

Радарные методы наблюдения квазипериодических процессов в мезосфере. 1. Теоретические основы и результаты компьютерного моделирования

С. В. Панасенко, Л. Ф. Черногор

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина
E-mail: Leonid.F.Chernogor@univer.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 4 августа 2004 г.

Предложены активный и пассивный методы диагностики квазипериодических процессов (волновых возмущений) в мезосфере, основанные на анализе статистических характеристик огибающих обратно-рассеянных радиосигналов и радиопомех в диапазоне частот $2+6$ МГц. Изложены теоретические основы методов и результаты компьютерного моделирования.

Запропоновано активний і пасивний методи діагностики квазіперіодичних процесів (хвильових збурень) у мезосфері, що ґрунтуються на аналізі статистичних характеристик огинаючих зворотно-розсіяних радіосигналів і радіозавад в діапазоні частот $2+6$ МГц. Викладено теоретичні основи методів і результати комп'ютерного моделювання.

Введение

Многолетние наблюдения за атмосферой Земли и геокосмосом свидетельствуют об их нестационарности и о доминирующей роли динамических процессов в них. Динамика околоземной среды неразрывно связана с генерацией и распространением волновых возмущений (ВВ) с широким диапазоном периодов T . Особый интерес представляют ВВ с $T \approx 1$ мин \div 3 ч, которые ассоциируются с акустико-гравитационными волнами (АГВ). Изучению АГВ (перемещающихся ионосферных возмущений) посвящено большое количество работ (см., например, [1–17] и ссылки в них). Подавляющее число работ относится к исследованию ВВ в E- и F-областях ионосферы (высоты $z \geq 100$ км). Здесь относительная амплитуда ВВ достаточно большая – обычно она составляет $1+10$ %, реже – несколько десятков процентов. В ночное время значения относительных амплитуд ВВ, по-

видимому, в несколько раз больше дневных значений. Изучению ВВ в мезосфере посвящено сравнительно небольшое число работ (см., например, [9–17]). Для исследования этой области атмосферы применяют радарные методы [9, 10], методы, основанные на анализе характеристик радиоволн и радиопомех ОНЧ диапазона [11, 12] и приземных электрических полей [13], используют оптические интерферометры [14], а в последнее время мощные радиосистемы [15, 16] и др.

Мезосфера, по-прежнему, относится к наименее изученной области атмосферы. В то же время именно в мезосфере имеют место высокая динамическая активность, включающая интенсивную атмосферную турбулентность, и сложная плазмохимия. Здесь образуются серебристые облака. Мезосфера определяет состояние погоды в средней атмосфере и в атмосфере в целом. Здесь диссипируют АГВ, перенося большие потоки импульса и энергии.

При использовании радарных методов обычно получают временные зависимости горизонтальной скорости ветра $V(t)$ или, реже, электронной концентрации $N(t)$, по которым затем вычисляют параметры ВВ [9, 10]. Упомянутые зависимости являются результатом решения достаточно сложной обратной задачи. По этой причине погрешности, с которыми получены $V(t)$ и $N(t)$, значительны и не всегда поддаются контролю. Представляет интерес извлечение сведений о ВВ непосредственно из огибающих (точнее, их статистических характеристик) радиосигналов и радиопомех, погрешность оценки которых сравнительно легко контролировать. Важно, что радар можно использовать в активном и пассивном режимах. В первом случае принимается и анализируется обратно-рассеянное (ОР) радиоизлучение собственного радиопередающего устройства, во втором – шумоподобное радиоизлучение, распространяющееся в волноводе Земля–ионосфера. Это позволяет изучать квазипериодические процессы в верхней мезосфере фактически двумя независимыми методами и сопоставлять полученные с их помощью результаты.

Целью настоящей работы является описание методов наблюдения ВВ в мезосфере на основе анализа временных вариаций огибающих радиосигналов и радиопомех, принимаемых радаром среднечастотного диапазона.

1. Теоретические основы методов

Активный режим работы радара. Измерения огибающих ОР радиосигналов. Исходя из общей теории ОР [18], можно показать, что для среднеквадратичного значения огибающей ОР сигнала справедливо следующее соотношение [19]:

$$\overline{A_{\pm}^2} = C \frac{\overline{\Delta N^2}}{\Omega_{\pm}^2 + \nu^2} e^{-4K_{\pm}}, \quad (1)$$

где знаки \pm обозначают обыкновенную и необыкновенную поляризации ОР сигнала; здесь и далее черта сверху означает усредне-

ние по времени на интервале, не превышающем характерный масштаб стационарности исследуемых процессов; ΔN – флуктуации концентрации электронов N , приводящие к рассеянию радиосигналов, $\overline{\Delta N^2}$ – дисперсия флуктуаций, характеризующая интенсивность неоднородной структуры; ν – эффективная частота соударений электронов с нейтралами; $\Omega_{\pm} = \omega \pm \omega_H \cos \theta$, ω – циклическая частота радиоволны, ω_H – гирочастота электронов, θ – угол между вектором, направленным противоположно вектору напряженности магнитного поля, и нормалью к поверхности Земли; C – величина, зависящая от параметров радара, характеристик канала распространения и высоты исследуемой области ионосферы;

$$K_{\pm} = \frac{\omega}{c} \int_s k_{\pm} ds \quad (2)$$

есть интегральный коэффициент поглощения при однократном прохождении сигнала. Интеграл в (2) берется по траектории луча s от точки излучения до точки рассеяния, k_{\pm} – показатель поглощения, c – скорость света в вакууме.

Распространение в мезосфере гармонической АГВ приводит к модуляции N , ν , K_{\pm} и $\overline{\Delta N^2}$. При этом

$$\begin{aligned} N &= N_0(1 + \delta_N), \\ \delta_N &= \delta_{Nm} \cos \Phi, \\ \Phi &= \Omega t - \bar{k}r, \end{aligned} \quad (3)$$

где t – текущее время; Ω , \bar{k} , и δ_{Nm} – частота, волновой вектор и относительная амплитуда ВВ соответственно. Здесь и далее индексом “0” будем обозначать значения параметров в отсутствие волновых возмущений.

Частота соударений пропорциональна давлению газа в мезосфере, которое промодулировано АГВ по тому же закону, что и N . Поэтому

$$\nu = \nu_0(1 + \delta_{Nm} \cos \Phi). \quad (4)$$

Примем во внимание, что κ_{\pm} определяется выражением:

$$\kappa_{\pm} = \frac{\omega_p^2 v}{2\omega(\Omega_{\pm}^2 + v^2)} = \frac{e^2 N v}{2\varepsilon_0 m \omega (\Omega_{\pm}^2 + v^2)}$$

Здесь ω_p – циклическая плазменная частота электронов, e и m – заряд и масса электрона, ε_0 – электрическая постоянная.

Для частоты радиоволны $f \approx 3$ МГц величина $\Omega_{+}^2 \ll v^2$ на высотах $z < 55$ км и $\Omega_{-}^2 \ll v^2$ на высотах $z < 65$ км. Для этих вы-

сот $\kappa_{\pm} \sim N/v$, поэтому при прохождении АГВ показатели поглощения практически не изменяются. При той же частоте f имеем $\Omega_{+}^2 \gg v^2$ для $z > 70$ км и $\Omega_{-}^2 \gg v^2$ для $z > 80$ км. Важно, что κ_{\pm} достигает своих максимальных значений в верхней части мезосферы, т. е. при $z \geq 80$ км (см. табл. 1). Поэтому приближенно можно считать, что основной вклад в поглощение радиосигналов с $f \approx 3$ МГц дает диапазон высот, где

$$\kappa_{\pm} \approx \frac{e^2 N v}{2\varepsilon_0 m \omega \Omega_{\pm}^2} \quad (5)$$

Таблица 1. Основные параметры среды и радиосигнала ($f = 3$ МГц) для дневного и ночного (в скобках) времени суток

z , км	N_0 , м ⁻³	v_0 , с ⁻¹	$\kappa_{+0} \cdot 10^4$ ($\kappa_{+0} \cdot 10^6$)	$\kappa_{-0} \cdot 10^4$ ($\kappa_{-0} \cdot 10^6$)	K_{+0} ($K_{+0} \cdot 10^2$)	K_{-0} ($K_{-0} \cdot 10^2$)	Ω_{+v}^2	Ω_{-v}^2
60	10^8 (10^6)	$4 \cdot 10^7$	1.4 (1.4)	2 (2)	$2.2 \cdot 10^{-2}$ ($2.2 \cdot 10^{-2}$)	$3.1 \cdot 10^{-2}$ ($3.1 \cdot 10^{-2}$)	0.48	0.06
65	$2 \cdot 10^8$ ($5 \cdot 10^6$)	$2.4 \cdot 10^7$	3 (7.5)	6 (15)	0.09 (0.16)	0.16 (0.3)	1.3	0.18
70	$3 \cdot 10^8$ ($1.4 \cdot 10^7$)	$1.3 \cdot 10^7$	3.5 (16)	12 (57)	0.2 (0.54)	0.44 (1.4)	4.5	0.6
75	$6 \cdot 10^8$ ($3.3 \cdot 10^7$)	$7.4 \cdot 10^6$	4.6 (25)	24 (132)	0.32 (1.2)	1 (4.4)	14	1.9
80	10^9 ($6 \cdot 10^7$)	$4 \cdot 10^6$	4.3 (26)	29 (173)	0.46 (2)	1.8 (9.2)	47.8	6.3
85	$3 \cdot 10^9$ (10^8)	$2.4 \cdot 10^6$	7.9 (26)	57 (189)	0.65 (2.8)	3.2 (15)	132	17.5
90	10^{10} ($2 \cdot 10^8$)	$1.3 \cdot 10^6$	14 (29)	110 (213)	1 (3.7)	5.8 (21)	452	59.8
95	$3 \cdot 10^{10}$ ($4 \cdot 10^8$)	$7.4 \cdot 10^5$	24 (33)	180 (246)	1.6 (4.6)	10.3 (28)	$1.4 \cdot 10^3$	185
100	$8 \cdot 10^{10}$ ($8 \cdot 10^8$)	$4 \cdot 10^5$	35 (35)	270 (266)	2.5 (5.7)	17.4 (36)	$4.8 \cdot 10^3$	632

В соотношении (5) учет зависимости $v(T_e) \sim T_e^{5/6}$ приводит к значению $v \approx 2.09v_m$, где T_e – температура электронов, v_m – частота соударений моноэнергичных электронов с нейтралами [19, 20].

Гармонические вариации N и v приводят к периодическим вариациям κ_{\pm} , заданного выражением (5):

$$\kappa_{\pm} \approx \kappa_{\pm 0}(1 + \delta_{Nm} \cos \Phi)^2. \quad (6)$$

При $\delta_{Nm} \ll 1$ получаем:

$$\kappa_{\pm} \approx \kappa_{\pm 0}(1 + 2\delta_{Nm} \cos \Phi).$$

Учитывая, что характерный высотный масштаб изменения δ_{Nm} больше, чем соответствующие масштабы изменения N_0 и v_0 , из (2) и (5) при $\delta_{Nm} \ll 1$ получаем приближенное выражение для K_{\pm} :

$$K_{\pm} \approx K_{\pm 0}(1 + 2\delta_{Nm} \cos \Phi).$$

Установим далее закон изменения $\overline{\Delta N^2}$ при прохождении АГВ. Как показано в [19],

временные вариации $\overline{\Delta N^2}$ описываются уравнением:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \overline{\Delta N^2} + D_a (\text{grad } \Delta N)^2 + \frac{\overline{\Delta N^2}}{t_N} = D_t (\text{grad } N)^2, \quad (7)$$

где D_a и D_t – коэффициенты амбиполярной и турбулентной диффузии соответственно, $t_N = (t_{N1}^{-1} + t_{N2}^{-1})^{-1}$ – время изменения N за счет процессов прилипания (t_{N1}) и рекомбинации (t_{N2}) электронов. Здесь $t_{N1} = (\beta_a + \beta_d)^{-1}$, $t_{N2} = (\alpha_r N_0)^{-1}$, β_a и β_d – частоты прилипания и отлипания электронов, α_r – коэффициент рекомбинации электронов с ионами. Значения упомянутых параметров приведены в табл. 2.

Для гармонической волны $\partial/\partial t = \Omega = 2\pi/T$, $|\text{grad } \Delta N|$ оценим величиной $|\Delta N|/l$, l – характерный масштаб. Для берегового рассеяния назад размер рассеивающих неоднородностей $l_{ir} = \lambda/2$, λ – длина радиоволны. Поскольку для квазиизотропных неоднородностей

$$(\text{grad } N)^2 \approx 3(\partial \Delta N / \partial z)^2 = 3(2\Delta N / l_{ir})^2 = \Delta N^2 / l^2,$$

Таблица 2. Зависимость параметров ионосферной плазмы от высоты для дневного и ночного (в скобках) времени суток ($\beta_d = 0.5 (10^{-2}) \text{ c}^{-1}$, $f = 3 \text{ МГц}$)

z , км	D_a , м ² /с	$t_{\Delta N}$, с	β_a , с ⁻¹	t_{N1} , с	t_{N2} , с	α_r , м ³ /с
60	0.14	$1.8 \cdot 10^3$	0.5	1 (2)	1000 (10^5)	10^{-11} (10^{-11})
65	0.3	$8.4 \cdot 10^2$	0.2	1.4 (5)	500 ($3 \cdot 10^4$)	10^{-11} (10^{-11})
70	0.6	$4.4 \cdot 10^2$	$6 \cdot 10^{-2}$	2 (14)	300 ($7 \cdot 10^3$)	10^{-11} (10^{-11})
75	1	$2.6 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^{-2}$	2 (33)	150 ($3 \cdot 10^3$)	$3 \cdot 10^{-12}$ (10^{-11})
80	2	$1.3 \cdot 10^2$	$6 \cdot 10^{-3}$	2 (60)	200 ($1.7 \cdot 10^3$)	$5 \cdot 10^{-12}$ (10^{-11})
85	4	64	$2 \cdot 10^{-3}$	2 (100)	200 (10^3)	$1.5 \cdot 10^{-12}$ ($5 \cdot 10^{-12}$)
90	7	36	$6 \cdot 10^{-4}$	2 (100)	100 ($5 \cdot 10^2$)	10^{-12} ($3 \cdot 10^{-12}$)
95	15	32	$2 \cdot 10^{-4}$	2 (100)	100 ($2.5 \cdot 10^2$)	$4 \cdot 10^{-13}$ (10^{-12})
100	32	8	$6 \cdot 10^{-5}$	2 (100)	100 (30)	$2 \cdot 10^{-13}$ ($4 \cdot 10^{-13}$)

масштаб $l = l_{\text{gr}} / \sqrt{12} = \lambda / 4\sqrt{3} \approx 0.14\lambda$. С учетом изложенного, из (7) имеем:

$$\overline{\Delta N^2} = D_i \tau (\text{grad } N)^2, \quad (8)$$

где $\tau = (\pi T^{-1} + t_{\Delta N}^{-1} + t_N^{-1})^{-1}$, $t_{\Delta N} = l^2 / D_a$ – характерное время становления $\overline{\Delta N^2}$ за счет амбиполярной диффузии (см. табл. 2). Полагая далее $(\text{grad } N)^2 \approx N^2 / L^2$, где L – характерный масштаб изменения N , из (8) получим:

$$\overline{\Delta N^2} = \eta N^2, \quad \eta = \frac{D_i \tau}{L^2}. \quad (9)$$

В верхней мезосфере $\tau \approx t_{\Delta N} \approx 40 + 120$ с. Тогда для $D_i \approx 10^3$ м²/с, $L \approx 5$ км имеем $\eta \approx (16 + 48) \cdot 10^{-4}$, $(\overline{\Delta N^2} / N^2)^{1/2} = \eta^{1/2} = 4 + 7\%$. Эти значения соответствуют результатам известных наблюдений. Из (3) и (9) следует приближенное соотношение, справедливое при $D_a \approx D_{ao}$:

$$(\overline{\Delta N^2})^{1/2} = (\overline{\Delta N_0^2})^{1/2} (1 + \delta_{Nm} \cos \Phi). \quad (10)$$

В общем случае для верхней мезосферы в правой части выражения (10) присутствует множитель $(D_{ao} / D_a)^{1/2}$. Далее этот множитель считается равным единице.

Поскольку в верхней мезосфере $\Omega_{\pm}^2 \gg \nu^2$, из (1) с учетом (6) и (10) получаем для среднеквадратичного значения огибающей

$$a_{\pm} \equiv \left(A_{\pm}^2 \right)^{1/2} \approx C^{1/2} \Omega_{\pm}^{-1} \left(\overline{\Delta N_m^2} \right)^{1/2} \times \\ \times (1 + \delta_{Nm} \cos \Phi) e^{-2K_{\pm 0} (1 + \delta_{Nm} \cos \Phi)^2},$$

или

$$a_{\pm} = a_{\pm 0} (1 + \delta_{Nm} \cos \Phi) e^{-2K_{\pm 0} (2\delta_{Nm} \cos \Phi + \delta_{Nm}^2 \cos^2 \Phi)}, \quad (11)$$

где $a_{\pm 0} = C^{1/2} \Omega_{\pm}^{-1} (\overline{\Delta N_0^2})^{1/2} e^{-2K_{\pm 0}}$. При $\delta_{Nm} \ll 1$ и $4K_{\pm 0} \delta_{Nm} \ll 1$ из (11) следует, что

$$a_{\pm} \approx a_{\pm 0} [1 + (1 - 4K_{\pm 0}) \delta_{Nm} \cos \Phi]. \quad (12)$$

Из (12) видно, что относительные изменения a_{\pm} определяются выражением:

$$\delta_{a_{\pm}} = a_{\pm} / a_{\pm 0} - 1 = (1 - 4K_{\pm 0}) \delta_{Nm} \cos \Phi,$$

а их амплитуда $\delta_{a_{\pm m}}$ составляет

$$\delta_{a_{\pm m}} = |1 - 4K_{\pm 0}| \delta_{Nm}. \quad (13)$$

Из (13) следует, что в нижней части исследуемой области мезосферы ($z < 65 + 75$ км), где днем $4K_{\pm 0} \ll 1$, амплитуда $\delta_{a_{\pm m}} \approx \delta_{Nm}$. В верхней части области, где $4K_{\pm 0} \gg 1$, имеем $\delta_{a_{\pm m}} \approx 4K_{\pm 0} \delta_{Nm}$ и $\delta_{a_{\pm m}} \gg \delta_{Nm}$, причем колебания a_{\pm} и N происходят в противофазе. При условии, что $4K_{\pm 0} \gg 1$, рассматриваемый метод выявления ВВ наиболее чувствителен к их наличию. Например, при точности оценки $\delta_{a_{\pm m}} = 10\%$ и $K_{\pm 0} = 2.5$ можно обнаружить АГВ с $\delta_{Nm} \geq 1\%$. В нижней части мезосферы при той же $\delta_{a_{\pm m}}$ имеем $\delta_{Nm} \geq 4\%$.

В некотором среднем диапазоне высот $4K_{\pm 0} \approx 1$ и $\delta_{a_{\pm m}} \approx 0$, т. е. обсуждаемый метод нечувствителен к АГВ. Важно, что этот результат имеет место на разных высотах для обыкновенной и необыкновенной поляризаций радиосигнала.

Подстановка (3), (4) и (10) в соотношение (1) приводит к общему выражению для $\delta_{a_{\pm}}$:

$$\delta_{a_{\pm}} = B_{\pm} \tilde{N} e^{-2 \int_0^z \kappa_{\pm 0} (B_{\pm}^2 \tilde{N}^2 - 1) dz} - 1, \quad (14)$$

где $\tilde{N} = N / N_0$; $B_{\pm}^2 = (\Omega_{\pm}^2 + \nu_0^2) / (\Omega_{\pm}^2 + \nu_0^2 \tilde{N}^2)$. Выражение (14) для верхней мезосферы при $\Omega_{\pm}^2 \gg \nu^2$ приближенно можно записать в виде:

$$\delta_{a_{\pm}} \approx B_{\pm} \tilde{N} e^{-2K_{\pm 0}(B_{\pm}^2 \tilde{N}^2 - 1)} - 1. \quad (15)$$

При переходе к (15) использовалась обобщенная теорема о среднем. Поэтому в расчетах по этой формуле значение B_{\pm} берется в определенной точке траектории сигнала.

Пассивный режим работы радара. Измерение огибающих радиопомех. В работах [21, 22] обосновано, что в диапазоне частот 2÷3 МГц помехи обусловлены, в основном, интерференцией радиоизлучений от значительного количества радиостанций, которые распространяются в волноводе Земля–ионосфера посредством ионосферной и земной волн (далее индексы i и e соответственно). Эти помехи обычно именуются системными [21–23].

Как уже отмечалось, прохождение АГВ вызывает модуляцию N и модуляцию интегрального коэффициента поглощения радиопомех, распространяющихся в ионосфере. В общем случае для огибающей радиопомехи имеем $A_{\pm n} = \sum_j A_{\pm j}$, где

$$A_{\pm j} = A_{\pm ij} \cos \varphi_{\pm ij} + A_{ej} \cos \varphi_{ej}.$$

Здесь j обозначает номер интерферирующего луча, $\varphi_{\pm ij}$ и φ_{ej} – начальные фазы ионосферной и земной волн с амплитудами $A_{\pm ij}$ и A_{ej} . Для $a_{\pm n}^2 \equiv A_{\pm n}^2$ можно получить выражение:

$$a_{\pm n}^2 = a_{\pm in}^2 + a_{en}^2, \quad (16)$$

где

$$a_{\pm in}^2 \equiv \sum_j A_{\pm ij}^2 \cos^2 \varphi_{\pm ij} = a_{\pm in0}^2 e^{-2K_{\pm in}},$$

$$a_{en}^2 \equiv \sum_j A_{ej}^2 \cos^2 \varphi_{ej} = a_{en0}^2 e^{-2K_{en}};$$

$K_{\pm in}$ и K_{en} – интегральные коэффициенты поглощения ионосферной и земной волн,

описывающие ослабление суммарного поля интерферирующих лучей; $a_{\pm in0}^2$ и a_{en0}^2 – значения $a_{\pm in}^2$ и a_{en}^2 в отсутствие поглощения. При выводе (16) полагалось, что $A_{\pm ij} A_{ej} \cos \varphi_{\pm ij} \cos \varphi_{ej} = 0$.

В общем случае $K_{\pm in}$ определяется из выражения, подобного (2), но интеграл берется по всей траектории луча помехи.

Основной вклад в $K_{\pm in}$ дает верхняя мезосфера, где выполняется условие $\Omega_{\pm}^2 \gg \nu^2$. Поэтому для $K_{\pm in}$ также справедливо соотношение:

$$K_{\pm in} \approx K_{\pm in0} (1 + \delta_{Nm} \cos \Phi)^2.$$

Тогда

$$a_{\pm n}^2 = \frac{a_{\pm n0}^2}{1 + \beta_{\pm ei}^2} \left(e^{-2K_{\pm in0}(2\delta_{Nm} \cos \Phi + \delta_{Nm}^2 \cos^2 \Phi)} + \beta_{\pm ei}^2 \right), \quad (17)$$

где $\beta_{\pm ei} = (a_{en0}/a_{\pm in0}) e^{K_{\pm in0} - K_{en}}$. Из (17) следует, что

$$\delta_{n\pm} = \frac{a_{\pm n}}{a_{\pm n0}} - 1 = \frac{e^{-2K_{\pm in0}(2\delta_{Nm} \cos \Phi + \delta_{Nm}^2 \cos^2 \Phi)} + \beta_{\pm ei}^2}{1 + \beta_{\pm ei}^2} - 1. \quad (18)$$

Если влиянием земной волны можно пренебречь (это справедливо для диаграммы направленности антенны с незначительными боковыми лепестками, а также для измерений в ночное время), то $\beta_{\pm ei} \approx 0$. Тогда из (18) получаем:

$$\delta_{n\pm} \approx e^{-K_{\pm in0}(2\delta_{Nm} \cos \Phi + \delta_{Nm}^2 \cos^2 \Phi)} - 1.$$

При $\delta_{Nm} \ll 1$ и $2K_{\pm in0} \delta_{Nm} \ll 1$ имеем

$$\delta_{n\pm} \approx -2K_{\pm in0} \delta_{Nm} \cos \Phi,$$

откуда амплитуда $\delta_{n\pm m}$ определяется выражением:

$$\delta_{n\pm m} = 2K_{\pm in0} \delta_{Nm}$$

При достаточно больших $K_{\pm in0}$ (например, $K_{\pm in0} = 3 \div 5$) и $\delta_{n\pm m} = 10\%$ можно обнаружить ВВ с $\delta_{Nm} \approx 1 \div 1.5\%$. Заметим, что периодические вариации N и $\delta_{n\pm}$ всегда находятся в противофазе. В ночное время при вертикальном распространении излучения $K_{\pm in0} \approx 0.05 \div 0.5$. При наклонном распространении интегральный коэффициент поглощения на порядок больше и достигает величин $0.5 \div 5$. Минимальные значения δ_{Nm} составят $1 \div 10\%$ при том же $\delta_{n\pm m}$.

В случае, когда $\beta_{\pm ei}^2 \gg 1$ (доминирует земная волна), изучение ВВ невозможно, так как $\delta_{n\pm} \rightarrow 0$.

Добавим, что при $\delta_{Nm} \ll 1$ гармоническим вариациям параметров нейтральной среды и электронной концентрации соответствуют гармонические вариации усредненных значений огибающих сигнала и помехи (точнее a_{\pm} и $a_{\pm n}$). При увеличении δ_{Nm} имеет место искажение спектров вариаций $a_{\pm}(t)$ и $a_{\pm n}(t)$. В спектрах появляются высшие гармоники с частотами $\Omega_k = k\Omega$, $k \in \mathbb{N}$. С увеличением номера (с уменьшением периода $T_k = T/k$) амплитуда гармоники уменьшается.

2. Результаты компьютерного моделирования

Целью компьютерного моделирования было изучение чувствительности параметров радиосигнала δ_a и радиопомехи δ_n (здесь и далее знаки “ \pm ” по возможности опускаются) к изменению профилей ионосферы и атмосферы (N_0 , v_0 и др.), характеристик сигнала и помехи (частоты, поляризации), а также зависимости указанных параметров от высоты, времени суток, интенсивности ВВ и т. п. Результатом моделирования стали семейства кривых, показывающих вариации величин δ_a и δ_n при изменении фазы Φ , интегральных коэффициентов поглощения

K_{\pm} и $K_{\pm in0}$, относительной амплитуды флуктуаций электронной концентрации δ_{Nm} , параметров $\Omega_{\pm v}^2 = \Omega_{\pm}^2/v_0^2$, β_{ei} и несущей частоты радиосигнала f (см. рис. 1–7). В расчетах использовались общие выражения (14), (15) и (18) для δ_a и δ_n .

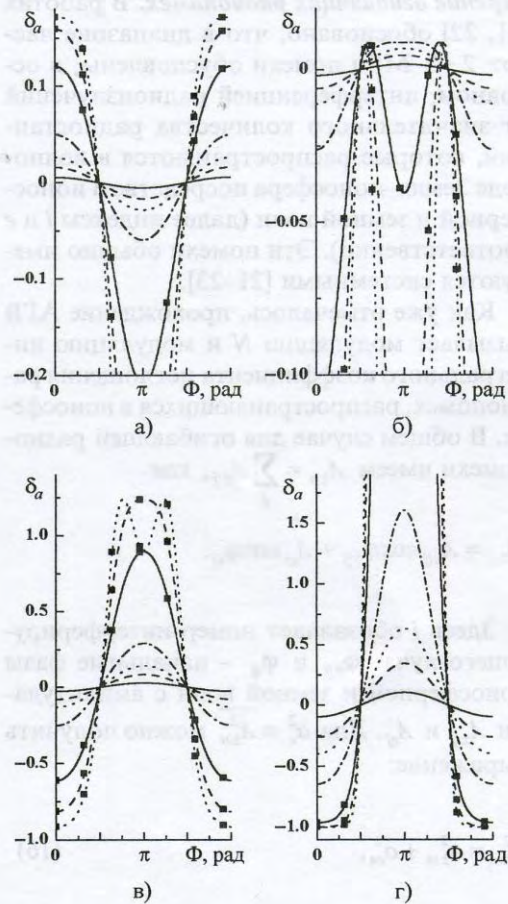


Рис. 1. Зависимости δ_a от Φ для $K_0 = 0.1$ (а), $K_0 = 0.3$ (б), $K_0 = 1$ (в), $K_0 = 3$ (г) при $\Omega_v^2 = 10$. Сплошной, штриховой, пунктирной и штрих-пунктирной линиям, а также сплошной, штриховой и пунктирной линиям, помеченным квадратами, соответствуют значения δ_{Nm} , равные 0.01; 0.03; 0.05; 0.1; 0.3; 0.5; 0.7

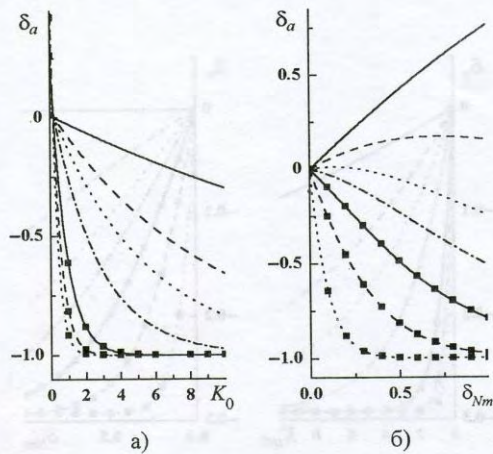


Рис. 2. Зависимости δ_a от K_0 (а) и δ_{Nm} (б) при $\Omega_v^2 = 10$. Сплошной, штриховой, пунктирной и штрих-пунктирной линиям, а также сплошной, штриховой и пунктирной линиям, помеченным квадратами, соответствуют значения δ_{Nm} , указанные в подписи к рис. 1, (а), а также значения K_0 , равные 0; 0.1; 0.2; 0.3; 0.5; 1; 3 (б)

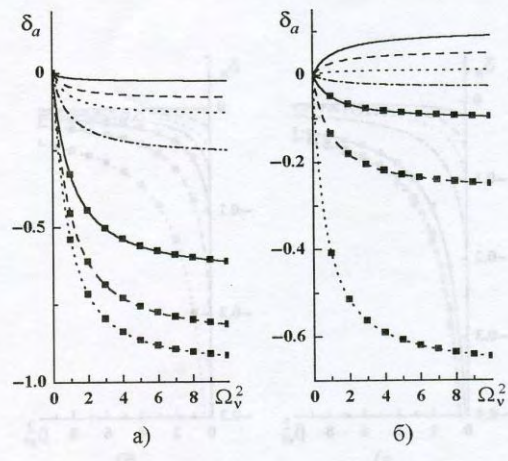


Рис. 3. Зависимости δ_a от Ω_v^2 при $K_0 = 1$ (а) и $\delta_{Nm} = 0.1$ (б). Сплошной, штриховой, пунктирной и штрих-пунктирной линиям, а также сплошной, штриховой и пунктирной линиям, помеченным квадратами, соответствуют значения δ_{Nm} (а) и K_0 (б), указанные в подписи к рис. 2

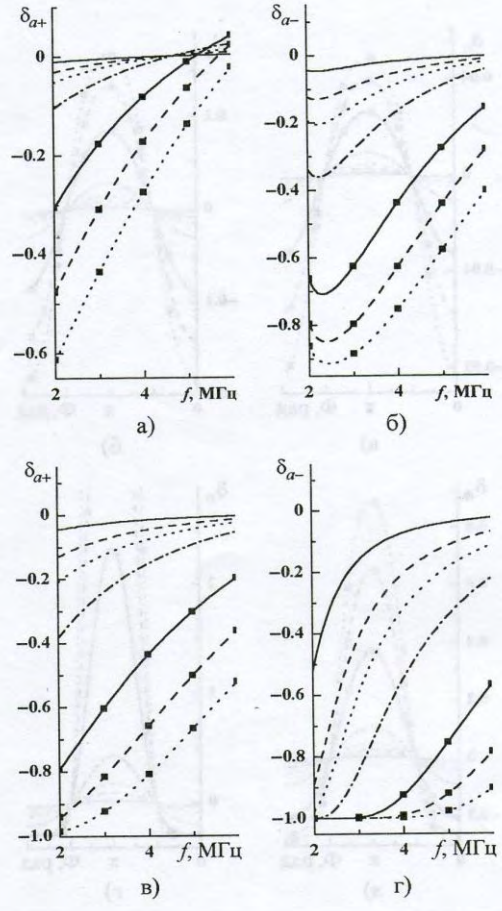


Рис. 4. Зависимости δ_{a+} (а, в) и δ_{a-} (б, г) от частоты f при $z = 80$ км (а, б) и $z = 90$ км (в, г). Сплошной, штриховой, пунктирной и штрих-пунктирной линиям, а также сплошной, штриховой и пунктирной линиям, помеченным квадратами, соответствуют значения δ_{Nm} , указанные в подписи к рис. 1

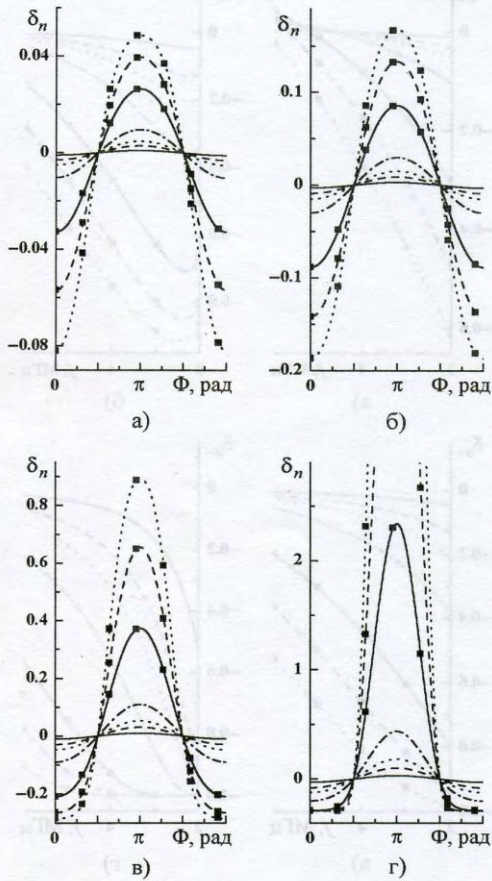


Рис. 5. Зависимости δ_n от Φ для $K_{in0} = 0.1$ (а), $K_{in0} = 0.3$ (б), $K_{in0} = 1$ (в), $K_{in0} = 3$ (г) при $\beta_{ei}^2 = 1$. Сплошной, штриховой, пунктирной и штрих-пунктирной линиям, а также сплошной, штриховой и пунктирной линиям, помеченным квадратами, соответствуют значения δ_{Nm} , указанные в подписи к рис. 1

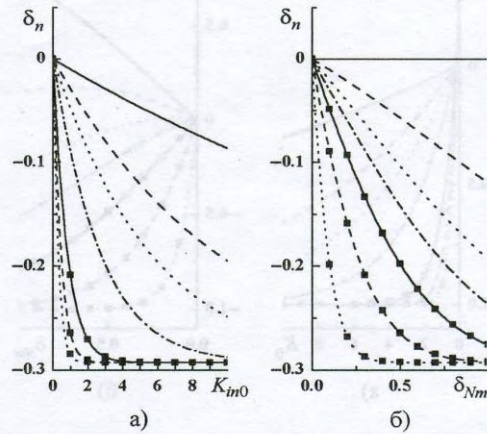


Рис. 6. Зависимости δ_n от K_{in0} (а) и δ_{Nm} (б) при $\beta_{ei}^2 = 1$. Здесь и далее сплошной, штриховой, пунктирной и штрих-пунктирной линиям, а также сплошной, штриховой и пунктирной линиям, помеченным квадратами, соответствуют значения δ_{Nm} и $K_{in0} = K_0$, указанные в подписи к рис. 1–4

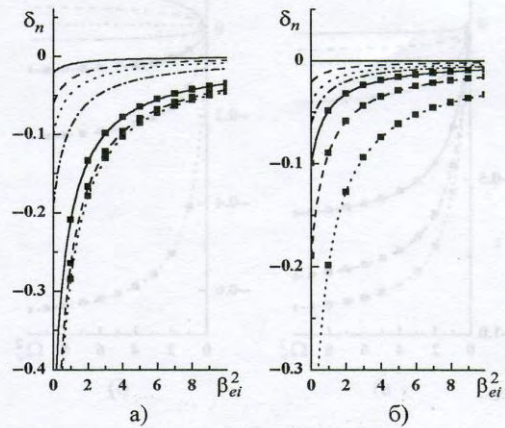


Рис. 7. Зависимости δ_n от β_{ei}^2 при $K_{in0} = 1$ (а) и $\delta_{Nm} = 0.1$ (б)

Активный метод. Анализ зависимостей δ_a от Φ (рис. 1) и δ_N от Φ (3) показал, что при $K_0 = 0.1$ для всех рассмотренных δ_{Nm} и $\Omega_v^2 = 0.1 \div 10$ производные δ_a и δ_N имеют одинаковые знаки, а при $K_0 = 1 \div 3$ для $\Omega_v^2 = 0.1$ и при $K_0 = 3$ для $\Omega_v^2 = 1 \div 10$ при всех δ_{Nm} – разные. Различные знаки производных δ_a и δ_N также имеют место при $\delta_{Nm} \leq 0.3$ для $K_0 = 0.3$ и $\Omega_v^2 = 0.1$ и при $\delta_{Nm} \leq 0.5$ для $K_0 = 1$ и $\Omega_v^2 = 1 \div 10$. В остальных случаях для различных Φ производные δ_a и δ_N имеют как одинаковые, так и разные знаки. С увеличением δ_{Nm} зависимость δ_a от Φ все больше отличается от гармонической, на что, в частности, указывает различие абсолютных значений минимумов и максимумов функции.

Далее были проанализированы зависимости δ_a от K_0 и δ_{Nm} (рис. 2). Здесь для $K_0 = 0 \div 3$ эти зависимости близки к линейным при $\Omega_v^2 = 0.1$ для $\delta_{Nm} \leq 0.1$, при $\Omega_v^2 = 1$ для $\delta_{Nm} \leq 0.03$, а при $\Omega_v^2 = 10$ – лишь для $\delta_{Nm} \leq 0.01$. В остальных случаях квазилинейная зависимость имеет место лишь на начальных участках увеличения K_0 , протяженность которых с ростом δ_{Nm} и Ω_v^2 значительно уменьшается. Для всех δ_{Nm} существует зависящее от Ω_v^2 значение K_0 , при котором метод теряет чувствительность. При $\Omega_v^2 = 1$, $\delta_{Nm} \geq 0.5$, $K_0 \geq 6$, а также при $\Omega_v^2 = 10$, $\delta_{Nm} \geq 0.3$, $K_0 \geq 2$ величина $\delta_a = -1$, т. е. не зависит от K_0 . Близкая к линейной зависимость между δ_a и δ_{Nm} во всем диапазоне изменения последней величины имеет место лишь вблизи нулевого значения интегрального коэффициента поглощения и $\Omega_v^2 = 10$. Установлено, что при $\Omega_v^2 = 0.1$ и $K_0 \leq 0.5$ метод обладает довольно слабой чувствительностью (значению $\delta_{Nm} = 1$ соответствуют $\delta_a = \pm 0.05$), которая заметно повышается с ростом Ω_v^2 . При $\Omega_v^2 = 10$, $K_0 = 3$, $\delta_{Nm} \geq 0.3$ величина δ_a слабо зависит от δ_{Nm} .

Зависимость δ_a от Ω_v^2 (рис. 3) носит ярко выраженный нелинейный характер. Уже при $\Omega_v^2 = 2 \div 5$ величина $|\delta_a|$ приближается к своему максимальному значению, которое существенно зависит от K_0 и δ_{Nm} , и достигает максимума при $K_0 = 3$ и $\delta_{Nm} = 0.7$.

Особый интерес представляют зависимости δ_{a+} и δ_{a-} от частоты f (рис. 4). При $z = 60$ км δ_{a+} и δ_{a-} возрастают с увеличением частоты. На высоте 70 км характер изменения δ_{a+} и δ_{a-} различный. Значения δ_{a+} так же, как и на высоте 60 км, увеличиваются с ростом частоты, а абсолютные значения δ_{a-} вначале возрастают, достигая максимума, затем уменьшаются, становятся равными нулю при $f \approx 3.5 \div 4$ МГц и снова увеличиваются. Для $z = 80$ км наблюдается уменьшение $|\delta_{a+}|$ с ростом частоты. При $\delta_{Nm} \leq 0.5$ имеет место равенство $|\delta_{a+}|$ нулю на определенной, зависящей от δ_{Nm} , частоте. Затем δ_{a+} незначительно возрастает. Величина $|\delta_{a-}|$ с ростом частоты вначале увеличивается, достигает максимума при $f \approx 2.2 \div 2.4$ МГц, а затем уменьшается. Наконец, на высоте 90 км $|\delta_{a+}|$ и $|\delta_{a-}|$ уменьшаются с увеличением f . При этом $|\delta_{a-}|$ достигает своего максимального значения, равного 1, при $\delta_{Nm} = 0.1 \div 0.7$ на частотах $f \leq 2 \div 4$ МГц соответственно.

Пассивный метод. В зависимостях δ_n от Φ (рис. 5) и δ_N от Φ (3) производные δ_n и δ_N всегда имеют разные знаки. Здесь, как и для активного метода, имеет место отклонение зависимости δ_n от гармонической для больших δ_{Nm} . При равных значениях K_{in0} и K_0 диапазон δ_{Nm} , которому соответствуют гармонические вариации функции, примерно совпадает с диапазоном гармонических изменений δ_a для $K_{in0} \geq 1$ и превышает его для $K_{in0} \leq 0.3$.

Анализ зависимостей δ_n от K_{in0} и δ_{Nm} (рис. 6) выявил следующие особенности. Было показано, что близкие к линейной зависимости δ_n для $K_{in0} = 0 \div 3$ имеют место при малых значениях δ_{Nm} , при этом длина линейного участка с ростом δ_{Nm} резко уменьшается. При $\delta_{Nm} = 0.3$ для $K_{in0} \geq 4$, а также при $\delta_{Nm} \geq 0.5$ для $K_{in0} \geq 2$ величина δ_n близка к константе. Зависимость δ_n от δ_{Nm} отсутствует при нулевом показателе поглощения ($\delta_n = 0$), а также является достаточно слабой при $\delta_{Nm} \geq 0.3$ для $K_{in0} = 3$. Для $K_{in0} \leq 0.3$ она близка к линейной. С увеличением β_{et}^2 от 0.1 до 10 чувствительность метода уменьшается примерно в 20 раз, при

этом максимальным значениям параметров β_{ei}^2 , K_{in0} и δ_{Nm} соответствует $\delta_n \approx 0.05$.

Зависимость δ_n от β_{ei}^2 (рис. 7) выражена довольно сильно. При этом для $K_{in0} = 0 \div 3$ и $\delta_{Nm} = 0.01 \div 0.7$ величина $|\delta_n| < 0.2$ уже при $\beta_{ei}^2 > 3$ и продолжает приближаться к нулю с увеличением параметра β_{ei}^2 .

3. Обсуждение

Анализ теоретических результатов с использованием компьютерного моделирования выявил значительную зависимость диапазона значений δ_{Nm} от параметров K_0 , и ν_0 (последняя также входит в величину Ω_v^2) для активного метода и от параметров K_{in0} , β_{ei}^2 – для пассивного. Эти параметры, в свою очередь, зависят от высоты, времени суток и сезона, а также подвержены изменениям под действием нестационарных процессов, происходящих на Солнце и на Земле. Поэтому обсудим возможности активного и пассивного методов выявления ВВ на различных высотах в дневное и ночное время суток. Следует отметить, что погрешности выявления ВВ связаны как с ионосферными параметрами, так и с параметрами измерительного комплекса, особенностями методики обработки огибающих сигналов, а для активного метода – и с уровнем внешних помех. Техническими характеристиками радара и используемой методикой обработки определяется чувствительность методов, т. е. минимальное значение δ_{Nm}^{\min} , обнаруживаемое с заданной погрешностью. Анализ этих зависимостей будет проведен во второй части настоящей работы. Кроме того, предложенная методика обработки целесообразна лишь на квазилинейных участках зависимостей δ_a и δ_n от δ_{Nm} , т. е. позволяет выявить ВВ с достаточно малыми относительными амплитудами. Дело в том, что при сильной нелинейности, как упоминалось выше, возникают колебания с кратными частотами. Они вызывают значительные искажения спектров δ_a и δ_n , поэтому в данном случае спектральный анализ при нахождении δ_{Nm} приводит

к дополнительным ошибкам. Следовательно, кроме δ_{Nm}^{\min} , существует максимальное значение δ_{Nm}^{\max} , восстанавливаемое обсуждаемыми методами.

Активный метод. В дневное время на высотах $60 \div 70$ км $K_{+0} = 0.02 \div 0.2$, $K_{-0} = 0.03 \div 0.4$, $\Omega_{+v}^2 = 0.5 \div 4.5$, $\Omega_{-v}^2 = 0.06 \div 0.6$ (см. табл. 1). Здесь поглощение радиосигналов мало, поэтому нелинейной зависимостью δ_a от δ_{Nm} можно пренебречь. Однако на этих высотах, как оценено в [23], отношение сигнал/помеха $q_+ = 0.01 \div 0.1$ и $q_- = 0.1 \div 1$, что значительно ограничивает применение метода.

В то же время на высотах $80 \div 90$ км для обыкновенной и на высотах $75 \div 85$ км для необыкновенной поляризации радиосигнала $q_{\pm} = 1 \div 10^2$ [23], $K_{+0} = 0.5 \div 1$, $K_{-0} = 2 \div 6$, $\Omega_{+v}^2 = 50 \div 5 \cdot 10^2$, $\Omega_{-v}^2 = 6 \div 60$. Здесь нелинейность играет уже большую роль. Анализ показал (см. рис. 1–3), что значения δ_{Nm}^{\max} составляют примерно $0.1 \div 0.7$.

При дальнейшем увеличении высоты происходит резкое возрастание $K_{\pm 0}$, что, в свою очередь, вызывает значительное уменьшение отношения сигнал/помеха. Поэтому выявление ВВ при $z > 90 \div 100$ км наталкивается на существенные трудности.

В ночное время на высотах $60 \div 90$ км обычно $q_{\pm} = 10^{-6} \div 1$ [23], $K_{\pm 0} = 10^{-4} \div 10^{-2}$ (табл. 1), что приводит к неприменимости активного метода.

Таким образом, активный метод применим для измерений в дневное время на высотах $75 \div 90$ км. На этих высотах, как видно из рис. 4, чувствительность метода увеличивается с уменьшением несущей частоты. При этом для всех высот оптимальными являются частоты $f = 2 \div 3$ МГц.

Пассивный метод. Возможности пассивного метода диагностики ВВ также существенно зависят от времени суток. В ночное время $K_{in0} \approx 0.1 \div 1$, $\beta_{ei}^2 \approx 0.1$. При этом нелинейная зависимость между δ_n и δ_{Nm} проявляется только для $K_{in0} \approx 1$ и при больших значениях δ_{Nm} , равных примерно $0.3 \div 0.5$ (см. рис. 6). В дневное время K_{in0} возрастает до 10 и больших значений за счет увеличения электронной концентрации,

а β_{ei}^2 – до $1+10$ из-за уменьшения дальности распространения ионосферной волны. Расчеты показывают, что при $\beta_{ei}^2 = 10$ выявить ВВ практически невозможно из-за малой чувствительности метода и сильной нелинейности, а при $\beta_{ei}^2 = 1$ – возможно лишь с небольшими δ_{Nm} (единицы процентов).

Следует заметить, что при применении активного и пассивного методов значения δ_{Nm}^{\max} зависят не только от конкретных значений K_0 , $\Omega_{\pm v}^2$, K_{in0} и β_{ei}^2 , а также определяются величиной допустимой погрешности. Эта задача более подробно будет рассмотрена во второй части работы.

Достоинства и недостатки активного и пассивного методов. Активный метод выявления волновых возмущений обладает достаточно хорошим высотным разрешением (около 3 км). Этим он выгодно отличается от радарных методов метеорных отражений, оптических методов и методов, основанных на анализе характеристик радиопомех [9–14]. Перечисленные методы основываются на приеме сигналов, отраженных или рассеянных неоднородными слоями в атмосфере, высота которых изменяется под действием внешних факторов. Кроме того, активный метод не требует, как, например, метод некогерентного рассеяния [8], наличия дорогостоящего оборудования и сложных антенных систем, хотя и не позволяет проводить комплексную диагностику плазмы. Чувствительность данного метода, в отличие от оптических методов выявления ВВ, не зависит от явлений в нижней атмосфере (облачности, осадков) и слабо зависит от проводимости подстилающей поверхности. Недостатками метода являются возможность применения лишь в дневное время и сравнительно узкий диапазон исследуемых высот ($z = 75 \div 90$ км).

Пассивный метод не требует наличия радиопередающего устройства, что значительно снижает стоимость оборудования. Этот метод, в отличие от активного и оптических методов, при благоприятных условиях применим на протяжении всего времени суток. Недостатками метода являются отсутствие высотного разрешения, а так-

же некоторая неопределенность в значениях δ_{Nm} , поскольку известны лишь оценочные значения параметров K_{in0} и β_{ei}^2 .

Основные результаты

1. Предложены активный и пассивный методы обнаружения квазипериодических процессов в мезосфере. Активный метод основан на анализе характеристик ОР зондирующих радиоимпульсов и обладает достаточным высотным разрешением. В основе пассивного метода лежит исследование характеристик радиопомех, распространяющихся в полости между Землей и ионосферой. Изложены теоретические основы методов. Для исследования характеристик волновых возмущений требуется применение радиоприемных устройств, размещенных на расстоянии $R \sim \Lambda$, где $\Lambda \approx 10 \div 10^3$ км – длина волны ВВ.

Предложенные методы существенно расширяют возможности радаров обратного рассеяния СЧ–ВЧ диапазонов, которые традиционно использовались для получения профилей электронной концентрации и изучения ветров на высотах мезосферы.

2. С помощью компьютерного моделирования проанализированы зависимости исследуемых характеристик радиосигналов и радиопомех от относительных вариаций электронной концентрации, интегральных коэффициентов поглощения, параметров радиосигнала и среды. Найдены значения δ_{Nm}^{\max} для которых справедливо квазилинейное приближение. Качественные оценки показывают, что в большинстве случаев значения δ_{Nm}^{\max} составляют $0.1 \div 0.7$.

3. На основании результатов компьютерного моделирования и типичных для радаров СЧ диапазона значений отношения сигнал/помеха исследованы области применения активного и пассивного методов. Показано, что активный метод применим в дневное время для верхней мезосферы ($75 \div 90$ км). Пассивный метод выявления ВВ может использоваться на протяжении всего времени суток, хотя в дневное время он имеет существенные ограничения.

Литература

1. Э. Э. Госсард, У. Х. Хук. Волны в атмосфере. Москва, Мир, 1978, 532 с.
2. А. Д. Данилов, Э. С. Казимировский, Г. В. Вергасова, Г. Я. Хачикян. Метеорологические эффекты в ионосфере. Ленинград, Гидрометеиздат, 1987, 344 с.
3. Н. Н. Романова, И. Г. Якушкин. Известия АН. Физика атмосферы и океана. 1995, **31**, №2, с. 163-186.
4. С. Н. Куличков. Известия АН. Физика атмосферы и океана. 1992, **28**, №4, с. 339-360.
5. Г. И. Григорьев. Известия вузов. Радиофизика. 1999, **42**, №1, с. 3-10.
6. Г. А. Гаврильева, П. П. Амионов. Геомагнетизм и аэрномия. 2001, **41**, №3, с. 375-381.
7. И. И. Шагимурагов, И. В. Карпов, С. П. Кшевский, Ю. Я. Ружин. Геомагнетизм и аэрномия. 2001, **41**, №3, с. 394-399.
8. В. П. Бурмака, В. И. Таран, Л. Ф. Черногор. Радиофизика и радиоастрономия. 2004, **9**, №1, с. 5-28.
9. A. N. Manson, C. E. Meek, J. Koshyk, S. Franke, D. C. Fritts, D. Riggin, C. M. Hall, W. K. Hocking, J. MacDougall, K. Igarashi, R. A. Vincent. J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2002, **64**, No. 1, pp. 65-90.
10. B. L. Kashcheyev, A. N. Oleynikov. J. Atmos. Terr. Phys. 1994, **56**, No. 9, pp. 1197-1207.
11. Ю. М. Михайлов, Г. А. Михайлова, О. В. Капустина, В. Н. Митрофанов, Е. Ф. Вершинин, Г. И. Дружин. Геомагнетизм и аэрномия. 2001, **41**, №6, с. 836-840.
12. Ю. М. Михайлов, Г. А. Михайлова, Г. И. Дружин, О. В. Капустина. Геомагнетизм и аэрномия. 2004, **44**, №2, с. 245-253.
13. Ю. М. Михайлов, Г. А. Михайлова, О. В. Капустина, А. В. Бузевич, С. Э. Смирнов. Геомагнетизм и аэрномия. 2003, **43**, №3, с. 422-428.
14. В. М. Аушев, Я. Ф. Ашкалиев, Р. Х. Винс, В. В. Водяников, Г. И. Гордиенко, А. И. Погорельцев, А. Ф. Яковец. Геомагнетизм и аэрномия. 2002, **42**, №4, с. 560-568.
15. Н. В. Бахметьева, В. В. Беликович, Г. И. Григорьев, А. В. Толмачева. Известия вузов. Радиофизика. 2002, **45**, №3, с. 233-242.
16. В. О. Рапопорт, С. Н. Митяков, В. Ю. Трахтенгерц. Геомагнетизм и аэрномия. 1995, **35**, №1, с. 84-99.
17. В. В. Кольцов, И. А. Фрейзон, Ю. В. Горохов, В. А. Важеркин, Е. И. Черток, Б. П. Потапов, В. А. Суходеев. Геомагнетизм и аэрномия. 1986, **26**, №1, с. 43-46.
18. В. А. Иванов. Исследование D-области ионосферы методом частичных отражений. Йошкар-Ола, ВИНТИ, 1985, 196 с.
19. Л. Ф. Черногор. Известия вузов. Радиофизика. 1985, **28**, №1, с. 17-26.
20. Л. Ф. Черногор. Геофизический журнал. 1984, **6**, №3, с. 37-45.
21. В. А. Алебастров, Э. Ш. Гойхман, И. М. Заморин. Основы загоризонтной радиолокации. Москва. Радио и связь 1984, 256 с.
22. В. Ф. Комарович, В. Н. Сосунов. Случайные радиопомехи и надежность КВ связи. Москва, Связь, 1977, 134 с.
23. С. В. Панасенко, Л. Ф. Черногор. Радиофизика и электроника. 2003, **8**, №2, с. 295-303.

Radar Observations of Quasi-Periodic Processes in the Mesosphere. 1. The Theoretical Grounds and Computer Simulation Data

S. V. Panasenko and L. F. Chernogor

Active and passive methods employing the spectral analysis of the statistical features of the envelope amplitudes of the backscattered radio signals and radio interferences in the frequency range of 2 to 6 MHz are suggested for probing quasi-periodic processes (wave disturbances) in the mesosphere. The theoretical grounds for the methods and the computer simulation data are presented.