

Л.Я. ЕМЕЛЬЯНОВ, Институт ионосферы (г. Харьков)

ОБОСНОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАДАРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ДРЕЙФА ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЙЯНИЯ

Розглянуто аспекти забезпечення достовірних вимірів швидкості дрейфу іоносферної плазми методом некогерентного розсіяння. Наведено обґрунтування деяких параметрів радару НР

The aspects of ensuring of reliable ionospheric plasma drift velocity measurements by incoherent scatter method are considered. The substantiation of some parameters of IS radar is presented.

Вопросы достоверности и точности измерений вертикальной скорости дрейфа ионосферной плазмы V_z весьма актуальны, поскольку вертикальный перенос плазмы наряду с другими ионосферными процессами играет существенную роль в формировании области F ионосферы. Эффективность использования метода некогерентного рассеяния (НР) для определения скорости существенно зависит от рационального выбора параметров радару НР и методики обработки сигнала. Подобные вопросы рассматривались, например, в работах [1, 2, 3, 4, 5]. Целью данной работы является обосновать выбор некоторых методических характеристик, параметров зондирующего сигнала и аппаратуры радару применительно к среднеширотной ионосфере европейского региона.

Прежде всего, оценим диапазон вероятных значений V_z для среднеширотной ионосферы. Известно [1, 6, 7], что вертикальный перенос ионосферной плазмы происходит под влиянием трех основных процессов: амбиполярной диффузии, нейтрального ветра и дрейфа в скрещенных электрическом и магнитном полях:

$$V_z = (V_D)_z + (V_n)_z + (V_E)_z, \quad (1)$$

где $(V_D)_z$, $(V_n)_z$, $(V_E)_z$ — вертикальные составляющие скоростей диффузии, ветрового увлечения и электромагнитного дрейфа соответственно.

Если пренебречь эффектами склонения (ввиду его малости) вертикальная скорость для ионов O^+ в области $F2$, где ионы O^+ являются доминирующими, имеет вид

$$V_z \approx -D_a \sin^2 I \left(\frac{1}{H_p} + \frac{1}{N_i} \frac{\partial N_i}{\partial z} + \frac{1}{(T_i + T_e)} \frac{\partial (T_i + T_e)}{\partial z} \right) + V_{\pi} \sin I \cos I + \frac{E_y}{B} \cos I, \quad (2)$$

где D_a — коэффициент амбиполярной диффузии: $D_a = \kappa(T_i + T_e)/m_i \sum_n v_i$

κ — постоянная Больцмана; T_i и T_e — температуры ионов и электронов; H_p — приведенная высота плазмы: $H_p = \kappa(T_e + T_i)/m_i g$ и m_i — масса атомарного кислорода; v_{in} — частоты соударений ионов с основными компонентами нейтрального газа; g — ускорение свободного падения; V_{nx} — меридиональная компонента скорости нейтрального ветра; E_y — зональная компонента электрического поля; B и I — модуль индукции и наклонение геомагнитного поля.

Для решения поставленной задачи используем данные о параметрах ионосферы, полученные из Международной справочной модели ионосферы IRI-90 для координат расположения радара ИР Института ионосферы (49,6° с.ш., 36,3° в.д.). Некоторые данные для высокой (индекс солнечной активности $F_{10,7} = 200$) и низкой ($F_{10,7} = 70$) солнечной активности, лета и зимы приведены в таблице 1.

Таблица 1

	Высокая солнечная активность ($F_{10,7}=200$)							
	Лето, полдень				Зима, полдень			
	Расчет по модели IRI		Расчет		Расчет по модели IRI		Расчет	
h , км	N_e , см ⁻³	T_i , К	T_e , К	τ_c , мс	N_e , см ⁻³	T_i , К	T_e , К	τ_c , мс
200	505500	1160	1480	0,936	192800	1010	1490	0,933
300	958750	1310	2620	0,703	1830000	1140	1960	0,813
500	495900	1430	2660	0,698	765300	1420	2470	0,724
700	197500	2030	2890	0,613	276700	2000	2770	0,684
1000	121500	2930	3220	0,634	162300	2870	3090	0,648
	Низкая солнечная активность ($F_{10,7}=70$)							
	Лето, полдень				Зима, полдень			
200	315100	770	1470	0,939	335900	680	1480	0,936
300	301900	960	2620	0,703	256000	910	1960	0,813
500	60130	1430	2660	0,698	48500	1410	2470	0,724
700	21230	2030	2900	0,669	16390	1990	2770	0,684
1000	14470	2930	3220	0,634	12780	2870	3090	0,648

Для вычисления коэффициента диффузии используем значение массы ионов кислорода O^+ и значения частот соударений ионов O^+ с основными компонентами нейтрального газа [7]:

$$v(O^+, O) = 3,35 \cdot 10^{-9} (T_i + T_n)^{1/2} N(O),$$

$$v(O^+, O_2) = 1,08 \cdot 10^{-9} N(O_2),$$

$$v(O^+, N_2) = 0,95 \cdot 10^{-9} N(N_2).$$

Температура нейтральной атмосферы T_n , а также концентрации атомарного кислорода $N(O)$, молекулярного кислорода $N(O_2)$ и молекулярного азота $N(N_2)$ находятся с привлечением модели нейтральной атмосферы MSIS-86 [8].

Расчеты показывают, что абсолютная величина диффузионной составляющей скорости $(V_d)_z$ в области F ионосферы находится в пределах 70 м/с.

Для определения области значений составляющей, обусловленной взаимодействием нейтрального ветра с ионизируемой компонентой, воспользуемся моделью термосферных ветров [9]. Согласно модели для среднеширотной ионосферы, меридиональная компонента термосферного ветра V_{nx} находится в пределах $[-200, +200]$ м/с. Учитывая, что склонение геомагнитного поля для харьковского радара составляет $I = 66,4^\circ$, из (1, 2) получаем диапазон возможных значений вертикальной скорости дрейфа, обусловленной влиянием термосферного ветра, $(V_n)_z = [-73, +73]$ м/с. В случае возмущений в ионосфере меридиональная компонента V_{nx} может достигать 700 м/с, а скорость вызываемого ею вертикального дрейфа плазмы — 260 м/с. Однако такие значения скоростей могут быть при очень сильных возмущениях ионосферы и довольно редко.

Вертикальная составляющая скорости плазмы, обусловленная электромагнитным дрейфом на средних широтах не превышает 10 – 20 м/с в невозмущенной ионосфере [1] (значения электрического поля менее 1 мВ/м). В случае геомагнитных возмущений магнитосферное электрическое поле может проникать на средние широты, достигая значений порядка 10–15 мВ/м [6], и при модуле геомагнитного поля над Харьковом, равном $B = 5 \cdot 10^{-9}$ Тл, абсолютное значение вертикальной скорости электромагнитного дрейфа может достигать 120 м/с.

Таким образом, в случае невозмущенной ионосферы, даже если предположить, что все три компоненты вертикальной скорости совпадают по направлению, и учитывать сумму максимально возможных абсолютных значений этих компонент, находим, что значения V_z на высотах 130 – 600 км находятся в пределах $[-160, +160]$ м/с и по модулю не превышают 200 м/с на высотах в районе 1000 км. При возмущениях в ионосфере имеют место более сложные динамические процессы. Так, изменение V_z , вызванное влиянием проникающего на средние широты электрического поля, в большой степени компенсируется изменением скорости нейтрального ветра [6], и значения V_z практически остаются в тех же пределах.

Используемый метод определения вертикальной скорости плазмы должен позволять однозначно определять V_z в этих пределах.

Некоторые результаты расчета V_z , полученные путем численного решения уравнения непрерывности для ионов O^+ (согласно методике, предложенной в [7]) с привлечением данных модели IRI-90, приведены на рис. 1, а.

Расчет выполнен для околорассветного времени ($\partial N/\partial t = 0$), для зимней и летней ионосферы при высокой (индекс солнечной активности $F_{10,7} = 200$) и низкой ($F_{10,7} = 70$) солнечной активности. Видно, что в диапазоне высот 130–600 км V_z принимает значения от -42 м/с (лето, день, высокая солнечная активность) до $+55$ м/с (зима, день, низкая солнечная активность).

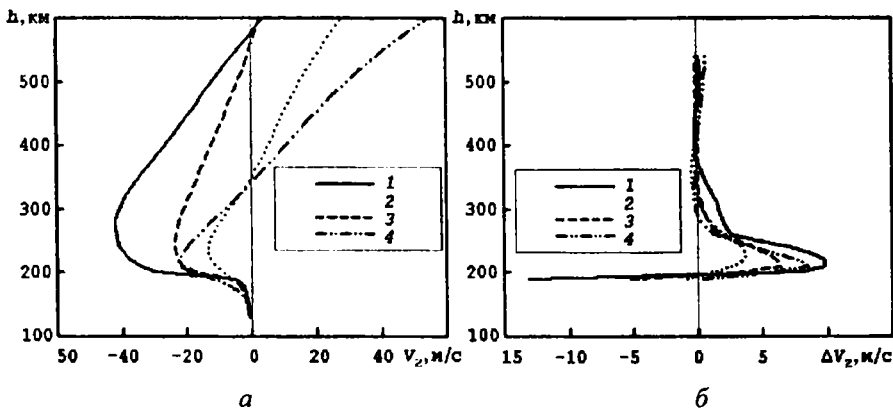


Рис. 1. Результаты моделирования вертикальной скорости дрейфа: 1—лето, $F_{10,7}=200$; 2—лето, $F_{10,7}=70$; 3—зима, $F_{10,7}=200$; 4—зима, $F_{10,7}=70$.

При выборе параметров импульсного зондирующего сигнала необходимо учитывать противоречивые требования, связанные с обеспечением достоверности измерений, высокого энергетического потенциала радара и хорошего разрешения по дальности. При зондировании ионосферы одиночными радиоимпульсами для минимизации искажений оценки корреляционной функции (КФ) НР сигнала длительность зондирующего импульса τ_T должна превышать интервал корреляции флуктуаций электронной плотности среды: $\tau_c \leq \tau_T$. В режиме зондирования вдвоенными импульсами для определения по форме огибающей КФ таких параметров, как T_i , T_e , концентраций частиц плазмы, желательно, чтоб выполнялось соотношение $\tau_c \leq \tau_{max}$, где τ_{max} — максимальное значение аргумента измеряемой КФ сигнала, равное максимальному сдвигу между импульсами пары. Для определения V_z это условие не обязательно, но увеличение τ_c на высотах в районе максимума ионизации и ниже дает возможность увеличить τ_{max} и тем самым улучшить точность определения V_z за счет повышения чувствительности к изменению фазы КФ и увеличения количества не близких к нулю ординат огибающей КФ. Некоторые значения τ_c , полученные на основании выражения $\tau_c \approx 4,5\lambda\sqrt{m_i/T_e}$, мс [3], где λ — длина волны радара, m_i — масса ионов в единицах атомного веса, приведены в таблице 1. Видно, что использование на харьковском радаре [10] одиночных импульсов длительностью 800 мкс на высотах, превышающих 300 км, с этой точки зрения приемлемо.

С другой стороны, должна быть обеспечена разрешающая способность по высоте, численно выражаемая как $\Delta h = c\tau/2$ (c — скорость света), при которой погрешность определения V_z пренебрежимо мала. Оценим степень искажений измеряемой скорости, связанных с изменением V_z и мощности НР сигнала в пределах импульсного объема. При этом не будем учитывать динамические искажения, обусловленные переходными процессами в приемном тракте, считая тракт достаточно широкополосным. Также предположим, что в формировании всех ординат КФ с дискретными задержками τ_k , включая мощность $P=R(0)$, участвует один и тот же рассеивающий объем, что достигается обработкой НР сигнала с использованием трапецеидального суммирования [11]. (Если это суммирование не применять, разрешение по дальности улучшается с увеличением номера ординаты k , но статистическая погрешность растет).

Для оценки погрешности воспользуемся алгоритмом определения V_z

$$V_z(h) = -\frac{1}{n} \frac{\lambda}{4\pi} \sum_{k=k_{\min}}^{k_{\max}+1} \{\arctg[r_{\sin}(h, \tau_k)/r_{\cos}(h, \tau_k)]\}/\tau_k, \quad (3)$$

где n — количество используемых ординат КФ, $r_{\sin}(h, \tau_k)$ и $r_{\cos}(h, \tau_k)$ — квадратурные составляющие иррированной КФ для высоты h , $\tau_k = k\tau$ (для харьковского радара $\lambda \approx 2$ м, $k = 1 \dots 9$, $\tau = 61$ мкс и $k = 7 \dots 12$, $\tau = 40$ мкс для случаев зондирования одиночными и двойными импульсами, соответственно).

Методическая абсолютная погрешность измерения скорости

$$\Delta V_z(h) = V_z^*(h) - V_z(h),$$

где $V_z^*(h)$ — результат определения скорости дрейфа плазмы в рассеивающем объеме с центром на высоте h , протяженность которого определяется длительностью зондирующего импульса, $V_z(h)$ — истинная скорость на данной высоте. В качестве $V_z(h)$ используем ранее полученные результаты (рис. 1, а).

Подверженные искажениям скорости определим из формулы

$$V_z^*(h) = -\frac{\lambda}{4\pi n} \sum_{k=k_{\min}}^{k_{\max}+1} \frac{1}{\tau_k} \arctg \frac{\int_{h-\frac{c\tau}{4}}^{h+\frac{c\tau}{4}} \frac{N_e(H)}{H^2 [1+T_e(H)/T_i(H)]} \rho(H, \tau_k) \sin \frac{-4\pi\tau_k V_z(H)}{\lambda} dH}{\int_{h-\frac{c\tau}{4}}^{h+\frac{c\tau}{4}} \frac{N_e(H)}{H^2 [1+T_e(H)/T_i(H)]} \rho(H, \tau_k) \cos \frac{4\pi\tau_k V_z(H)}{\lambda} dH}$$

, полученной из выражений для “измеренных” КФ $r_{\sin}^*(h, \tau_k) = R_{\sin}^*(h, \tau_k)/P^*(h)$, $r_{\cos}^*(h, \tau_k) = R_{\cos}^*(h, \tau_k)/P^*(h)$ и выражений для

исходных величин ненормированных квадратурных КФ, мощности НР сигнала $P(h)$ и доплеровского сдвига частоты f_d , вызванного дрейфом плазмы:

$$R_{\sin}(h, \tau_k) = P(h)\rho(h, \tau_k)r_T(\tau_k)\sin 2\pi f_d \tau_k,$$

$$R_{\cos}(h, \tau_k) = P(h)\rho(h, \tau_k)r_T(\tau_k)\cos 2\pi f_d \tau_k, \quad (r_T(\tau_k) \text{ — функция, совпадающая с КФ}$$

$$\text{зондирующего сигнала}), P(h) = R(h, 0) = \text{const} \frac{N_e(h)}{h^2 [1 + T_e(h)/T_i(h)]}, \quad f_d = -2V_z/\lambda.$$

Нормированная КФ флуктуаций электронной плотности среды $\rho(h, \tau_k)$ определяется как функция ионосферных параметров согласно выражению $\rho(\tau_k) = f(T_i, T_e, \text{ионного состава})$, приведенному в [12].

Результаты моделирования для режима зондирования одиночными импульсами длительностью 800 мкс представлены на рис. 1, б. Видно, что наибольшая погрешность ΔV_z имеет место летом при высокой солнечной активности. Приведенные в таблице 2 значения минимальной высоты, начиная с которой $\Delta V_z \leq 1$ м/с, свидетельствуют о том, что применение данного режима для определения V_z ограничено снизу высотой 270-330 км. Расчеты показывают, что использование двоек импульсов длительностью 65-130 мкс приемлемо на высотах, превышающих 130 км, и ограничено сверху высотой 550-600 км из-за возрастания статистической погрешности.

Таблица 2

	$F_{10,7}=200$, лето	$F_{10,7}=200$, зима	$F_{10,7}=70$, лето	$F_{10,7}=70$, зима
h_{\min} , км	330	280	280	270

Для одновременного определения V_z на большом интервале высот ионосферы целесообразен режим зондирования двухчастотного сигнала, одним из элементов которого является пара коротких импульсов с изменяющейся от периода к периоду задержкой между ними. При этом должна быть обеспечена когерентность формирования ВЧ колебаний элементов зондирующего сигнала и соответствующих гетеродинов, с помощью которых осуществляется частотная селекция откликов принятых НР сигналов.

Большое значение, особенно при зондировании двоек радиопульсами, имеет стабильность фазы заполнения излучаемого сигнала. Так, если не принимать каких-либо мер, искажение зондирующего сигнала, заключающееся в среднем набеге фазы ВЧ заполнения на протяжении зондирующего импульса длительностью 150 мкс, например, на один градус приводит к погрешности измерения скорости по всем исследуемым высотам на 18,5 м/с. С целью минимизации такой погрешности применяются меры по стабилизации работы радиопередающего устройства, а зондирующий сигнал контролируется с помощью специализированного радиоприемного устройства. В случаях обнаружения нарушения фазовых соотношений в зондирующем сигнале в измеренное значение скорости плазмы вносится поправка

$$\Delta V_T = \frac{1}{n} \frac{\lambda}{4\pi} \sum_{k=k_{\min}}^{k_{\max}+1} \left\{ \arctg[r_{T\sin}(\tau_k)/r_{T\cos}(\tau_k)] \right\} / \tau_k,$$

где $r_{T\sin}(\tau_k)$ и $r_{T\cos}(\tau_k)$ – квадратурные составляющие КФ зонда.

Определим область значений скорости V_z , учитывая конкретные методики оценки V_z с помощью алгоритмов, приведенных в [13]. Значения V_z находятся в результате корреляционной обработки выделенных на промежуточной частоте (ПЧ) радиоприемного устройства сигналов с взаимно зеркальными спектрами либо по измеренным квадратурным составляющим КФ сигнала на низкой частоте. КФ можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \text{а) на ПЧ:} \quad r_1(\tau_k) &= \rho(\tau_k) \cos 2\pi(f_{\text{пр}} + 2V_z/\lambda)\tau_k \\ r_2(\tau_k) &= \rho(\tau_k) \cos 2\pi(f_{\text{пр}} - 2V_z/\lambda)\tau_k \\ \text{б) на НЧ:} \quad r_{\sin}(\tau_k) &= \rho(\tau_k) \sin(-4\pi\tau_k V_z/\lambda) \\ r_{\cos}(\tau_k) &= \rho(\tau_k) \cos(4\pi\tau_k V_z/\lambda) \end{aligned}$$

Анализируя аргументы тригонометрических функций и подставляя характеристики радара ($f_{\text{пр}} = 77$ кГц, $\tau_k = (9k+1)/3f_{\text{пр}}$, где $k = 7...12$ на ПЧ и приведенные выше параметры на НЧ), получим минимальную область значений скорости в наиболее неблагоприятном случае (при максимальной задержке τ_k):

а) на ПЧ: $-\lambda f_{\text{пр}}/8(9k_{\max}+1) < V_z < \lambda f_{\text{пр}}/8(9k_{\max}+1)$, т.е. $-176 < V_z < +176$ м/с,

б) при определении квадратурных КФ на НЧ и ПЧ:

$$-\lambda/8\tau_{k\max} < V_z < \lambda/8\tau_{k\max}, \text{ т.е. } -455 < V_z < +455 \text{ м/с.}$$

Таким образом, требованию охватить диапазон V_z $[-160, +160$ м/с] отвечают все способы обработки — на ПЧ (определяя скорость, например, путем поиска минимума выражения:

$$L(h_j, V) = \sum_{k=k_{\min}}^{k_{\max}+1} \left[\frac{r_1(t_j, \tau_k)}{\cos 2\pi(f_{\text{пр}} + 2V/\lambda)\tau_k} - \frac{r_2(t_j, \tau_k)}{\cos 2\pi(f_{\text{пр}} - 2V/\lambda)\tau_k} \right]^2$$

где $h_j = ct/2$ — высота центра зондируемого объема плазмы, соответствующая моменту времени t_j относительно начала радиолокационной развертки; $r_1(t_j, \tau_k)$ и $r_2(t_j, \tau_k)$ — оценки КФ выделенных двумя каналами приемника сигналов с взаимно-зеркальными спектрами) и на НЧ (например, при помощи выражения

$$V_z(h_j) = \frac{\lambda}{4\pi} \frac{\sum_{k=k_{\min}}^{k_{\max}+1} \left\{ \arctg[r_{\sin}(t_j, \tau_k)/r_{\cos}(t_j, \tau_k)] \right\}^2(t_j, \tau_k)\tau_k}{\sum_{k=k_{\min}}^{k_{\max}+1} r^2(t_j, \tau_k)\tau_k^2},$$

где $r^2(t_j, \tau_k) = r_{\sin}^2(t_j, \tau_k) + r_{\cos}^2(t_j, \tau_k)$.

Большое значение имеет выбор ширины полосы пропускания приемника $2\Delta f_R$. Желательно, чтоб $2\Delta f_R \geq P_c$, где P_c — ширина спектра НР сигнала, которую можно оценить по приближенной формуле $P_c \approx 2\Delta f + 1/\tau_T$. Здесь $2\Delta f$ — полная ширина спектра флуктуаций электронной плотности плазмы. Расчеты с привлечением (4) и данных модели IRI-90 для различного уровня солнечной активности показали, что величина $2\Delta f$ возрастает с высотой и для высот 120-600 км не превышает 17 кГц. При $\tau_T = 800$ мкс максимальная $P_c \approx 18$ кГц. Оценка величины $2\Delta f$ для высот 120 – 550 км при $\tau_T = 130$ мкс (режим сдвоенных импульсов) показала, что она также не выходит за пределы 18 кГц.

Расчеты показывают, что при длине волны $\lambda \approx 2$ м для определения V_z с систематической погрешностью, не превышающей 0,1 м/с, кратковременная относительная нестабильность частот гетеродинов (на протяжении межимпульсного периода) и несущей частоты зондирующего сигнала не должна превышать 10^{-9} . Для мониторинга должна быть обеспечена такая же долговременная стабильность или обеспечена когерентная структура приемно-задающей системы. Эти условия соблюдены на харьковском радаре НР.

Проведенное моделирование зависимости ошибки ΔV от наклона амплитудно-частотной характеристики приемного тракта показало, что при зондировании ионосферы одиночным импульсом для уменьшения ΔV ниже 1 м/с величина наклона не должна превышать 0,01% на 1 кГц.

Выводы. С помощью численного моделирования получены результаты, позволяющие обосновать основные требования к параметрам радара НР и зондирующего сигнала при оценке скорости дрейфа ионосферной плазмы.

Список литературы: 1. *Evans J. V.* Ionospheric movements measured by incoherent scatter: A review // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1972, Vol. 34, P. 175 - 209. 2. *Суни А.Л., Терещенко В.Д.* и др. НР радиоволн в высокоширотной ионосфере. Апатиты: Кольский научный центр АН СССР, 1989. 183 с. 3. *Рогожский Е.В.* Измерение параметров ионосферной плазмы по АКФ сигнала НР // *Ионосферные исследования.* 1979, № 27, С. 46 - 59. 4. *Woodman R.F., Hagfors T.* Methods for measurement of vertical ionospheric motions near the magnetic equator by Incoherent scattering // *Journ. Geophys. Res.* 1969, v. 74, № 5, p. 1205 - 1212. 5. *A.R. Jain, B.C.N. Rao, K.K. Mahajan.* Design study of an incoherent scatter radar for equatorial aeronomy // *Low-Latitude Aeron. Processes.* 1980, V. 8, P. 283 - 296. 6. *Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А.* Физика ионосферы. М.: Наука. 1988, 527 с. 7. *Иванов-Холодный Г.С., Михайлов А.В.* Прогнозирование состояния ионосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1980. 8. *Hedin, A.E., MSIS-86 thermosphere model,* *J. Geophys. Res.*, 92, 4649, 1987. 9. *Hedin, A. E.* at all. Revised Global Model of Thermosphere Winds using Satellite and Ground based Observations // *J. Geophys. Res.* 96, 1991, P. 7657 - 7688. 10. *Таран В.И.* Исследования ионосферы с помощью радаров НР в Харькове. Вестник ХГПУ. 1999, № 30, С.3 - 7. 11. *J.M. Holt, D.A. Rhoda, D. Tetenbaum, A.P. van Eyken.* Optimal analysis of incoherent scatter radar data // *Radio Science.* 1992, V. 27, № 3. P. 435 - 447. 12. *Гринченко С. В.* Оптимальный алгоритм многократных вычислений теоретических характеристик НР сигнала. Сб. науч. тр. ХГПУ. Выпуск 7. 1999, С 331 - 336. 13. *Емельянов Л.Я.* Оценка скорости дрейфа ионосферной плазмы методом НР // Вестник ХГПУ. Сборник научных трудов. Выпуск 31. Харьков, ХГПУ. 1999, С. 100 - 107.

Поступила в редколлегию 20.04.04