

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 флуктуаций  $N$ , когерентной составляющей ЧО сигналов; разработан алгоритм вычисления  $N(Z)$ , свободный от упомянутых пренебрежений; сопоставлены экспериментальные распределения  $N(Z)$ , определенные усовершенствованной и традиционными 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  $B(Z) = [\overline{A}_n^2 (\beta_o^2 + 1) / \overline{A}_o^2 (\beta_n^2 + 1)]$ , где  $\beta_{o,n}^2$  вычисляется из соотношения [1]

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

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

$$B(Z) = R(\nu) P_1 P_2 \exp \left\{ -4 \frac{\omega}{c} \int_0^z [x_n(Z) - x_o(Z)] dz \right\}, \quad (1)$$

где  $\nu$  — частота столкновений электронов с молекулами,  $R(\nu)$  — множитель, зависящий только от  $\nu$ ,  $P_1$  — множитель, характеризующий дифференциальное поглощение нормальных волн на вертикальном масштабе рассеивающего объема ( $L = c\tau_n/2$ )  $P_1 = Y_o \operatorname{sh} Y_n / Y_{\text{аш}} Y_o$  (получен в работе [2]),  $\tau_n$  — 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 флюктуаций  $P_2 = \exp \left\{ -\frac{\pi^2}{4} (n_o^2 - n_n^2) \right\}$  (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 ионосферы.

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<sup>-3</sup>, 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  $f \lesssim 2$  МГц и  $Z > 80$  км эти предположения существенно нарушаются ( $P_1 \gg 1$ ,  $P_2 > 1$ ).

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

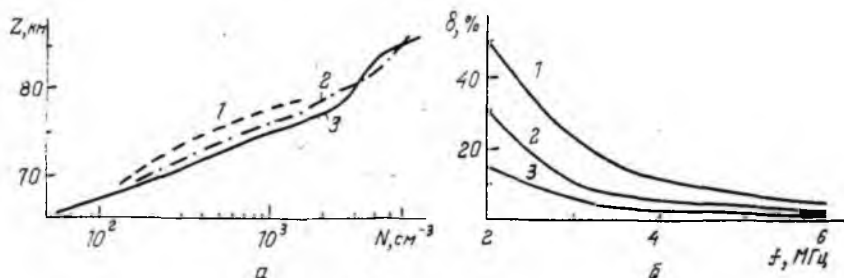


Рис. 1

$N(Z)$  (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  $N$  (рис. 1, а, кривые 1, 2 для  $f=2$  и 3 МГц соответственно), полученных при  $P_1=P_2=1$ . Исследуемая погрешность  $\delta = (N - \hat{N})/N$ .

Частотная зависимость  $\delta$  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  $\Delta Z \geq \sigma_{\tau n}/4$ . На малых высотах  $Z \leq 70$  км при  $f \sim 2$  МГц, когда  $(\omega - \omega_L)^2 \ll v^2$  ( $\omega_L$  — 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  $N > 10^2$  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) (а — 02.04.79 г.  $\chi=74^\circ$ ,  $f=2,95$  МГц; б — 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  $\chi$  для  $f = 2,5-3$  МГц,  $\tau_H = 25$  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 привести к систематическому занижению экспериментальных значений  $N$  при указанных условиях более, чем на 50 %.

В таблице даны экспериментальные значения  $B(Z)$  и  $\beta_{o,n}^2$ , 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.

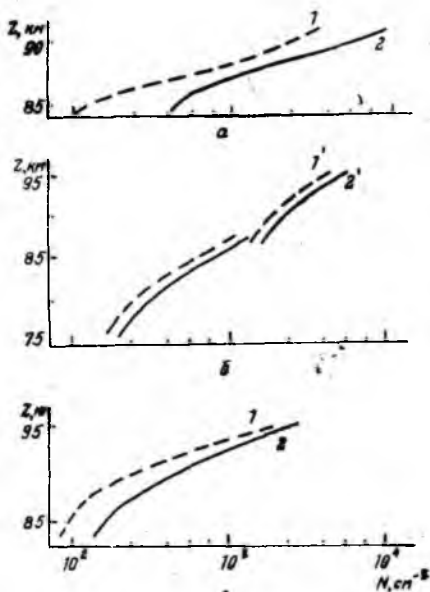


Рис. 2

02. 04. 79 07. 55				19. 03. 83 13. 50				21. 03. 83 17. 00				30. 07. 81 20. 00			
$B$	$\beta_o^2$	$\beta_n^2$	$Z, \text{ км}$	$B$	$\beta_o^2$	$\beta_n^2$	$Z, \text{ км}$	$B$	$\beta_o^2$	$\beta_n^2$	$Z, \text{ км}$	$B$	$\beta_o^2$	$\beta_n^2$	$Z, \text{ км}$

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. Альперт Я. Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. М., 1972, 563 с. 2. Flood W. A. Revised theory for Partial Reflection D region measurements//J. of Geophys. Researche. 1968. Vol. 73. P. 5885—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