

Министерство высшего и среднего специального образования
Р С Ф С Р

Горьковский орден Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиопизический институт (НИРФИ)

П р е п р и т № 256

ЛЧМ-ИОНОЗОНД И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ В ИОНОСФЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЯХ

Л.М.Ерухимов
В.А.Иванов
Н.А.Митяков
В.П.Урядов
В.А.Фролов
В.В.Шумаев

Горький 1988

Брухимов Л.М., Иванов В.А.⁺, Митяков И.А.,
Урядов Р.Д., Фролов В.А.⁺, Шумаев В.В.⁺

ЛЧМ-ИОНОЗОНД И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ В ИОНОСФЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ
// Препринт № 258. - Горький: НИРФИ. - 1988. - 42 с.

УДК 621.510.536

Рассмотрены вопросы распространения линейно-частотно-модулированных (ЛЧМ) сигналов в ионосфере. Сделаны оценки разрешающей способности ЛЧМ-ионозонда применительно к вертикальному (ВЗ) и наклонному (НЗ) зондированию ионосферы. Изложена методика применения ЛЧМ-сигналов для диагностики нижней ионосферы (Д-область) методом частичных отражений (МЧО) и представлены результаты зондирования. Описана функциональная схема работы ЛЧМ-ионозонда в режимах ВЗ (включая МЧО) и НЗ ионосферы. Проведено сопоставление импульсного и ЛЧМ ионозондов. Представлены результаты экспериментальных исследований наклонного зондирования ионосферы ЛЧМ сигналами на трассах протяженностью 220, 2700, 5830 км. Обсуждаются возможности применения ЛЧМ-ионозонда в задачах ионосферного распространения КВ.

⁺ Сотрудники Маривского политехнического института

Современные требования к уровню ионосферных исследований, выдвигаемые наукой и практикой, делают актуальной задачу разработки и внедрения новой диагностической техники, обладающей высокой разрешающей способностью, помехозащищенностью, лучшей электромагнитной совместимостью, меньшими масс-габаритными характеристиками и энергопотреблением по сравнению с традиционными методами исследования ионосферы, основанными на использовании простых, в частности, импульсных сигналов. Всем этим требованиям, на наш взгляд, удовлетворяет ЛЧМ-ионозонд, открывающий широкие возможности как для диагностики ионосферной плазмы, получения сведений о тонкой структуре ионосферы, так и решения специальных задач ионосферного распространения КВ.

В настоящей работе сделана попытка обобщить результаты проводимых совместно НИРФИ и МарПИ исследований по разработке и внедрению ЛЧМ-ионозонда на трассах вертикального (ВЗ) и наклонного (НЗ) зондирования ионосферы с целью практической реализации возможностей и преимуществ ионозонда с непрерывным излучением линейно-частотных модулированных сигналов.

Работа состоит из трех разделов. В первом разделе излагается методика вертикального и наклонного зондирования ионосферы непрерывными ЛЧМ-сигналами, рассматриваются основные положения теории распространения ЛЧМ-сигналов в регулярной ионосфере, обсуждаются возможности фазовых измерений. Рассматриваются условия применения ЛЧМ-сигналов для зондирования D-области методом частичных отражений с целью определения профиля электронной концентрации, скорости ветра и других характеристик.

Во втором разделе приводится функциональная схема и дается описание работы ЛЧМ-ионозонда. Рассматривается метод цифрового синтеза непрерывного ЛЧМ-сигнала.

В третьем разделе представлены некоторые результаты экспериментальных исследований ВЗ и НЗ ($\mathcal{D} \sim 220, 2700, 5830$ км) ионосферы с помощью ЛЧМ-ионозонда. Основное внимание уделено диагностическим возможностям ЛЧМ-зондирования ионосферы. Проведено сопоставление

с импульсным ионозондом.

В заключении сформулированы основные результаты работы и обсуждаются перспективы использования ЛЧМ-ионозонда в задачах ионосферного распространения КВ.

1. МЕТОДИКА ЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ НЕПРЕРЫВНЫМИ ЛЧМ-СИГНАЛАМИ

1.1. Вертикальное и наклонное зондирование регулярной ионосферы

Ислучаемый в ионосферу ЛЧМ-сигнал можно представить в виде

$$a_r(t) = a_0(t) \cos 2\pi(f_0 t + 0.5 \dot{f} t^2), \quad (1.1)$$

$$a_0(t) = \begin{cases} 1, & \text{если } f \in (f_a, f_b) \\ 0, & \text{если } f \notin (f_a, f_b) \end{cases}$$

f_a, f_b - начальная и конечная частоты излучения,

\dot{f} - скорость изменения частоты и $f = f_a + \dot{f} t$.

Произведение полосы сигнала на его длительность называют базой, которая в нашем случае для значений $f_a = 1$ МГц, $f_b = 30$ МГц, $\dot{f} = 10^4 \dots 10^6$ с⁻² составляет $\sim 10^8 \dots 10^{10}$.

Непрерывные сигналы с ЛЧМ при распространении в ионосфере испытывают дисперсионные искажения амплитуды и фазы, в результате база сигнала в полной мере при обработке не реализуется, реализуется лишь база элемента сигнала, для которого дисперсионные искажения ничтожно малы. В работе /1/ показано, что элемент сигнала с полосой частот $\Delta f_0 \approx 30 \dots 100$ кГц в диапазоне частот зондирования на трассе протяженностью ~ 3 т.км практически не испытывает дисперсионных искажений. База такого элемента сигнала при $\dot{f} = 10^4 \dots 10^6$ с⁻² будет составлять $10^3 \dots 10^6$. Именно в таком отношении по-видимому следует ожидать увеличения отношения сигнал/помеха зондирующего сигнала на выходе приемника по сравнению с отношением на входе.

Итак, предположим, что время распространения сигнала в ионосфере зависит от частоты зондирования, однако, для диапазона $(f_n - \Delta f_0/2, f_n + \Delta f_0/2)$, где f_n - наблюдаемая частота, такой зависимостью можно пренебречь. На излучение сигнала в этом диапазоне частот требуется затратить время $T_0 = \Delta f_0/\dot{f}$. За время T_0 разность частот принимаемого и излучаемого сигналов будет постоянной и составит (см. рис.1.1):

$$\bar{f} = \dot{f} t_{гр}. \quad (1.2)$$

Величина $t_{гр}$ - характеризует запаздывание "группы" частот диапазона Δf_3 и поэтому ее разумно назвать временем группового запаздывания сигнала на частоте f_n .

Полоса частот δF_3 , занимаемая элементом сигнала в различных частотах F , будет определяться величиной T_3 . Поэтому справедлива оценка:

$$\delta F_3 \approx \frac{1}{T_3} \quad (I.3)$$

Откуда неопределенность во времени группового запаздывания составит:

$$\delta t_{гр} = \frac{\delta F_3}{f} = \frac{1}{\Delta f_3} \quad (I.4)$$

Следовательно, интервал времени, на котором групповое запаздывание практически не меняется и будет определять разрешающую способность ЛЧМ-метода зондирования ионосферы по величине группового запаздывания.

Теперь, опираясь на эту упрощенную модель, получим основные амплитудно-фазовые соотношения для ЛЧМ-сигналов, прошедших через ионосферный слой, после их оптимальной обработки в приемной аппаратуре.

Пусть в приемной аппаратуре обрабатывается не весь излучаемый сигнал, а лишь сигнал, принимаемый на масштабе $(t_n - \Delta t/2, t_n + \Delta t/2)$,

где $\Delta t \ll T_3$. Поэтому нас будут интересовать характеристики сигнала на этом временном масштабе. Для решения поставленной задачи можно воспользоваться асимптотическим методом стационарной фазы (МСФ), который применяется в радиотехнике / 2 / при оценке спектров широкополосных сигналов и который полностью отвечает рассматриваемому приближению.

Определим вначале спектр излучаемого сигнала на масштабе частот $(f_n - \Delta f/2, f_n + \Delta f/2)$:

$$S(\omega) = \frac{1}{2} \int_{t - \Delta t/2}^{t + \Delta t/2} a_0(t) \cdot e^{i(\frac{\beta t^2}{2} - (\omega - \omega_0)t)} dt, \quad (I.5)$$

где $\beta = 2\pi f$, $\omega_0 = 2\pi f_0$.

Формула (I.5) предполагает, что диапазон частот занимаемый элементом сигнала $\Delta f_3 \ll f_n$.

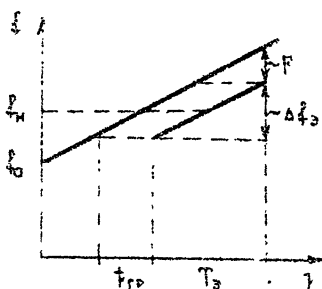


Рис. I.I

Условием применимости МСФ является соблюдение неравенства / 2 /:

$$\left| \frac{\beta}{2} \right| \gg \left(\frac{a_0'(\dot{t}_H)}{a_0(\dot{t}_H)} \right)^2, \quad (I.6)$$

которое в нашем случае выполнено, т.к. $a_0(\dot{t}_H) = 1$ и $a_0'(\dot{t}_H) = 0$, если конечно $\dot{t}_H \neq 0$ или $\dot{t}_H \neq (\xi_B - \xi_A) / \xi$. В рассматриваемом методе зондирования краевые эффекты не представляют интереса и поэтому мы их рассматривать не будем, учитывая это при обработке сигнала в приемнике.

Согласно / 3 / спектр зондирующего сигнала имеет вид:

$$S(\omega) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2\pi}{|\beta|}} e^{-i \left[\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\beta} \mp \frac{\pi}{4} \right]}, \quad (I.7)$$

где $\omega \in (\omega_H - \Delta\omega, \omega_H + \Delta\omega)$, $\Delta\omega \sim (2 \dots 3) \sqrt{|\beta|}$.

Выражение (I.7) справедливо, когда $\omega_H \gg |\Delta\omega|$. В формуле (I.7) знак минус соответствует $\beta > 0$, а плюс $-\beta < 0$.

Распространяясь в ионосфере, монохроматическая волна частотой ω ослабляется на фактор $R(\omega)$ и ее фаза сдвигается на величину $\mathcal{Y}(\omega)$. Поэтому спектр сигнала на входе приемника можно представить в виде:

$$S(\omega) = S(\omega_0) \cdot R(\omega) \cdot e^{-i\mathcal{Y}(\omega)}, \quad (I.8)$$

где $\omega \in (\omega_H - \Delta\omega, \omega_H + \Delta\omega)$.

Формула (I.8) и МСФ позволяют определить амплитуду и фазу колебания $a_s(\dot{t})$ в точке приема в моменты времени, близкие к \dot{t}_H :

$$a_s(\dot{t}) = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_H - \Delta\omega}^{\omega_H + \Delta\omega} S(\omega) \cdot e^{i\omega\dot{t}} d\omega, \quad (I.9)$$

Фаза подынтегральной функции равна:

$$\theta(\omega) = \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\beta} + \mathcal{Y}(\omega) - \omega\dot{t}, \quad (I.10)$$

Откуда уравнение стационарной точки имеет вид / 4 /:

$$\frac{d\theta}{d\omega} \Big|_{\omega = \Omega} = \frac{\Omega - \omega_0}{\beta} + \mathcal{Y}'_{\omega}(\Omega) - \dot{t} = 0, \quad (I.11)$$

или $\Omega = \omega_0 + \beta(\dot{t} - \dot{t}_{gp})$,

где $\dot{t}_{gp} = \mathcal{Y}'_{\omega}$ - время группового запаздывания.

В окрестности точки стационарной фазы:

$$\theta(\omega) \approx \theta(\Omega) + \frac{\theta''}{2} (\omega - \Omega)^2, \quad (I.12)$$

Выражение (I.12) справедливо при условии

$$\frac{\theta''(\Omega)}{6} (\Delta\omega)^2 \ll 2\mathfrak{F}, \quad (I.13)$$

которое эквивалентно неравенству:

$$\sqrt{|\dot{\theta}'|^3} \frac{d^2 \dot{\theta}_{\text{гп}}}{d\dot{\theta}^2} \ll 1. \quad (I.14)$$

Согласно оценкам / 4,5 /, выражение, стоящее в левой части не превышает 10^{-3} , поэтому можно считать, что условие (I.13) выполняется с хорошим запасом.

Нетрудно показать, что основной вклад в интеграл (I.9) будет давать окрестность стационарной точки $\omega = \Omega$ радиуса:

$$\Delta\omega \sim \sqrt{\frac{2\mathfrak{F}}{|\theta''|}} \sim 2\mathfrak{F} \sqrt{\dot{\theta}} \quad (I.15)$$

для которой $\Delta\omega / \omega \ll 1$. Поэтому, можно положить

$$R(\omega) \approx R(\Omega). \quad (I.16)$$

Итак, принимая для фазы разложение (I.12), а для амплитуды (I.16), для $\alpha_s(t)$ получим выражение / 4,5 /:

$$\alpha_s(t) \approx \frac{1}{2} R(\Omega) \exp\left\{-i\left(\frac{\beta(t^2 - t_{\text{гп}}^2)}{2} - \omega_{\alpha} t + \mathcal{Y}(\Omega)\right)\right\}. \quad (I.17)$$

Заметим, что уравнение (I.11) может иметь несколько решений Ω_k , т.е. несколько точек стационарной фазы, соответствующих, например, различным модам распространения сигнала. Если точки стационарной фазы удалены друг от друга на $\Delta\omega \gg 2\mathfrak{F} \sqrt{\dot{\theta}}$ (практически $\Delta\omega \sim 2\mathfrak{F} (2 \dots 3) \sqrt{\dot{\theta}} / 6$ /), то вместо (I.17) следует рассматривать сумму:

$$\alpha_s(t) \approx \frac{1}{2} \sum_{k=1}^n R(\Omega_k) \exp\left\{-i\left(\frac{\beta(t^2 - t_{\text{гп}k}^2)}{2} - \omega_{\alpha} t + \mathcal{Y}(\Omega_k)\right)\right\}. \quad (I.18)$$

Дальнейшее рассмотрение приведем для одной моды ионосферного сигнала.

В приемнике осуществляется корреляционная обработка принимаемого сигнала по формуле:

$$A_s(t) = \alpha_t \cdot \alpha_s^* \quad (I.19)$$

$$A_s(t) \approx \frac{1}{2} R(\Omega) \cdot e^{i\Phi(\Omega)}, \quad t \in (t_H - \Delta t/2, t_H + \Delta t/2), \quad (I.20)$$

где $\Phi(\Omega) = \theta_t - \theta_s = \mathcal{Y}(\Omega) + 0.5 \beta t^2_{\text{гп}}$

Для определения дистанционно-частотной характеристики ионо-

сферы в ЛЧМ-исонвондах измеряется спектр сигнала $A_s(t)$, за время $T_0 \approx T_s$. Поэтому вычислим его в мн:

$$S(A_s) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} R(\Omega(t)) \cdot e^{i\Phi(\Omega(t))} \cdot e^{-i\omega t} dt. \quad (I.21)$$

В данном случае $R(\Omega)$ будет определять закон амплитудной модуляции, а $\Phi(\Omega)$ - фазовой модуляции сигнала A_s - разностной частоты.

При учете движения среды фаза сигнала $A_s(t)$ будет не только функцией частоты, но и функцией времени, т.е. $\Phi = \Phi(\Omega(t), t)$. Поэтому уравнение стационарной точки для (I.21) будет иметь вид:

$$\frac{d\Phi}{dt} - 2\pi F = 0, \quad (I.22)$$

где $\frac{d\Phi}{dt} = \frac{\partial\Phi}{\partial t} + \frac{\partial\Phi}{\partial\Omega} \cdot \beta \approx \Omega_{gr} + \beta \dot{t}_{gr}$, ($\Omega_{gr} = 2\pi F_{gr}$ - доплеровское смещение частоты).

Здесь предполагалось, что $\frac{\partial t_{gr}}{\partial t} \sim \frac{V}{c} \ll 1$ (V - скорость движения плазмы в направлении траектории распространения волны).

Итак, уравнение стационарной точки имеет вид:

$$F = \dot{t}_{gr} + F_{gr}. \quad (I.23)$$

Следуя далее обычной методике МСФ, нетрудно показать / 4,5 /, что

$$S(A_s) \approx \frac{1}{2} R(\Omega(t_0)) \cdot e^{i\Phi(t_0)} \sqrt{\frac{2\sigma}{|\beta^2 \cdot \gamma^4|}} e^{\pm i\frac{\pi}{4}},$$

$$|S(A_s)| \approx \frac{1}{2} |R| \cdot \sqrt{\frac{2\sigma}{|\beta^2 \cdot \gamma^4|}}, \quad (I.24)$$

где t_0 - время, когда мгновенная частота F разностного сигнала A_s пробегает значение, определяемое выражением (I.23).

На выходе аппаратуры оценивается спектр сигнала $S(A_s)$ разностной частоты F . Предположение одномодового характера принимаемого сигнала позволяет утверждать, что на масштабе времени сигнал A_s разностной частоты будет носить квазигармонический характер с частотой F (I.23). Его полоса δF будет определяться величиной элемента сигнала T_s , т.е. составит

$$\delta F \approx \frac{1}{T_s}, \quad (I.25)$$

что создаст неопределенность в определении времени группового запаздывания, равную

$$\delta t_{gr} \approx \frac{1}{\Delta F_s}, \quad (I.26)$$

где $\Delta F_s = \dot{t}_{gr}$.

Неопределенность в t_{gr} вида (I.26) сохраняется и для многомодового сигнала. В этом случае оценка (I.26) будет определять раз-

решающую способность метода по модам распространения сигнала. На практике ее осуществляет анализатор спектра параллельного типа с элементами разрешения по частоте $\delta F = 1/T_3$.

Например, для того, чтобы получить разрешающую способность не хуже $\delta t_{гр} \approx 50$ мкс при $f = 10^5$ с⁻² необходимо иметь элементы разрешения по частоте не более $\delta F \approx 5$ Гц.

Минимальная полоса анализа (полоса пропускания приемника) будет определяться диапазоном задержек $\Delta t_{гр}$ всех мод сигнала за время его излучения, т.е.

$$\Delta F = f \Delta t_{гр} \quad , \quad (I.27)$$

который разбивается величиной δF на n - элементов.

Обычная методика определения по результатам ЛЧМ-зондирования зависимости $t_{гр} = t_{гр}(f)$ - дистанционно-частотной характеристики (ДЧХ) на основе соотношения (I.23) предполагает малость F_0 по сравнению с первым слагаемым. Как нетрудно видеть, это накладывает ограничения на величину f снизу. Дисперсионные свойства среды приводят к искажениям элемента сигнала с полосой $\Delta f_0 = f T_3$ и тем самым ограничивают величину f сверху. Для среднеширотных трасс обычно принимают 10^4 с⁻² $\leq f \leq 10^6$ с⁻².

При изменении зондирующей частоты спектр сигнала меняется: амплитуды спектральных компонент флуктуируют, перемещаются по оси частот F (из-за изменения $t_{гр}$ от f), одни компоненты при этом появляются, а другие исчезают. Поэтому для анализа результатов ЛЧМ-зондирования применяется так же, как и при импульсном, панорамное отображение данных в виде зависимостей $t_{гр}(f)$ - ДЧХ и $\sum_{k=1}^n \alpha_{ок} R_k(f)$ - АЧХ. (Методика обработки данных приведена в / 5 /)

Если кроме разностной частоты F проводить измерения фазы спектральных компонент разностного сигнала, то появляется возможность одновременно с величиной $t_{гр}(f)$ получать данные о доплеровской скорости перемещения уровней отражения, углах прихода и т.п. Действительно, согласно (I.24) фаза спектральной компоненты сигнала на разностной частоте с точностью до почти постоянного слагаемого определяется фазовым набегом φ элемента сигнала в ионосфере. Если сигнал $A_2(t)$ подвергается спектральному анализу с помощью БКФ-процессора, то наряду с амплитудным спектром имеется информация и о фазовом спектре. Пусть для i -ой спектральной компоненты разностного сигнала значение фазы равно Φ_i . При изменениях времени или частоты зондирования приращение фазы Φ_i будут практически совпадать с приращениями фазы из-за изменений свойств ионосферы, т.е.:

$$(\Phi_i)_2 - (\Phi_i)_1 \approx \mathcal{Y}_2 - \mathcal{Y}_1 . \quad (I.28)$$

Если, например, определяется приращение фазы Φ_i за небольшие промежутки времени $\Delta t \approx T_3$ (при $f_n = \text{const}$), то

$$\frac{1}{2\pi} \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} \approx \frac{1}{2\pi} \frac{d\mathcal{Y}}{dt} = F_{\text{доп}} . \quad (I.29)$$

Если же определяется приращение фазы Φ_i с изменением только частоты $f_{n2} = f_{n1} + \Delta f$, то при малых Δf :

$$\frac{1}{2\pi} \frac{\Delta \Phi}{\Delta f} \approx \frac{1}{2\pi} \frac{d\mathcal{Y}}{df} = t_{\text{гр}} . \quad (I.30)$$

Измерение разности фаз $(\Phi_i)_2 - (\Phi_i)_1$ спектральных компонент принимаемых на различные антенны сигналов, позволяет определять углы прихода и поляризационные характеристики сигналов.

Естественно, что для рассмотренных фазовых измерений необходимо использовать вместо одноструктурного, многоструктурный ЛЧМ-сигнал. Например, в / 7,8 / был предложен и реализован трех ячейный ЛЧМ-сигнал. Структура этого сигнала представлена на рис. I.2.

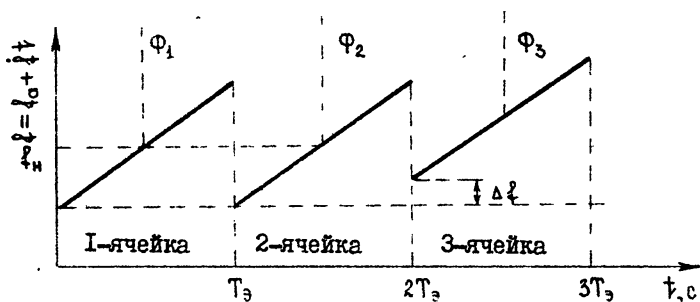


Рис. I.2

Здесь $\frac{\Delta \mathcal{Y}}{dt} = \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{T_3} = 2\pi F_0$, а $\frac{\Delta \mathcal{Y}}{\Delta f} = \frac{\Phi_3 - \Phi_2 - (\Phi_2 - \Phi_1)}{\Delta f} = 2\pi t_{\text{гр}}$.

При этом достигались точности измерений аналогичные точностям современных цифровых ионозондов.

Оценку помехозащищенности ЛЧМ-ионозонда можно получить сравнивая $S(\alpha_s)$ и $S(\lambda_s)$, отношение которых равно / 4 /:

$$\pi = \frac{|S(\lambda_s)|^2}{|S(\alpha_s)|^2} \approx \frac{1}{\left| \frac{1}{f} \frac{dt_{\text{гр}}}{df} \right|} , \quad (I.31)$$

при условии

$$\left| \frac{1}{f} \frac{dt_{\text{гр}}}{df} \right| \gg \left| \frac{\partial F_0}{\partial f} \right| . \quad (I.32)$$

Отношение m - естественно называть коэффициентом сжатия ДЧМ-сигнала по спектру. Как следует из (I.31) величина m тем больше, чем меньше $\dot{\varphi}$ и $|d\dot{\varphi}_{гр}/d\dot{\varphi}|$. При вертикальном зондировании (ВЗ) величина $|d\dot{\varphi}_{гр}/d\dot{\varphi}| \sim 10^{-8} \dots 10^{-10}$, а при наклонном (НЗ) - для углов падения $45^\circ \dots 80^\circ$, $|d\dot{\varphi}_{гр}/d\dot{\varphi}| \sim 10^{-9} \dots 10^{-12} / 4$. При таких значениях производной и $\dot{\varphi} = 10^5 \text{ с}^{-2}$ для m имеем следующие оценки: для ВЗ $m \sim 10^3 \dots 10^5$, для НЗ $m \sim 10^4 \dots 10^7$.

Более простую оценку для m можно получить, предполагая линейную модель $\dot{\varphi}_{гр}(\dot{\varphi})$ (которая более реальна на малых элементах $\Delta\dot{\varphi}$). В этом случае

$$m \approx \frac{\Delta\dot{\varphi}_э}{\delta F} \approx \frac{\Delta F}{\Delta\dot{\varphi}}, \quad (\text{I.33})$$

где ΔF - полоса спектрального анализа (полоса пропускания приемника,

$\Delta\dot{\varphi}$ - диапазон частот зондирующего сигнала.

Пусть на вход приемника действуют узкополосные помехи радиовещательных станций. В приемнике эти помехи трансформируются в широкополосные ДЧМ-сигналы с угловым ускорением $\dot{\varphi}$, которые создают на ДЧХ вертикальные линии. Например, если на входе приемника присутствует помеха:

$$n_n(t) = n_0 \cos \omega_n t, \quad (\text{I.34})$$

но на его выходе она имеет вид

$$n_n(t) = n_0 \cos [(\omega_n - \omega_0)t - 0,5 \beta t^2] \quad (\text{I.35})$$

В то же время полезный сигнал является "квазигармоническим"

$$A(t) \approx R(\dot{\varphi}) \cos 2\pi F \cdot t, \quad (\text{I.36})$$

где $F = \dot{\varphi}_{гр} + F_{доп}$.

За время $T_э$ мощность помехи распределяется на полосу частот так, что спектральная плотность ее мощности будет равна:

$$N_n = \frac{P_{пом}}{\Delta\dot{\varphi}_э}. \quad (\text{I.37})$$

Следовательно, на элемент δF будет приходиться мощность помехи:

$$(P_{пом})_{вых} = \frac{P_n}{\Delta\dot{\varphi}_э} \cdot \delta F = \frac{P_n}{m}. \quad (\text{I.38})$$

Откуда

$$\left(\frac{P_c}{P_n}\right)_{вых} = m \left(\frac{P_c}{P_n}\right)_{вх}. \quad (\text{I.39})$$

Итак, согласно (I.39) отношение сигнал/помеха на выходе ДЧМ-приемника повышается в m -раз, что позволяет существенно снизить

мощность излучения ЛЧМ-ионозонда по сравнению с импульсным.

1.2. Зондирование нижней ионосферы методом частичных отражений

Метод частичных отражений позволяет определять профили электронной концентрации, частоты соударений электронов с молекулами, скорость ветра, характеристики неоднородностей / 10 / и др. на высотах 60...100 км и является одним из основных наземных методов исследования D-области ионосферы. Однако, применяемые для ее диагностики импульсные сигналы мощностью 0,1...1 МВт создают возмущения ионосферной плазмы на высотах ~ 60...90 км, что отчасти приводит к ошибкам определения ионосферных параметров.

Применение для зондирования D-области сигналов с линейной частотной модуляцией позволяет реализовать известные из радиолокации преимущества сложных сигналов / 9 /. К ним относятся большой энергетический потенциал при малой мощности излучения, высокая электромагнитная совместимость, высокая разрешающая способность по дальности. Заметим, однако, что для достижения этих преимуществ к качеству ЛЧМ-аппаратуры, используемой в методе частичных отражений, предъявляются повышенные требования, которые подробно рассмотрены в монографии / 10 /.

В данной работе мы рассмотрим условия применения для зондирования D-области ионосферы ЛЧМ-сигналов и методику определения основных параметров: $N(h)$ и $\hat{V}(h)$ – профилей в этом случае.

Предположим, что излучаемый в ионосферу ЛЧМ-сигнал можно представить в виде:

$$a_p(t) = \cos 2\pi (f_a t + 0,5 \dot{f} \cdot t^2) . \quad (I.40)$$

Тогда сигнал частично отраженный от неоднородности, которая расположена на высоте $h = 0,5c \tau$ (τ – время распространения сигнала, можно представить соотношением:

$$a_{s_{0,x}}(t) = R_{0,x} \cdot P_{0,x} \cdot \cos 2\pi (f_a (t - \tau) + 0,5 \dot{f} (t - \tau)^2) , \quad (I.41)$$

где $P_{0,x} = \exp(-2 \int_0^h \kappa_{0,x} dh)$, $\kappa_{0,x}$ – показатель поглощения обыкновенной и необыкновенной волн, $\kappa_0 = \frac{\omega}{c}$,

$\omega = 2\pi f$, f – рабочая частота,

$R_{0,x}$ – коэффициент отражения обыкновенной и необыкновенной волны.

В наших упрощенных рассуждениях мы будем считать, что ЛЧМ-сигналы узкополосные, т.е. $\Delta f \ll f_0$ (где $\Delta f = \dot{f} \tau_u$, τ_u - длительность частотной развертки).

Предполагается, что отражающие неоднородности эшелонированы по высоте, тогда разность частот F_T сигналов (I.40), (I.41) в любой момент времени t однозначно определяет время распространения τ (и высоту отражения):

$$F_T = \dot{f} \tau \quad . \quad (I.42)$$

Например, для высот D-области ионосферы ($h = 50 \dots 100$ км) время распространения сигналов составляет 333...666 мкс и при $\dot{f} = 100$ кГц/с разностные частоты F_T будут находиться в диапазоне от 33 Гц до 66 Гц.

Из (I.42) можно по F_T определить высоту h до отражающей неоднородности:

$$h = \frac{F_T \cdot c}{2 \dot{f}} \quad . \quad (I.43)$$

Формирование сигнала разностной частоты осуществляется путем перемножения a_1 на a_2 в смесителе и выделения в сигнале $(a_1 \cdot a_2)_{0,x}$ низкочастотной составляющей $A_{0,x}(t)$ с помощью фильтра нижних частот.

Учитывая формулы (I.40) и (I.41) для $A_{0,x}(t)$ получим выражение:

$$A_{0,x}(t) = R_{0,x} \cdot \Pi_{0,x} \cos(2\pi F_T \cdot t + \mathcal{Y}_0) \quad , \quad (I.44)$$

где $\mathcal{Y}_0 = 2\pi(\dot{f}_n \cdot \tau - 0,5 \dot{f} \tau^2)$ - фаза колебания $A_{0,x}$.
Соотношение (I.44) показывает, что каждой высоте отражения в спектре сигнала $F_{0,x}[A_{0,x}]$ будет соответствовать составляющая на частоте $F_T(h)$ с амплитудой, равной $R_{0,x} \Pi_{0,x}$:

$$F_{0,x}[A_{0,x}] = R_{0,x} \cdot \Pi_{0,x} \quad . \quad (I.45)$$

Нетрудно заметить, что амплитуды спектральных составляющих $R_{0,x} \Pi_{0,x}$ несут ту же информацию о параметрах исследуемой D-области ионосферы, что и амплитуды отраженных импульсов при импульсном зондировании, с той лишь разницей, что высота отражения от неоднородностей здесь определяется не по времени запаздывания отраженного импульса ($t = 2h/c$), а по разностной частоте $F_T = \dot{f} \frac{2h}{c}$.

При импульсном зондировании разрешающая способность метода частичных отражений по высоте определяется вертикальными размерами импульсного объема:

$$\Delta h = \pm \frac{L}{2} = \pm \frac{c\tau_u}{2} = \pm \frac{c}{2\Delta f} \quad (I.46)$$

где $\Delta f = 1/\tau_u$.

Рассмотрим вопрос о разрешающей способности метода в случае применения ДЧМ-сигналов. Используя формулу (I.43), для высоты отражения h получим следующее соотношение:

$$h = \frac{cF_r \cdot \tau}{2\Delta f} \quad (I.47)$$

где $\Delta f = 1/\tau_u$.

Поскольку продолжительность отраженного сигнала на выходе приемника равна длительности частотной развертки, то его спектр будет занимать полосу частот $F_r \pm 1/\tau_u$. Этой полосе частот будет соответствовать некоторый пространственный объем с центром на высоте h и размером L , причем:

$$h \pm \frac{L}{2} = \frac{c\tau_u}{2\Delta f} \left(F_r \pm \frac{1}{\tau_u} \right) \quad (I.48)$$

Обозначим $L/2 = \Delta h$ и используя (I.47), из выражения (I.48) получим следующую оценку:

$$\Delta h = \pm \frac{c}{2\Delta f} \quad (I.49)$$

Если в отражении сигнала будут участвовать несколько неоднородностей, расположенных на высотах, отличающихся меньше, чем на Δh , то отраженные сигналы не будут различаться в приемной аппаратуре. Поэтому естественно величину, равную $\Delta h = \pm c/2\Delta f$ ($\Delta f = 1/\tau_u$) назвать разрешающей способностью по высоте.

Согласно (I.49) и (I.46), например, разрешающая способность при зондировании D-области сигналами с $\Delta f = 1/\tau_u = 100$ кГц будет такой же как и в случае применения импульсного сигнала длительностью 20 мкс.

Нетрудно показать, что оценку помехозащищенности ДЧМ-ионозонда можно получить на основе соотношения (I.33):

$$m = \frac{\Delta f}{\Delta F} \quad , \quad (I.50)$$

где $\Delta F = \dot{f} \tau_u$, ΔF - полоса пропускания приемника. Например, при $\Delta f = 100$ кГц и $\Delta F = 50$ Гц ($\dot{f} = 100$ кГц/с, $\tau_u = 1$ с) $m \approx 10^3$, т.е. при одинаковой разрешающей способности импульсного и ЛЧМ-ионозонда излучаемая мощность ЛЧМ-сигнала может быть на 3 - порядка меньше мощности излучения импульсного ионозонда. Как видно из (I.50) с ростом τ_u увеличивается помехозащищенность ЛЧМ-ионозонда. Однако в следствии перемещения отражающих неоднородностей могут возникнуть изменения частоты F_r (из-за эффекта Доплера), которые будут восприниматься как изменения в высоте отражающих неоднородностей. Чтобы не усложнять аппаратуру для исключения влияния эффекта разумно выбрать τ_u таким, чтобы отражающие неоднородности за время τ_u оставались почти неподвижными. Сделаем соответствующие оценки.

Рассмотрим два направления движения неоднородностей на заданной высоте h : горизонтальное со скоростью V и вертикальное со скоростью V' . При вертикальном перемещении отражающей неоднородности, частота отраженного сигнала меняется на величину $\pm 2 \frac{V'}{c} f$. В результате на выходе приемника разностная частота F_r также изменится на эту величину и будет составлять:

$$F_r + F_g \quad , \quad (I.51)$$

где $F_g = \pm 2 \frac{V'}{c} f$.

Второе слагаемое будем воспринимать как погрешность определения разностной частоты или высоты отражения:

$$\Delta h_g = \pm \tau \frac{f}{\dot{f}} = \pm \frac{\tau \cdot \dot{f} \tau_u}{\Delta f} \quad , \quad (I.52)$$

Погрешность $\Delta h_g > 0$, если \vec{V}' - направлена вверх и $\Delta h_g < 0$ - если вниз, при $\dot{f} > 0$.

Если для зондирования ионосферы одновременно используются сигналы с $\dot{f} > 0$ и $\dot{f} < 0$, то появляется возможность определения \vec{V}' и устранения ошибки Δh_g .

Оценки величины Δh_g в случае, когда зондирование осуществляется на частотах $f_1 = 3$ МГц и $f_2 = 6$ МГц, при $\Delta f = 100$ кГц и $V = 10$ м/с представлены в таблице I.I. Согласно этим данным длительность частотной развертки следует ограничить примерно 1 с.

При $\tau_u < 1$ с, очевидно, не требуется усложнять аппаратуру для

определения Δh_g .

Таблица I.I.

$d\zeta/dt$, кГц/с	10	50	100	1000
τ_u , с	10	2	1	0,1
$\Delta h_g(\zeta_1)$, км	3	0,6	0,3	0,03
$\Delta h_g(\zeta_2)$, км	6	1,2	0,6	0,06

При горизонтальном движении неоднородностей со скоростью V , на высоте, где происходит отражение зондирующей радиоволны, доплеровские частоты занимают полосу шириной $4 \frac{V \sin \theta_A}{c} \zeta$ (θ_A - полуширина диаграммы направленности антенны) с центральной частотой F_T . При $V = 100$ м/с и $\theta_A = 10^\circ$ получим $V \sin \theta_A = 20$ м/с, при $V = 50$ м/с - $V \sin \theta_A = 10$ м/с и для оценок уширения можем воспользоваться данными из таблицы I.I.

Коэффициент отражения R_0 в рассматриваемой модели можно выразить формулой Френеля:

$$R_{0,x} \approx \frac{\Delta n_{0,x}}{2} \approx 0,5 \frac{\partial n_{0,x}}{\partial N} \cdot \Delta N \quad (1.53)$$

где $\Delta n_{0,x}$ - флуктуационное приращение показателя преломления,
 ΔN - приращение электронной концентрации.

Учтем далее, что сигнал носит случайный характер, в силу случайности флуктуаций электронной концентрации и найдем среднеквадратичные значения:

$$\langle A_{0,x}^2 \rangle = |R_{0,x}|^2 \cdot \Pi_{0,x}^2 \quad (1.54)$$

где $|R_{0,x}|^2 = \left| \frac{\partial n_{0,x}}{\partial N} \right|^2 \langle (\Delta N)^2 \rangle$.

Отношение $\langle A_x^2 \rangle / \langle A_c^2 \rangle$ в этом случае будет равно:

$$A^2(h) = R^2(h) \cdot \Pi^2(h) \quad , \quad (I.55)$$

где
$$R^2 = |R_x|^2 / |R_0|^2 = \left| \frac{\partial n_x}{\partial N} \right|^2 / \left| \frac{\partial n_0}{\partial N} \right|^2 \quad ,$$

$$\Pi^2 = \exp(-4\kappa_0 \int_0^h \frac{(\alpha_x - \alpha_0)}{N} \cdot N dh) \quad .$$

В работе / 9 / показано, что вид коэффициента отражения $R_{0,x}$ зависит от модели области отражения (частичное отражение, объемное рассеяние) и будет отличаться от (I.5I) геометрическими факторами. Однако отношение $|R_x|^2 / |R_0|^2$ при условии не очень большого поглощения в объем рассеяния практически не зависит от модели и определяется соотношением (I.55).

Формула (I.55) позволяет определить профиль $N(h)$:

$$N(h) = \frac{\lg [R(h_2)/R(h_1)] - \lg [A(h_2)/A(h_1)]}{M(h)} \quad , \quad (I.56)$$

где $M = \frac{2 \lg e \cdot \kappa_0 (\alpha_0 - \alpha_x) \cdot \Delta h}{N}$, $\Delta h = h_2 - h_1$, $h = \frac{h_2 + h_1}{2}$, $h_{1,2}$ - две близких высоты, для которых измеряются величины $\langle A_{0,x}^2 \rangle$.

С середины шестидесятих годов для исследования движений в D-области ионосферы стал применяться метод пространственно-разнесенного приема частично отраженных радиоволн (см. / II /). Использование для зондирования ДЧМ-сигналов также позволяет реализовать данный метод при значительно меньшей мощности излучения.

Предположим, что поле частично отраженных радиоволн создает на поверхности Земли дифракционную картину, в которой условно можно выделить линии равной освещенности (см. рис. I.3). Вследствие движения неоднородностей эти линии будут перемещаться по поверхности Земли со скоростью \vec{V} , проходя через точки приема, расположенные, например, в вершинах равнобедренного прямоугольного треугольника с катетами (базами) x_0 и y_0 . Поэтому картина флуктуаций амплитуд сигналов в антеннах будет повторяться с некоторым сдвигом во времени $\tau_{x,y}$, который определяется скоростью перемещения дифракционной картины между приемными антеннами.

Если вычислить коэффициент кросс-корреляции амплитуд сигнала-

лов, принятых антеннами на базе x_0 по формуле:

$$\rho_A(x_0, \tau) = \frac{\langle A_1(\tau) \cdot A_2(\tau - \tau) \rangle - \langle A_1 \rangle \langle A_2 \rangle}{(\langle A_1^2 \rangle - \langle A_1 \rangle^2)^{0,5} \cdot (\langle A_2^2 \rangle - \langle A_2 \rangle^2)^{0,5}}, \quad (I.57)$$

где $A_{1,2}(\tau)$ — амплитуды сигналов в первой и второй антеннах соответственно.

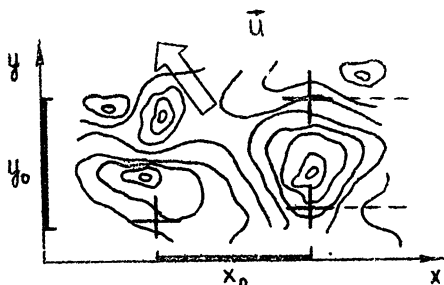


Рис. I.3

Максимум $\rho_A(x_0, \tau)$, естественно, будет смещен относительно начала координат на величину τ_x . Другой коэффициент корреляции $\rho_A(y_0, \tau)$ амплитуд сигналов, принятых на базе y_0 будет смещен на τ_y .

Согласно рис I.3 скорость перемещения линий равной освещенности в направлении базы x_0 равна:

$$(u_k)_x = \frac{u}{\cos \psi}, \quad (I.58)$$

где u — величина скорости движения дифракционной картины, ψ — угол между \vec{u} и направлением базы x_0 .

Аналогично, скорость перемещения в направлении базы y_0 составит:

$$(u_k)_y = \frac{u}{\sin \psi} \quad (I.59)$$

Принимая во внимание, что $(u_n)_x = \frac{x_0}{r_x}$, а $(u_n)_y = \frac{y_0}{r_y}$ получим

$$V = \frac{U}{2} = \frac{x_0 y_0}{\sqrt{x_0^2 r_y^2 + y_0^2 r_x^2}}, \quad \text{т.е. } \Psi = \frac{x_0 r_y}{y_0 r_x}. \quad (1.60)$$

Здесь учтено, что из-за сферичности волны, излучаемой наземным передатчиком, дифракционная картина движется со скоростью \bar{U} вдвое превышающей скорость \bar{V} перемещения самих неоднородностей. Использование для зондирования ЛЧМ-сигналов предполагает, что $r_n \ll r_{x,y}$, а для исключения поляризационного фидинга в приемной аппаратуре разделяются магнитоионные компоненты сигналов.

Можно показать, что для модели объемного рассеяния формулы для определения V и Ψ сохраняются, однако результаты измерений \bar{V} будут определять некоторую среднюю скорость неоднородностей в рассеивающем объеме. Поэтому при значительных вертикальных размерах объема могут возникнуть ошибки в определении V и Ψ , которые оказываются наиболее значительными в окрестности точки ветрового сдвига / 12 /. В этой связи более предпочтительным оказывается зондирование ионосферы ЛЧМ-сигналами, с помощью которых удастся получить предельно малые по вертикали объемы рассеяния.

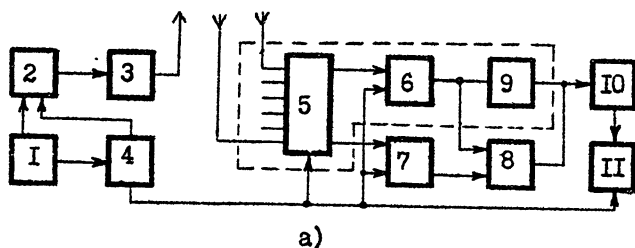
Размер базы x_0, y_0 между антеннами определяется пространственным радиусом корреляции для дифракционной картины, которая, как показали экспериментальные исследования / 13 /, увеличивается с уменьшением диаграммы направленности излучающей антенны. Оптимально поэтому проведение экспериментов по определению профиля ветра $\vec{V}(h)$ в D-области ионосферы с использованием излучающих антенн с $\theta_A \sim 10^\circ \dots 20^\circ$.

2. ЛЧМ-ИОНОЗОНД

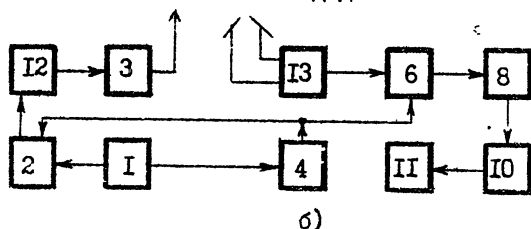
2.1. ЛЧМ-ионозонд для вертикального зондирования ионосферы

Функциональная схема ионозонда для вертикального зондирования ионосферы представлена на рис. 2.1а. ЛЧМ-синтезатор (2) формирует непрерывный частотномодулированный сигнал во всем КВ-диапазоне. Скорость изменения частоты имеет диапазон от 10^4 с^{-2} до 10^6 с^{-2} . Мощность излучения может достигать 100 Вт. Полоса про-

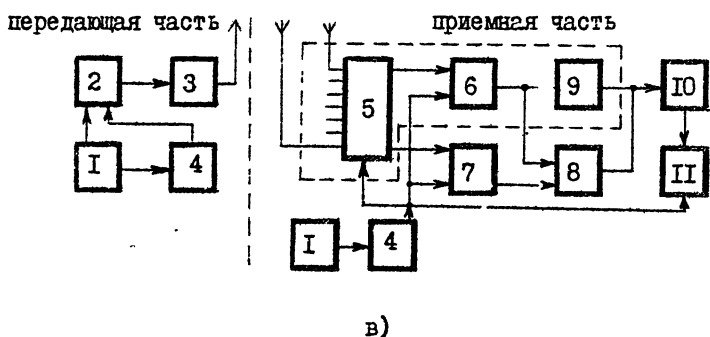
ЛЧМ-ионозонд для ВЭИ



ЛЧМ-ионозонд для МЧО



ЛЧМ-ионозонд для НЭИ



I - стандарт частоты, 2 - ЛЧМ-синтезатор, 3 - усилитель мощности, 4 - контроллер, 5 - антенный коммутатор, 6 - первый ЛЧМ-приемник, 7 - второй ЛЧМ-приемник, 8 - анализатор спектра типа С4-54, 9 - БИФ-анализатор спектра, 10 - накопитель на магнитной ленте, II - микро-ЭВМ, I2 - модулятор гауссовой огибающей, I3 - широкополосный фазовращатель на $\pm 90^\circ$.

Рис. 2.1

пускания приемника имеет значения 0,3 кГц и 1 кГц. Анализатор спектра типа С4-54 осуществляет оценку энергетического спектра разностного сигнала $A_s(\tau)$. Разностный сигнал также регистрируется на магнитофон (10), а ВЧХ отображается на дисплее микро-ЭВМ. Контролер (4) управляет работой ионозонда. ЛЧМ-ионозонд имеет незначительные габариты и вес, что определяет его мобильность и упрощает проведение экспериментов.

В настоящее время разрабатываются узлы ионозонда обведенные на рис. 2.1а пунктирной линией. Это позволит кроме ВЧХ и АЧХ осуществлять фазовые измерения и определять углы прихода волны, поляризацию, доплеровские скорости и т.д. Фаза разностного сигнала будет оцениваться с помощью БК-анализатора спектра, производящего вычисление амплитудного и фазового спектров в 1000 точках за 20 мс.

Дальнейшие разработки также направлены на создание ионозонда с минимально малой мощностью излучаемого сигнала. Одним из направлений работ является создание адаптивного ЧМ-зонда, закон модуляции частоты в котором определяется дисперсионными свойствами ионосферы.

2.2. ЛЧМ-ионозонд для диагностики D-области ионосферы методом частичных отражений

Функциональная схема ионозонда приведена на рис. 2.1б. Ионозонд работал на частоте $f = 5,75 \pm 0,05$ МГц и имел мощность излучения 1 кВт. Уровень шумов ЛЧМ-генератора в этом диапазоне частот был не хуже минус 75 дБ. Для уменьшения боковых полос в спектре сжатого сигнала применялась гауссова огибающая с длительностью 0,5 с на уровне 0,38. Излучался ЛЧМ-сигнал линейной поляризации с помощью ромбической антенны, а для приема использовалась антенная система НИРФИ. Развязка между поляризациями была не хуже минус 30 дБ.

2.3. ЛЧМ-ионозонд для наклонного зондирования ионосферы

Функциональная схема ионозонда представлена на рис. 2.1в. Диапазон рабочих частот ионозонда перекрывает КВ и УКВ-диапазоны. Скорость изменения частоты имеет диапазон от 10^4 до 10^6 с⁻².

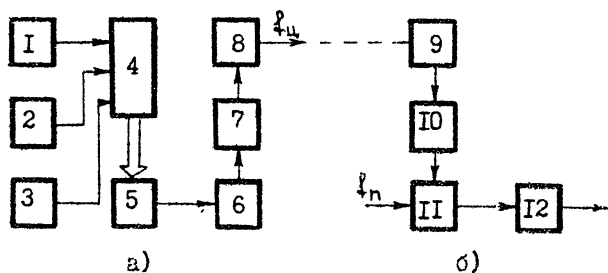
Усилители мощности двух типов обеспечивают диапазон излучаемых мощностей сигнала, необходимый для решения различных научно-исследовательских задач. Полоса пропускания приемника имеет значения 0,3 кГц, 1 кГц, 3 кГц и 10 кГц. ЛЧМ-ионозонд реализует необходимую разрешающую способность по амплитуде, времени группового запаздывания и по частоте.

Синхронизация пространственно-разнесенных частей ионозонда весьма просто может быть осуществлена с помощью зондирующего ЛЧМ-сигнала по методике разработанной авторами / 5 /.

БКФ-анализатор спектра предназначен для выполнения фазовых измерений, что позволит определять углы прихода, доплеровские скорости и др. Такие измерения планируются проводить на базе развертываемой НИРФИ и Мар.ПИ сети станций ЛЧМ-зондирования ионосферы. ЛЧМ-ионозонд из-за большого энергетического потенциала сигнала является незаменимым средством диагностики ионосферы на трассах большой протяженности.

2.4. ЛЧМ-синтезатор синусоидального сигнала

Цифровой синтезатор ЛЧМ-сигнала разработан в Марийском политехническом институте на базе изобретения / 14 /. Функциональная схема его представлена на рис. 2.2.



1 - блок задания режимов, 2 - блок вычислителя скорости изменения частоты, 3 - вычислитель кодов частоты, 4 - фазовый вычислитель, 5 - логический блок, 6 - ПЗУ, 7 - ЦАП, 8 - ФНЧ, 9 - однополосный модулятор, 10 - умножитель частоты, 11 - перемножитель сигналов, 12 - ФНЧ

Рис. 2.2

Основными узлами синтезатора являются: вычислитель (4) фазы \mathcal{U}_c и функциональный преобразователь (5,6) $\mathcal{U}_c \rightarrow \sin \mathcal{U}_c$.

Рассмотрим принцип метода и алгоритм работы синтезатора. Каждое вычисление \mathcal{U}_c и $\sin \mathcal{U}_c$ происходит с приходом тактирующего импульса. При этом фаза сигнала вычисляется по формуле:

$$\mathcal{U}_c = s \cdot p \frac{2\pi}{2^N} \quad , \quad (2.1)$$

где s – номер такта,

p – код частоты,

N – разрядность фазового вычислителя.

Вычислитель фазы строится по схеме накапливающего сумматора.

Цифровой функциональный преобразователь, обеспечивающий высокое быстродействие, построен на основе таблицы синусов, записанной в ПЗУ. В этом случае для обращения к ПЗУ приходится осуществлять квантование фазы \mathcal{U}_c синтезируемого сигнала с шагом $\Delta \mathcal{U}_k$. Поскольку для синусоиды достаточно задать таблицу ее значений на интервале $[0, \pi/2]$, то шаг $\Delta \mathcal{U}_k$ можно представить следующей формулой:

$$\Delta \mathcal{U}_k = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{2^k} \quad , \quad (2.2)$$

где k – число разрядов адресных входов ПЗУ ($k < N$).

ПЗУ соединяется с быстродействующим цифроаналоговым преобразователем (ЦАП).

Квантование по фазе и амплитуде при данном методе синтеза приводит к отклонениям формируемого сигнала от синусоидального и появлению в его спектре шумовых побочных составляющих, уровень которых можно оценить по формулам / 5 /:

$$\mathcal{D}_A(\Delta B) \approx -7 \cdot \epsilon \quad ; \quad \mathcal{D}_\varphi(\Delta B) \approx -6.8(k+1) \quad , \quad (2.3)$$

где $\mathcal{D}_{A,\varphi}$ – уровень амплитудных и фазовых шумов соответственно,
 ϵ – разрядность ЦАП.

Цифровой метод формирования ЛЧМ-сигнала предполагает ступенчатую аппроксимацию линейного закона модуляции. Рассмотрим в этой связи алгоритм работы синтезатора.

Предположим, что сигнал α_s приближается к идеальному ЛЧМ-сигналу, заданному следующей формулой:

$$a(t) = \sin 2\pi (f_a + 0,5 \dot{f} t) t \quad (2.4)$$

Пусть при $t = t_1$ фаза сигнала a_u , со ступенчатым законом модуляции, совпадает с фазой сигнала (2.4). Поэтому при $t > t_1$ рассматриваемый сигнал будет иметь вид (рис. 2.3):

$$a_u(t) = \sin \{ 2\pi [f_u(t - t_1)] + \mathcal{Y}_1 \} \quad (2.5)$$

где $\mathcal{Y}_1 = 2\pi (f_u \cdot t_1 + 0,5 \dot{f} t_1^2)$.

При $t > t_1$ фазы сигналов (2.4) и (2.5) будут меняться по следующим законам:

$$\mathcal{Y}_1 = 2\pi f_a (t + \tau) + \pi \dot{f} (t_1 + \tau) = \mathcal{Y}_1 + 2\pi f_a \tau + 2\pi \dot{f} t_1 \tau + \pi \dot{f} \tau^2, \quad (2.6)$$

$$\mathcal{Y}_u = 2\pi f_u \tau + \mathcal{Y}_1 \quad ,$$

где $\tau = t - t_1$.

Фазы двух сигналов равны снова, если τ удовлетворяет следующему уравнению:

$$0,5 \dot{f} \tau^2 + \dot{f} t_1 \tau - \Delta f \cdot \tau = 0, \quad (2.7)$$

где $\Delta f = f_u - f_a$.

Нетривиальное решение уравнения (2.7) имеет вид:

$$\tau_0 = \frac{\Delta f_0}{\dot{f}} \quad , \quad (2.8)$$

где $\Delta f_0 = 2(f_u - f_a)$, $f_a = f_a + \dot{f} t_1$.

Если через каждый интервал времени τ_0 менять частоту сигнала генератора на величину Δf_0 , получим ступенчатое приближение линейного закона модуляции. По условию $\mathcal{Y}_1 = \mathcal{Y}_u$ в момент переключения частоты фаза сигнала (2.5) не претерпевает разрывов, однако, внутри интервала появляется фазовая погрешность (рис. 2.3)

$$\theta(\tau) = \mathcal{Y}_u - \mathcal{Y}_1 = \Delta f_0 \cdot \tau - 0,5 \dot{f} \tau^2 \quad , \quad (2.9)$$

которая достигает своего максимального значения θ_m при $\tau = \tau_0/2$:

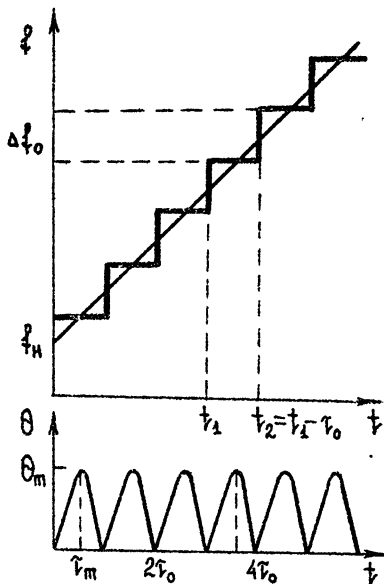


Рис. 2.3

Линейные изменения кода p в фазе \mathcal{F}_c (2.1) через интервалы времени τ_0 и будет приводить к синтезу ЛЧМ-сигнала при данном методе.

Современная элементная база позволяет формировать ЛЧМ-сигнал до частот ~ 10 МГц. Для обеспечения зондирования в КВ и УКВ - диапазонах необходимо было расширить диапазон синтезируемых частот. Для этих целей синтезатор был дополнен устройством, функциональная схема которого приведена на рис.2.2б. Сигналы с цифрового ЛЧМ-синтезатора поступают на однополосный модулятор (9), а затем частота сигнала умножается. С помощью частоты f_n "подставки" и ФНЧ спектр сигнала переносится в область нижних частот.

Синтезатор допускает введение в сигнал фазовой, частотной модуляции, что необходимо для осуществления адаптивного ионозонда.

3. ДИАГНОСТИКА ИОНОСФЕРЫ НЕПРЕРЫВНЫМИ ЛЧМ-СИГНАЛАМИ

3.1. Сравнение результатов импульсного и ЛЧМ-зондирования

В мае 1985 г. были проведены эксперименты по сравнению ре-

$$\theta_m = \frac{\pi}{4} \Delta f_0 \cdot \tau \quad (2.10)$$

Если, например, задать $\Delta f_0 = 1$ Гц, а $\tau_0 = 10$ мкс ($f = 100$ кГц/с), то $\theta_m = 4,5 \cdot 10^{-4}$. Эта погрешность будет создавать в спектре сжатого сигнала боковые "лепестки" на расстоянии 100 кГц с амплитудами не более 10^{-4} . Минимальный шаг Δf_0 определяется разрядностью N - фазового вычислителя.

Итак, сигнал со ступенчатым законом модуляции частоты, в котором при переключении частоты фазы сигнала не претерпевает разрывов, является практически хорошей моделью сигнала, с частотой, изменяющейся строго по линейному закону.

результатов зондирования ионосферы методом ВЗ с помощью импульсного ионозонда и ионозонда с непрерывным ЛЧМ-сигналом / 15 /. Оба ионозонда находились в непосредственной близости друг от друга. ЛЧМ-ионозонд имел следующие основные параметры: $f = 100$ кГц/с, $P \approx 50$ Вт, а импульсный $T_{\text{и}} = 100$ мкс и $P \approx 5$ кВт. Эксперименты проводились в п.Зименки (Горьковской области).

На рис. 3.1а,б приведены ионограммы ВЗ полученные одновременно импульсным и ЛЧМ-ионозондами, соответственно.

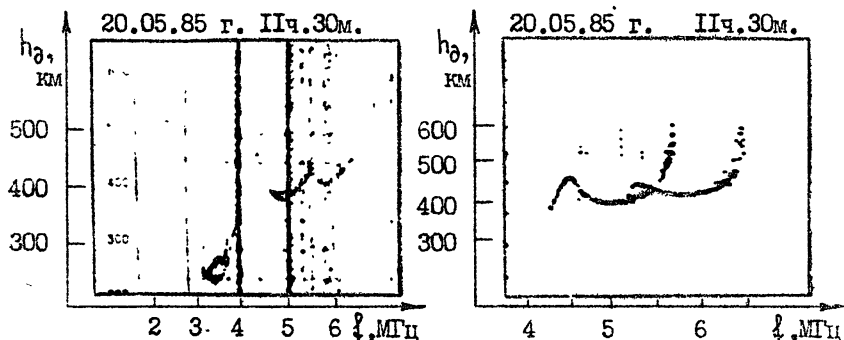


Рис. 3.1

Сравнивая ионограммы можно заключить, что ЛЧМ-ионозонд с мощностью излучения $P \approx 50$ Вт и $f = 100$ кГц/с обладает более высоким энергетическим потенциалом (ионограмма импульсного зондирования более "зашумлена") и лучшей разрешающей способностью, чем импульсный зонд с мощностью излучения $P \approx 5$ кВт и длительностью импульса 100 мкс. Этот вывод подтверждается результатами экспериментов / 16 /, где было получено, что ионограммы ЛЧМ-ионозонда с $P \approx 20$ Вт близки по качеству к ионограммам импульсного зонда с $P \approx 10$ кВт. В разделе I показано, что использование фазовых измерений при ЛЧМ-зондировании позволит дополнительно получить информацию об углах прихода и доплеровских скоростях уровней отражения, что планируется реализовать нами в ближайших экспериментах, дополнив ионозонд БКФ-анализатором спектра.

Эксперименты по сравнительному анализу профилей электронной концентрации в Д-области ионосферы методом частичных отражений, полученных с помощью импульсного и ЛЧМ-зондирования проводились в мае 1985 г. в том же месте.

Импульсный зонд, используемый в НИРФИ для проведения регу-

лярных наблюдений за D-областью ионосферы, работал на частоте $f = 2,95$ МГц импульсами длительностью $\tau_u = 50$ мкс и мощностью $P = 100$ кВт.

ЛЧМ-ионозонд работал на частоте $f = 5,75 \pm 0,05$ МГц импульсами с гауссовой огибающей длительностью 0,5 с на уровне 0,38 и мощностью 1 кВт. Описание ионозонда приведено в разделе I.

Излучение линейно-поляризованного ЛЧМ-сигнала осуществлялось с помощью ромбической антенны, а для приема использовалась антенная система НИРФИ, состоящая из 48 пар взаимно-ортогональных диполей, что в совокупности с широкополосным фазовращателем позволило выделить в принимаемом сигнале круговые поляризации соответствующие магнито-ионным компонентам.

На рис. 3.2 представлены профили электронной концентрации, полученные при ЛЧМ (кривая 2) и импульсном (кривая 1) зондировании.

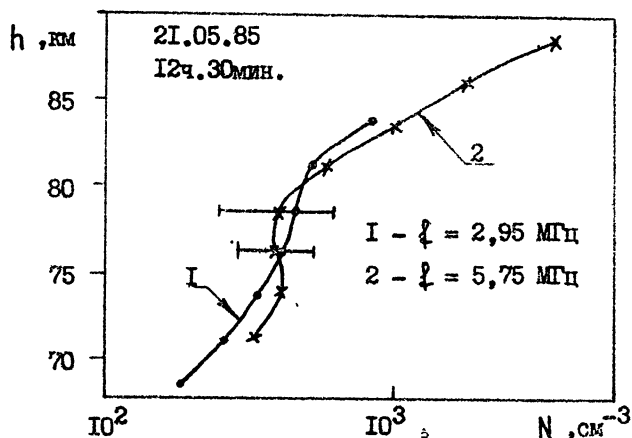


Рис. 3.2

Следует отметить большое сходство профилей, полученных с помощью различных зондов. Отличие диапазонов определения N связано со спецификой метода частичных отражений при зондировании на различных частотах.

Проведенный таким образом анализ показал большую достоверность $N(h)$ - профилей, полученных при ЛЧМ-зондировании ионосферы. Учитывая это, а также значительно меньшие, чем у импульсного зонда габариты, вес, энергопотребление, можно ожидать, что ЛЧМ-ионозонд в ближайшее время найдет в нашей стране широкое при-

менение для диагностики D-области ионосферы методом частичных отражений.

3.2. Диагностика ионосферы ЛЧМ-сигналами на широтных трассах протяженностью 220 км и 2700 км

Известно, что в ионосфере существуют неоднородности электронной концентрации различных масштабов от долей метра до сотен и тысяч километров, механизм образования которых обусловлен различными причинами, включая неустойчивости различного типа, возникающие в системе поток заряженных частиц-плазма, источники ВГВ, связанные с высыпанием частиц в высокоширотной ионосфере, прохождением терминатора и другие. Сложность решения задачи дистанционного зондирования неоднородной ионосферы радиофизическими методами предъявляет повышенные требования к разрешающей способности диагностической аппаратуры. В этой связи представляется актуальным использование для зондирования спокойной и возмущенной ионосферы ЛЧМ-ионозонда. Такие эксперименты были проведены в феврале 1986 г. на трассе Эженки (Горьковская область) - Йошкар-Ола, протяженностью ~ 220 км / I7 / и охватывали широкий круг решаемых задач. Например, благодаря ЛЧМ-ионозонду были обнаружены и исследованы новые физические эффекты искусственного теплового воздействия на ионосферу / I7 /.

Большое внимание было уделено так же исследованию перемежающихся ионосферных возмущений (ПИБ). На рис. 3.3 в качестве примера приведены ДЧХ, которые с одной стороны иллюстрируют высокую разрешающую способность ЛЧМ-ионозонда при регистрации слабых ПИБ, занимающих частотный диапазон ~ 10 кГц (рис. 3.3 а), а с другой - показывают влияние на ДЧХ сильных ПИБ (рис. 3.3 б), вызывающих существенное искажение ионограмм. Сопоставление ионограмм НЗ и ВЗ, регистрируемых в середине трассы с помощью станции импульсного зондирования "Базис", показывает, что ПИБ, регистрируемые на ионограммах НЗ не всегда наблюдаются на ионограммах ВЗ. Возможно это связано как с недостаточной разрешающей способностью станции "Базис", так и с пространственной ориентацией ПИБ, когда прием отраженных от ионосферы сигналов осуществляется не с основного направления, а с направления, соответствующего условию зеркального отражения с учетом искажения ПИБ профиля электронной концентрации регулярной ионосферы. В этой связи представляется необходимой информация о фазе, доплеровских скоростях, углах прихода и поляризации отраженных ЛЧМ-сигналов, методика

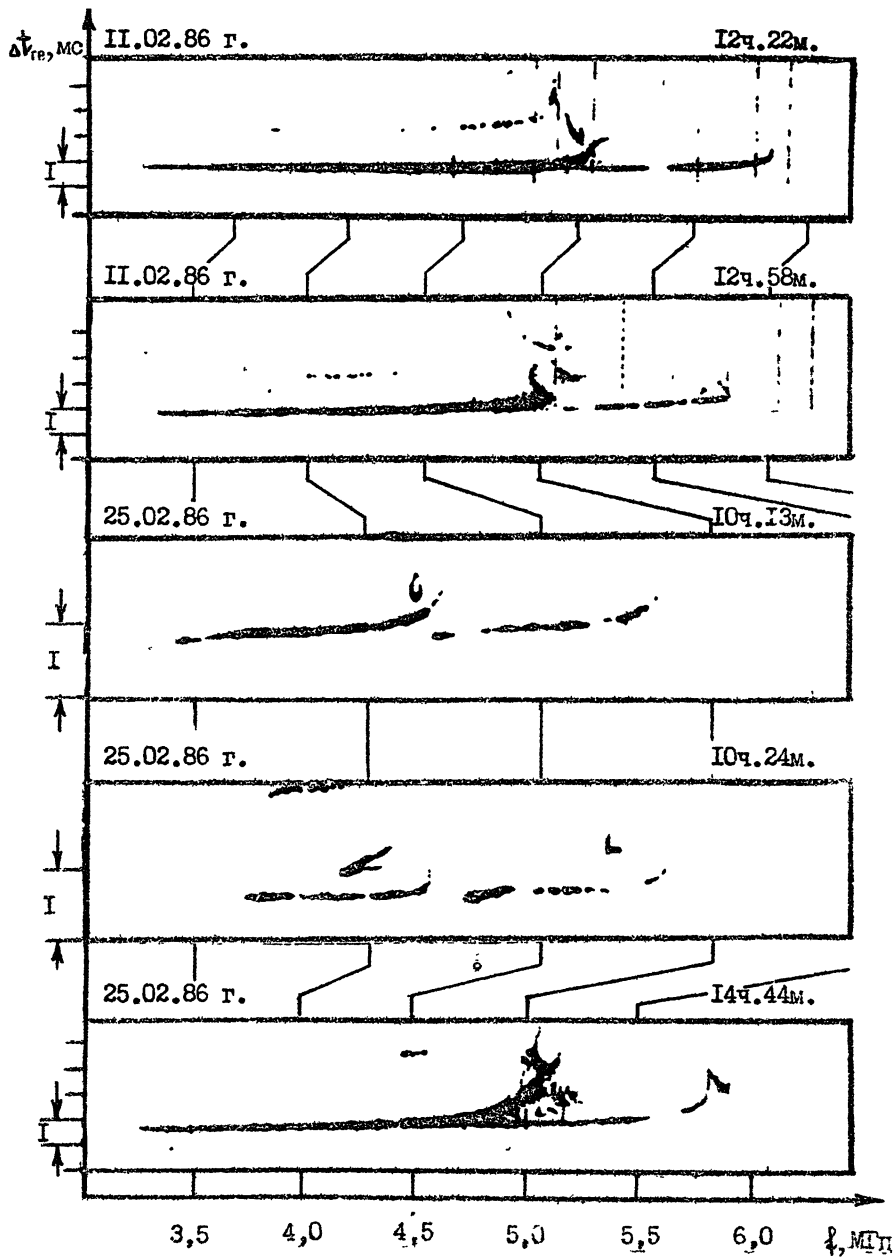


Рис. 3.3а

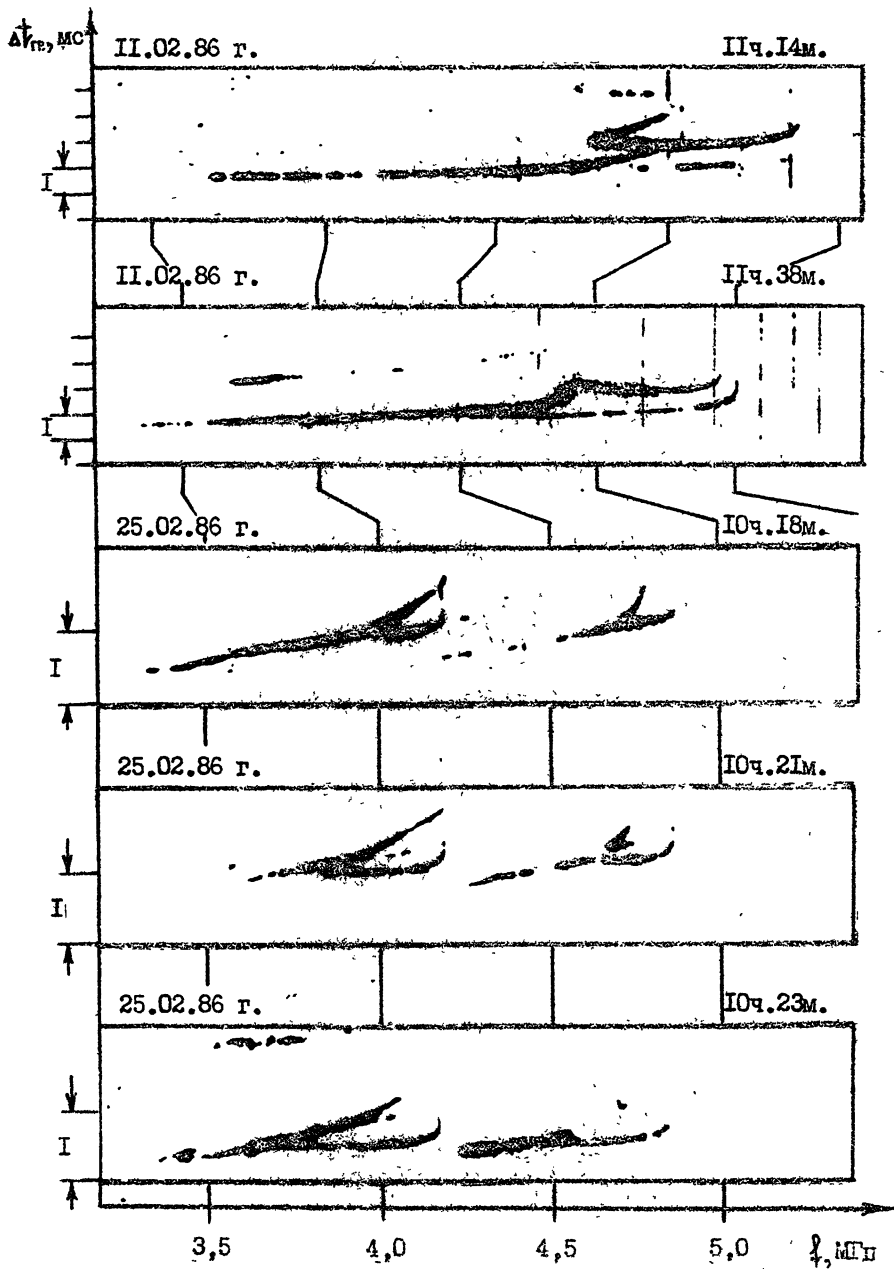


Рис. 3.36

измерения которых изложена в разделе I, что позволит построить адекватную модель возмущений.

Диагностические возможности ЛЧМ-ионозонда были продемонстрированы в режиме наклонного зондирования среднеширотной ионосферы на трассе протяженностью ~ 2700 км. Эксперимент проводился в июне-июле 1987 г. Излучение и прием КВ сигналов осуществлялось в диапазоне частот 5...26 МГц на стандартные горизонтальные ромбические антенны. Использованы два режима скорости перестройки частоты сканирования: $\dot{f} = 50$ и 300 кГц/с. В приемном пункте регистрировались ДЧХ и АЧХ. Одновременно в приемном пункте регистрировались ионограммы вертикального импульсного зондирования станции АИС. Измерения проводились практически непрерывно в течение полного времени суток. Для ионограмм, зарегистрированных на данной трассе характерна многомодовая структура и большая изменчивость с течением времени. На рис. 3.4 в качестве примера представлены ДЧХ, иллюстрирующие основные типы ионограмм НЗ. Отличительной особенностью ионограмм является присутствие интенсивной, протяженной по частоте моды $2E_s$, обусловленной двукратным отражением сигнала от спорадического слоя E_s . Мода $2E_s$ часто регистрировалась на частотах выше МГц F_1, F_2 , вплоть до конца частотного диапазона сканирования. Наличие моды $2E_s$ хорошо коррелирует с появляемостью E_s , регистрируемого на ионограммах ВЗ в пункте приема. Это обстоятельство представляет, на наш взгляд, определенный интерес и может быть использовано в дальнейшем для установления количественных оценок статистической зависимости появляемости мод, распространяющихся через E_s с данными ВЗ на трассе распространения. Уровень сигнала моды $2E_s$ сопоставим с амплитудой сигналов, прошедших верхней (через слои F_1, F_2) ионосферой.

Высокая разрешающая способность по частоте и групповому запаздыванию различных мод распространения позволила получить интересные данные, отражающие влияние дополнительных ионосферных слоев. В этой связи обращают на себя внимание ионограммы НЗ, характерный пример которых показан на рис. 3.4д. На этой ионограмме, наряду с модами, идентифицируемыми как моды $1F2, 2F2$ и т.д., наблюдается непрерывный след, для которого характерно уменьшение группового времени распространения с частотой. Этот след начинается на частотах вблизи ННЧ моды $2F2$ и плавно переходит с ростом частоты в нижний луч моды $1F2$. Для интерпретации полученных данных было проведено численное моделирование условий распространения путем решения системы лучевых уравнений / 5 /.

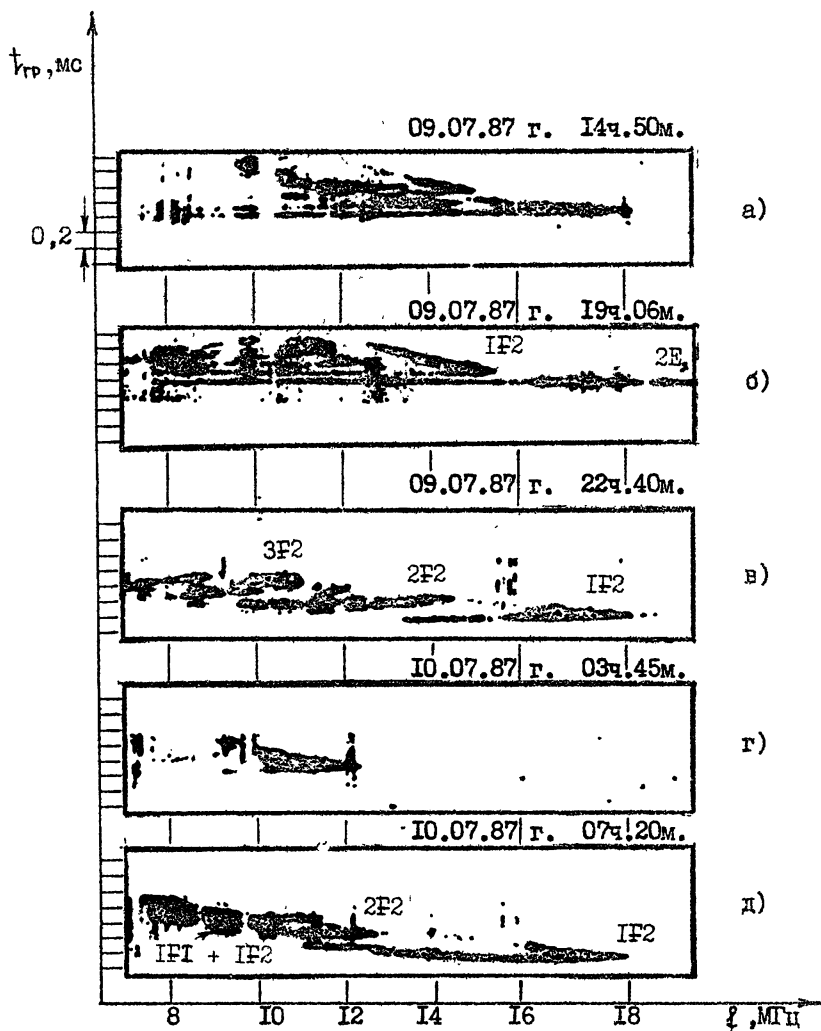


Рис. 3.4

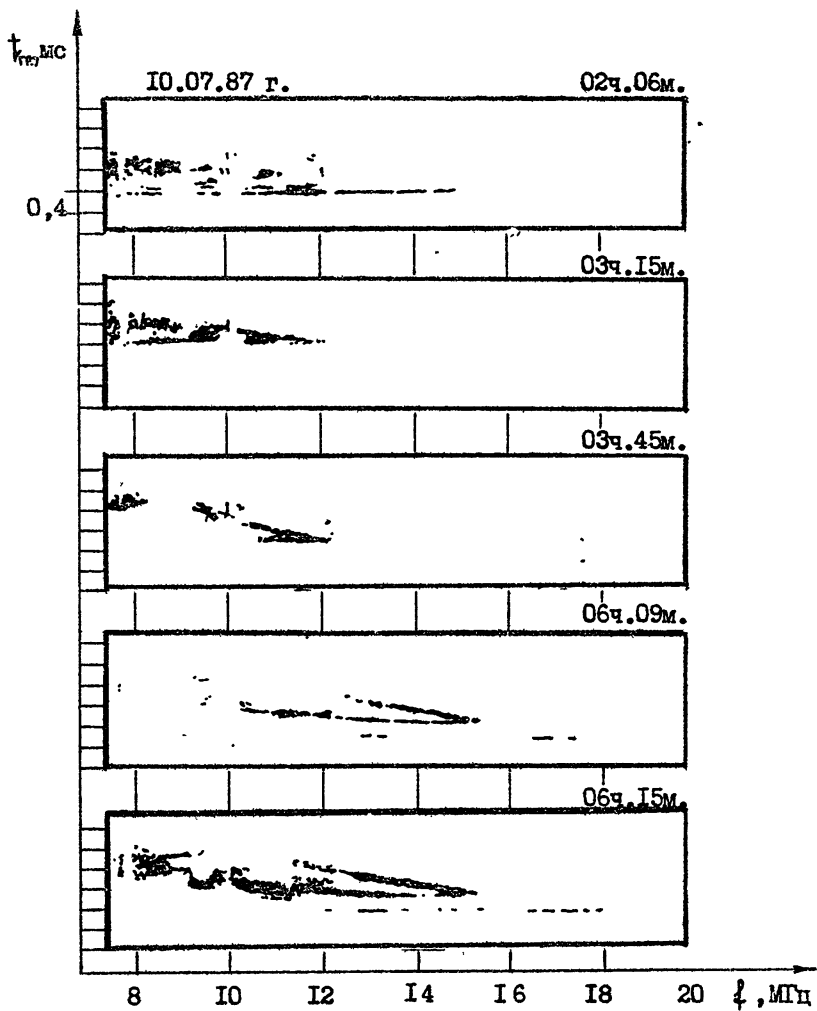


Рис. 3.5а

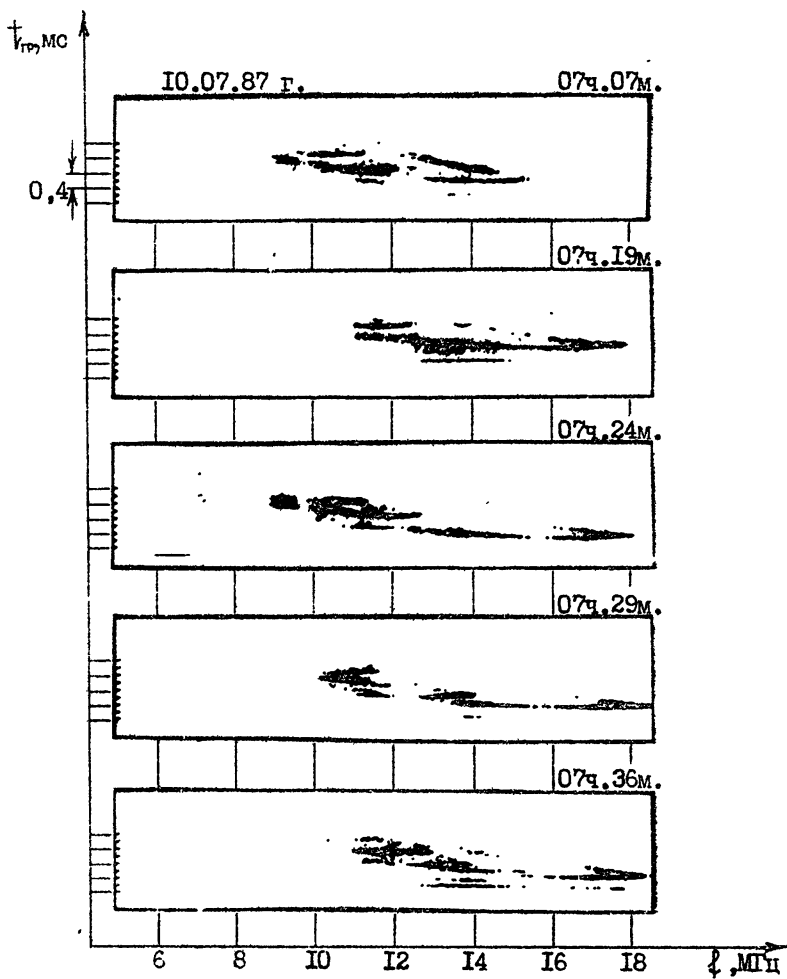


Рис.3.5 б

Согласно расчетам этот след обусловлен комбинированным способом распространения через слои F_1 и F_2 (моды $1F1 + 2F2, 1F1 + 1F2$). При этом часть пути (в основном на более низких частотах) траектория проходит лучом Педерсена в окрестности максимума электронной концентрации слоя F_1 , что в значительной мере определяет наблюдаемый ход времени распространения данной моды с частотой.

Интересные данные были получены по исследованию динамики изменения ДЧХ с течением времени. На рис.3.5 для сравнения приведены серии ионограмм ДЧХ, снятые через 5 - 40 мин в разное время суток. Из рисунка видно, что во время перестройки ионосферы (утренние часы, рис.3.5б) происходят быстрые и заметные изменения МПЧ и модовой структуры сигнала, сведения о которых имеют важное значение для практики радиосвязи.

Характерной особенностью ночных ионограмм НЗ является диффузность отраженных сигналов в окрестности МНЧ мод $1F2, 2F2, 3F2$ (рис.3.6), связанная с F рассеянием вперед на среднемасштабных неоднородностях с размерами $l \sim 0,1 \dots 1$ км.

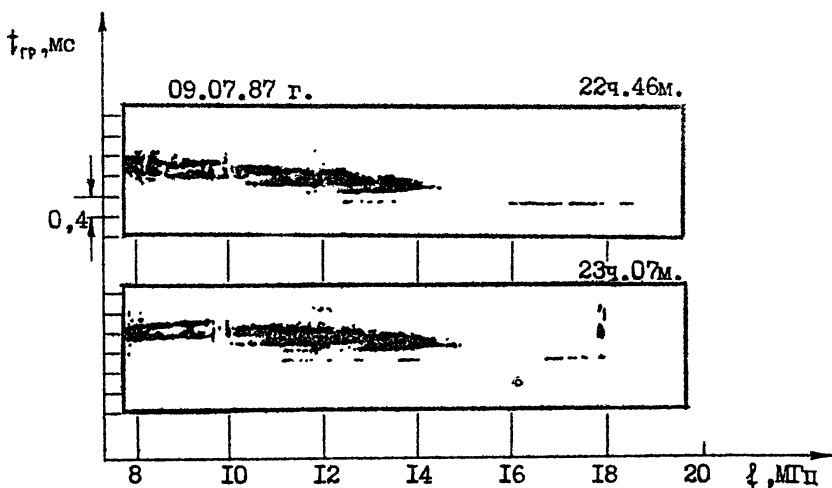


Рис. 3.6

Как показал анализ АЧХ, уровень сигналов различных мод претерпевает в течении суток значительные вариации. Это обусловлено

изменением ионосферных условий на трассе распространения, вариациями поглощения, углов прихода различных мод сигнала. Характерной особенностью АЧХ является фокусировка сигналов мод 2F2, 3F2 в вечернее время (МСК).

На рис.3.7 представлены ДЧХ трассы (а) и АЧХ (б) для различных мод, относящихся к данному сеансу. Из рисунка видно, что в течении длительного времени в окрестности МНЧ моды 3F2 в полосе частот $\Delta f \sim 2\text{--}3$ МГц имеет место фокусировка сигналов, амплитуда которых превышает уровень сигналов мод 1F2, 2F2 на 8...12 дБ. Периодичность такого эффекта ($T \sim 30$ мин), по-видимому, связана с крупномасштабными ПИВ. Учитывая, что скорость ПИВ составляет величину $V \sim 100$ м/с, получим, что характерный размер ПИВ $L = VT \sim 180$ км, что согласуется с данными /18/.

В марте-апреле 1988 г. проводился эксперимент по наклонному зондированию ионосферы с помощью ЛЧМ ионозонда на среднеширотной трассе протяженностью 5830 км. Излучение и приём непрерывных ЛЧМ сигналов в диапазоне частот 5...26 МГц осуществлялось на горизонтальные ромбические антенны. Измерения проводились непрерывно в течение 15 дней. На рис.3.8 в качестве примера представлены ДЧХ, полученные в разное время суток. В основном наблюдалось двухмодовое распространение через F слой ионосферы - моды 2F2, 3F2. В ряде случаев наблюдалось расслоение верхнего луча что, по-видимому, обусловлено многоскачковым распространением луча Педерсена.

Заслуживает внимание экспериментальный факт плохого прохождения КВ сигналов в ночные часы $\sim 00^h \dots 04^h$ мск. Это может быть связано с рядом причин, в том числе, снижением МПЧ на трассе, увеличением уровня станционных помех, ухудшением эффективности работы используемых антенн в нижней части КВ диапазона. Вместе с тем, как показывают расчеты, существенное влияние на ионосферное прохождение сигналов оказывает распределение электронной концентрации вдоль трассы распространения. Отличительной особенностью данной трассы, проходящей в ночные часы периода равноденствия ортогонально терминатору с дневной на ночную сторону, является сильный отрицательный градиент электронной концентрации. Вследствие рефракции такой градиент приводит к отрыву траекторий от поверхности Земли и концентрации энергии излучаемых радиоволн в приподнятом ионосферном канале. Это подтверждают расчеты лучевых траекторий, проведенные на основе прогнозных данных ионосферных параметров. В качестве примера на рис 3.9 приведены результаты траекторных расчетов для частоты $f = 12$ МГц и углов излучения $0 \dots 7^\circ$. Согласно существую-

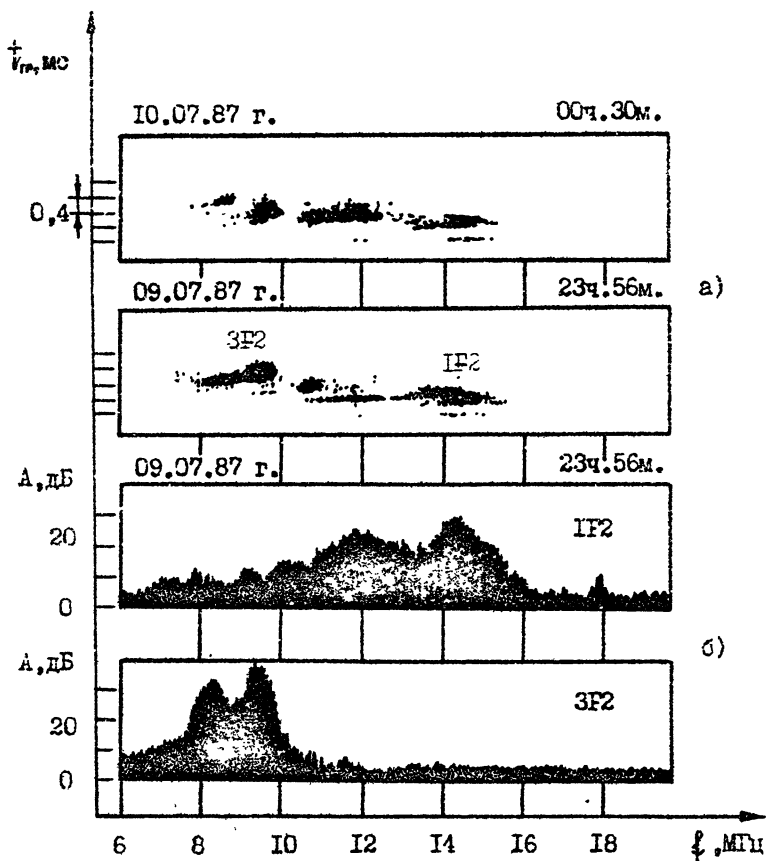


Рис. 3.7

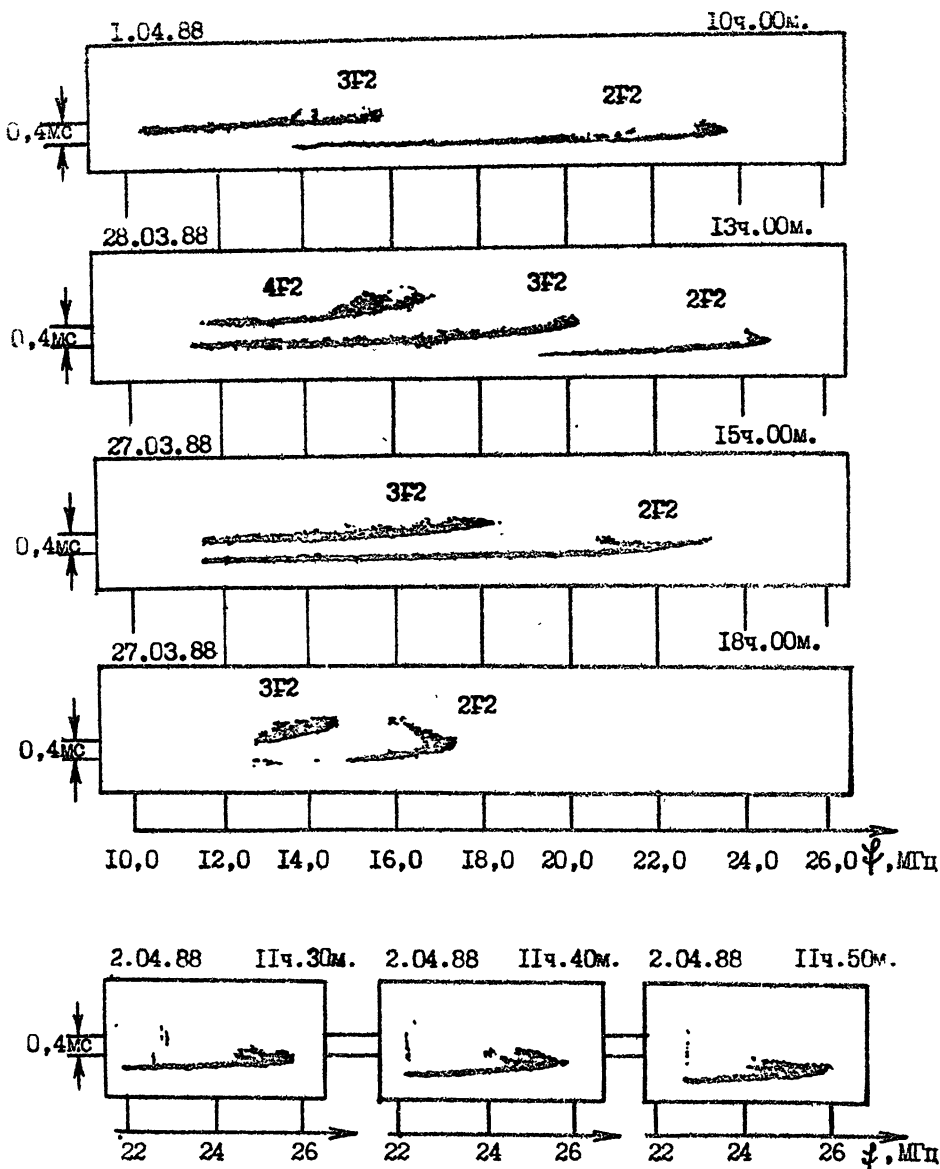


Рис. 3.6

ним представлениям /19-21/ вывод на поверхность Земли приподнятых мод может осуществляться как путём рефракции радиоволн на крупномасштабных градиентах электронной концентрации и локализованных крупномасштабных возмущениях, так и за счёт рассеяния радиоволн на ионосферных неоднородностях естественного или искусственного происхождения. Практическое решение этих вопросов может представлять интерес для диагностики волноводных мод распространения и некоторых задач ионосферного распространения КВ.

В целом, анализ полученных данных свидетельствует о широких возможностях ЛЧМ диагностики для исследования тонкой модовой структуры сигнала, обусловленной как расслоениями ионосферных слоев, так и влиянием на характеристики сигнала ионосферных возмущений различных масштабов $\sim 0,1 \dots 100$ км.

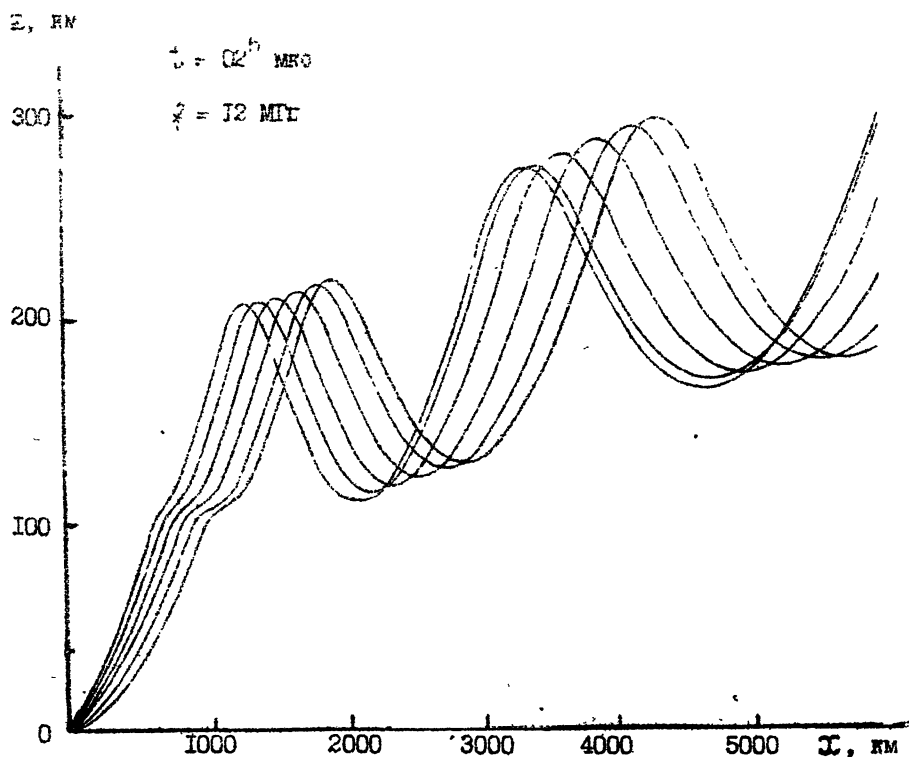


Рис. 3.9

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем основные результаты работы:

- впервые в СССР разработан и экспериментально проверен на трассах ВЗ и НЗ ($\mathcal{D} \sim 220, 2700, 5830$ км) ионозонд с непрерывным излучением линейно-частотных-модулированных (ЛЧМ) сигналов в диапазоне частот 3...30 МГц;

- теоретически показано и экспериментально продемонстрированы преимущества ЛЧМ-ионозонда по сравнению с импульсным ионозондом; получено, что мощность излучения 50...80 Вт ЛЧМ-ионозонда обеспечивает такое же качество ионограмм ВЗ, что и мощность излучения ~ 10 кВт импульсного ионозонда;

- экспериментально проверена возможность использования ЛЧМ-ионозонда для диагностики нижней ионосферы (Д-область) методом частичных отражений и показана его перспективность для получения профилей электронной концентрации;

- экспериментально продемонстрированы возможности использования ЛЧМ-ионозонда для диагностики ионосферных возмущений различных масштабов (0,1...100 км) с целью решения обратной задачи дистанционного зондирования ионосферы на основе синтеза ионограмм ВЗ и НЗ в 3^X мерной неоднородной ионосфере;

- ЛЧМ наклонное зондирование ионосферы на трассе протяженностью 2700 км позволило выделить тонкую модовую структуру сигнала, обусловленную расслоением ионосферных слоев и обнаружить фокусировку моды $3F_2$ в окрестности каустической поверхности.

Проведенные исследования по диагностике ионосферы с помощью ЛЧМ-ионозонда убедительно продемонстрировали широкие возможности его использования для решения самых разнообразных задач ионосферного распространения КВ. Выделим среди них, на наш взгляд, наиболее перспективные. В свете полученных данных и теоретических выводов становятся очевидными преимущества использования ЛЧМ-ионозонда на трассах большой протяженности для прогнозирования условий распространения радиоволн в реальном масштабе времени. Высокая чувствительность и разрешающая способность ЛЧМ-ионозонда делают его весьма перспективным инструментом для исследования радиоволн на полярных и трансполярных трассах и изучения ионосферы методом ВЗ. В заключении заметим, что применение ЛЧМ-ионозонда в ионосферных исследованиях в сочетании с встроенной микроЭВМ для предварительной обработки данных позволит решать научные и практические задачи распространения радиоволн на более высоком научном уровне.

- I. Lynch I.T., Fenwick R.B., Villard O.F., Measurement of vast time-delay resolution obtainable along east-west and north-south ionospheric paths // Radio Sci. - 1972. - v. 7, 10. - p. 925-929.
2. Бакман Д.Е. Асимптотические методы в линейной радиотехнике. - М.: Сов. радио, 1962.
3. Бакман Д.Е. Сложные сигналы и принцип неопределенности в радиолокации. - М.: Сов. радио, 1965.
4. Иванов В.А. Особенности распространения коротковолновых ЛЧМ-радиосигналов в регулярной ионосфере. // Марийский политех. ин-т, Йошкар-Ола, - Деп. в ВИНТИ №3064-85, 1985. - 41 с.
5. Ерухимов Л.М., Иванов В.А., Митяков Н.А. в др. ЛЧМ-метод диагностики ионосферного канала КВ-связи // Марийский политех. ин-т. - Йошкар-Ола, 1986 - 95 с. - Деп. в ВИНТИ №9027 - В86.
6. Баракен Л.Т. Теория систем сигналов - М: Сов. радио, 1978.
7. Poole A.W.V. Advanced sounding. 1 The FMCW alternative // Radio Sci. - 1985. - v. 20, 6 - p. 1609-1616.
8. Poole A.W.V. Advanced sounding. 2 First results from an advanced chirp ionosonde // Radio Sci. - 1985. - v. 20, 6 - p. 1617-1623.
9. Rinnert K., Schlegel K., Kramm R. A partial reflection experiment using the FM-CW technique // Radio Sci. - 1976. - v. 11, n. 2, - p. 1009.
10. Иванов В.А. Исследование D-области ионосферы методом частичных отражений // Марийский политех. ин-т. - Йошкар-Ола, 1985. - 196 с. - Деп. в ВИНТИ №8349 - В85.
- II. Fraser G.J. The measurement of atmospheric winds at altitudes of 64-120 km using ground-based radio equipment // J. Atmosph. Sci. - 1965. - v. 22, n 2, p. 217-218.
12. Бенедиктов Е.А., Гришкевич Л.В., Ежов А.И. и др. Результаты исследования движений в нижней ионосфере методом частичных отражений. // Сб.: Ионосферные исследования. Наука. Москва, 1975, №23, с. 10-15.

13. Бенедиктов Е.А., Гришкевич Л.В., Иванов В.А. и др. Исследования дифракционной картины, возникающей на поверхности Земли при обратном рассеянии радиоволн неоднородностями нижней ионосферы // Изв. вузов. Радиофизика. - 1974. - т.17, № 6. - с.798-807.
14. А.С. № I259470 (СССР) МКИ Н03 С 3/08. Цифровой формирователь ЛЧМ-сигналов.// Шумаев В.В., Иванов В.А., Фролов В.А.(СССР). - № 3704272/24 - 09; Заявл. 04.01.84. Опубл. 23.09.86. Бюл. № 35-262 с: ил.
15. Иванов В.А., Фролов В.А., Шумаев В.В. Зондирование ионосферы непрерывными ЛЧМ-радиосигналами.//Изв.вузов. Радиофизика. - 1986. - т.29, № 2. - с.235-237.
16. Nozaki Kenrou, Kikuchi Takashi. A new multimode FM-CW ionosonde.// Mem.Nat.Inst.Polar Research.- 1987, Spec.N 47. - I.217 - 224.
17. Ерухимов Л.М., Иванов В.А., Митяков Н.А. и др. Исследование частотных характеристик декаметровых радиоволн при зондировании ионосферы, возмущенной мощным радиоизлучением.// Пре-принт № 236, НИРФИ, Горький, 1987.
18. Афраимович Э.Л. Интерференционные методы радиозондирования ионосферы. - М.: Наука, 1982.
19. Ерухимов Л.М., Матюгин С.Н., Урядов В.П. К вопросу о распространении радиоволн в ионосферных волновых каналах.//Изв.вузов. Радиофизика. - 1975. - т.18, № 9. - с.1297-1304.
20. Гуревич А.В., Ерухимов Л.М., Ким В.Д. и др. Влияние рассеяния на захват радиоволн в ионосферные волновые каналы.//Изв. вузов. Радиофизика. - 1975. - т.18, № 9. - с.1305-1316.
21. Кравцов Ю.А., Тинин М.В., Черкашин Ю.Н. О возможных механизмах возбуждения ионосферных волновых каналов.//Геомagnetизм и астрономия. - 1979. - т.19, № 5. - с.769-787.

	Стр.
Введение	3
I. Методика зондирования ионосферы непрерывными ЛЧМ-сигналами	4
1.1. Вертикальное и наклонное зондирование регулярной ионосферы	4
1.2. Зондирование нижней ионосферы методом частичных отражений	15
2. ЛЧМ-ионозонд	19
2.1. ЛЧМ-ионозонд для вертикального зондирования ионосферы	19
2.2. ЛЧМ-ионозонд для диагностики D-области ионосферы методом частичных отражений	21
2.3. ЛЧМ-ионозонд для наклонного зондирования ионосферы	21
2.4. ЛЧМ-синтезатор синусоидального сигнала	22
3. Диагностика ионосферы непрерывными ЛЧМ-сигналами . .	25
3.1. Сравнение результатов импульсного и ЛЧМ-зондирования	25
3.2. Диагностика ионосферы ЛЧМ-сигналами на широтных трассах протяженностью 220 км, 2700 км, 5830 км. .	26
Заключение	40
Литература	41

Лев Михайлович Ерухимов
Владимир Алексеевич Иванов
Николай Анатольевич Митяков
Валерий Павлович Урядов
Владимир Александрович Фролов
Владимир Васильевич Шумаев

**ЛЧМ-ИОНОЗОНД И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ В ИОНОСФЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЯХ**

Подписано к печати 15.06.88 г. МЦ 00834. Формат 60x84/16
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 2,65 п. л. Тираж 120.
Заказ 4742. Бесплатно.
