

УДК 537.874.37:550.388.2

А.В. Швець¹, А. П. Кривонос¹, Т.Н. Сердюк², Ю. В. Горишня¹¹ Інститут радіофізики і електроніки НАН України, Харків² Дніпропетровський національний університет залізничного транспорту ім. акад. В. Лазаряна, Дніпропетровськ

ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ВОЛНОВОДА ЗЕМЛЯ-ИОНОСФЕРА, ВОЗБУЖДАЕМОГО РАЗРЯДОМ МОЛНИИ

Предложена методика решения обратной задачи для определения эффективной высоты нижней ионосферы и дистанции до молнии с помощью твик-атмосфериков – ЭМ сигналов, возбуждаемых разрядами молний и наблюдаемых в ночных условиях. Синтезированы временные формы твиков в модели волновода Земля-ионосфера с экспоненциальной моделью профиля проводимости ионосферы. С помощью численного моделирования исследованы погрешности оценки дистанции до молнии и параметров профиля, связанные с воздействием случайного шума, и влияние сферичности волновода. Прогнозируемая погрешность определения эффективной высоты отражения от ионосферы для различных мод составляет 0,2 – 0,4 км, что позволяет оценивать обратный высотный масштаб экспоненциального профиля проводимости нижней ионосферы в диапазоне 0,3 – 0,6 км-1, – значений характерных для ночных условий.

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

Введение

Диагностика нижней ионосферы с помощью СНЧ-ОНЧ атмосфериков

Атмосферики являются электромагнитным (ЭМ) откликом естественного волновода Земля-ионосфера на импульсное возбуждение разрядами молний. Максимум спектральной плотности таких сигналов приходится на диапазоны сверхнизких (СНЧ, 3 Гц – 3 кГц) и очень низких частот (ОНЧ, 3 кГц – 30 кГц). Атмосферики распространяются на расстояния до нескольких тысяч километров и несут информацию о свойствах границ волновода вдоль трассы распространения. Наблюдения сигналов атмосфериков используются для получения ряда параметров, относящихся к ионосфере, а также определения расстояния до молнии [1 – 5] (reeve, rycroft, kumar). Интерес представляют параметры плазмы в нижних слоях ионосферы и их вариации, связанные с воздействием регулярных и катастрофических явлений атмосферного, космического и земного происхождения.

Дисперсия скорости распространения волн в волноводе Земля-ионосфера при малом затухании в ионосфере в ночное время приводит к возникновению твик-атмосфериков, длительность которых составляет 10 – 100 мс. В частотно-временной спектрограмме твика наблюдается ряд гармоник со временем быстро спадающих по частоте и асимптотически приближающихся к частотам отсечки волновода, представляющих собой различные моды волновода, и представляющие собой первую и высшие волноводные моды. Количество наблюдаемых высших гармоник уменьшается с увеличением расстоя-

ния до источника за счет роста затухания с частотой.

Использование твик-атмосфериков позволяет выделить отдельные моды колебаний в волноводе путем частотно-временной фильтрации в отличие от узкополосных сигналов ОНЧ передатчиков, сигналы которых формируются несколькими модами колебаний в ночных условиях, что осложняет решение обратной задачи. Обширное распределение грозовой активности обеспечивает возможность мониторинга нижней ионосферы с различных направлений и оценки пространственных размеров ионосферных возмущений из отдельного пункта наблюдения в зависимости от конкретной метеорологической ситуации.

Анализ частотной дисперсии в сигналах твиков, служит для определения дистанции до источника и высоты волновода по динамическому спектру [6, 7]. Требования получения одновременно высокого разрешения по частоте и по времени ограничивают точность данных методов. В работе [8] предложен метод определения дистанции до источника и высоты волновода («харьковский» метод [9]) по фазовому спектру продольной магнитной компоненты поля для первой моды, полученному по результатам трехкомпонентных измерений твиков. Это позволило получить ошибку определения дистанции до источника приблизительно 5% [9]. Метод определения высоты и дальности, основанный на свойствах интерференции нулевой и первой мод в амплитудном спектре твика, приведен в работе [10], где показана возможность мониторинга изменений высоты нижней ионосферы в течение ночи и в зависимости от сезона. Однако, как правило, использу-

ється только первая мода в сигнале твика, что ограничивает объем информации, содержащейся в этих сигналах.

При определении дистанции до источника с помощью более точного независимого метода, например, при использовании данных национальных, [11] или глобальных, WWLLN [12] сетей локации молний. Однако такая информация предоставляется на коммерческой основе, а реализация сети локации молний является достаточно технически сложной и дорогостоящей процедурой.

Поэтому актуальной является разработка метода для определения, с достаточно высокой точностью, средней высоты ионосферы вдоль трассы распространения твика по высшим модам и дистанции до источника, а так же оценка эффективности метода с помощью компьютерного моделирования.

Модель распространения в волноводе Земля-ионосфера

Простейшая модель волновода Земля-ионосфера представляет собой плоский волновод с идеально проводящими стенками; эффектами кривизны Земли и ее магнитным полем можно пренебречь в данном случае.

На поверхности Земли вертикальная компонента электрического и горизонтальная компонента магнитного поля, возбуждаемого в волноводе вертикальным электрическим диполем, в цилиндрической системе координат (ρ, ϕ, z) определяется как следующая сумма нулевой и высших мод [13]:

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

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

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.

Для учета потерь в ионосфере используется экспоненциальный вертикальный профиль проводимости [14].

$$\sigma(z) = 2,5 \times 10^5 \varepsilon_0 e^{\beta(z-H)}. \quad (3)$$

Как было показано в [15] распространение на СНЧ характеризуется двумя высотами в профиле. Нижней высоте h_0 соответствует высота, на которой

ток проводимости параллельный магнитному полю становится равным 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 β : $4\omega\mu_0\sigma(h_1)/\beta^2 = 1$. Из данных условий можно получить соотношения для высот h_0 и h_1 :

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

где $\zeta_0 = 1/\beta$ – высотный масштаб профиля проводимости.

В работе [16] показано, что квази ТЕ моды в области частот отсечки волновода затухают гораздо меньше, чем квази ТМ моды. Поэтому поле твика моделируется как сумма нулевой ТЕМ и высших ТЕ мод.

Комплексный синус угла падения для n -й моды представляется следующим образом [17]:

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

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:

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

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

где f_{cn} – частота отсечки n -й моды, реальные значения синуса и косинуса модального угла падения

$$\text{равны: } s_n = \sqrt{1 - c_n^2}, \quad c_n = \frac{n\pi}{kh_1}.$$

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

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

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 записывается в следующем виде:

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

Для оценки эффективности предлагаемого метода по теоретическим спектрам поля были рассчитаны волновые формы поля, возбуждаемого разрядом молнии в волноводе Земля – ионосфера на основе дискретного обратного преобразования Фурье.

Необходимо отметить, что, в соответствии с

формулами (1), (2) магнитное поле спадает пропорционально синусу угла падения, тогда, как электрическое поле пропорционально квадрату синусу угла падения. Вследствие этого, с практической точки зрения, использование магнитной компоненты поля твика атмосферика является предпочтительным, поскольку она имеет более длинную «хвостовую» часть.

Образцы спектра и формы магнитной компоненты твика, рассчитанных для дистанции 1200 км, высоты ионосферы $H = 88$ км и обратного высотного масштаба профиля проводимости $\beta = 0,6$ км⁻¹, характерного для ночных условий, приведены на рис. 1.

При расчете учитывались нулевая и 9 высших мод. Для моделирования условий приема в эксперименте в расчетах учтено влияние фильтров верхних и нижних частот 6-го порядка с частотами среза 0,3 и 13 кГц соответственно.

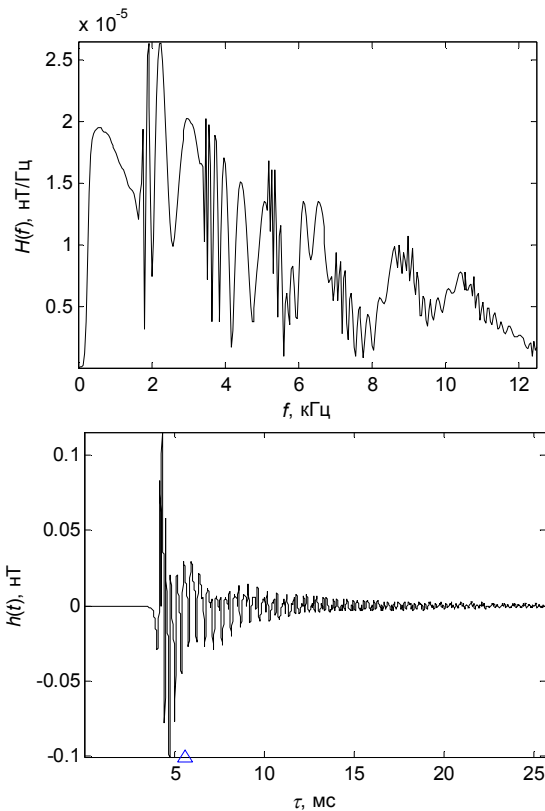


Рис. 1. Расчетный спектр (вверху) и волновая форма (внизу) магнитной компоненты поля твика рассчитанные для дальности 1200 км

Волновые формы твиков, построенные на основе упрощенной модели распространения [17] отражают основные характерные признаки, наблюдаемые в экспериментальных записях. 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 методов решения обратной задачи к условиям эксперимента.

Для разделения волноводных мод в сигнале твика используется частотно-временное представление с помощью динамического спектра. Динамический спектр магнитной компоненты поля показан на рис. 2. Выделенные дисперсионные ветви показаны точками.

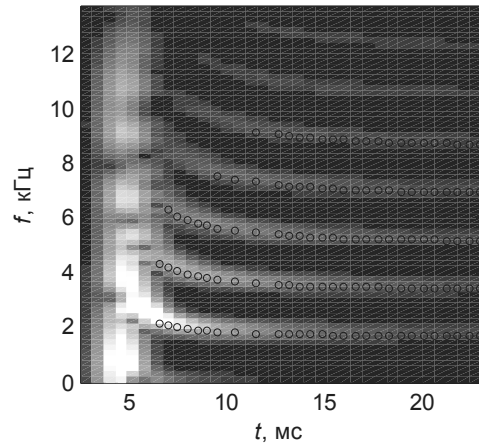


Рис. 2. Динамический спектр модельного твика для дальности 1200 км. Выделенные дисперсионные ветви показаны точками

Учет сферичности волновода Земля-ионосфера в дисперсионной зависимости

Для модели плоского волновода дисперсионная зависимость групповой скорости волн от частоты определяется производной волнового числа:

$$v_g = \frac{1}{\partial \{ \text{Re}(kS_n) \} / \partial \omega} = c \sqrt{1 - \left(\frac{n\pi}{kh} \right)^2}, \quad (9)$$

откуда видно, что при приближении частоты волны к частоте отсечки данной моды скорость распространения вдоль волновода стремится к нулю. Зависимость частоты от времени в сигнале твика выглядит следующим образом:

$$f(\tau) = \frac{f_{cn}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{\rho + c\tau} \right)^2}}, \quad (10)$$

где $f_{cn} = nc/2h$ – частота отсечки n-й моды

Для сравнения со сферическим волноводом используем упрощенный лучевой подход [18]. Элемент пути, проходимого лучом между Землей и ионосферой в сферическом волноводе, как показано на Рис. 3, 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 – расстояние до молнии вдоль поверхности Земли.

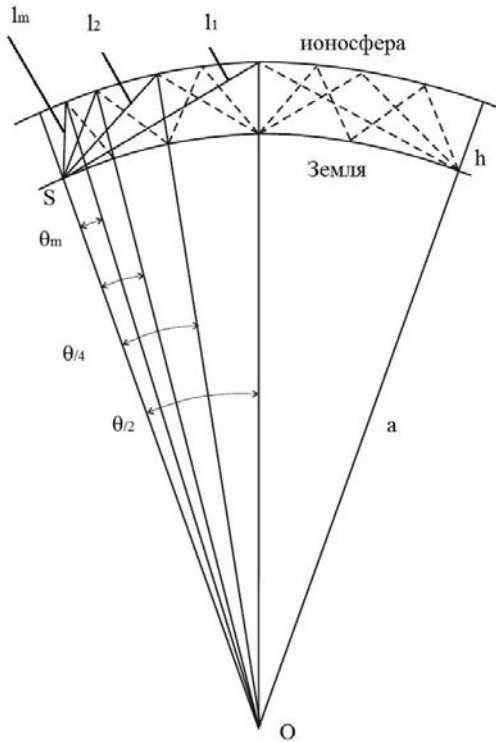


Рис. 3. Пути лучей формирующих твика в сферическом волноводе

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

$$l_m = \left(h^2 + \left(\frac{\rho}{2m} \right)^2 \right)^{1/2}. \quad (13)$$

Определяя мгновенную частоту сигнала, как величину, обратную задержке между приходом двух последовательных лучей $f(T) = 1/(t_{m+1} - t_m)$, и привязывая эту частоту к середине интервала между соседними лучами $T = (t_{m+1} + t_m)/2$ построим разность мгновенных частот для плоского и сферического волноводов относительно времени прихода атмосфера в точку наблюдения: $f_s(\tau) - f_p(\tau)$, $\tau = T - \rho/c$.

Из графиков видно, что максимальное расхождение мгновенных частот наблюдается в начале сигнала. Выбирая порог максимального расхождения, например 10 Гц, по графикам на рис. 4 можно получить следующую зависимость времени задержки τ_0 от начала твика, начиная с которой аналитическую зависимость мгновенной частоты для плоского волновода можно применять для анализа реальных сигналов:

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

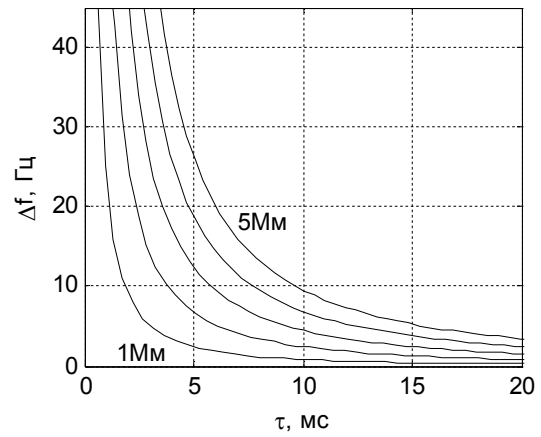


Рис. 4. Разность мгновенных частот твика на первой моде для плоской и сферической модели в диапазоне дальностей от 1000 до 5000 км

Метод линейной регрессии для определения высоты волновода и дистанции до источника

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 данной задачи отдельно для каждой гармоники, часто приводит к противоречивой ситуации, когда оценки дистанции 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 $f_n(\tau_k)$ из (10) и 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 регрессии для N анализируемых гармоник:

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

сводит задачу определения дистанции и частот отсечки к проблеме одномерной оптимизации, что повышает эффективность алгоритма расчетов.

Результаты решения обратной задачи по модельным твикам для дальностей 200 и 3000 км показаны на рис. 5.

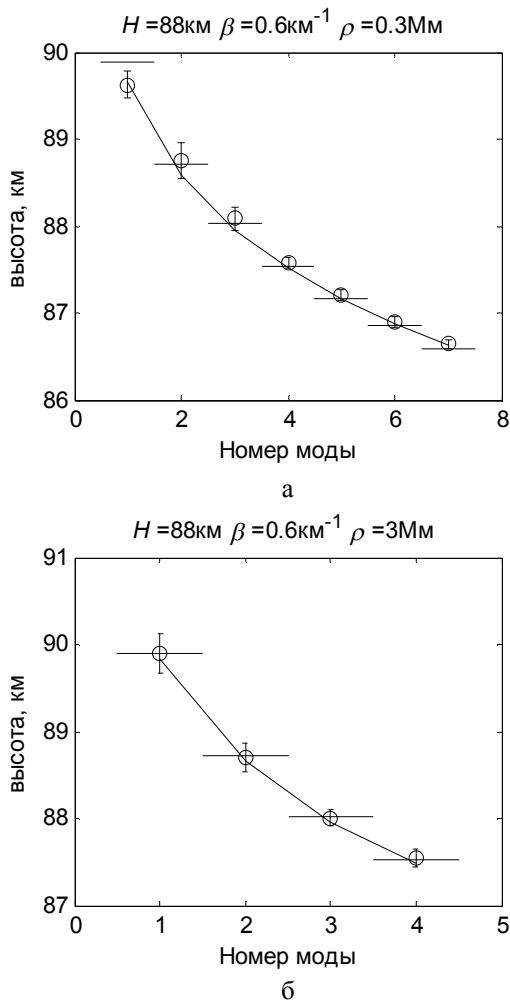


Рис. 5. Определение дальности до источника, высот волновода и параметров экспоненциальной модели ионосферы по твикам при дальности: а – 300 км; б – 3000 км

Отрезками горизонтальных линий обозначены высоты волновода для соответствующих мод, заданных в модели. Кружочки – результат восстановления высоты по разработанной методике. Вертикальные линии показывают среднеквадратическое отклонение определения высоты волновода для соответствующей моды.

Исходные параметры модели приведены над каждым графиком.

Восстановленные значения параметров модели следующие:

рис. 5, а – $H = 87,7 \text{ км}$, $\beta = 0,65 \text{ км}^{-1}$, $\rho = 290 \text{ км}$;

рис. 5, б – $H = 88 \text{ км}$, $\beta = 0,6 \text{ км}^{-1}$, $\rho = 2972 \text{ км}$.

Сплошная кривая на графиках показывает изменение высоты отражения $h_1(f_{\text{сн}})$ из формулы (4) при найденных параметрах профиля проводимости ионосферы.

Мы видим, что прогнозируемая точность данной методики позволяет детально оценить параметры нижней ионосферы, такие как высоту и профиль проводимости нижней ионосферы, а также дальность до источника.

Влияние шумов 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 дистанций. Реализации стохастического шума с нормальным распределением суммировались с сигналом. Для определения дисперсии и смещения оценок дистанции до источника и эффективных высот отражения от ионосферы для разных мод выполнялось по 100 циклов работы метода с различными независимыми реализациями шума. На рис. 6. представлены гистограммы распределений дальности и высот отражения для модельного твика со следующими параметрами: дальность – 1200 км, начальная высота – 88 км, обратный масштаб профиля – $0,6 \text{ км}^{-1}$.

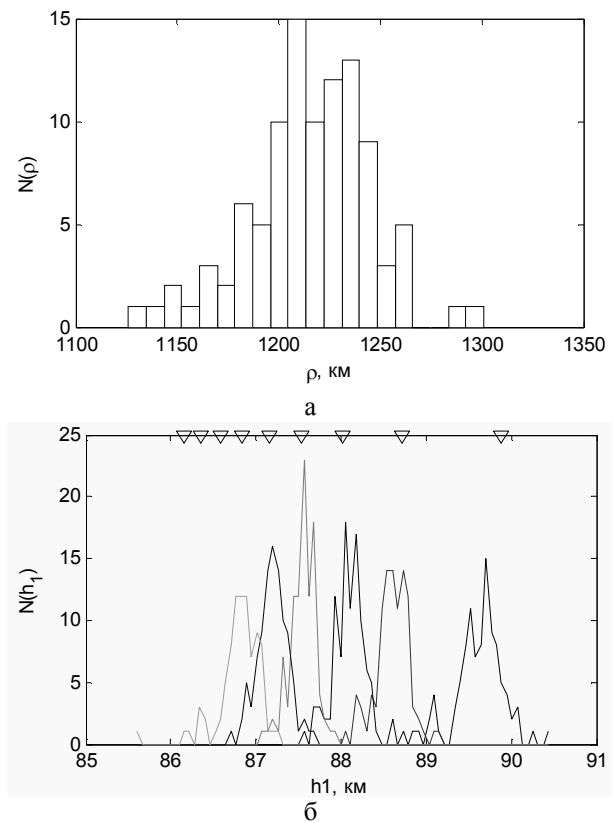


Рис. 6. Гистограммы распределений дальности (а) и высот отражения (б). Параметры модели: $\rho = 1200 \text{ км}$, $H = 88 \text{ км}$, $\beta = 0,6 \text{ км}^{-1}$, $\sigma_n = 0,2\sigma_s$

Среднеквадратичное отклонение шума σ_n равнялось $0,2$ от среднеквадратичного отклонения σ_s , рассчитанного для реализации длительностью 20 мс чистого сигнала.

Для дальности мы получили значения $1216 \pm 31 \text{ км}$ (1200). Для высот следующие величины: 1 мода $89,62 \pm 0,29 \text{ км}$ (89,88), 2 мода $88,6 \pm 0,19 \text{ км}$ (88,71), 3 мода $88,09 \pm 0,19 \text{ км}$ (88,02), 4 мода $87,55 \pm 0,15 \text{ км}$ (87,53), 5 мода $87,20 \pm 0,18 \text{ км}$ (87,15). Значения высот, заложенные в модели, показаны в скобках рядом с

номером соответствующих мод. На графике гистограмм распределения оценок высоты точные значения показаны треугольниками по верхнему краю графика.

В табл. 1 представлены результаты моделирования с шумом со среднеквадратическим отклонением

$\sigma_n = 0,2\sigma_s$ и $\sigma_n = 0,4\sigma_s$ соответственно для дистанций от 500 до 3000 км. Смещение оценки Δ и среднеквадратическое отклонение (СКО) показаны в соответствующих колонках для дистанции и эффективной высоты волновода для первых пяти мод (там, где гармоники твика были выделены из шума).

Таблица 1

Результаты моделирования с шумом со среднеквадратическим отклонением $\sigma_n = 0,2\sigma_s$ и $\sigma_n = 0,4\sigma_s$

Дистанция, км			Эффективная высота волновода, 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
$\sigma_n = 0,2\sigma_s$												
500	25	38	-0,19	1,04	0,01	0,40	0,01	0,33	0,08	0,31	0,00	0,42
1000	9	23	-0,19	0,34	-0,31	0,16	-0,08	0,15	-0,06	0,16	-0,05	0,12
1200	16	31	-0,26	0,29	-0,11	0,19	0,07	0,19	0,02	0,15	0,05	0,18
1500	7	22	-0,22	0,17	-0,12	0,12	-0,01	0,11	0,00	0,99	0,14	0,12
2000	7	22	-0,24	0,12	0,02	0,12	0,02	0,09	-0,01	0,13		
2500	31	70	0,06	0,35	0,20	0,33	0,22	0,23				
3000	-8	79	0,01	0,35	0,09	0,31	0,02	0,23				
$\sigma_n = 0,4\sigma_s$												
1000	22	88	0,13	0,99	-0,04	0,61	-0,10	0,65	0,08	0,93	0,16	1,04
1500	14	80	-0,26	0,51	0,05	0,46	0,10	0,43				
2000	33	53	0,13	0,27	0,14	0,28	0,06	0,29				
2500	36	49	0,09	0,25	0,20	0,21						
3000	13	87	0,18	0,39	0,13	0,32						

Анализируя данные, представленные в таблице, можно видеть, что с увеличением уровня шума смещение оценок восстановленных параметров изменяется незначительно, тогда, как среднеквадратическое отклонение существенно возрастает. Максимальное смещение, как правило, отрицательное, и дисперсия оценок высоты наблюдается для первой моды. Кроме этого, можно отметить, что среднеквадратическое отклонение оценок параметров, как для дальности, так и для высоты несущественно меняется с изменением дальности. В процентах, для случая $\sigma_n = 0,2\sigma_s$, среднеквадратическое отклонение дистанции составляет от 7,6% при дальности 500 км и 2,6% при дальности 3000 км. Для высот – от 0,3 – 1,1% при дальности 500 км и 0,2 – 0,4% при дальности 3000 км.

Выводы

Работа посвящена решению актуальной проблемы исследования параметров нижней ионосферы с помощью анализа низкочастотных естественных ЭМ полей, возбуждаемых в полости Земля-ионосфера разрядами молний.

1. Предложена методика решения обратной задачи для определения эффективной высоты нижней ионосферы и дистанции до молнии с помощью сигналов твиков – атмосферных ЭМ сигналов, имеющих сложный модовый состав и наблюдаемых в ночных условиях.

2. Для оценки эффективности предложенной методики на основе модели распространения СНЧ-ОНЧ радиоволн в волноводе Земля-ионосфера [17] получены временные формы твиков, которые отражают основные особенности сигналов, наблюдаемых в эксперименте.

3. Исследованы погрешности оценки параметров задачи, связанные с наличием стохастического шума в сигнале и сферичностью волновода, с помощью численного моделирования. Показано, что предложенная методика позволяет определять разницу эффективных высот отражения от ионосферы для различных мод с высокой точностью, что позволяет оценить обратный высотный масштаб профиля проводимости ионосферы в диапазоне $0,3 - 0,6 \text{ км}^{-1}$, – значений характерных для ночных условий.

В дальнейших исследованиях предполагается: усовершенствование предложенной в данной работе методики для построения автоматизированной системы мониторинга параметров нижней ионосферы; – проведение долговременных измерений твиков; оценка точности определения дальности до молнии с помощью сравнения с независимыми данными локации молний; – анализ экспериментальных записей с целью исследования регулярных вариаций параметров нижней ионосферы и обнаружения возмущений в ней, связанных с различными природными и техногенными катаклизмами.

Список литературы

1. Reeve, C. D.; Rycroft, M. J. *The eclipsed lower ionosphere as investigated by natural very low frequency radio signals // Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics.* – Vol. 34. – P. 667-672.
2. Михайлова Г.А. Тонкая частотно-временная структура атмосфериков типа «твики» и ОНЧ диагностика параметров ночной нижней ионосферы / Г.А. Михайлова, О.В. Капустина // *Геоматизм и Аэронавигация.* – 1988. – 28, № 6. – С. 1015-1018.
3. *Experimental investigation of the tweek field structure / D.Ye. Yedemsky, B.S. Ryabov, A.Yu. Shchokotov, V.S. Yarotsky // Adv. Space Res.* – 1992. – 12, No 6. – P. 251-254.
4. Shvets A.V. Polarization effects for tweek propagation / A.V. Shvets, M. Hayakawa // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* – 1998. – Vol. 60, No 4. – P. 461-469.
5. Kumar S., Anil Deo, and V. Ramachandran, *Night-time D-region equivalent electron density determined from tweek sferics observed in the South Pacific Region // Earth Planets Space.* – 61. – 905-911. – 2009.
6. Otsu, J., *Numerical study of tweeks based on waveguide mode theory // Proc. Res. Inst. Atmos., Nagoya Univ.* – 7. – 58-71. – 1960.
7. Ohya, H., K. Shiokawa, and Y. Miyoshi. *Development of an automatic procedure to estimate the reflection height of tweek atmospherics // Earth Planets Space.* – 60. – 837 – 843. – 2008.
8. Rafalsky V.A., Shvets A.V., Hayakawa M. *One-site distance-finding technique for locating lightning discharges // Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics.* – 1995. – 57, No 11. – P. 1255-1761.
9. Brundell J.B., Rodger C.J., Dowden R.L. *Validation of single station lightning location technique // Radio Sci.* – 2002. – 37, No 4. – P.1059-1067. – doi: 10.1029/2001RS002477.
10. Швець А.В., Горшиная Ю.В. *Метод локації молний і оцінки параметрів нижньої іоносфери з допомогою твік-атмосфериків // Радиофизика и электроника.* – 2010. – 15, № 2. – С.63-70.
11. Cummer S.A., Inan U.S., Bell T.F. *Ionospheric D-region remote sensing using VLF radio atmospherics // Radio Science.* – 1998, Nov.-Dec. – 33, No 6. – P. 1781-1792.
12. Rodger, C. J., J. B. Brundell, and R. L. Dowden. *Location accuracy of VLF World Wide Lightning Location (WWLL) network: Post-algorithm upgrade // Ann. Geophys.* – 23. – 277-290. – 2005.
13. Wait J. R. *Electromagnetic Waves in Stratified Media / Pergamon Press.* –1962. Reprinted 1996. –IEEE Press.
14. Wait J.R. and K.P. Spies. *Characteristics of the earth-ionosphere waveguide for VLF radio waves // Technical Note 300, National Bureau of Standards.* –December 1964.
15. Greifinger C. and P. Greifinger. *Approximate method for determining ELF eigenvalues in the earth-ionosphere waveguide // Radio Science.* –13(5) . –831-837. –September-October 1978.
16. Yamashita M. *Propagation of tweek atmospherics // J. Atmos. Terr. Phys.* – 1978. – Vol. 40. – P. 151-156.
17. Porrat, D., P. R. Bannister, and A. C. Fraser-Smith. *Modal phenomena in the natural electromagnetic spectrum below 5 kHz // Radio Science.* –36. –499-506. –2001.
18. Yano S., Ogawa T., Hagino H. *Wave-form analysis of tweek atmospherics // Res. Lett. Atmos. Electr.* – 1989. – 9. – P. 31-42.

Поступила в редколлегию 12.08.2013

Рецензент: д-р физ.-мат. наук, ст. научн. сотр. В.К. Иванов, Институт радиофизики и электроники НАН Украины, Харьков.

ЗВОРОТНА ЗАДАЧА ВІДНОВЛЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ХВИЛЕВОДУ ЗЕМЛЯ-ІОНОСФЕРА, ЯКИЙ ЗБУДЖУЄТЬСЯ РОЗРЯДОМ БЛИСКАВКИ

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

Запропоновано методику розв'язання оберненої задачі для визначення ефективної висоти нижньої іоносфери і дистанції до блискавки за допомогою твік-атмосфериків - ЕМ сигналів, які збуджуються розрядами блискавок і спостерігаються у нічних умовах. Синтезовані сигнали твіків в моделі хвилеводу Земля-іоносфера з експоненціальною моделлю профілю провідності іоносфери. За допомогою чисельного моделювання досліджено похибки оцінки дистанції до блискавки і параметрів профілю, пов'язані з впливом випадкового шуму, і вплив сферичності хвилеводу. Прогнозована похибка визначення ефективної висоти відбиття від іоносфери для різних мод становить 0,2 - 0,4 км, що дозволяє оцінювати зворотний висотний масштаб експоненціального профілю провідності нижньої іоносфери в діапазоні 0,3 – 0,6 км-1, - значень характерних для нічних умов.

Ключові слова: нижня іоносфера, СНЧ-ОНЧ радіохвилі, Твік – атмосферіки, хвилевід Земля-іоносфера.

AN INVERSE PROBLEM OF RECOVERING PARAMETERS OF THE EARTH-IONOSPHERE WAVEGUIDE EXCITED BY A LIGHTNING DISCHARGE

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

A technique of solving the inverse problem for the determination of the effective height of the lower ionosphere and the distance to the lightning with tweek-atmospherics - EM signals excited by lightning discharges and observed at night. Wave forms of tweeks were synthesized in the model of the Earth-ionosphere waveguide with an exponential model of the ionosphere conductivity profile. With the help of numerical simulation the errors of estimation of a distance to the lightning and a ionosphere conductivity profile associated with the impact of random noise and the effect of the sphericity of the waveguide were investigated. Predicted error in determining the effective height of the reflection from the ionosphere to the different modes is of of 0.2 - 0.4 km, which allows to evaluate the inverse scale height of the exponential conductivity profile of the lower ionosphere in the range of 0.3 - 0.6 km-1, which are typical values for night conditions.

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