

УДК 681.396.96

В.Д. Карлов¹, М.Н. Журавский², Д.В. Карлов¹, О.В. Ефимова³¹Харьковский университет Воздушных Сил им. И. Кожедуба, Харьков²Национальный университет гражданской защиты Украины, Харьков³Харьковский университет Воздушных Сил им. И. Кожедуба, Харьков

К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕРЕНИИ СКОРОСТИ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ МЕТОДОМ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ РАДИОВОЛН С ПРИМЕНЕНИЕМ КОРРЕЛЯЦИОННОГО СПОСОБА

В статье проанализированы возможности измерения скорости перемещения искусственных возмущений ионосферы методом некогерентного рассеяния радиоволн с применением корреляционного способа измерения скорости дрейфа ионосферной плазмы. Обосновано, что измерение скорости дрейфа ионосферной плазмы в рассматриваемом случае сводится к вычислению отношения мнимой части автокорреляционной функции тепловых флуктуаций электронной концентрации атмосферы к ее реальной части. Предложено устройство, реализующее указанную операцию и проанализирована его работоспособность.

Ключевые слова: некогерентное рассеивание, ионосферные возмущения, ионосферная плазма, корреляционный способ, измерение скорости дрейфа.

Введение

Постановка проблемы. В настоящее время традиционные методы и способы получения информации, необходимой для укрепления национальной безопасности, если не близки к границам своих возможностей, то почти всегда заранее известны, как по характеру их применения, так и по последовательности проведенных мероприятий.

В связи с этим, в последнее время все больше внимания отводится поиску новых источников информации и способов ее извлечения из явлений, которые происходят в окружающей среде. В условиях активного противодействия всем видам разведки противоборствующими сторонами вопросы обнаружения геофизических явлений искусственного и природного происхождения в последнее время в мире приобретают все большую актуальность.

К числу таких явлений относится перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ) [1, 2], возникающие под воздействием факторов как природного [3 – 6], так и искусственного [1, 7] происхождения. В соответствии с данными теоретических и экспериментальных исследований [1, 2, 7] ПИВ представляют собой дрейф ионосферной плазмы. При этом, как показано в [1] для классификации факторов, приводящих к появлению ПИВ необходимо определение скорости их дрейфа $V_{др}$. В настоящее время наиболее информативным методом исследования ионосферы, как показано в [1, 8], является метод некогерентного рассеяния радиоволн. В рамках этого метода, как отмечалось в [2], измерение скорости дрейфа ионосферной плазмы возможно при реализации корреляционного способа.

Вместе с тем, в известной литературе недостаточно полно рассмотрен вопрос практической ре-

ализации корреляционного способа измерения скорости перемещения ионосферных возмущений в условиях применения на РЛС метода некогерентного рассеяния радиоволн.

Цель статьи: проанализировать возможности измерения скорости перемещения ионосферных возмущений методом некогерентного рассеяния радиоволн в условиях реализации на РЛС корреляционного способа измерения скорости дрейфа ионосферной.

Основная часть

Как показано в [2], реализация корреляционного способа измерения скорости дрейфа ионосферной плазмы в условиях применения для исследования ионосферы методом некогерентного рассеивания радиоволн сводится к определению автокорреляционной функции $\dot{\rho}_{ss}(\tau)$ тепловых флуктуаций электронной концентрации ионосферы и вычислению отношения ее мнимой к реальной части.

Для оценки возможности реализации на РЛС ПВО корреляционного способа оценки $V_{др}$ проанализируем влияние температуры электронов T_e и температуры ионов T_i на реальную и мнимую части автокорреляционной функции $\dot{\rho}_{ss}(\tau)$ тепловых флуктуаций электронной концентрации ионосферы.

Автокорреляционная функция $\dot{\rho}_{ss}(\tau)$ тепловых флуктуаций электронной концентрации ионосферы, как известно [2], определяется плотностью вероятности распределения флуктуационных скоплений электронов по скорости:

$$\dot{\rho}_{ss}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} W(V) e^{i \frac{4\pi}{\lambda} V \tau} dV. \quad (1)$$

Следуя [2] выберем в качестве функции $W(V)$ следующую аналитическую зависимость:

$$W(V) = \frac{1}{4V_T} \left[e^{\frac{\pi(V-V_0-V_{gp})^2}{4V_T^2}} + e^{\frac{\pi(V+V_0-V_{gp})^2}{4V_T^2}} \right]. \quad (2)$$

Выбор функции $W(V)$ в виде соотношения (2) с одной стороны, позволяет получить приемлемое для последующего анализа аналитическое выражение для $\dot{\rho}_{ss}(\tau)$, а другой стороны, отображает наиболее характерные черты реального распределения флуктуационных скоплений электронов по скорости. Параметры V_T и V_0 , которые входят в (2), при этом характеризуют температуру электронов T_e и температуру ионов T_i , а величина V_{gp} определяет скорость дрейфа плазмы как единого целого.

Подставив (2) в (1) получаем, что

$$\dot{\rho}_{ss} = e^{-\frac{\Omega_T^2 \tau^2}{\pi}} \cos \Omega_0 \tau \left[\cos \Omega_{gp} \tau + i \sin \Omega_{gp} \tau \right], \quad (3)$$

где $\Omega_T = \frac{4\pi}{\lambda} V_T$, $\Omega_0 = \frac{4\pi}{\lambda} V_0$, $\Omega_{gp} = \frac{4\pi}{\lambda} V_{gp}$.

Из (3) следует, что параметры V_0 и V_T , то есть температура электронов и температура ионов, одинаковым образом влияют на реальную и мнимую части автокорреляционной функции тепловых флуктуаций электронной концентрации ионосферы. Это обстоятельство является важным, т.к. оно свидетельствует о том, что оценку V_{gp} можно получить, не измеряя T_e и T_i .

В радиолокационной практике [2, 8] для измерения автокорреляционной функции тепловых флуктуации электронов ионосферы обычно используют или одиночные "гладкие" импульсы большой длительности, или два коротких импульса, разделенных по поляризации. Поскольку для РЛС, на которых возможна реализация метода некогерентного рассеивания радиоволн [8, 9], наиболее реализуемым является излучение одиночных импульсов большой длительности, то ограничимся рассмотрением лишь этого случая.

В [2] показано, что автокорреляционная функция некогерентного рассеянного ионосферой сигнала определяется для рассматриваемого случая следующим соотношением:

$$\dot{\rho}_{sh}(\tau) = A \cdot e^{i\omega_0 \tau} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{\rho}_{ss}(t) \cdot \dot{\psi}(t, 0) \dot{\psi}_{pp}(t - \tau, 0) dt \quad (4)$$

где A - постоянная, $\dot{\Psi}(\tau, \Omega)$ - нормированная автокорреляционная функция модуляции зондирующего сигнала, $\dot{\Psi}_{pp}(\tau, \Omega)$ - автокорреляционная функция модуляции сигнала, с которым согласован приемник.

Из (4) следует, что обработка сигнала в приемнике приводит к сглаживанию искомой функции $\dot{\rho}_{ss}(\tau)$. Ясно, что отношение мнимой части функции $\dot{\rho}_{ss}(\tau)$ к ее реальной части при этом оказывается равным отношению $\text{Im} \dot{\rho}_{ss}(\tau) / \text{Re} \dot{\rho}_{ss}(\tau)$.

Таким образом, для оценки скорости дрейфа V_{gp} ионосферной плазмы необходимо измерить величину отношения $\text{Im} \dot{\rho}_{ss}(\tau) / \text{Re} \dot{\rho}_{ss}(\tau)$, которое, как следует из (3) и (4), равно $\text{tg} \Omega_{gp} \tau$. Это можно осуществить с помощью устройства, схема которого приведена на рис.1.

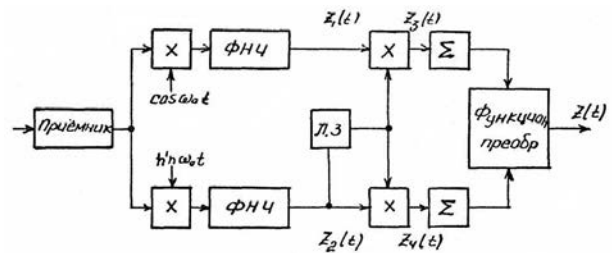


Рис. 1. Измеритель V_{gp}

Для того, чтобы убедиться в работоспособности устройства, изображенного на рис.1, рассмотрим прохождение сигнала, отраженного от ансамбля флуктуационных скоплений электронов через элементы схемы рис.1.

В качестве исходного соотношения, характеризующего эхо-сигнал на выходе согласованного фильтра от одиночного флуктуационного скопления электронов, примем следующее соотношение [2]:

$$x_j(t) = \frac{A_0 c_1 \tau_u}{2r_j^2} g(\phi_j, \theta_j) \times \text{Re} \left\{ \dot{\psi}_{pp} \cdot \left(t - t_0 - \frac{2r_j}{c}, 2w_0 \frac{V_j}{c} \right) \right\} \times \exp \left\{ i \left[w_0 \left(t - t_0 - \frac{2r_j}{c} \right) + 2w_0 \frac{V_j}{c} \frac{2r_j}{c} \right] \right\}, \quad (5)$$

где τ_u - эффективная длительность зондирующего сигнала; r_j , Q_j , ϕ_j и V_j - координаты и скорость j -го флуктуационного скопления электронов:

$$g(\phi_j, \theta_j) = g_n(\phi_j, \theta_j) \cdot g_{pp}(\phi_j, \theta_j),$$

$g_n(\phi_j, Q_j)$, $g_{pp}(\phi_j, Q_j)$ - нормированная характеристика направленности передающей и приемных антенн соответственно; c_1 , t_0 - постоянные (определяются параметрами фильтра); A_0 - постоянная, зависящая от средней мощности зондирующего сигнала P_0 и коэффициента усиления передающей и приемной антенн.

С выхода приемника (включающего согласованный с зондирующим сигналом фильтр) сигнал $x_j(t)$ поступает на квадратурный фазовый детектор,

где его умножают на $\cos w_0 t$ и $\sin w_0 t$. Далее отфильтровываются составляющие сигнала с удвоенной частотой. В результате на синусном выходе фазового детектора получим

$$z_{1j}(t) = \frac{A_0 c_1 \tau_u}{2r_j^2} g(\phi_j, \theta_j) \times \operatorname{Re} \left\{ \psi_{\text{np}} \left(t - t_0 - \frac{2r_j}{c}, 2w_0 \frac{V_j}{c} \right) \right\} \times \sin \left[w_0 \left(t_0 - \frac{2r_j}{c} \right) - 2w_0 \frac{V_j}{c} \cdot \frac{2r_j}{c} \right]. \quad (6)$$

Формула для сигнала $z_{2j}(t)$ на косинусном выходе фазового детектора совпадает с формулой (6), если в последней "sin" заменить на "cos". В силу линейности рассматриваемой части приемного тракта напряжение, создаваемое эхо-сигналом, отраженным от совокупности "М" флукуационных скопленных электронов, заполняющих импульсный объем РЛС, на выходе фазового детектора определяется

$$z_{1,2}(t) = \sum_{j=1}^M z_{1,2} \cdot j(t).$$

В дальнейшем напряжения $Z_1(t)$ и $Z_2(t)$ перемножают на $Z_2(t - \tau_0)$, где τ_0 - задержка сигнала в линии постоянной задержки. В результате получают

$$z_3(t) = \sum_{j=1}^M Z_{1j}(t) \cdot Z_{2j}(t - \tau_0) + \sum_{j=1}^M \sum_{e=1}^M Z_{1j}(t) \cdot Z_{2e}(t - \tau_0); \quad (7)$$

$$z_4(t) = \sum_{j=1}^M Z_{2j}(t) \cdot Z_{2j}(t - \tau_0) + \sum_{j=1}^M \sum_{e=1}^M Z_{2j}(t) \cdot Z_{2e}(t - \tau_0).$$

Напряжение $Z_3(t)$ и $Z_4(t)$ затем усредняют в сумматорах. Поскольку слагаемые соотношения (7), стоящие под знаком Σ одинаковые, то суммирование (усреднение) сводится к умножению выражения, стоящего под знаком Σ на плотность распределения $N(r, \phi, Q)$ флукуационных скопленных электронов по координатам и по скорости $W(V)$ и интегрированию по r, ϕ, Q и V .

Для проведения дальнейшего анализа необходимо задать вид функции $\psi(\tau, \Omega)$. Как показано в [2], полагаем, что она определяется соотношением:

$$\psi(\tau, \Omega) = \exp \left\{ -\frac{\pi}{4} \frac{\tau^2}{\tau_u^2} + i \frac{\Omega \tau}{2} \right\}, \quad (8)$$

что соответствует зондирующему сигналу с колокольной огибающей. Кроме этого полагаем, что функция $N(r, \phi, Q)$ в пределах удвоенной пространственной длительности зондирующего сигнала, посто-

янна, а время T много больше удвоенной длительности зондирующего сигнала.

Полагая суммарную

$$\Sigma \varphi = (\Omega_j + \Omega_\ell) \cdot t + \frac{1}{\ell} \cdot (\Omega_j r_j + \Omega_\ell r_\ell) + \frac{2w_0}{c} \cdot (r_j + r_\ell) + (\Omega_j + \Omega_\ell) \cdot \frac{t_0}{2}$$

разностную

$$\Delta \varphi = (\Omega_j + \Omega_\ell) \cdot t + \frac{1}{2} \cdot (\Omega_j r_j + \Omega_\ell r_\ell) + \frac{2w_0}{c} \cdot (r_j + r_\ell) + (\Omega_j + \Omega_\ell)$$

фазы равномерно распределенными от 0 до 2π , получаем формулу (9):

$$\langle z_3(t) \rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{A_0 c_1 \tau_u}{4} \right)^2 B_0 \exp \left\{ -\frac{\pi}{2\tau_u^2} \left(t - t_0 - \frac{\tau_0}{2} \right) \right\} \times \int_{-\infty}^{\infty} dV \int_0^{\infty} dr W(V) \exp \left\{ -\frac{\pi}{\tau_u} \cdot \frac{r}{c} \right\} \times \sin \left[\frac{2V}{\lambda} t + \frac{2V}{\lambda} \left(\frac{2r}{c} - t_0 - \frac{\pi}{2} \right) + 2w_0 t_0 + \frac{4w_0 r}{c} \right] + \int_{-\infty}^{\infty} dV \int_0^{\infty} dr W(V) \exp \left\{ -\frac{\pi}{\tau_u} \cdot \frac{r}{c} \right\} \sin \left(\frac{2\tau}{\lambda} V \right). \quad (9)$$

Первое слагаемое, в соответствии (9), содержит под знаком интеграла произведение медленно меняющейся функции $W(V) \exp \left\{ -\frac{\pi}{\tau_u} \cdot \frac{r}{c} \right\}$ на быстро осциллирующую функцию

$$\sin \left[\frac{2V}{\lambda} t + \frac{2V}{\lambda} \left(\frac{2r}{c} - t_0 - \frac{\pi}{2} \right) + 2w_0 t_0 + \frac{4w_0 r}{c} \right],$$

поэтому им можно пренебречь.

Подставим в (9) соотношение (2), в результате получим:

$$\langle z_4(t) \rangle = \left(\frac{A_0 c_1 \tau_u^2 \sqrt{c}}{\sqrt{2\pi} \cdot 4} \right)^2 \cdot \cos \frac{2\tau_0}{\lambda} V_0 \cos \frac{2\tau_0}{\lambda} V_{\text{gp}} \times \exp \left\{ -\frac{\pi}{2\tau_u^2} \left(t - t_0 - \frac{\tau_0}{2} \right) - \left(\frac{2\tau_0 V_T}{\lambda \sqrt{\pi}} \right)^2 \right\}.$$

Аналогично можно получить:

$$\langle z_3(t) \rangle = \left(\frac{A_0 c_1 \tau_u^2 \sqrt{c}}{\sqrt{2\pi} \cdot 4} \right)^2 \cdot \cos \frac{2\tau_0}{\lambda} V_0 \sin \frac{2\tau_0}{\lambda} V_{\text{gp}} \times \exp \left\{ -\frac{\pi}{2\tau_u^2} \left(t - t_0 - \frac{\tau_0}{2} \right) - \left(\frac{2\tau_0 V_T}{\lambda \sqrt{\pi}} \right)^2 \right\}.$$

Производя в функциональном преобразователе вычисление «arctg» отношения $\frac{\langle z_3(t) \rangle}{\langle z_4(t) \rangle}$ и умножая полученный результат на $\frac{\lambda}{2\tau_0}$, получим оценку $\sqrt{V_{\text{gp}}}$

Выводы

Проведений аналіз показує, що схема, зображена на рис. 1, дійсно дозволяє знайти оцінку швидкості дрейфу $V_{др}$ іоносферної плазми. В проведенному аналізі ми не враховували асиметрію енергетичного спектра теплових флуктуацій електронів іоносфери із-за електронного струму (із-за дрейфу електронів відносно іонів). Вказана асиметрія призведе до зміщення оцінки $V_{др}$.

Однак, по наявним в даний час представленням про іоносферу, електронний струм існує в екваторіальній і високоширотній іоносфері. Тому при організації вимірювань $V_{др}$ в вказаних областях іоносфери необхідно враховувати можливе зміщення оцінки $V_{др}$ із-за електронного струму. В середньширотній іоносфері зміщенням оцінки $V_{др}$ за рахунок електронного струму можна нехувати.

Список литературы

1. Адушкин В.В. Экологические проблемы и риски воздействия ракетно-космической техники на окружающую среду: справочное пособие / В.В. Адушкин, С.И. Козлов, А.В. Петров. – М. Изд. Анкил. 2000. – 638 с.
2. Карлов В.Д. Метод некогерентного рассеяния радиоволн: конспект лекций / В.Д. Карлов, Г.Н.Ткачев. – Х. ВИРТА ПВО. 1984. – 60 с.
3. Голицин Г.С. Акустико-гравитационные волны в атмосфере / Г.С. Голицин, Е.П. Чунгулов // Сборник статей «Полярные сияния и свечения ночного неба». – М.: Наука, 1975. – №23. – С. 5-21.

4. Черногор Л.Ф. Физика Земли, атмосферы и космоса в свете системной парадигмы / Л.Ф. Черногор // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8, № 1. – С. 54-104.

5. Пазюра С.А. Физические процессы в ионосферной плазме, сопутствующие сильнейшим геокосмическим бурям. Дис.... канд. техн. наук. – 2009. Х.: Институт ионосферы – 158 с.

6. Семенов В.М. Генераторы возмущений в атмосфере при прохождении через нее солнечного терминатора / В.М. Семенов, Б.В. Троицкий // Геомагнетизм и аерономия. – 1975. – Т. 15, № 5. – С. 856-860.

7. Ткачев Г.Н. Крупномасштабные возмущения в ионосфере, возникающие при полете ракеты с работающим двигателем / Г.Н. Ткачев, В.Д. Карлов, С.И. Козлов // Космические исследования. – 1980. – Т. 2, вып. 2. – С. 266-277.

8. Рогожкин Е.В. Зондирующие сигналы для исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния: монография / Е.В. Рогожкин, В.А. Пуляев, В.Н. Лысенко. – Х.: НТУ ХПИ, 2008. – 254 с.

9. Карлов В.Д. Перспективи використання та модернізації південного центру радіотехнічного спостереження / В.Д. Карлов, С.О. Корняков, Д.В. Карлов // Тези доповідей 9 науково-технічної конференції «Створення та модернізація озброєння і військової техніки в сучасних умовах». – Феодосія, 2009. – С. 131-132.

Поступила в редакцію 12.05.2010

Рецензент: д-р техн. наук, проф. Л.Ф. Купченко, Харківський університет Воздушних Сил ім. І.Кожедуба, Харків.

ДО ПИТАННЯ ПРО ВИМІР ШВИДКОСТІ ПЕРЕМІЩЕННЯ ІОНОСФЕРНИХ ЗБУРЕНЬ МЕТОДОМ НЕКОГЕРЕНТНОГО РОЗСІЯННЯ РАДІОХВИЛЬ ІЗ ЗАСТОСУВАННЯМ КОРЕЛЯЦІЙНОГО СПОСОБУ

В.Д. Карлов, М.Н. Журавський, Д.В. Карлов, О.В. Ефімова

У статті проаналізовані можливості виміру швидкості переміщення штучних збурень іоносфери методом некогерентного розсіяння радіохвиль із застосуванням кореляційного способу виміру швидкості дрейфу іоносферної плазми. Обґрунтовано, що вимір швидкості дрейфу іоносферної плазми в даному випадку зводиться до обчислення відношення уявної частини автокореляційної функції теплових флуктуацій електронної концентрації атмосфери до її реальної частини. Запропоновано пристрій, що реалізує цю операцію та проаналізовано його працездатність.

Ключові слова: некогерентне розсіювання, іоносферні збурення, іоносферна плазма, кореляційний спосіб, вимір швидкості дрейфу.

TO THE QUESTION ABOUT MEASURING OF SPEED OF MOVING OF IONOSPHERE INDIGNATIONS BY THE METHOD OF NON-COHERENT DISPERSION OF RADIO WAVES WITH APPLICATION OF CROSS-CORRELATION METHOD

V.D. Karlov, M.N. Zhuravsky, D.V. Karlov, O.V. Efimova

In the article possibilities of measuring of speed of moving of artificial indignations of ionosphere are analysed by the method of non-coherent dispersion of radio waves with the use of cross-correlation method of measuring of speed of drift of ionosphere plasma. It is grounded, that measuring of speed of drift of ionosphere plasma in examined case is taken to the calculation of relation of imaginary part of autocorrelation function of thermal fluctuations of electronic concentration of atmosphere to its real part. A device, realizing the indicated operation and his capacity is analysed, is offered.

Keywords: non-coherent dispersion, ionosphere indignations, ionosphere plasma, cross-correlation method, measuring of speed of drift.