: serducheck-t@rambler.ru

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ПРОФИЛЯ ПРОВОДИМОСТИ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ТВИК-АТМОСФЕРИКОВ

Исследована методика определения эффективных высот волновода Земля-ионосфера для основного и высших типов нормальных волн (мод) и дальности до источника излучения – молнии на основе анализа импульсных сигналов в диапазоне сверх-низких (СНЧ) и очень низких частот (ОНЧ) – твик-атмосфериков (твиков). Полученная по анализу многомодовых твиков зависимость эффективной высоты волновода от частоты используется для определения параметров профиля проводимости нижней ионосферы. В численном эксперименте временные формы твиков синтезированы в модели волновода Земля-ионосфера с экспоненциальным профилем проводимости нижней ионосферы. Для выделения и анализа отдельных мод в сигнале использовались динамические спектры твиков. Погрешность определения эффективной высоты волновода для различных волноводных мод составила 0,2...0,4 км, что позволило оценивать параметры экспоненциального профиля проводимости нижней ионосферы в диапазоне значений, характерных для ночных условий. Систематические и случайные погрешности определения дальности до молнии составили 10...40 км и 20...80 км соответственно в диапазоне дальностей 500...3 000 км. Ил. 6. Табл. 1. Библиогр.: 28 назв.

Ключевые слова: локация молний, диагностика нижней ионосферы, СНЧ-ОНЧ-радиоволны, твик-атмосферики, волновод Земля-ионосфера.

Для исследований ионосферы на высотах 60...100 км с низкой концентрацией электронов $1...1\ 000\ \text{см}^{-3}$ традиционно используется радиопросвечивание полости Земля-ионосфера электромагнитными волнами в диапазонах сверхнизких частот (СНЧ, 3...3 000 Гц) и очень низких частот (ОНЧ, 3...30 кГц). Источниками зондирующего излучения служат как радиопередатчики навигационных и связных систем, так и разряды молний. Нижняя ионосфера является эффективным отражателем для радиоволн данных диапазонов, а их длины волн сравнимы с высотой нижней границы ионосферы, поэтому полость Земля-ионосфера рассматривается как естественный волновод, распространение в котором определяется в основном свойствами ионосферной границы.

При изменениях высоты волновода, крутизны нарастания профиля электронной концентрации, при появлении неоднородностей в нижней ионосфере в окрестности трассы распространения изменяются амплитуда и фаза сигналов узкополосных ОНЧ-радиостанций. В ОНЧ-диапазоне на трассах длиной менее 3 000 км за счет уменьшения затухания в ионосфере в ночное время, кроме основной нормальной волны (моды), значительный вклад в поле вносят волны высших типов. Это обстоятельство существенно затрудняет решение обратной задачи определения параметров волновода по результатам измерений узкополосных излучений ОНЧ-радиостанций.

Атмосферики – электромагнитные волны звукового диапазона частот – являются откликом естественного волновода Земля-ионосфера на

импульсное возбуждение разрядами молний. Атмосферики распространяются на расстояния до нескольких тысяч километров и несут информацию о свойствах ионосферы вдоль трассы распространения [1–6].

В ночное время часто наблюдаются так называемые твик-атмосферики (твики), длительностью 10...100 мс, которые получили свое название в результате звукоподражания различимым на слух атмосферным электрическим помехам в воздушных линиях телефонной связи. За счет уменьшения затухания в ионосфере в спектре таких сигналов наблюдаются составляющие вблизи критических частот волновода, что позволяет оценить высоту отражения и ряд других параметров нижней ионосферы [7–11].

Впервые твики были детально исследованы в работе [12], в которой по осциллограммам твиков определялась мгновенная частота сигнала как величина, обратная интервалу времени между двумя соседними пиками осцилляций. Анализ проводился на основе теории многократных отражений импульса, излученного молнией, от Земли и ионосферы, первоначально предложенной Баркгаузенем [13] для объяснения формирования «свистящих» атмосфериков. Авторы показали, что в «свистящих» атмосфериках не наблюдается нижняя «предельная» частота, которая следует из теории, тогда как в сигналах твиков анализ показал ее наличие.

Анализ магнитофонных записей твиков, сделанных Бартоном и Бордмэном [12], который был выполнен с использованием сонографа, вы-

явил наличие минимум трех хорошо различимых гармоник в сигналах [14].

Линн и Краучли [15] показали, что твики с несколькими гармониками наблюдаются с расстояний вплоть до 3 000 км. Сильная частотная дисперсия гармоник твика связана с резким уменьшением групповой скорости волн в волноводе Земля–ионосфера при приближении к частотам отсечки (критическим частотам) волновода.

В работе [16] впервые было показано, что частоты отсечки волновода Земля–ионосфера, полученные по высшим гармоникам твика, не точно кратны частоте отсечки, полученной по первой (фундаментальной) гармонике. Так, коэффициенты кратности частот отсечки для мод второго и третьего порядка оказались на несколько процентов больше соответствующих целых чисел. Это означает, что эффективная высота отражения от ионосферы уменьшается с ростом порядка моды, и следовательно, нижняя ионосфера не может рассматриваться строго как резкая граница при интерпретации распространения СНЧ–ОНЧ–радиоволн в широкой полосе частот.

В свою очередь, измерение частот отсечки для нескольких мод по сигналам твиков открывает возможность оценки не только эффективной высоты отражения, но и крутизны нарастания профиля проводимости нижней ионосферы.

Для определения параметров волновода по сигналу твика необходимо знание координат источника, которые можно получить от независимых сетей локации молний [2, 17]. Однако такая информация предоставляется на коммерческой основе, а реализация сети локации молний является достаточно технически сложной и дорогостоящей процедурой. Поэтому актуальным остается использование однопозиционных методов локации молний на основе анализа твиков.

Традиционно такая задача решается путем измерения задержки между волнами с разными частотами в сигнале твика, которая возникает вследствие частотной дисперсии в волноводе [18, 19]. По измеренным задержкам для нескольких частот определяются как дальность до источника, так и высота волновода.

В работе [20] предложен однопозиционный метод на основе анализа фазового спектра продольной компоненты магнитного поля («харьковский» метод [21]). Данная компонента поля в диапазоне между частотами отсечки нормальных волн 1-го и 2-го порядка формируется единственной волной TE_1 , что используется для совместного определения высоты волновода и дальности до источника. Экспериментальная проверка «харьковского» метода показала ошибку определения дальности до источника менее 5 % [21].

Точность предыдущего метода зависит от точности определения момента прихода сигнала в

точку наблюдения. Для исключения этого параметра был предложен метод, основанный на измерении положения экстремумов в амплитудном спектре твика, образующихся в результате интерференции мод 0-го и 1-го порядка [22]. С использованием этого метода были исследованы ночные и сезонные вариации высоты нижней ионосферы.

Поскольку в целом фазовый и амплитудный спектры формируются в результате интерференции нескольких волноводных мод, определение параметров волновода для мод высшего порядка представляет существенную проблему. В настоящей работе используется метод выделения и анализа гармоник твика в динамическом спектре, представляющих волноводные моды основного и высшего типов. На основе численного моделирования исследуется точность определения критических частот волновода Земля–ионосфера и дальности до молнии по сигналу твика с учетом высших гармоник, на основе которого может быть реализована однопозиционная система мониторинга нижней ионосферы.

1. Модель волновой формы твик-атмосферика. Простейшая модель волновода Земля–ионосфера представляет собой плоский бесконечный волновод с идеально проводящими стенками. На поверхности Земли спектры вертикальной компоненты электрического и горизонтальной компоненты магнитного поля, возбуждаемого вертикальным электрическим диполем, в цилиндрической системе координат (ρ, ϕ, z) можно записать как сумму нулевой и высших волноводных мод [23]:

$$E_z = \frac{\mu_0 \omega I ds}{2h} \sum_{n=0}^{\infty} \delta_n S_n^2 H_0^{(2)}(k S_n \rho); \quad (1)$$

$$H_\phi = j \frac{\omega I ds}{2hc} \sum_{n=0}^{\infty} \delta_n S_n H_1^{(2)}(k S_n \rho), \quad (2)$$

где μ_0 – магнитная проницаемость свободного пространства; $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота; I – ток источника (предполагается равномерным вдоль длины диполя); ds – длина источника; h – высота волновода; $H_0^{(2)}(\cdot), H_1^{(2)}(\cdot)$ – функции Ханкеля второго рода 0-го и 1-го порядков; $k = \omega/c$ – волновое число в свободном пространстве; c – скорость света; $S_n = \sqrt{1 - C_n^2}$, C_n – направляющий косинус n -й нормальной волны.

Для учета потерь используется модель волновода с экспоненциальным вертикальным профилем проводимости ионосферы [24]:

$$\sigma(z) = 2,5 \cdot 10^5 \varepsilon_0 \exp\left(\frac{z - H}{\zeta_0}\right), \quad (3)$$

где H – характеристическая высота; ζ_0 – локальный высотный масштаб профиля.

Как было показано [25], распространение на СНЧ определяется двумя высотами в экспоненциальном профиле проводимости. Нижней высоте h_0 соответствует высота, на которой ток проводимости, параллельный магнитному полю, равен току смещения $\sigma(h_0) = \omega \varepsilon_0$. Верхняя высота h_1 – это высота, на которой волновое число становится равным обратному локальному высотному масштабу коэффициента преломления: $2\sqrt{\omega\mu_0\sigma(h_1)} = 1/\zeta_0$. Из этих условий можно получить соотношения для высот h_0 и h_1 :

$$\begin{aligned} h_0 &= H - \zeta_0 \ln \frac{2,5 \cdot 10^5}{2\pi f}, \\ h_1 &= h_0 + 2\zeta_0 \ln \frac{2,39 \cdot 10^7}{f\zeta_0} = \\ &= H + \zeta_0 \ln \frac{1,44 \cdot 10^{10}}{f\zeta_0^2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Параметр S_n можно выразить следующим образом [26]:

$$S_n \approx c_n + j \frac{\pi \delta_n \zeta_0}{4h}, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (5)$$

где для нулевой моды ($n = 0$) $\delta_0 \cong 1$, $h = h_0$, $c_n \cong 1$, для высших мод ($n > 0$) $h = h_1$, и коэффициенты возбуждения равны:

$$\delta_n \approx 2 \frac{c_n^2}{S_n}, \quad f > \sqrt{2} f_{cn}, \quad (6)$$

$$\delta_n \approx 2S_n, \quad f < \sqrt{2} f_{cn}.$$

Здесь f_{cn} – частота отсечки n -й моды;

$$S_n = \sqrt{1 - c_n^2}; \quad c_n = \frac{n\pi}{kh_1}.$$

В расчетах используется простейшая модель процесса развития разряда молнии как разность двух экспонент, характеризующих нарастание и спад тока в разряде:

$$i(t) = I_0 (e^{-t/\tau_2} - e^{-t/\tau_1}). \quad (7)$$

Типичные значения параметров, задающих форму и амплитуду токового момента, составляют: $ds = 4$ км, $I_0 = 20$ кА, $\tau_1 = 3$ мкс, $\tau_2 = 40$ мкс. Спектральный состав токового момента (7) имеет следующий вид:

$$I(\omega)ds = \frac{I_0 ds (\tau_2 - \tau_1)}{1 - \omega^2 \tau_1 \tau_2 + j\omega(\tau_1 + \tau_2)}. \quad (8)$$

Волновые формы поля, возбуждаемого разрядом молнии в волноводе Земля–ионосфера, рассчитывались путем дискретного обратного преобразования Фурье к спектру поля, полученным на основе описанной выше модели.

Отметим, что в соответствии с формулами (1), (2) магнитное поле спадает пропорционально синусу угла падения, тогда как электриче-

ское поле пропорционально квадрату синуса угла падения. Вследствие этого с практической точки зрения использование магнитной компоненты поля твика является предпочтительным, поскольку она имеет более длинную «хвостовую» часть, в которой угол падения волн становится малым.

Пример амплитудного спектра и восстановленной по нему (с учетом фазы) волновой формы магнитной компоненты твика, рассчитанные для расстояния 1 200 км, характеристической высоты $H = 88$ км и высотного масштаба профиля проводимости $\zeta_0 = 1,67$ км, характерных для ночных условий, приведены на рис. 1. При расчете учитывались 0-я, 1-я (фундаментальная) и 8 мод высшего порядка. Для моделирования условий приема в эксперименте в расчетах учтено влияние фильтров верхних и нижних частот Баттерворта 6-го порядка с частотами среза 300 Гц и 13 кГц соответственно.

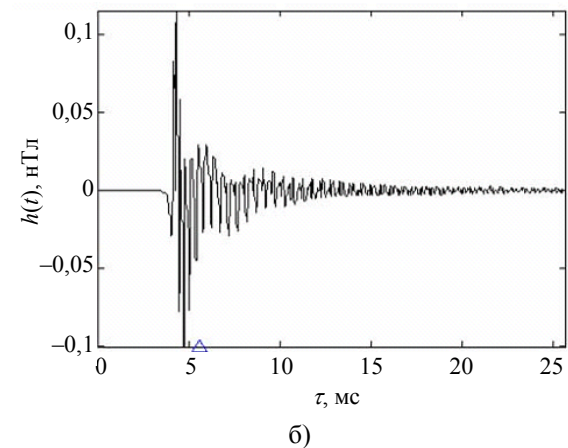
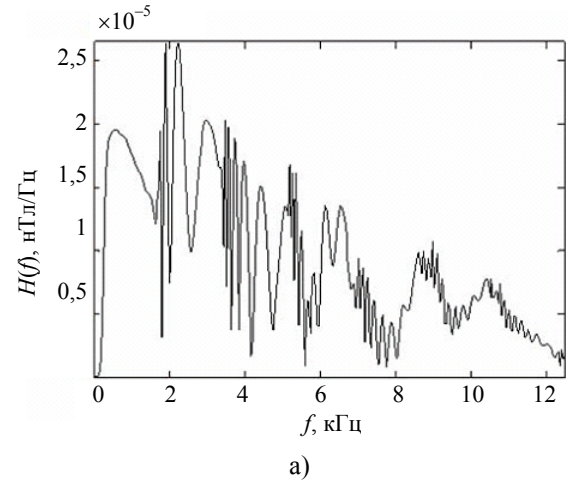


Рис. 1. Модельный спектр (а) и волновая форма (б) магнитной компоненты поля твика, рассчитанные для дальности 1 200 км

Волновые формы, построенные на основе упрощенной модели распространения [26], имеют ряд характерных признаков, наблюдаемых в экспериментальных записях твиков, за исключением

поляризационных особенностей, связанных с гиротропией ионосферы и обусловленных сферичностью волновода. К таким признакам можно отнести модуляцию по амплитуде, частотную дисперсию, многомодовый состав, уменьшение амплитуды сигнала с ростом номера моды. Данное обстоятельство позволяет приблизить условия численного моделирования к условиям эксперимента.

Для разделения волноводных мод в сигнале твика используется частотно-временное представление в виде динамического спектра [27]. В динамическом спектре магнитной компоненты поля, полученном по модельному сигналу твика (рис. 1, б), на рис. 2 выделенные гармоники показаны кружками, кривыми показаны зависимости мгновенной частоты, заложенные в модели, показаны кривыми

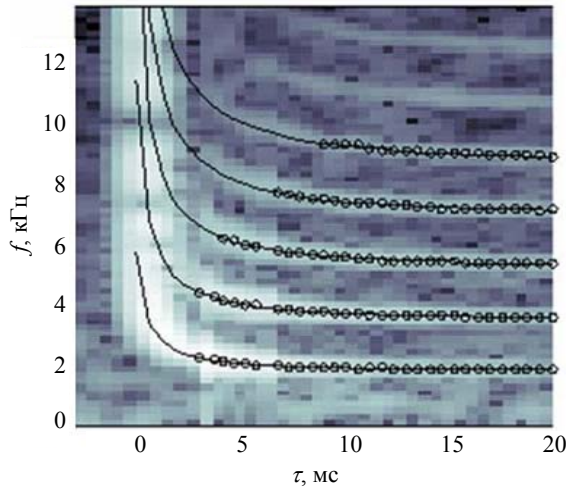


Рис. 2. Динамический спектр модельного твика для дальности 1 200 км. Выделенные гармоники показаны кружками, зависимости мгновенной частоты, заложенные в модели, показаны кривыми

2. Учет сферичности волновода Земля–ионосфера. В модели плоского волновода дисперсионная зависимость групповой скорости волн определяется производной продольной компоненты волнового вектора по частоте

$$v_g = \frac{1}{d\{\text{Re}(kS_n)\}/d\omega} = c\sqrt{1 - \left(\frac{f_{cn}}{f}\right)^2}, \quad (9)$$

откуда видно, что при приближении частоты волны к частоте отсечки данной моды скорость распространения вдоль волновода стремится к нулю. Зависимость мгновенной частоты от времени τ для отдельной гармоники зависит от высоты волновода и расстояния источник–наблюдатель [28]:

$$f(\tau) = \frac{f_{cn}}{\sqrt{1 - \frac{1}{1 + \tau/t_0}}}, \quad (10)$$

где $f_{cn} = nc/2h$ – частота отсечки n -й моды; $t_0 = \frac{\rho}{c}$ – время распространения импульса вдоль земной поверхности.

Отметим, что в начале твика, $\frac{\tau}{t_0} \ll 1$, изменение мгновенной частоты можно описать следующим приближенным выражением, полученным из (10): $f(\tau) \cong \frac{nc}{2h} \sqrt{\frac{t_0}{2\tau}}$, т. е. частотная дисперсия в головной части твиков и коротких по длительности атмосфериках, наблюдаемых в дневных условиях, определяются в основном отношением $\frac{\sqrt{\rho}}{h}$, что затрудняет одновременное определение ρ и h . Аналогичное ограничение было отмечено для фазового и интерференционного методов [20, 22].

В хвостовой части твика, $\frac{\tau}{t_0} \gg 1$, мгновенная частота определяется следующим приближенным соотношением: $f(\tau) \cong \frac{nc}{2h} \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{t_0}{\tau}\right)^2\right)$,

откуда можно заключить, что оценка частоты отсечки по хвостовой части твика дает погрешность, определяемую вторым слагаемым в скобках. Так, при дальности до источника 3 000 км и при $\tau = 30$ мс мгновенная частота оказывается выше частоты отсечки на 5,5 %, поэтому для увеличения точности оценки параметров трассы распространения необходимо совместное решение для частоты отсечки и дальности.

Для сферического волновода нет возможности получить аналитическое соотношение для мгновенной частоты, поэтому используем (10) в качестве приближенной зависимости. Рассмотрим ограничения на использование (10) для сферического волновода на основе лучевого подхода [28].

В сферическом волноводе на рис. 3 элемент пути, проходимого лучом между Землей и ионосферой, определяется следующим образом:

$$l_m = \sqrt{a^2 + (a+h)^2 - 2a(a+h)\cos\theta_m}, \quad (11)$$

$$\theta_m = \frac{\rho}{2ma},$$

где m – номер луча; a – радиус Земли; h – высота волновода, ρ – дальность до молнии вдоль поверхности Земли.

Полный путь в $2m$ раз больше соответствующего элемента. Тогда время распространения равно

$$t_m = \frac{2ml_m}{c}, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (12)$$

Используя аппроксимацию $\cos \theta_m \approx 1 - \theta_m^2 / 2$ и устремляя радиус a в бесконечность, из (11) получим длину элемента пути луча в плоском бесконечном волноводе:

$$l_m = \frac{1}{2m} \sqrt{(2mh)^2 + \rho^2}. \quad (13)$$

Определим мгновенную частоту сигнала как величину, обратную задержке между приходом двух последовательных лучей $f(T) = 1/(t_{m+1} - t_m)$, где $T = (t_{m+1} + t_m)/2$. Тогда из (11)–(13) можно определить расхождение мгновенной частоты для моделей плоского и сферического волноводов.

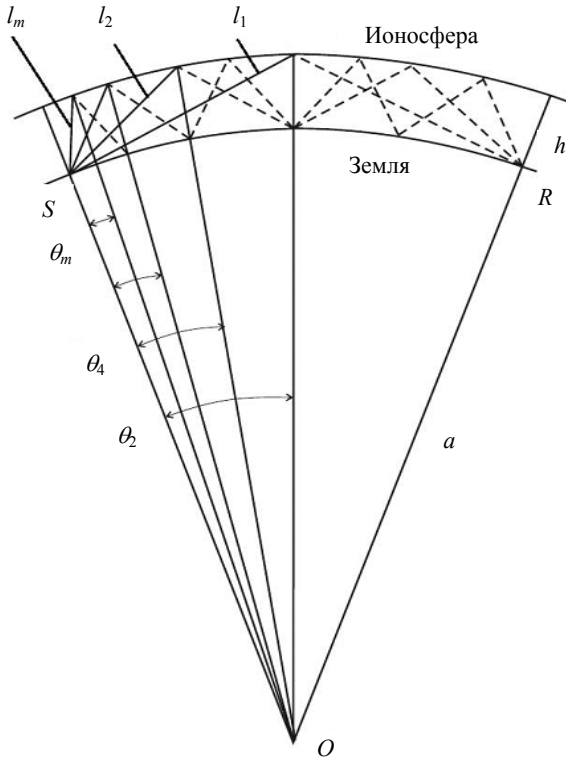


Рис. 3. Пути лучей, формирующих твик в сферическом волноводе [28]

На рис. 4 построены зависимости разности мгновенных частот от времени для плоского и сферического волноводов относительно момента прихода атмосферика в точку наблюдения: $\Delta f = f_s(\tau) - f_p(\tau)$, $\tau = T - \rho/c$ для дальностей 1 000...5 000 км. Из графиков видно, что максимальное расхождение мгновенных частот наблюдается в начале сигнала и увеличивается при увеличении дальности до источника.

Выберем порог максимального расхождения 10 Гц. На графиках рис. 4 кружками показаны эти граничные значения, по которым можно построить приближенную зависимость времени задержки τ_0 от дальности, начиная с которой расхождение частот не превышает 10 Гц:

$$\tau_0 [\text{мс}] \approx 2\rho [\text{Мм}]. \quad (14)$$

Такую задержку мы вводим при анализе реальных сигналов с использованием аналитической зависимости (10).

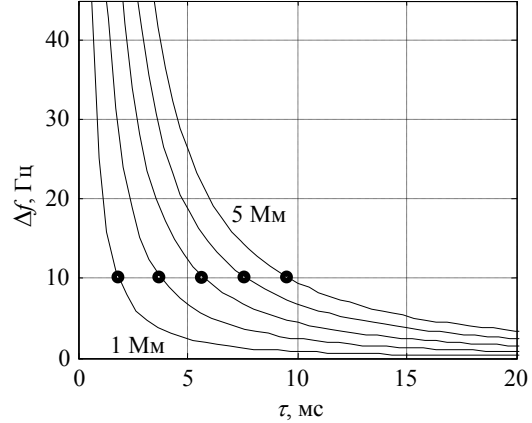


Рис. 4. Разность мгновенных частот твика на 1-ой моде для плоской и сферической модели в диапазоне дальностей 1 000...5 000 км

3. Метод линейной регрессии для определения дальности до источника и критической частоты волновода. Определение ρ и h обычно выполняется путем подгонки этих двух параметров для получения минимального среднеквадратического отклонения экспериментальных точек, соответствующих гармонике твика в динамическом спектре, от теоретической зависимости (10).

Решение задачи отдельно для каждой гармоники, часто приводит к противоречию, когда оценки дальности по разным гармоникам существенно отличаются для одного и того же твика.

Оценки частоты отсечки для n -й моды можно получить по точкам соответствующей гармоники твика $f_n(\tau_k)$ в динамическом спектре из формулы (10) и некоторого начального значения ρ_1 :

$$F_{cn}(\tau_k) = f_n(\tau_k) \sqrt{1 - \left(\frac{\rho_1}{\rho_1 + c\tau_k} \right)^2}. \quad (15)$$

Построим линейную регрессию по экспериментальным оценкам $F_{cn}(\tau_k)$:

$$F_{cn}(\rho_1, \tau) = A_n + B_n \tau. \quad (16)$$

Очевидно, что подбором ρ_1 можно минимизировать абсолютное значение коэффициента наклона $|B_n|$, при этом искомые параметры будут равны: $\rho = \rho_1$, $f_{cn} = A_n$.

Минимизация функционала, построенного как сумма модулей коэффициентов наклона линий линейной регрессии для N гармоник:

$$\Phi(N, B) = \sum_{n=1}^N |B_n|, \quad (17)$$

сводит задачу одновременного определения расстояния и частот отсечки для всех мод к проблеме одномерной оптимизации, что повышает эффективность алгоритма расчетов.

Примеры решения обратной задачи по модельным твикам для дальностей 200 и 3 000 км и при параметрах профиля проводимости ионосферы $H = 85$ км, $\zeta_0 = 1,67$ км показаны на рис. 5.

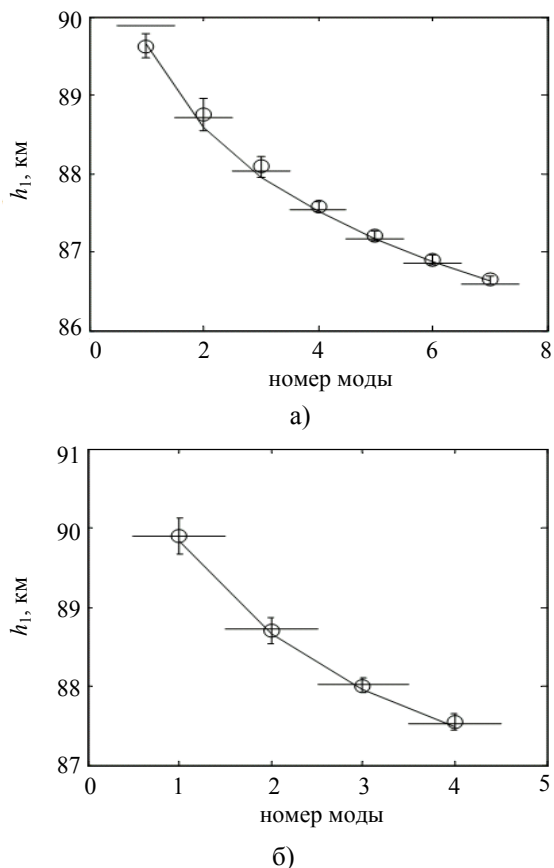


Рис. 5. Определение высот волновода и параметров экспоненциальной модели ионосферы по твикам при дальности 200 км (а) и 3 000 км (б)

Отрезками горизонтальных линий обозначены высоты волновода для соответствующих мод, заданных в модели. Кружки – результат восстановления высоты по разработанной методике. Вертикальные линии показывают среднеквадратическое отклонение оценок эффективной высоты волновода для соответствующих мод. Восстановленные значения параметров модели следующие: рис. 5, а – $H = 87,7$ км, $\zeta_0 = 1,54$ км, $\rho = 290$ км; рис. 5, б – $H = 88$ км, $\zeta_0 = 1,67$ км, $\rho = 2\,972$ км. Сплошная кривая на графиках показывает частотную зависимость эффективной высоты отражения $h_1(f_{cn})$ из (4) при найденных параметрах профиля проводимости ионосферы.

Можно видеть, что прогнозируемая точность данной методики позволяет детально оце-

нить параметры нижней ионосферы, а также определить дальность до источника.

4. Влияние шума на точность определения высоты отражения от ионосферы и дальности до источника. Для исследования влияния шума на точность определения параметров тракта распространения твиков по описанной методике были смоделированы сигналы твиков для разных расстояний.

Реализации стохастического шума с нормальным распределением суммировались с сигналом. Для определения дисперсии и смещения оценок расстояния до источника и эффективных высот отражения от ионосферы для разных мод выполнялось по 100 циклов решения обратной задачи с различными независимыми реализациями шума с заданной дисперсией.

На рис. 6, а представлена гистограмма распределения дальности, на рис. 6, б – гистограммы распределений высот отражения, полученные при отношении сигнал/шум $SNR = 14$ дБ для модельного твика со следующими параметрами: дальность $\rho = 1\,200$ км, начальная высота профиля $H = 88$ км, масштаб профиля проводимости ионосферы $\zeta_0 = 1,67$ км. Отношение сигнал/шум рассчитывалось как отношение мощности модельного твика длительностью 20 мс к мощности шумовой реализации той же длительности.

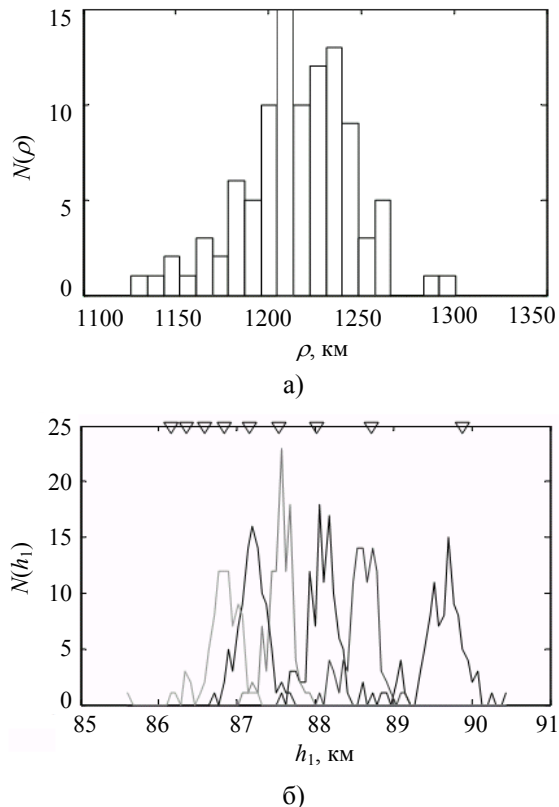


Рис. 6. Гистограммы распределений дальности (а) и высот отражения (б)

В результате выполнения 100 циклов решения обратной задачи с различными реализациями шума получены следующие значения среднего и среднеквадратического отклонения дальности: 1216 ± 31 км при значении, заложенном в модели 1 200 км. Соответствующие значения для эффективной высоты волновода h_1 , определенные для первых пяти мод следующие: 1 мода – $89,62 \pm 0,29$ км (89,88 км), 2 мода – $88,6 \pm 0,19$ км (88,71 км), 3 мода – $88,09 \pm 0,19$ км (88,02 км), 4 мода – $87,55 \pm 0,15$ км (87,53 км), 5 мода –

$87,20 \pm 0,18$ км (87,15 км). Значения высот h_1 , заложенные в модели (4), указаны выше в скобках и отмечены треугольниками по верхнему краю графика на рис. 6, б.

В таблице представлены результаты моделирования при отношении сигнал/шум 14 дБ и 8 дБ для расстояний от 500 до 3 000 км. Смещение оценки Δ и среднеквадратическое отклонение (СКО) показаны для расстояния и эффективной высоты волновода для первых пяти мод (там, где гармоники твика были выделены из шума).

Ошибки определения дальности до молнии и высоты волновода Земля–ионосфера

Дальность ρ , км		Эффективная высота волновода h_1 , км										
		Мода 1		Мода 2		Мода 3		Мода 4		Мода 5		
		89,88		88,71		88,02		87,53		87,15		
Модель	Δ	СКО	Δ	СКО	Δ	СКО	Δ	СКО	Δ	СКО	Δ	СКО
<i>SNR = 14 дБ</i>												
500	25	38	-0,19	1,04	0,01	0,40	0,01	0,33	0,08	0,31	0,00	0,42
1 000	9	23	-0,19	0,34	-0,31	0,16	-0,08	0,15	-0,06	0,16	-0,05	0,12
1 200	16	31	-0,26	0,29	-0,11	0,19	0,07	0,19	0,02	0,15	0,05	0,18
1 500	7	22	-0,22	0,17	-0,12	0,12	-0,01	0,11	0,00	0,99	0,14	0,12
2 000	7	22	-0,24	0,12	0,02	0,12	0,02	0,09	-0,01	0,13		
2 500	31	70	0,06	0,35	0,20	0,33	0,22	0,23				
3 000	-8	79	0,01	0,35	0,09	0,31	0,02	0,23				
<i>SNR = 8 дБ</i>												
1 000	22	88	0,13	0,99	-0,04	0,61	-0,10	0,65	0,08	0,93	0,16	1,04
1 500	14	80	-0,26	0,51	0,05	0,46	0,10	0,43				
2 000	33	53	0,13	0,27	0,14	0,28	0,06	0,29				
2 500	36	49	0,09	0,25	0,20	0,21						
3 000	13	87	0,18	0,39	0,13	0,32						

Анализируя данные, представленные в таблице, можно видеть, что с увеличением уровня шума смещение оценок параметров изменяется незначительно, тогда как СКО существенно возрастает. Максимальные значения смещения и дисперсии оценок высоты наблюдаются для 1-й моды. Кроме этого, отметим, что СКО оценок дальности и высоты несущественно изменяются с изменением дальности. Для случая $SNR = 14$ дБ диапазон СКО оценки расстояния составляет от 7,6 % при дальности 500 км до 2,6 % при дальности 3 000 км. Для высот – от 0,3–1,1 % при дальности 500 км до 0,2–0,4 % при дальности 3 000 км.

Выводы. Предложена методика решения обратной задачи определения эффективной высоты нижней ионосферы и расстояния до молнии по сигналам твиков с учетом их многомодового состава.

Для использования в численном эксперименте на основе упрощенной модели распространения СНЧ-ОНЧ-радиоволн в волноводе Земля–ионосфера [26] получены временные формы твиков, которые отражают основные особенности сигналов, наблюдаемых в эксперименте.

На основе численного моделирования исследованы погрешности оценки параметров

задачи, связанные со стохастическим шумом в сигнале и сферичностью волновода. Показано, что предложенная методика определения эффективных высот отражения от ионосферы для различных мод позволяет оценить параметры экспоненциального профиля проводимости ионосферы (начальную высоту и высотный масштаб) в диапазоне значений, характерных для ночных условий.

Библиографический список

1. Hughes H. G. Evaluation of nighttime exponential ionospheric models using VLF atmospherics / H. G. Hughes, R. J. Gallenberger, R. A. Pappert // Radio Science. – 1974. – 9, N 12. – P. 1109–1116.
2. Cummer S. A. Ionospheric D-region remote sensing using VLF radio atmospherics / S. A. Cummer, U. S. Inan, T. F. Bell // Radio Science. – 1998. – 33, N 6. – P. 1781–1792.
3. Daytime ionospheric D region sharpness derived from VLF radio atmospherics / F. Han, S. A. Cummer, J. Li, G. Lu // J. Geophys. Res. – 2011. – 116, iss. A5. – P. A05314 (11 p.).
4. Cheng Z. Broadband VLF measurements of lightning-induced ionospheric perturbations / Z. Cheng, S. A. Cummer // Geophys. Res. Lett. – 2005. – 32. – P. L08804 (4 p.).
5. Broadband very low frequency measurement of D region ionospheric perturbations caused by lightning electromagnetic pulses / Z. Cheng, S. A. Cummer, H.-T. Su, R.-R. Hsu // J. Geophys. Res. – 2007. – 112. – P. A06318 (8 p.).

6. *Shao X.-M.* Reduction of electron density in the night-time lower ionosphere in response to a thunderstorm / X.-M. Shao, E. H. Lay, A. R. Jacobson // *Nature Geoscience*. – 2013. – 6. – P. 29–33.
7. *Михайлова Г. А.* Тонкая частотно-временная структура атмосфериков типа «твіки» и ОНЧ диагностика параметров ночной нижней ионосферы / Г. А. Михайлова, О. В. Капустина // *Геомагнетизм и аэрномия*. – 1988. – 28, № 6. – С. 1015–1018.
8. *Experimental* investigation of the tweek field structure / D. Ye. Yedemsky, B. S. Ryabov, A. Yu. Shchokotov, V. S. Yarotsky // *Adv. Space Res.* – 1992. – 12, N 6. – P. 251–254.
9. *Shvets A. V.* Polarization effects for tweek propagation / A. V. Shvets, M. Hayakawa // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* – 1998. – 60, N 4. – P. 461–469.
10. *Kumar S.* Nighttime D-region equivalent electron density determined from tweek sferics observed in the South Pacific Region / S. Kumar, Anil Deo, V. Ramachandran // *Earth, Planets and Space*. – 2009. – 61. – P. 905–911.
11. *Reeve C. D.* The eclipsed lower ionosphere as investigated by natural very low frequency radio signals / C. D. Reeve, M. J. Rycroft // *J. Atmos. Terr. Phys.* – 1978. – 34, iss. 4. – P. 667–672.
12. *Burton E. T.* Audio-frequency atmospheric / E. T. Burton, E. M. Boardman // *Proc. IRE*. – 1933. – 21. – P. 1476–1494.
13. *Barkhausen H.* Whistling tones from the Earth / H. Barkhausen // *Proc. IRE*. – 1930. – 18. – P. 1155–1159.
14. *Potter R. K.* Analysis of audio-frequency atmospheric / R. K. Potter // *Proc. IRE*. – 1951. – 39, N 9. – P. 1067–1069.
15. *Lynn K. J. W.* Night-time sferic propagation at frequencies below 10 kHz / K. J. W. Lynn, J. Crouchley // *Aust. J. Phys.* – 1967. – 20. – P. 101–108.
16. *Singh A. K.* Propagational Features of Higher Harmonic Tweeks at Low Latitudes / A. K. Singh, R. P. Singh // *Earth, Moon and Planets*. – 1996. – 73. – P. 277–290.
17. *Rodger C. J.* Location accuracy of VLF World Wide Lightning Location (WWLL) network: Post-algorithm upgrade / C. J. Rodger, J. B. Brundell, R. L. Dowden // *Ann. Geophys.* – 2005. – 23, N 2. – P. 277–290.
18. *Otsu J.* Numerical study of tweeks based on wave-guide mode theory / J. Otsu // *Proc. Res. Inst. Atmos. Nagoya Univ.* – 1960. – 7. – P. 58–71.
19. *Ohya H.* Development of an automatic procedure to estimate the reflection height of tweek atmospheric / H. Ohya, K. Shiokawa, Y. Miyoshi // *Earth, Planets and Space*. – 2008. – 60. – P. 837–843.
20. *Rafalsky V. A.* One-site distance-finding technique for locating lightning discharges / V. A. Rafalsky, A. V. Shvets, M. Hayakawa // *J. Atmos. Terr. Phys.* – 1995. – 57, N 11. – P. 1255–1261.
21. *Brundell J. B.* Validation of single station lightning location technique / J. B. Brundell, C. J. Rodger, R. L. Dowden // *Radio Sci.* – 2002. – 37, N 4. – P. 1059–1067.
22. *Швец А. В.* Метод локації молний и оценки параметров нижней ионосферы с помощью твик-атмосфериков / А. В. Швець, Ю. В. Горишня // *Радиофизика и электрон.* – 2010. – 1(15), № 2. – С. 63–70.
23. *Wait J. R.* *Electromagnetic Waves in Stratified Media* / J. R. Wait. – N. Y.: Pergamon Press Inc., 1962. – 372 p.
24. *Wait J. R.* Characteristics of the Earth – ionosphere waveguide for VLF radio waves / J. R. Wait, K. P. Spies // *NBS Technical Note 300*. – Washington, 1964. – 96 p.
25. *Greifinger C.* Approximate method for determining ELF eigenvalues in the earth-ionosphere waveguide / C. Greifinger, P. Greifinger // *Radio Science*. – 1978. – 13, N 5. – P. 831–837.
26. *Porrat D.* Modal phenomena in the natural electromagnetic spectrum below 5 kHz / D. Porrat, P. R. Bannister, A. C. Fraser-Smith // *Radio Science*. – 2001. – 36, N 3. – P. 499–506.
27. *Швец А. В.* Локация молний и оценка высоты нижней ионосферы с использованием дисперсионных характеристик твик-атмосфериков / А. В. Швець, Ю. В. Горишня // *Радиофизика и электрон.* – 2011. – 2(16), № 4. – С. 63–70.
28. *Yano S.* Wave-form analysis of tweek atmospheric / S. Yano, T. Ogawa, H. Hagino // *Res. Lett. Atmos. Electr.* – 1989. – 9. – P. 31–42.

Рукопись поступила 04.12.2014.

A. V. Shvets, T. N. Serdiuk,
A. P. Krivonos, Yu. V. Goryshnya

EVALUATING PARAMETERS OF CONDUCTIVITY PROFILE OF THE LOWER IONOSPHERE BY TWEAK-ATMOSPHERICS

A method of determining the effective heights of the Earth-ionosphere waveguide for basic and higher types of normal waves (modes) and the distance to the radiation source – lightning is investigated by analyzing pulse signals in the range of extremely-low (ELF) and very low frequency (VLF) – tweek-atmospherics (tweeks). The resulted from analysis of multimode tweeks dependence of the effective height of the waveguide on the frequency is used for determining the parameters of the lower ionosphere conductivity profile. In computer simulations, waveforms of tweeks were synthesized in the frame of the Earth-ionosphere waveguide model with an exponential conductivity profile of the lower ionosphere. For the separation and analysis of individual waveguide modes in the signal the dynamic spectra of tweeks are used. The error in determining the effective height of the waveguide for different waveguide modes was 0.2...0.4 km, allowing estimating the parameters of the exponential conductivity profile of the lower ionosphere in the range of values typical for night conditions. Systematic and random error in determining the distance to the lightning were 10...40 km and 20...80 km, respectively, in the range of distances of 500...3000 km.

Key words: lower ionosphere, ELF-VLF radio waves, tweek-atmospherics Earth-ionosphere waveguide.

О.В. Швець, Т.М. Сердюк,
О. П. Кривонос, Ю. В. Горишня

ОЦІНКА ПАРАМЕТРІВ ПРОФІЛЮ ПРОВІДНОСТІ НИЖНЬОЇ ІОНОСФЕРИ НА ОСНОВІ АНАЛІЗУ ТВІК-АТМОСФЕРИКІВ

Досліджено методику визначення ефективних висот хвильоводу Земля–іоносфера для основного та вищих типів нормальних хвиль (мод) і дальності до джерела випромінювання – блискавки на основі аналізу імпульсних сигналів у діапазоні наднизьких (ННЧ) і дуже низьких частот (ДНЧ) – твік-атмосфериків (твіків). Отримана з аналізу багатомодових твіків залежність ефективної висоти хвильоводу від частоти використовується для визначення параметрів профілю провідності нижньої іоносфери. У числовому експерименті часові форми твіків синтезовані в моделі хвильоводу Земля–іоносфера з експоненціальним профілем провідності нижньої іоносфери. Для виділення й аналізу окремих мод в сигналі використовувалися динамічні спектри твіків. Похибка визначення ефективної висоти хвильоводу для різних хвильовідних мод складала 0,2...0,4 км, що дозволило оцінювати параметри експоненціального профілю провідності нижньої іоносфери в діапазоні значень, характерних для нічних умов. Систематичні та випадкові похибки визначення дальності до блискавки склали 10...40 км і 20...80 км відповідно в діапазоні дальностей 500...3 000 км.

Ключові слова: нижня іоносфера, ННЧ-ДНЧ-радіохвилі, твік-атмосферики, хвильовід Земля–іоносфера.