

УДК 550.388.2

Ю. П. ФЕДОРЕНКО, канд. физ.-мат. наук, *В. Н. ФЕДОРЕНКО*

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПРОСТРАНСТВЕННОГО
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ИОНОСФЕРЫ
ПРИ ПОМОЩИ ЕЕ РАДИОПРОСВЕЧИВАНИЯ
С НАВИГАЦИОННЫХ ИСЗ**

При распространении радиоволн от ИСЗ к наземному измерительному пункту (ИП) их время запаздывания и доплеровское смещение частоты имеют дополнительные составляющие $\delta t_{и}$, $\delta f_{и}$, обусловленные ионосферой Земли.

Численные расчеты δf_n [1; 2], выполненные с использованием модели высотного распределения электронной концентрации $N(z)$, в которой величина N_m и высота z_m максимума ионизации скорректированы по данным сети станций вертикального зондирования, приблизительно согласовывались с результатами измерений на частотах 54 и 108 МГц. В расчетах учитывали полное электронное содержание по искривленному лучу, геомагнитное поле и др. Использование наиболее совершенных моделей N , например, «IRI» или значительно более простой «Ching and Chiu» позволяет повысить точность вычислений δt_n , δf_n . Однако даже после их корректировки по данным вертикального зондирования они имеют погрешность около 30 % [3] и не описывают неоднородную структуру N . Вместе с этим, например, волновые возмущения (ВВ) N с относительной амплитудой приблизительно 5...10 %, как будет установлено ниже, приводят к существенным (около 100 %) вариациям δf_n .

Таким образом, погрешность расчетных значений δt_n , δf_n только в абсолютно спокойной ионосфере составит около 30 %. В возмущенной ионосфере она существенно увеличится. При этом затраты машинного времени никак не оправданы низкой точностью вычислений, а повышение погрешности в результате пренебрежения, например, геомагнитным полем и искривлением радиолуча, гораздо ниже неопределенности, обусловленной неадекватностью используемой модели N . Поэтому в прикладных расчетах δt_n , δf_n в целях уменьшения объема вычислений следует применять различные упрощения. Это особенно правомерно для радиочастот более 100 МГц, которые выделены для навигационных и связных ИСЗ, таких, как «ТРАНЗИТ» ($f_1 \approx 150$, $f_2 \approx 400$ МГц), «НАВСТАР» ($f_1 \approx 1227$, $f_2 \approx 1575$ МГц). Величины δt_n , δf_n в этом случае с высокой точностью определяются полным электронным содержанием по спрямленному лучу N_L [4]:

$$\delta t_n(t) \approx \frac{a}{f} N_L; \quad (1)$$

$$\delta f_n(t) \approx \frac{a}{f} \frac{dN_L}{dt}, \quad (2)$$

где $N_L = \int_0^{R_n} N(R) dR$; $N(R)$ — распределение N вдоль спрямленного радиолуча R ; t , R_n — время пролета и местоположение ИСЗ; $a = e^2/(2\pi m_e c)$, e , m_e — заряд и масса электрона; c — скорость света в вакууме.

Цель статьи — разработка рекомендаций по использованию δt_n и δf_n в качестве индикатора состояния ионосферы.

Выполнен анализ зависимостей $\delta t_n(t)$, $\delta f_n(t)$ с использованием пространственного распределения N в виде суммы сферически-слоистого, градиентного и волнового слагаемых. На его основе предложена упрощенная модель N_L , позволяющая установить главные параметры пространственного распределения N . Она может применяться при построении экстраполирующих функций $\delta t_n(t)$, $\delta f_n(t)$, служащих для

компенсации ионосферных ошибок радиотехнических систем в период, когда аппаратурное их исключение из-за сбоев в работе приемных каналов оказывается невозможным.

Анализ зависимостей $\delta f_n(t)$, $\delta t_n(t)$. Для получения расчетных формул ионосферных составляющих $\delta f_n(t)$, $\delta t_n(t)$ предположим, что на время пролета ИСЗ пространственное распределение N аппроксимируется моделью

$$N = N(z) (1 + a_{\Gamma} l + d \delta \sin ml), \quad (3)$$

где $N(z)$ — высотное распределение N ; $a_{\Gamma} = \frac{\partial N}{\partial l} \frac{l}{N}$ — относительный горизонтальный градиент N вдоль линии, которую образуют точки пересечения радиолуча с высотой z ; l — длина этой линии, отсчитываемая от начального положения радиолуча в момент t_0 начала регистрации $\delta f_n(t)$ или $\delta t_n(t)$; $d = \Delta N/N$ — относительная амплитуда ВВ с горизонтальным периодом (вдоль l) L ; $m = 2\pi/L$; $\delta = 1$, $z_1 < z < z_2$; $\delta = 0$, $z_1 > z > z_2$. Таким образом, на высотах $z_1 < z < z_2$ значения N определяются сложением $N(z)$, линейным $N(z) a_{\Gamma} l$ и гармоническим $N(z) d \sin ml$ слагаемыми. В интервале высот $z_1 > z > z_2$ N задается только двумя первыми слагаемыми.

Выражение для l имеет вид

$$l = \int_{t_0}^t R \left[\frac{(1+b)v_{\gamma}^2}{(\cos^2 \gamma + b)} + v_e^2 \sin^2 \gamma \right]^{1/2} dt'; \quad (4)$$

$$R = R_s (-\cos \gamma + \sqrt{\cos^2 \gamma + b}); \quad (5)$$

$$b = 2z/R_s + z^2/R_s^2, \quad (6)$$

где R_s — радиус Земли; z — высота над ее поверхностью, v_{γ} , v_e — угловые скорости ИСЗ по зенитному углу γ и азимуту e .

Исследуем вначале зависимость $\delta f_n(R_s, \gamma, e)$, используя выражение для δf_n [5], которое в случае пренебрежения нестационарностью ионосферы можно записать как

$$\delta f_n = \frac{N}{f} [N_s v_{R_s} + \int_0^N (\nabla_{\tau} N \vec{v}_{\tau}) dR].$$

Здесь

$$(\nabla_{\tau} N \vec{v}_{\tau}) = v_{\gamma} \frac{\partial N}{\partial \gamma} + v_e \frac{\partial N}{\partial e}, \quad (7)$$

N_s — значение N в окрестности ИСЗ, v_{R_s} — его радиальная скорость.

В уравнении (7) от дифференцирования N по γ и e перейдем к дифференцированию по направлениям z и l :

$$\frac{\partial N}{\partial \gamma} = \frac{\partial N}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial \gamma} + \frac{\partial N}{\partial l} \frac{\partial l}{\partial \gamma};$$

$$\frac{\partial N}{\partial e} = \frac{\partial N}{\partial l} \frac{\partial l}{\partial e};$$

где

$$\begin{aligned}\frac{\partial z}{\partial \gamma} &= -\frac{R \sin \gamma}{1 + z/R_3}; \\ \frac{\partial N}{\partial t} &= N(z) (a_\Gamma + d \delta m \cos ml); \\ \frac{\partial t}{\partial \gamma} &= R; \quad \frac{\partial t}{\partial e} = R \sin \gamma.\end{aligned}$$

Окончательно для δf_n имеем

$$\delta f_n = \frac{a}{f} [N_{вв} v_{R_3} + I_1 + I_2 + I_3]. \quad (8)$$

Здесь

$$\begin{aligned}I_1 &= -v_\gamma R_3 \sin \gamma \left[N_{в.сл} - \cos \gamma \int_0^{z_B} \frac{\partial N}{\partial z} \frac{dz}{(\cos^2 \gamma + b)^{1/2}} \right]; \\ I_2 &= (v_\gamma + v_e \sin \gamma) \int_0^{z_B} a_\Gamma N(z) \beta(z) R(z) dz; \\ I_3 &= (v_\gamma + v_e \sin \gamma) dm \int_{z_1}^{z_2} N(z) \beta(z) R(z) dz; \\ \beta(z) &= (1 + z/R_3)/(\cos^2 \gamma + b)^{1/2};\end{aligned}$$

$N_{в.сл}$ — слоистая составляющая N на высоте z_B . Поскольку пространственное распределение N (3) имеет слоистое, градиентное и волновое слагаемые, то и ионосферную составляющую доплеровского смещения частоты δf_n (8) можно представить в виде суперпозиции слоистого $\delta f_{сл}$, градиентного δf_Γ и волнового δf_B слагаемых:

$$\delta f_{сл} = \frac{a}{f} \left\{ N_{в.сл} v_{R_3} - v_\gamma R_3 \sin \gamma \left[N_{в.сл} - \cos \gamma \int_0^{z_B} \frac{\partial N}{\partial z} \frac{dz}{(\cos^2 \gamma + b)^{1/2}} \right] \right\}; \quad (9)$$

$$\delta f_\Gamma \simeq \frac{a}{f} \left[N_{в\Gamma} v_{R_3} + a_\Gamma (v_\gamma + v_e \sin \gamma) \int_0^{z_B} N(z) \beta(z) R(z) dz \right]; \quad (10)$$

$$\delta f_B \simeq \frac{a}{f} [N_{вв} v_{R_3} + (v_\gamma + v_e \sin \gamma) dm \Delta z \bar{N}(\bar{z}) R(\bar{z}) \cos m\bar{l}], \quad (11)$$

где $N_{в\Gamma}$, $N_{вв}$ — градиентное и волновое составляющие N на высоте z_B ; \bar{N} , \bar{l} — средние значения N , l в интервале высот $z_1 < z < z_2$; $\Delta z = z_2 - z_1$ — толщина слоя с волновыми возмущениями N , $\bar{z} = (z_1 + z_2)/2$.

При получении (10) полагалось, что a_Γ — постоянно для всех высот z . Согласно расчетам первыми слагаемыми в (10), (11) можно пренебречь при всех значениях γ и z_B . Интегрирование в (9), (10) осуществляется до z_B только в случае, когда ИСЗ летит в ионосфере.

Для среднеорбитных ИСЗ с $z_b \approx 20000$ км верхний предел интегрирования следует заменить высотой примерно 800... 1000 км, выше которой значениями N можно пренебречь. Поэтому в уравнениях (9) — (11) для всех значений z_b можно положить $b \approx 2z/R_s$. Временную зависимость $\delta f_{\text{СЛ}}(t)$ исследуем с помощью параболической модели $N(z)$

$$N(z) = N_m \left[1 - \left(\frac{z - z_m}{z_m} \right)^2 \right]. \quad (12)$$

На рис. 1 показаны зависимости $\delta f_{\text{СЛ}}(t)$, рассчитанные для нее по (9) при $f = 150$ МГц, $z_b = 200 \dots 1000$ км (цифры у кривых). В расчетах использованы характерные для дневных условий $N_m = 2 \cdot 10^6$ см⁻³ и $z_m = 300$ км, время отсчитывалось от момента траверза (наибольшее приближение ИСЗ к ИПу), при интегрировании в (9)

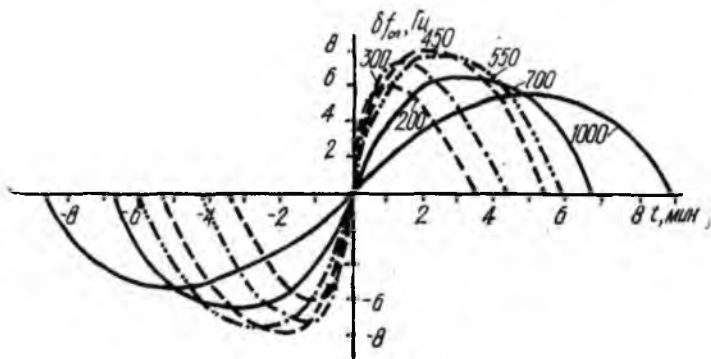


Рис. 1

полагалось $b = 2z/R_s$, вращением Земли пренебрегали, орбита ИСЗ аппроксимировалась окружностью с центром в центре Земли, плоскость орбиты проходила через вертикаль ИПа:

$$t = \frac{1}{\omega_b} \arcsin \left\{ \frac{\sin \gamma [-\cos \gamma + (\cos^2 \gamma + b_b)^{1/2}]}{(1 + z_b/R_s)} \right\},$$

где ω_b — угловая скорость ИСЗ относительно центра Земли, $b_b = b$ (6) при $z = z_b$.

Зависимость $\delta f_{\text{СЛ}}(t)$ для этих же значений N_m , z_m , но при $f = 1200$ МГц и $z_b = 20000$ км изображена на рис. 2, б (кривая 3).

Существенное уменьшение значений $\delta f_{\text{СЛ}}$ при переходе от низкоорбитных ($z_b \leq 1000$ км; $f \approx 150$ МГц) к среднеорбитным ($z_b \approx 20000$ км, $f \approx 1200$ МГц) ИСЗ обусловлено как увеличением f ($\delta f_{\text{СЛ}} \sim 1/f$), так и уменьшением полной скорости ИСЗ v в результате увеличения z_b , поскольку $\delta f_{\text{СЛ}} \sim v \sim (R_s + z_b)^{-1/2}$.

В слоистой ионосфере, как следует из анализа (9), вблизи траверза $\delta f_{\text{СЛ}} \sim \sin \gamma$, а вблизи радиовосхода и радиозахода $\delta f_{\text{СЛ}} \sim \sin 2\gamma$. Таким образом, для $\gamma = 0$, $\gamma = \pi/2$ $\delta f_{\text{СЛ}} = 0$ Гц.

При наклоне плоскости орбиты к вертикали ИПа на угол ξ значения $\delta f_{\text{СЛ}}$ будут пропорциональны $\cos \xi$. Поэтому максимальные величины $|\delta f_{\text{СЛ}}|$ наблюдаются при $\xi = 0$.

Используя модель N (3), для N_L получаем зависимость

$$N_L(z_n, \gamma, \varepsilon) = \int_0^{z_n} N(z) (1 + a_{\Gamma} l + d \delta \sin ml) \beta(z) dz.$$

Зависимость δt_n (1) в этом случае представляется в виде трех слагаемых

$$\delta t_n = \delta t_{\text{СЛ}} + \delta t_{\Gamma} + \delta t_B, \quad (13)$$

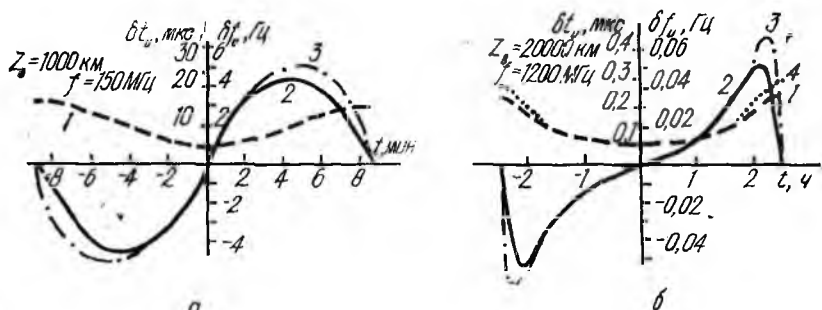


Рис. 2

где

$$\delta t_{\text{СЛ}} = \frac{a}{f^2} \int_0^{z_n} N(z) \beta(z) dz; \quad (14)$$

$$\delta t_{\Gamma} = \frac{aa_{\Gamma}}{f^2} \int_0^{z_n} N(z) l(z) \beta(z) dz; \quad (15)$$

$$\delta t_B = \frac{a}{f^2} \bar{N} d \sin(m\bar{l}) \Delta z \beta(z). \quad (16)$$

В уравнениях (14)–(16) все обозначения введены выше. На рис. 2, б показана зависимость $\delta t_{\text{СЛ}}(t)$, (кривая 4), рассчитанная по (14), (12) при $f = 1200$ МГц, $z_n = 20000$ км, $N_m = 2 \cdot 10^8$ см⁻³, $z_m = 300$ км, $v_e = 0$ с⁻¹.

Расчеты δt_n^a и δf_n по приведенным уравнениям можно выполнить с использованием произвольной глобальной модели N .

Определение параметров ионосферы. Для навигационных спутников, например, «Транзит», «Навстар» высоты орбит составляют около 1000 и 20000 км. На таких высотах при расчетах δt_n , δf_n можно пренебречь значениями N_n , распределение $N(R)$ заменить постоянной средней величиной \bar{N} , а N_L полагать пропорциональным величине \bar{N} и длине радиолуча «ИП–ИСЗ» в ионосфере $l_1 = (R_{\text{макс}} - R_{\text{мин}})$, где $R_{\text{макс}}$, $R_{\text{мин}}$ — наклонные дальности до верхней $z_{\text{макс}}$ и нижней $z_{\text{мин}}$

границ ионосферы. В этом случае N_L аппроксимируется (конечно, достаточно грубо) простой зависимостью $N_L = \bar{N} I_1$ (17). Здесь $I_1 = R_3 [(\cos^2 \gamma + b_1)^{1/2} - (\cos^2 \gamma + b_2)^{1/2}]$; b_1, b_2 определяется (6) при $z = z_{\text{макс}}$ и $z = z_{\text{мин}}$. Величина \bar{N} для произвольной модели $N(z)$ характеризуется значением N_m в области пересечения радиолуча с высотой z_m : $\bar{N} = k(\gamma) N_m$ (k — коэффициент пропорциональности, зависящий от γ).

Согласно модели N (3)

$$N_m = N_{m\text{сл}}(1 + a_{gm} l_m + d \sin ml_m), \quad (18)$$

где $a_{gm} = \frac{\partial N_m}{\partial l_m} \frac{1}{N_m}$ — относительный горизонтальный градиент N_m вдоль линии l_m , образованной точками пересечения радиолуча «ИП—ИСЗ» с высотой z_m , $N_{m\text{сл}}$ — значение N_m для сферически-слоистой ионосферы. Длина линии l_m отсчитывается от начального положения радиолуча в момент начала регистрации $\delta t_u(t)$ или $\delta f_u(t)$.

С использованием (17)

$$\delta t_u(t) \simeq \frac{a}{f^2} k N_m I_1; \quad (19)$$

$$\delta f_u(t) \simeq \frac{a}{f} k \left[N_m (I_3 v_\gamma) + \frac{\partial N_m}{\partial l_m} (I_1 I_2) \right], \quad (20)$$

$$\text{где } I_2 = R_m \left[\frac{v_\gamma^2 (1 + b_3)}{(\cos^2 \gamma + b_3)} + v_e^2 \sin^2 \gamma \right]^{1/2},$$

R_m, b_3 определяются уравнением (5), (6) при $z = z_m$; полагалось, что $k(\gamma) = \text{const}$.

Уравнение (20) получено с использованием выражения

$$\frac{dN_L}{dt} = k \left(N_m \frac{\partial I_1}{\partial t} + I_1 \frac{\partial N_m}{\partial t} \right),$$

в котором

$$\frac{\partial I_1}{\partial t} \frac{\partial I_1}{\partial \gamma} \frac{d\gamma}{dt} = I_3 v_\gamma;$$

$$\frac{\partial N_m}{\partial t} = \frac{\partial N_m}{\partial l_m} \frac{dl_m}{dt} = \frac{\partial N_m}{\partial l_m} I_2;$$

I_2 находится из (4) при $z = z_m$

$$\frac{\partial N_m}{\partial l_m} = N_m \text{сл} a_{gm} + N_{m\text{сл}} dm \cos ml_m. \quad (21)$$

Коэффициент $k(\gamma)$ в (19) можно получить по какой-либо модели $N(z)$. Для простейшей модели (12) при $\gamma = 0$

$$k(0) = \frac{4}{3} \frac{z_m}{(z_{\text{макс}} - z_{\text{мин}})}.$$

На рис. 2, а, б показаны зависимости $\delta t_u(t)$, $\delta f_u(t)$ (кривые 1, 2), рассчитанные по (19), (20) для сферически-слоистой ионосферы (полагалось $k(\gamma) = k(0)$, $a_{gm} = 0 \text{ см}^{-1}$, $d = 0$, $v_e = 0 \text{ с}^{-1}$, $N_m = 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, $z_m = 300 \text{ км}$, $z_{\text{мин}} = 100 \text{ км}$, $z_{\text{макс}} = 700 \text{ км}$) и по уравнениям (9), (14)

(кривая 3, 4 соответственно) с использованием параболической модели $N(z)$ (12). На рис. 2, а значения $\delta t_n(t)$, $\delta f_n(t)$ вычислены для $z_b = 1000$ км, $f = 150$ МГц, а на рис. 2, б — для $z_b = 20000$ км, $f = 1200$ МГц.

Как видно, кривые 2, 3 на рис. 2, а, б и кривые 1, 4 на рис. 2, б удовлетворительно согласуются между собой, что подтверждает справедливость аппроксимации N_L зависимостью (17) при упрощающем условии $k(\gamma) = k(0)$. Поскольку в сферически-слоистой ионосфере полное электронное содержание в вертикальном столбе N_0 постоянно, то N_L в ней определяется только углом γ , зависимость $\delta t_n(t)$ симметрична относительно оси ординат (кривые 1), а левая и правая

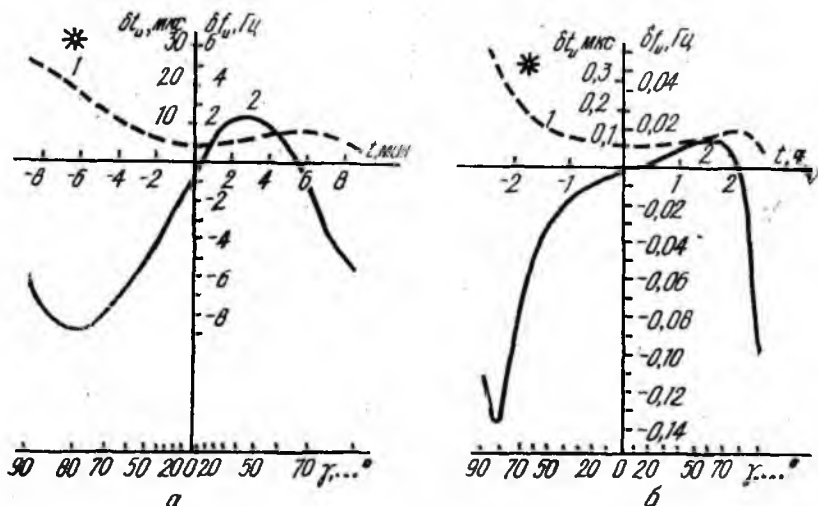


Рис. 3

ветви функции $\delta f_n(t)$ (кривые 2) при $\partial N_m / \partial l_m = 0$ будут отличаться только знаком, их амплитуда пропорциональна N_m , в момент траверза на радиовосходе и радиозаходе ИСЗ $\delta f_{сл} = 0$.

В реальной ионосфере существует горизонтальный градиент N_0 , он приблизительно пропорционален косинусу зенитного угла Солнца χ . Поэтому N_L при одних и тех же γ , но разных пространственных положениях радиолуча, соответствующих различным χ , могут существенно отличаться. При горизонтальном градиенте $\partial N_m / \partial l_m = \text{const}$ зависимости $\delta t_n(t)$, $\delta f_n(t)$ становятся несимметричными относительно оси ординат, $\delta f_n \neq 0$ Гц, если $\gamma = 0$ и $\gamma = \pi/2$ (см. рис. 3).

Пространственная гармоническая модуляция N_0 или ВВ ионосферы обуславливает гармоническую модуляцию функций $\delta t_n(t)$ и $\delta f_n(t)$ (рис. 4).

На рис. 2—4 расчеты выполнены для низкоорбитных ($z_b = 1000$ км, $f = 150$ МГц) и среднеорбитных ($z_b = 20000$ км, $f = 1200$ МГц) навигационных ИСЗ, для случая, когда плоскость орбиты проходит через

вертикаль ИПа, $v_e = 0 \text{ с}^{-1}$, $N_m = 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, $z_m = 300 \text{ км}$, $\partial N_m / \partial l_m = 7,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-4}$, полагалось, что волновые возмущения имели горизонтальный период $L = 300 \text{ км}$, относительную амплитуду $\delta N_m / N_m = 10\%$ и располагались в бесконечно тонком слое на высоте $z_m = 300 \text{ км}$.

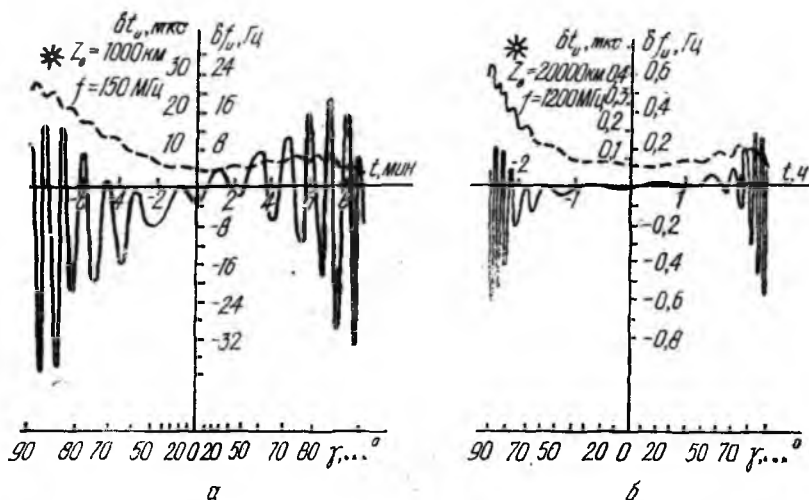


Рис. 4

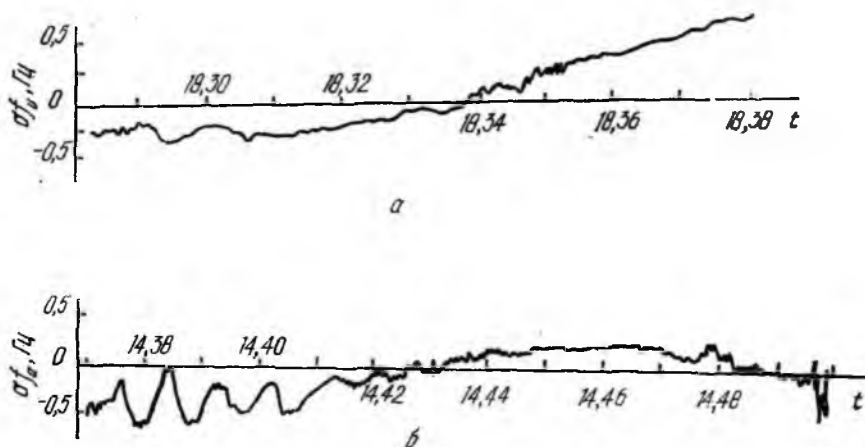


Рис. 5

Экспериментальные зависимости $\delta f_n(t)$ для $f \approx 150 \text{ МГц}$, $z_0 = 1000 \text{ км}$ приведены на рис. 5, а, б для спокойной ионосферы и при наличии в ней волновых возмущений N соответственно*.

Предложенная упрощенная модель N_L (17) при условии $k(\gamma) = k(0)$ позволяет описывать (см. рис. 2—4) все основные особенности экс-

* Получены в Харькове 15.05.87 и 15.01.87.

периментальных зависимостей $\delta f_n(t)$. Поэтому она может быть положена в основу при оценке параметров ионосферы N_m , $\partial N_m / \partial l_m$, $\partial N_0 / N_0$, L и других, применяться для компенсаций ионосферных ошибок измерений (с использованием (19), (20)) в период сбоев одного из когерентных каналов приемного устройства сигналов ИСЗ, когда их аппаратурное исключение невозможно.

Наиболее просто параметры ионосферы определяются по регистрациям $\delta t_n(t)$. Так, из уравнения (19) запишем

$$N_m(t) = \delta t_n(t) \frac{f^2}{\text{ак}(0) I_1} . \quad (22)$$

По этой зависимости при наличии на ней квазигармонической модуляции легко вычислить $\delta N_m / N_m$, а также период ВВ или их длину L вдоль l_m :

$$L = \frac{R_{\text{вв}}}{R_{\text{в}}} v T, \quad (23)$$

где $R_{\text{вв}}$, $R_{\text{в}}$ — наклонные дальности до ВВ и ИСЗ, v — полная скорость ИСЗ, T — период квазигармонических колебаний. После сглаживания проявлений ВВ на зависимости $N_m(t)$, например скользящим усреднением, она пригодна для оценки горизонтальных градиентов $\partial N_m / \partial l_m$ с использованием (4).

Оценить параметры ионосферы N_m , $\partial N_m / \partial l_m$, L , $\partial N_m / N_m$ можно также по регистрациям $\delta f_n(t)$. Формула для вычисления L прежняя (23), а для оценки $\delta N_m / N_m$ определяется из (20), (21):

$$\frac{\delta N_m}{N_m} \simeq \frac{|\delta f_n - \delta f_{\text{нсгл}}|_{\text{макс}} f}{\text{ак}(0) I_1 I_2 m N_{\text{мсл}}}, \quad (24)$$

где $\delta f_{\text{нсгл}}$ — сглаженные значения $\delta f_n(t)$, которые соответствуют δf_n в среде без ВВ; $N_{\text{мсл}}$ находится из уравнения, которое получим ниже.

Получим уравнения для оценки $N_{\text{мсл}}$ и $\partial N_m / \partial l_m$ по значениям $\delta f_{\text{нсгл}}(t)$ в двух моментах времени t_i , t_{i+1} . Для которых (20) представим так:

$$\begin{aligned} \delta f_{n i} &= \alpha_i \frac{\partial N_{m i}}{\partial l_m} + \beta_i N_{m i}; \\ \delta f_{n i+1} &= (\alpha_{i+1} + \xi_{i+1}) \frac{\partial N_{m i}}{\partial l_m} + \beta_{i+1} N_{m i}, \end{aligned} \quad (25)$$

$$\text{где } \alpha_i = \frac{a}{f} k I_{1i} I_{2i}; \quad \beta_i = \frac{a}{f} k I_{3i} v_{\text{вв}}; \quad \xi_{i+1} = \beta_{i+1} l_{m, i+1};$$

$l_{m, i+1}$ — длина l_m между пространственными положениями радиолучей в моменты i и $(i+1)$. При получении (25) предполагали, что

$$\partial N_{m i+1} / \partial l_m = \partial N_{m i} / \partial l_m.$$

Для условий, когда уравнения (25) являются линейно независимыми,

$$N_{mi} = \frac{\alpha_i \delta f_{ni} t_{i+1} - (\alpha_{i+1} + \xi_{i+1}) \delta f_{ni}}{D}; \quad (26)$$

$$\frac{\partial N_{mi}}{\partial l_m} = \frac{\delta f_{ni} \beta_{i+1} - \delta f_{ni+1} \beta_i}{D}, \quad (27)$$

где $D = \alpha_i \beta_{i+1} - (\alpha_{i+1} + \xi_{i+1}) \beta_i$.

В (22) — (27) следует задаваться значениями z_m , $z_{вв}$, т. е. для дневных условий полагать $z_m = z_{вв} = 300$ км.

Для регистрации $\delta f_{ni}(t)$, приведенной на рис. 5, а, получены значения $N_m \simeq 4 \cdot 10^5$ см⁻³, $\partial N_m / \partial l_m \simeq 1 \cdot 10^{-3}$ см⁻⁴.

Заметим, что при $\Delta t = t_{i+1} - t_i \ll 360$ с пространственное положение радиолучей в моменты t_i , t_{i+1} становятся настолько близкими, что ионосфера допускает плоско-слоистую аппроксимацию, при которой указанные измерения δf_{ni} , сгл i становятся линейно зависимыми. Поэтому для вычисления N_m и $\partial N_m / \partial l_m$ рекомендуется выбирать крайние значения зависимости δf_{ni} , сгл (t) .

Список литературы: 1. Lawrence R. S., Pasakony D. J. A digital ray-tracing program for ionospheric research // Space Res. 1961. Vol. 2. P. 258—276. 2. Tucker A. J., Fannin B. M. Analysis of ionospheric contribution to the Doppler — shift of SW signal from artificial Earth satellites // J. Geophys. Res. 1968. Vol. 73, No 13. P. 4325—4334. 3. Волкова Л. Б., Федоренко Ю. П. Сравнение погрешностей моделей электронной концентрации ионосферы «IRI» и «Ching and Chiu» // Ионосфер. исследования. 1987. № 42. С. 55—58. 4. Федоренко Ю. П., Федоренко В. Н., Кадочников И. В. Анализ наземных измерений ионосферной составляющей доплеровского смещения частоты сигналов искусственных спутников Земли // Радиотехника. 1987. Вып. 83. С. 102—109. 5. Мисюра В. А., Солодовников Г. К., Мигунов В. М. Измерения электронной концентрации верхней ионосферы при о мощи искусственных спутников Земли «Космос» // Косм. исследования. 1965. Т. 3, вып. 4. С. 595—603.

Поступила в редколлегию 07.06.88