

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ УССР
ХАРЬКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНСТИТУТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ ИМ. М. К. ЯНГЕЛЯ

РАДИОТЕХНИКА

**Республиканский
межведомственный
научно-технический
сборник**

Основан в 1965 г.

В Ы П У С К 93

Харьков
Издательство «Основа» при Харьковском
государственном университете
1990

шения максимально допустимой постоянной времени ИП к интервалу дискретизации Δt

$$\frac{\alpha}{\Delta t} = \left[\frac{\delta_{n \max}^m}{(m+1)! \xi(m)} \right]^{\frac{1}{m+1}}, \quad (20)$$

Зависимость $\Delta t/\alpha$ от $\delta_{n \max}$ для различных m приведена на рис. 3.

Таким образом, получены простые расчетные соотношения для определения допустимой инерционности ИП, моделируемого аperiodическим звеном первого порядка при измерении текущих значений мощности методом выборки в видеотракте.

Список литературы: 1. Захаров И. П. Коррекция динамических характеристик инерционных преобразователей мощности СВЧ в базе интегратора с конечной памятью//Радиотехника, 1988, Вып. 86, С. 20—25 2. Мазанков А. И., Мыльников А. В., Петрова Г. И. Образцовая мера импульсной мощности в волноводных трактах//Тр. Всесоюз. н.-п. ин-та физ.-техн. и радиотехн. измерений, 1972, Вып. 6(36), С. 200—203, 3. Орнатский П. П. Теоретические основы информационно-измерительной техники. К., 1983, 455 с. 4. Абалтыные телеизмерительные системы/Б. Я. Авдеев, Е. М. Антонок, С. Н. Долянов и др.; Под ред. А. В. Фремке. Л., 1981, 212 с.

Поступила в редакцию 27.05.88

УДК 551.510.535

А. М. ГОКОВ, Л. А. ПИВЕНЬ, канд. физ.-мат. наук,
Ю. П. ФЕДОРЕНКО, канд. физ.-мат. наук

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ D-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ ПО АМПЛИТУДНЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ ЧАСТИЧНО ОТРАЖЕННЫХ СИГНАЛОВ

Систематические продолжительные исследования высотных распределений электронной концентрации $N(Z)$ (Z — высота в км) D-области ионосферы проводятся, как правило, по амплитудным измерениям частично отраженных (ЧО) сигналов. Практически всегда используется методика дифференциального поглощения как наиболее надежная. Поэтому важным вопросом является анализ и уменьшение ее погрешности.

В работе оценена погрешность определения N указанной методикой, возникающая в результате пренебрежения дифференциальным поглощением обыкновенной — O и необыкновенной — H-волн в рассеивающем объеме, различием для O и H-волн спектральных плотностей пространственных флюктуаций N , когерентной составляющей ЧО сигналов; разработан алгоритм вычисления $N(Z)$, свободный от упомянутых пренебрежений; сопоставлены экспериментальные распределения $N(Z)$, определенные усовершенствованной и традиционной методиками дифференциального поглощения.

Связь амплитуд ЧО сигналов с электронной концентрацией. Методика дифференциального поглощения основывается на определении $\overline{A_{o,n}^2}$ — средних квадратов амплитуд О и Н компонент ЧО сигналов. Высотные профили $\overline{A_{o,n}^2}(Z)$ используются для вычисления высотного профиля $B(Z)$ — отношения средних энергий рассеянных составляющих Н и О компонент ЧО сигналов.

Экспериментальные значения $B(Z)$ при одновременном существовании рассеянной и когерентной составляющих ЧО сигналов определяются по формуле $B(Z) = [\overline{A_o^2}(\beta_o^2 + 1) / \overline{A_n^2}(\beta_n^2 + 1)]$, где $\beta_{o,n}^2$ вычисляется из соотношения [1]

$$\frac{\overline{A_{o,n}^2}}{(\overline{A_{o,n}^2})^2} = \frac{4 \cdot (1 + \beta_{o,n}^2) \exp \beta_{o,n}^2}{\pi [(1 + \beta_{o,n}^2) I_0(\beta_{o,n}^2/2) + \beta_{o,n}^2 I_1(\beta_{o,n}^2/2)]^2}$$

где $\overline{A_{o,n}}$ — среднее значение $A_{o,n}$, I_0 , I_1 — модифицированные функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядков. Связь экспериментального профиля $B(Z)$ с искомым профилем $N(Z)$ имеет вид

$$B(Z) = R(\nu) P_1 P_2 \exp \left\{ -4 \frac{m}{c} \int_0^Z |x_n(Z) - x_o(Z)| dZ \right\}, \quad (1)$$

где ν — частота столкновений электронов с молекулами, $R(\nu)$ — множитель, зависящий только от ν , P_1 — множитель, характеризующий дифференциальное поглощение нормальных волн на вертикальном масштабе рассеивающего объема ($L = \tau_n/2$) $P_1 = -Y_o \operatorname{sh} Y_n / Y_n \operatorname{sh} Y_o$ (получен в работе [2]), τ_n — длительность зондирующего импульса, $Y_{o,n} = \omega \tau_n x_{o,n}$, $\omega = 2\pi f$, f — рабочая частота, c — скорость света в вакууме, P_2 — множитель, характеризующий для О и Н волн различие их спектральных плотностей пространственных флуктуаций $P_2 = \exp \left\{ -\frac{\tau^2}{4} (n_n^2 - n_o^2) \right\}$ (полагалось, что вертикальный размер мелкомасштабных неоднородностей равен половине длины зондирующей радиоволны), $n_{o,n}(N)$, $x_{o,n}(N)$ — действительная и мнимая части коэффициента преломления носферы.

В (1) не учитывается вертикальное смещение рассеивающих объемов компонент ЧО сигналов, обусловленное их различными групповыми скоростями. Расчеты показали, что при наиболее надежных экспериментальных значениях $B(Z) \geq 0,05$ влиянием этого смещения можно пренебречь.

Согласно оценкам влияние когерентной составляющей может быть значительным только при использовании частот $f \sim 1,5 - 3$ МГц и $N \sim 10^3 - 10^4$ см⁻³, когда велико дифференциальное поглощение О и Н компонент ЧО сигналов в рассеивающем объеме.

Погрешность классической методики. Ранее (см. например [3]) при определении N полагали, что в (1) $P_1 = P_2 = 1$. Однако

расчеты показали, что при $f \leq 2$ МГц и $Z \geq 80$ км эти предположения существенно нарушаются ($P_1 \gg 1$, $P_2 > 1$).

Для исследования погрешности δ определения N , которая при этом наблюдается, выполнен численный эксперимент: по модели

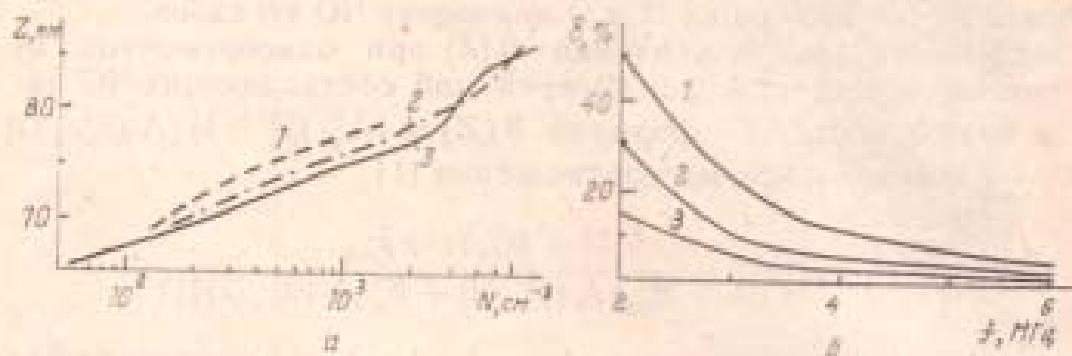


Рис. 1

$N(Z)$ (рис. 1, а, кривая 3) с помощью формулы (1) рассчитывались значения $B(Z)$ ($f=2-6$ МГц, $\tau_n=50$ мкс), которые затем применялись для вычисления приближенных значений \bar{N} (рис. 1, а, кривые 1, 2 для $f=2$ и 3 МГц соответственно), полученных при $P_1=P_2=1$. Исследуемая погрешность $\delta = (N - \bar{N})/N$.

Частотная зависимость δ для указанных условий на высотах $Z=78, 74, 70$ приведена на рис. 1, б (кривые 1, 2, 3 соответственно). Как видно, при невозмущенных значениях N в D — области $\delta_{\max} \approx 50\%$ наблюдается при $f=2$ МГц.

Алгоритм вычисления электронной концентрации ионосферы. Согласно формуле (1) алгоритм вычисления N такой: N определяется по известной методике половинного деления области задания функции; начальная область возможных значений искомой величины составляет $N=1-10^4 \cdot f^2$ (f — измеряется в МГц); используется плоско-слоистая аппроксимация ионосферы с толщиной слоя $\Delta Z \geq \sigma_{\text{th}}/4$. На малых высотах $Z \leq 70$ км при $f=2$ МГц, когда $(\omega - \omega_L)^2 \ll v^2$ (ω_L — продольная составляющая гирочастоты электронов), функция $B(N)$ в указанном интервале N может иметь два решения, однако истинное решение соответствует меньшему значению N . Если ЧО наблюдается только в области высот, где $N > 10^2 \text{ см}^{-3}$, то значение N на первой высоте может быть завышено относительно истинных значений, поэтому его надо отбрасывать.

Сопоставление результатов, полученных при помощи усовершенствованной и классической методик. На рис. 2 приведены профили $N(Z)$, определенные по экспериментальным значениям $B(Z)$ в г. Харькове без учета когерентной составляющей и рассмотренных эффектов (кривые 1) и по формуле (1) (кривые 2) ($a - 02.04.79$ г. $\chi=74^\circ$, $f=2,95$ МГц; $b - 30.07.81$ г. $\chi=81^\circ$, $f=2,541$ МГц (кривые 2, 1), 21.03.83 г. $\chi=75^\circ$, $f=2,56$ МГц (кри-

вые 2, 1); $\theta = 19.03.83$ г. $\chi = 54^\circ$, $f = 2,56$ МГц). Эти профили измерены при характерных зенитных углах Солнца χ для $f = 2,5-3$ МГц, $\tau_n = 25$ мкс. Как видно, при $N \sim 10^3-10^4$ см $^{-3}$, $f = 2-3$ МГц усовершенствованная методика определения N позволяет устранить погрешность классической методики, применение которой может приводить к систематическому занижению экспериментальных значений N при указанных условиях более, чем на 50 %.

В таблице даны экспериментальные значения $B(Z)$ и $\beta_{0,н}^2$ использованные при вычислении профилей $N(Z)$, показанных на рис. 2.

Таким образом, показано, что погрешность при использовании классической методики возникает, в основном, из-за пренебрежения дифференциальным поглощением нормальных волн в рассеивающем объеме и когерентной составляющей частично отраженных сигналов.

Предложен и апробирован по экспериментальным данным алгоритм определения электронной концентрации, свободный от указанных допущений.

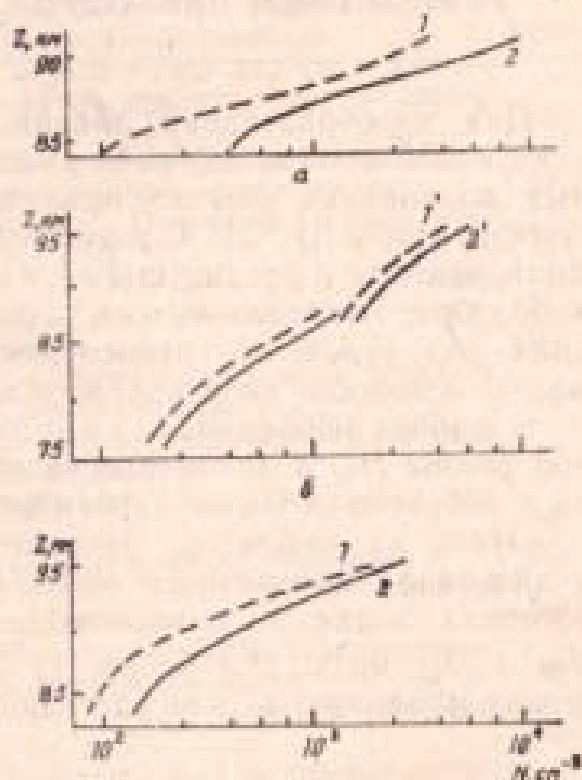


Рис. 2

02. 04. 79 07. 55				19. 03. 83 13. 50				21. 03. 83				17. 00/30. 07. 81				20. 00			
B	β_0^2	β_n^2	$Z, \text{ км}$	B	β_0^2	β_n^2	$Z, \text{ км}$	B	β_0^2	β_n^2	$Z, \text{ км}$	B	β_0^2	β_n^2	$Z, \text{ км}$	B	β_0^2	β_n^2	$Z, \text{ км}$
6,0	15	7,6	84	0,721	0	0	84	1,538	0	0	87	4,6	0	0	75				
4,2	11	7,7	87	0,682	0	0	87	0,807	0	0	90	2,88	0	0	78				
3,0	9	0,8	90	0,601	0	0	90	0,468	0	0	93	1,82	0	0	81				
1,5	0	1,8	93	0,441	0	0	93	0,29	0	0	96	1,45	0	0	84				

Список литературы: 1. Альберт Я. Л. Распространение электромагнитных волн в ионосфере. М., 1972, 563 с. 2. Flood W. A. Revised theory for Partial Reflection D region measurements//J. of Geophys. Researche. 1968. Vol. 73. P. 5886—5897. 3. Belrose J. S., Burke M. J. Study of the lower ionosphere using partial reflections//J. of Geophys. Researche. 1964. Vol. 69. P. 2799—2818.

Поступила в редколлегию 16.02.89