

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНСКОЙ ССР  
КОМИССИЯ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ГЛАВНАЯ АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

ISSN 0321-4508

# КОСМИЧЕСКАЯ НАУКА И ТЕХНИКА



4

1989

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНСКОЙ ССР  
Комиссия космических исследований  
Главная астрономическая обсерватория

# КОСМИЧЕСКАЯ НАУКА И ТЕХНИКА

РЕСПУБЛИКАНСКИЙ МЕЖВЕДОМСТВЕННЫЙ  
СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

ОСНОВАН В 1986 Г.

ВЫПУСК

4

Киев  
Наукова думка  
1989

УДК 551.510.535

А. М. Гоков, В. А. Мисюра, Л. А. Пивень,  
Ю. П. Федоренко

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГРЕШНОСТИ  
ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ДРЕЙФА  
МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ  
ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ  
НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ ПО АНАЛИЗУ  
РЕГИСТРАЦИИ АМПЛИТУД  
ЧАСТИЧНО ОТРАЖЕННЫХ СИГНАЛОВ**

Методики пространственно-разнесенного и совмещенного приемов рассмотрены при учете параметров среды в рассеивающем объеме и когерентной составляющей частично отраженных сигналов. Оценены погрешности определения скорости дрейфа  $V$ , вызванные неточностью временных измерений, пренебрежением параметрами среды в рассеивающем объеме, когерентной составляющей принятых сигналов, флюктуирующей компонентной скорости дрейфа. Для повышения точности определения  $V$  рекомендуется использовать методику пространственно-разнесенного приема, измерять амплитуды обыкновенной поляризации с временной дискретизацией  $\Delta t \approx 0,1$  с на зондирующей частоте  $f \approx 2-3$  МГц. При этом для диаграмм направленности ДН (произведение ДН приемной антенны на ДН передающей антенны) с шириной около  $20^\circ$  по уровню  $e^{-1}$  погрешность составляет около 20%. Приведены результаты экспериментальной проверки методик.

**Разнесенный прием.** Для уменьшения погрешности при исследовании  $\bar{V}$  следует использовать обыкновенную компоненту ЧО-сигналов. Это обусловлено тем, что для обыкновенной компоненты, в отличие от необыкновенной, кажущиеся высоты ЧО-сигналов значительно меньше отличаются от истинных высот рассеяния [4]. Обозначим индексами 1 и 2 все величины, относящиеся к двум разнесенным по поверхности Земли приемным антеннам. Тогда связь коэффициента пространственно-временной корреляции  $\rho_{A_1^2 A_2^2}$  квадратов  $A_1$  и  $A_2$  с модулем коэффициента пространственно-временной корреляции  $\rho_{E_{s1} E_{s2}}$  рассеянных полей  $E_{s1}$  и  $E_{s2}$  имеет вид [5]:

$$\rho_{A_1^2 A_2^2}^{(v)} = |\rho_{E_{s1} E_{s2}}^{(v)}| \frac{|\rho_{E_{s1} E_{s2}}^{(v)}| + 2\beta_1 \beta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2 - \gamma)}{[(1 + 2\beta_1^2)(1 + 2\beta_2^2)]^{1/2}}, \quad (1)$$

где  $\beta_{1,2}$  — отношение энергий отраженной и рассеянной составляющих поля ЧО-сигналов определяется по методике, приведенной в [6];  $\varphi_{1,2}$  — фаза отраженных полей ЧО-сигналов;  $\gamma = \arctg(\text{Im} \rho_{E_{s1} E_{s2}} / \text{Re} \rho_{E_{s1} E_{s2}})$ . Однако при разнесениях  $\sim \lambda$  нетрудно показать, что  $\beta_1 \approx \beta_2 \approx \beta_3$ ,  $\varphi_1 - \varphi_2 - \gamma = 0$ , поэтому (1) упрощается к виду [7—9]

$$\rho_{A_1^2 A_2^2}^{(v)} = |\rho_{E_{s1} E_{s2}}^{(v)}| \frac{|\rho_{E_{s1} E_{s2}}^{(v)}| + 2\beta^2}{1 + 2\beta^2}. \quad (2)$$

При получении  $|\rho_{E_{s1} E_{s2}}^{(v)}|$  используем методику вычислений [3] и учтем отличие среды от вакуума в рассеивающем объеме. При этом для  $|\rho_{E_{s1} E_{s2}}^{(v)}|$  окончательно имеем

$$|\rho_{E_{s1} E_{s2}}^{(v)}| = \exp\left(-\frac{1}{4} \theta_s R_x^2\right), \quad (3)$$

где  $R_x = 2 \frac{\omega}{c} \left[ \left( V_x \tau - \frac{x_p}{2} \right)^2 + (V_y \tau)^2 \right]^{1/2} n$ ,

$V_x, V_y$  — составляющие  $\vec{V}$  по ортогональным осям  $x$  и  $y$ , лежащим в плоскости Земли;  $x_0$  — расстояние между приемными антеннами вдоль оси  $x$ ;  $\omega = 2\pi f$ ;  $c$  — скорость света в вакууме;  $n$  — действительная часть коэффициента преломления, которая характеризует влияние среды в рассеивающем объеме ЧО-сигналов;  $\theta_s$  определяется по интервалам автокорреляции флюктуаций  $A_0^2$  для двух частот или по радиусу пространственной корреляции флюктуаций  $A_0^2$ .

При разнесении на  $y_0$  приемных антенн вдоль оси  $y$

$$\rho_{A_1^2 A_2^2}^{(n)} = |\rho_{E_{s1} E_{s2}}^{(n)}| \frac{|\rho_{E_{s1} E_{s2}}^{(n)}| + 2\beta^2}{1 + 2\beta^2}, \quad (4)$$

где

$$|\rho_{E_{s1} E_{s2}}^{(n)}| = \exp\left(-\frac{1}{4} \theta_s^2 R_y^2\right),$$

$$R_y = 2 \frac{\omega}{c} \left[ (V_x \tau)^2 + \left( V_y \tau - \frac{y_0}{2} \right)^2 \right]^{1/2} n. \quad (5)$$

Из (2) и (4) нетрудно определить, что величина и направление (описываемое углом  $\xi$ ) скорости перемещения неоднородностей не зависят от  $\beta$ ,  $n$  и выражения для  $V$  и  $\xi$  совпадают с выражениями, приведенными в [2].

При осуществлении флюктуирующей составляющей скорости  $V_x$  и предположении  $n = 1$  для  $V$  получаем зависимость

$$V = \left[ \frac{x_0^2 y_0^2}{4(x_0^2 \tau_0^2 + y_0^2 \tau_x^2)} - \frac{4}{3} \frac{\bar{V}_s^2}{\theta_s^2} \right]^{1/2}. \quad (6)$$

Выражение для  $\xi$  в этом случае не изменяется. При  $\frac{\bar{V}_s^2}{V^2} \frac{1}{\theta_s^2} \ll 1$  и  $\tau_y = 0$  (или  $\tau_x = 0$ ) погрешность определения  $V$ , вызванная пренебрежением  $V_s$ , определяется выражением  $\eta_1 = -\frac{2}{3} \bar{V}_s^2 / (V^2 \theta_s^2)$ .

Для  $V \approx 50-100$  м/с можно положить  $(\bar{V}_s^2)^{1/2} / V = 0,05-0,1$ , что приводит при  $\theta_s = \theta_0 = 20^\circ$  (это значение  $\theta_0$  использовалось для всех последующих вычислений) к погрешности  $\eta_1 = -2...-5\%$ . Для меньших значений  $V$  погрешность будет больше (вектор  $\vec{V}$  совпадает с осью  $x$  и  $y$ ).

Погрешность определения  $V$  и  $\xi$  устанавливали также интервалом дискретизации  $\Delta t$  регистраций  $A(t)$ . Согласно оценкам при  $f = 2-3$  МГц и  $V = 10-100$  м/с необходимо, чтобы  $\Delta t \leq 0,1$  с. При этом погрешность определения  $V$  не превышает  $\eta_2 \approx 10\%$ . Для  $f = 5-6$  МГц такая же погрешность возможна только при  $\Delta t \approx 0,05$  с. Для  $f = 2-6$  МГц и  $\Delta t = 0,5$  с с такой погрешностью возможно определить только малые значения  $V \approx 10$  м/с.

**Совмещенный прием.** Если передающая и приемные антенны совмещены в пространстве, то из (2) или (4) получаем

$$V = \frac{cM}{\omega \theta_s \tau_x}, \quad (7)$$

где  $M = \{-\ln[-\beta^2 + V \beta^4 + e^{-1}(1 + 2\beta^2)]\}^{1/2}$ ;  $\tau_x$  — интервал корреляции  $\rho_{A^2}(\tau)$  по уровню  $e^{-1}$ . Как нетрудно определить из (7), погрешность определения  $V$ , обусловленная предположением  $\beta = 0$ , составляет  $\eta_3 = \frac{M - 1}{M} \sqrt{2}$ . При  $\beta^2 \approx 3-5$   $\eta_3 \approx 30\%$ , при  $\beta = 1$   $\eta_3 \approx 20\%$ . Заметим, что  $\eta_{3max} \approx 41\%$ . Таким образом, при  $\beta^2 \geq 1-3$ , что часто имеет место в эксперименте, учет когерентной составляющей ЧО-сигналов позволяет повысить точность определения  $V$  на 20-30%.

Погрешность определения  $V$ , обусловленная предположением о том, что в рассеивающем объеме  $n = 1$ , определяется из (7) выражением  $\eta_4 =$

$= 1 - \mu$ . Расчет  $\eta_4$  с использованием  $\nu$  (частота столкновений электронов с молекулами) и  $N$ , взятых соответственно из [10, 11], показан на рис. 1. Числа у кривых соответствуют  $f$  в МГц. Как видно, при  $z \leq 90$  км для  $f = 2-6$  МГц и при  $z \leq 100$  км для  $f = 4-6$  МГц величиной  $\eta_4$  можно пренебречь ( $\eta_4 \leq 4\%$ ). При  $z > 100$  км  $f = 2-3$  МГц,  $\eta_4 \geq 10-20\%$ .

Погрешность определения  $V$ , обусловленная неточностью измерения  $\tau_k$ , выводим из (7) выражением  $\eta_5 = \delta t / \tau_k$ ,  $\delta t = \Delta t / 2$ . В табл. 1 приведены расчетные значения  $\tau_k$  для  $\theta_s = \theta_0 = 20^\circ$  и  $\beta = 0$ . При  $\beta \gg 1$  ( $\geq 3-5$ )  $\tau_k$  увеличивается на 40%. Как видно из табл. 1, при  $f = 2-6$  МГц и  $V = 10-100$  м/с, как и в случае разносенного приема, необходимо, чтобы  $\Delta t \leq 0,1$  с. При  $\Delta t \leq 0,1$  с  $\eta_5 = 1-15\%$  для  $f = 2-3$  МГц, для  $5-6$  МГц  $\eta_5 \approx 3-30\%$ . При  $\Delta t = 0,5$  с и  $f = 2-6$  МГц возможно определить только малые значения  $V \sim 10$  м/с с погрешностью  $\eta_5 = 5-15\%$ . Если ширина эффективной диаграммы направленности обратно пропорциональна частоте, то погрешность определения  $V$  не зависит от частоты зондирования.

Погрешность определения  $V$ , обусловленная предположением  $(\bar{V}_s^2)^{1/2} \approx 0$  при  $(\frac{2}{3} \bar{V}_s^2 / (V^2 \theta_0^2)) \ll 1$ , определяется  $\eta_6 \approx -\frac{1}{3} (\bar{V}_s^2 / V^2 \theta_0^2)$ . При  $(\bar{V}_s^2)^{1/2} / V = 0,05 - 0,1$  и  $\theta_s = \theta_0 = 20^\circ$   $\eta_6 \approx 1 - 2,5\%$ .

**Результаты экспериментальной проверки.** Измерения ЧО-сигналов проводились с помощью системы частичных отражений Харьковского государственного университета в средних широтах ( $\varphi = 49^\circ N$ ,  $\lambda = 36^\circ E$ ) в различные сезоны года при разных зенитных углах солнца  $f$  (приемная и передающая антенны системы совмещены в одном пункте). (Для иллюстрации приводятся данные, полученные в трех экспериментах.) Частота зондирующих сигналов была  $f = 1,7-2,8$  МГц, интервал дискретизации  $\Delta t$  регистраций  $A(t)$  составлял 0,2 с (изучение радиопульсов длительностью  $\tau_U = 25$  мкс проводилось с частотой следования  $F = 5$  Гц, регистрация амплитуд  $A$  ЧО-сигналов велась на киноленту с последующей обработкой на полуавтоматической установке с выводом амплитуд  $A$  на перфоленту и обработкой на ЭВМ),  $\theta_s \approx 20^\circ$ . В табл. 2 указаны условия проведения экспери-

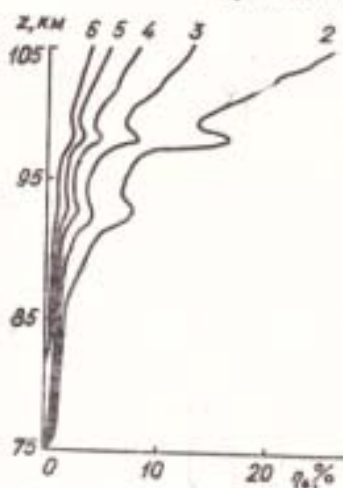


Рис. 1. Зависимость погрешности  $\eta_4$  от высоты для частот  $f = 2-6$  МГц (см. соответствующие числа у кривых)

Таблица 1. Расчетные интервалы автокорреляции  $\tau_k$ , с

$V$ , м/с <sup>-1</sup>	$f$ , МГц				
	2	3	4	5	6
10	4,850	2,236	2,437	1,954	1,618
50	0,075	0,647	0,485	0,391	0,324
100	0,485	0,324	0,243	0,195	0,162

ментов, значения  $\beta_2^0$  и  $\tau_k$ . Здесь же даны значения  $\eta_5$  для этих регистраций и ряда высот D-области ионосферы. Видно, что  $\eta_5$  составляет около 7-13%.

Высотные профили  $V$  (которые рассчитывались по (7)) для этих регистраций показаны на рис. 2 (кривые 1 — получены в предположении  $\beta = 0$ , кривые 2 — с учетом  $\beta$ ). Здесь же показаны высотные профили  $\eta_5$ . Значения  $\eta_5$  составляют 20-30%.

На рис. 3 показаны высотные профили  $N(z)$ , полученные в этих измерениях.

В заключение можно сделать следующие выводы.

1. Минимальная погрешность определения скорости дрейфа достигается при разносенном приеме. В этом случае она в основном определяется точностью измерения временных смещений максимумов функций пространственно-временной корреляции. Для уменьшения погрешности следует выполнять измерения амплитуды обыкновенной компоненты с временной дискретизацией  $\Delta t \leq 0,1$  с на частоте  $f \approx 2-3$  МГц. Погрешность при этом для

Таблица 2. Высотные зависимости  $\beta_0$ ,  $\tau_E$  и  $\eta_{\text{в}}$ , полученные с помощью метода частичных отражений

25.01.79 $\chi = 72^\circ$				30.07.81 $\chi = 81^\circ$				17.05.78 $\chi = 62^\circ$			
z, км	$\beta_0^2$	$\tau_E, \text{с}$	$\eta_{\text{в}}, \%$	z, км	$\beta_0^2$	$\tau_E, \text{с}$	$\eta_{\text{в}}, \%$	z, км	$\beta_0^2$	$\tau_E, \text{с}$	$\eta_{\text{в}}, \%$
72	1,80	0,9	11	74	0,440	0,95	10	74	1,30	1,25	8,0
75	1,20	1,1	9	76	0,400	1,00	10	77	1,30	1,35	7,5
78	0,70	1,3	8	78	0,660	1,25	8	80	0,90	1,30	7,0
81	0,95	1,1	9	80	1,100	1,40	7	83	1,10	0,95	10
84	1,20	1,2	9	82	0,050	1,10	9	86	1,05	0,90	11
87	1,60	1,4	7	84	0,905	0,95	10	89	0,93	0,82	13
				86	1,150	1,10	9				

разнесений между приемными антеннами, равными длине волны и скоростей 10—100 м/с, составляет 1—10 %. Применение более высоких частот нецелесообразно, поскольку для сохранения таких же величин погрешности в этом случае необходимо уменьшить  $\Delta t$ , что усложняет измерения. В то же время  $f \approx 2\text{—}3$  МГц обеспечивают измерения  $V$  во всей  $D$ -области.

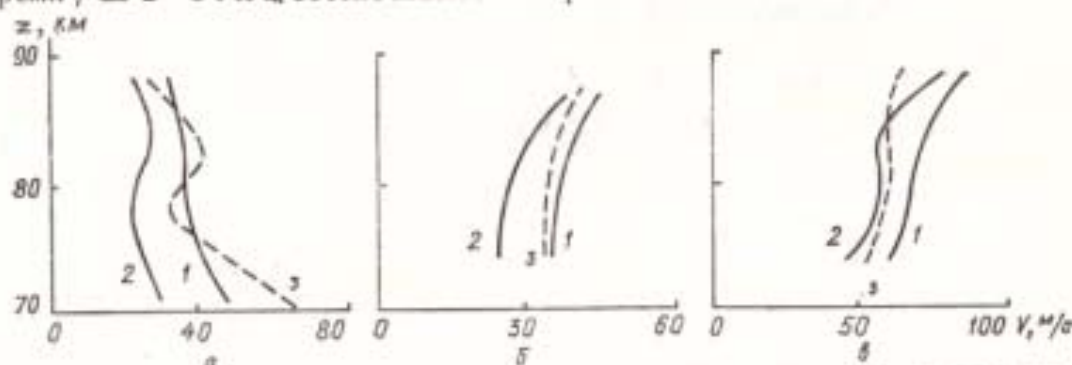
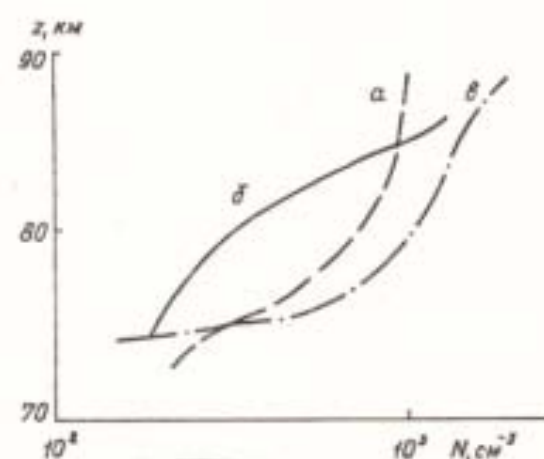


Рис. 2. Высотные профили  $V$ ,  $\eta_{\text{в}}$ , полученные 25.01.79 (а) ( $\chi = 72^\circ$ ), 30.07.81 (б) ( $\chi = 81^\circ$ ), 17.05.78 (г) ( $\chi = 62^\circ$ ); профиль  $V(z)$  получен: 1 — без учета  $\beta$ ; 2 — с учетом  $\beta$ ; 3 — профиль  $\eta_{\text{в}}$

2. При совмещенном приеме необходимо учитывать когерентную составляющую частично отраженных сигналов, что позволяет уменьшить погрешность определения  $V$  на 20—30 %. Для уменьшения погрешности методики следует выполнять измерения амплитуды обыкновенной компоненты с временной дискретизацией  $\Delta t \leq 0,1$  с на частоте  $f \approx 2\text{—}3$  МГц. Погрешность



при этом для  $\theta, \approx \theta_0 \approx 20^\circ$  и скоростей  $V \approx 10\text{—}100$  м/с на высотах  $z \leq 90$  км составляет около 1—15 %, а при  $z \geq 100$  км — около 10—35 %. Применение более высоких частот, как и при разнесенном приеме, нецелесообразно, поскольку это хотя и уменьшает погрешность, обусловленную допущением в рассеивающем объеме  $n(N, \nu) = 1$ , однако увеличивает

Рис. 3. Высотные профили плотности электронов, полученные в тех же измерениях, что и профили  $V(z)$  (рис. 2, а—г соответственно)

погрешность, обусловленную дискретизацией, и поэтому суммарная погрешность возрастает. Если ширина эффективной диаграммы направленности обратно пропорциональна частоте, то погрешность определения скорости дрейфа не зависит от частоты зондирования.

1. Гогов А. М., Пивень Л. А., Федоренко Ю. П. К определению электронной концентрации  $D$ -области ионосферы по амплитудным измерениям частично отраженных сигналов // Геомагнетизм и аэронавтика. — 1987. — 27, № 5. — С. 385—392.

2. Исследование дифракционной картины, возникающей на поверхности земли при обратном рассеянии радиоволн неоднородностями нижней ионосферы / Е. А. Бенедиктов, Л. В. Гришкевич, В. А. Иванов, Ю. А. Игнатъев // Изв. вузов. Радиофизика.— 1974.— 17, № 6.— С. 798—801.
3. О применимости метода обратного рассеяния радиоволн для изучения неоднородностей ионизации и их движений в ионосфере / Е. А. Бенедиктов, Л. В. Гришкевич, В. А. Иванов, Ю. А. Игнатъев // Геомагнетизм и аэрономия.— 1974.— 14, № 4.— С. 645—649.
4. К анализу частично отраженных сигналов / В. Н. Бондаренко, В. А. Мисюра, Л. А. Пивень, Ю. П. Федоренко // Геофиз. сб. АН УССР.— 1979.— Вып. 87.— С. 73—78.
5. Федоренко Ю. П., Пластинина А. В. Коэффициент пространственно-временной корреляции квадратов огибающих КВ сигналов // Геомагнетизм и аэрономия.— 1978.— 18, № 2.— С. 365—367.
6. Альерт Я. Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера.— М., Наука, 1972.— 563 с.
7. Гришкевич Л. В. К вопросу об изучении неоднородностей структуры ионосферы методом пространственно-разнесенного приема с малой базой // Геомагнетизм и аэрономия.— 1962.— 2, № 5.— С. 909—917.
8. Бунимович В. Н. Флуктуационные процессы в радиоприемных устройствах.— М.: Сов. радио, 1951.— 201 с.
9. Чеча В. А. Учет влияния когерентно отраженной части сигналов на его корреляционные свойства // Изв. вузов. Физика.— 1961.— № 4.— С. 17—22.
10. Belrose J. S. Radio wave probing of the ionosphere by the partial reflections of radio waves (from the heights below 100 km) // J. Atmos. Terrest. Phys.— 1970.— 32, N 4.— P. 561—596.
11. Комплексное исследование нижней ионосферы / В. А. Мисюра, Л. Б. Волкова, В. Т. Дымшиц и др. // Физика ионосферы.— М.: Наука, 1976.— С. 50—51.

Получено 30.01.84

УДК 550.388.2

В. Л. Дорохов, Л. А. Пивень, Ю. П. Федоренко,  
А. С. Шемет

### К ВОПРОСУ О ПРИРОДЕ ЧАСТИЧНО ОТРАЖЕННЫХ СИГНАЛОВ

На основе анализа экспериментальных результатов предполагается, что ниже  $z \approx 80$  км частично отраженные сигналы порождены флуктуациями электронной концентрации ионосферы, а выше  $z \approx 90$  км — флуктуацией частоты столкновений электронов с молекулами. При этом высотные распределения электронной концентрации определяются в области высот, где экспериментальные данные не описываются традиционной теорией частично отражений.

Вопрос о природе частично отраженных (ЧО) сигналов обсуждался различными авторами в течение ряда лет [2—4]. В настоящее время большинство исследователей полагают, что ЧО-сигналы порождены флуктуациями  $\delta N$  электронной концентрации  $N$  ионосферы. В этом случае высотные профили отношения средних квадратов амплитуд их необыкновенной  $A_u$  и обыкновенной  $A_o$  поляризаций имеют вид, приведенный для зондирующих частот  $f = 2—6$  МГц на рис. 1. Эти профили рассчитаны для длительности импульса  $\tau_u = 25$  мкс с использованием модельных высотных профилей  $N(z)$  и  $\nu(z)$  (частота столкновений электронов с молекулами) по формуле [3]:

$$\frac{\overline{A_u^2}}{\overline{A_o^2}}(z) = R(z) P(z) \exp \left[ -4 \frac{\omega}{c} \int_0^z (\kappa_u - \kappa_o) dz' \right], \quad (1)$$

где  $R(z) = \frac{|\Delta \epsilon_u|^2}{|\Delta \epsilon_o|^2}$ ;  $\Delta \epsilon_{o,u}$  — флуктуации диэлектрической проницаемости ионосферы  $\epsilon_{o,u}$ ;  $\kappa_{o,u}$  — мнимая часть  $\epsilon_{o,u}$ ;  $\omega = 2\pi f$ ;  $c$  — скорость света в вакууме;  $P(z) = \frac{Y_o \operatorname{sh} Y_u}{Y_u \operatorname{sh} Y_o}$ ;  $Y_{o,u} = \tau_u \omega \kappa_{o,u}$ .

Однако на практике на средних и высоких широтах на высотном профиле  $\overline{A_u^2}/\overline{A_o^2}$  в области высот  $z \approx 80—95$  км наблюдается не описываемый теорией второй максимум. На рис. 2 показан характерный экспериментальный профиль  $\overline{A_u^2}/\overline{A_o^2}$ , полученный в районе г. Харькова 30.07.81 г. в 9.30 при  $f = 2,583$  МГц,  $\tau_u = 25$  мкс.