

УДК 550.388.2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ $N(h)$ -ПРОФИЛЯ ИОНОСФЕРЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭФФЕКТОВ КОМПРЕССИИ И ДЕКОМПРЕССИИ ЛИНЕЙНО-ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ

Л. И. Безрученко

Предлагается алгоритм восстановления высотных профилей электронной концентрации на основе дифференциальных ионограмм. В качестве параметра, содержащего информацию о физических свойствах зондируемой ионосферной плазмы, рассматривается величина компрессии (декомпрессии) отраженных сигналов с линейно-частотной модуляцией. Показано, что метод дифференциальных ионограмм позволяет восстановить с более высокой точностью градиент высотного распределения электронной плотности, а также достаточно точно определить высотную протяженность немонокотных участков профиля (например при наличии межслоевых долин).

В ряде теоретических работ [1-6] подробно изучалось распространение частотно-модулированных сигналов в детерминированных однородных и неоднородных средах с частотной дисперсией. Анализ дисперсионного сжатия импульсов в неоднородной среде, проведенный на основе методов, обобщающих приближение геометрической оптики на нестационарные квазигармонические процессы, позволил автору [2] установить, что в случае малых частотных девиаций при произвольном изменении квадрата плазменной частоты функция $f(t)$, отвечающая оптимальному сжатию, должна быть линейной: $f(t) = f_0 + \Omega t / T_0$, $\Omega = \text{const}$, где T_0 — длительность зондирующего импульса, f_0 — его начальная частота заполнения. Результаты расчетов, приведенные в [2], показывают, что изменение частоты заполнения импульсов на 5—10% при длительностях $T_0 \sim 50 \div 200$ мкс и на частотах заполнения, не слишком далеких от критических, приводит к эффективной компрессии (в десятки раз) как проходящих через плазму, так и отраженных радиоимпульсов с линейно-частотной модуляцией (ЛЧМ). В работах [5, 6] приведены примеры строгого расчета эффектов компрессии и декомпрессии импульсов с ЛЧМ при отражении от изотропных слоев с монотонной зависимостью плазменной частоты от высоты. Из расчетов следует, что при малой девиации частоты Ω даже вблизи критических частот эффекты компрессии преобладают над эффектом дисперсионного расплывания импульса и, кроме того, дисперсионные искажения ЛЧМ-сигналов зависят от конкретного вида функции, описывающей высотное распределение электронной концентрации.

Применение ЛЧМ-сигналов в экспериментах по зондированию ионосферы также неоднократно обсуждалось в литературе. Так, в работе [7] приводятся результаты измерений на макете ионосферной станции со сложным сигналом. Использование ЛЧМ-сигналов позволяет получить ионограммы с разрешением по высоте примерно на порядок большим, чем у стандартных ионозондов.

Следует заметить, что сами по себе эффекты компрессии и декомпрессии за счет дисперсионных свойств отражающего слоя рассмат-

ривались ранее скорее как сопутствующий фактор, приводящий к искажению огибающей сигнала. Ниже мы будем рассматривать величину компрессии (декомпрессии) сигнала как физический параметр, содержащий информацию о параметрах диспергирующей среды, а его экспериментальное измерение как один из возможных способов получения экспериментальной дифференциальной ионограммы. На основе такой дифференциальной ионограммы можно построить алгоритм восстановления $N(h)$ -профиля, превосходящий по точности известные стандартные методы определения высотного распределения электронной концентрации по ионограмме.

Принципиальная возможность реализации повышенной точности обусловлена тем, что для зондирования ионосферы используются широкополосные сигналы, обладающие повышенной информативностью по сравнению с узкополосными сигналами в стандартных ионозондах.

1. Связь величины компрессии (декомпрессии) ЛЧМ-импульса с параметрами ионосферного слоя. Воспользуемся известным выражением для величины изменения длительности отраженного ЛЧМ-сигнала, полученным в [3, 4] в приближении геометрической оптики:

$$\Delta T_{o,e}(f_j, \Omega_j) = \frac{2}{c} \left[\int_{h_0}^{h_r(f_j + \Omega_j)} n'_{o,e}(f_j + \Omega_j, h, f_H, \theta) dh - \int_{h_0}^{h_r(f_j)} n'_{o,e}(f_j, h, f_H, \theta) dh \right], \quad (1)$$

где $n'_{o,e}$ — обыкновенный «о» и необыкновенный «е» групповой показатель преломления среды, $h_r(f_j)$ — точка поворота, определяемая соотношением $n(f_j, h_r) = 0$, h_0 — нижняя граница ионосферного слоя, f_H — гирочастота электронов, θ — угол между волновым вектором \mathbf{k} и геомагнитным полем \mathbf{H}_0 , Ω_j — девиация частоты, c — скорость света. Заметим, что формально величина $\Delta T_{o,e}$ в (1) определена как разность времен группового запаздывания двух квазимонохроматических сигналов с частотой заполнения f_j и $f_j + \Omega_j$, что соответствует мгновенным значениям частоты ЛЧМ-импульса при $t=0$ и $t=T_0$ соответственно. Однако существенным обстоятельством при зондировании ЛЧМ-импульсами является то, что наряду с таким параметром отраженного сигнала, как время группового запаздывания, присущим методу стандартных ионозондов (МСИ), появляется возможность рассматривать величину $\Delta T_{o,e}$ как самостоятельный физический параметр, содержащий информацию о свойствах диспергирующей среды.

Как следует из оценок, выполненных в [5], формула (1) справедлива с достаточной точностью для частот, отстоящих от критической на величину $\Delta f \geq 0,05f_k$. В случае малой девиации $|\Omega/f_j| \ll 1$ и для $\Delta T_{o,e}$ имеем приближенное соотношение

$$\Delta T_{o,e} \simeq \frac{2}{c} \Omega (\partial h'_{o,e}(f) / \partial f)_{f=f_j}, \quad (2)$$

где $h'_{o,e}$ — действующая высота отражения. Из (2) следует, что $\Delta T_{o,e}(f, \Omega)$ пропорционально $\partial h'_{o,e}(f) / \partial f$ и, следовательно, экспериментальное определение величины компрессии ($\Omega < 0$) и декомпрессии ($\Omega > 0$) позволяет получить дифференциальную ионограмму.

Для некоторых модельных слоев в случае изотропной ионосферы величина $\Delta T(f, \Omega)$ может быть получена из (1) аналитически. Так, для параболического слоя с распределением плазменной частоты вида

$f_p^2(h) = f_k^2 [1 - (h/h_m)^2]$, где h_m — полутолщина слоя, величина $\Delta T_{п}$ для частот ниже критической равна

$$\Delta T_{п} = \frac{\Omega}{f_k} \frac{h_m}{c} \left[\ln \frac{\xi + 1}{\xi - 1} + \frac{2\xi}{\xi^2 - 1} \right], \quad (3)$$

где $\xi = f_k/f$, $f < f_k$. Для слоя Эпштейна $f_p^2(h) = f_k^2 \operatorname{ch}^{-2}(h/2s)$ с полутолщиной S имеем

$$\Delta T_{э} = \frac{\Omega}{f_k} \frac{S}{c} \frac{4\xi^2}{\xi^2 - 1}. \quad (4)$$

Из (3), (4) следует, что $\Delta T_{п,э}$ пропорционально полутолщине слоя и может быть существенно различным для рассматриваемых моделей в области высот, где заметно отличаются высотные градиенты плазменных частот.

Теоретические оценки показывают, что даже при малых deviations частоты (порядка десятков килогерц) величины $\Delta T(f, \Omega)$ составляют единицы и десятки микросекунд и, следовательно, могут быть измерены экспериментально.

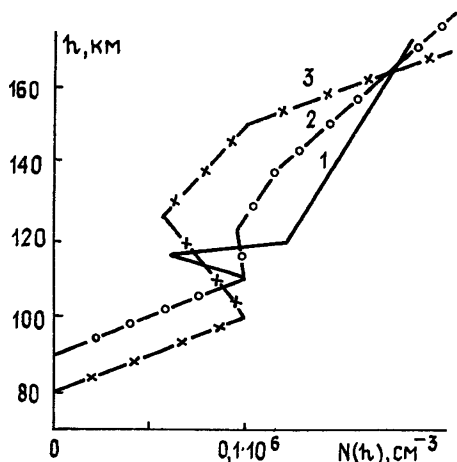


Рис. 1.

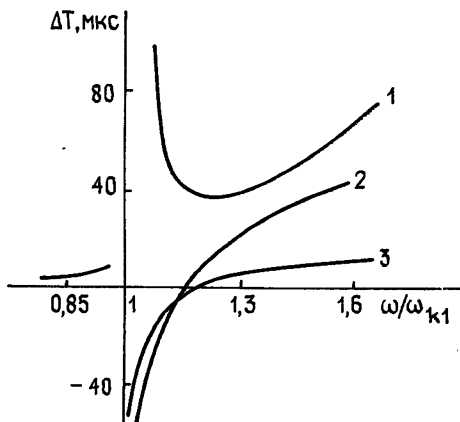


Рис. 2.

Большой интерес представляет возможность определения параметров слоев в случае немонотонного характера $N(h)$ -профилей электронной концентрации. С этой точки зрения для оценки величины компрессии и декомпрессии ЛЧМ-импульсов, отраженных от изотропной ионосферы, были использованы модели $N(h)$ -профилей, которые в кусочно-линейном приближении достаточно хорошо описывают реальное распределение электронной концентрации в E - и F -областях среднеширотной ионосферы в спокойных или средних условиях при наличии межслоевых долин разной глубины N_v и толщины H_v [9]. На рис. 1 приведен пример $N(h)$ профилей с параметрами долины: 1— $H_{v1} = 10$ км, $N_{v1} = 0,57 \cdot 10^5$ см $^{-3}$, $h_0 = 90$ км, 2— $H_{v2} = 15$ км, $N_{v2} = 0,93 \cdot 10^5$ см $^{-3}$, $h_0 = 90$ км, 3— $H_{v3} = 50$ км, $N_{v3} = 0,57 \cdot 10^5$ см $^{-3}$, $h_0 = 80$ км. На рис. 2 представлены частотные зависимости величины $\Delta T(f, \Omega)$ для этих слоев в случае изотропной ионосферы и для значений девиации $\Omega = 100$ кГц. Видно, что при удалении от критической частоты нижнего слоя $f_{к1}$ в область, где $f > 1,6f_{к1}$, кривые выходят на некоторые предельные значения, заметно отличающиеся для долин различной протяженности. Например, для кривых 2 и 3 эта разница составляет ~ 30 мкс при $f/f_{к1} \sim 1,5$.

Если экспериментальные измерения позволяют разрешать эффекты компрессии и декомпрессии величиной в 5—10 мкс, то по-разному проявляющееся асимптотическое поведение зависимости $\Delta T(f, \Omega)$ может быть использовано для предсказания наличия долины и грубой оценки ее высотной протяженности. Кривые 1 и 3 иллюстрируют влияние параметров долины, результат которого может привести к существенному изменению характера дисперсионных искажений отраженного ЛЧМ-импульса, когда в области частот, близких к критической частоте нижнего слоя $f_{к1}$, проявляются либо эффекты компрессии (3), либо эффекты декомпрессии (1).

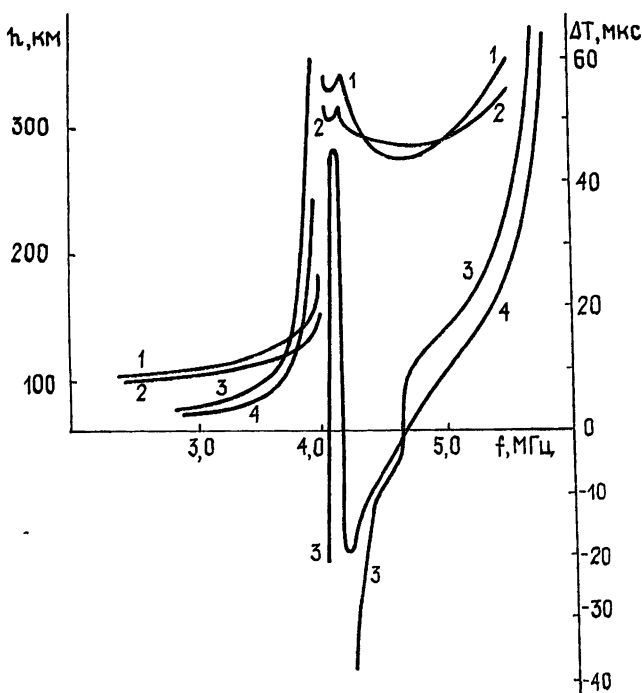


Рис. 3.

С помощью численного моделирования эксперимента по зондированию ЛЧМ-импульсами анизотропной неоднородной ионосферы, описываемой слоями Херберта [10], было выяснено, что дифференциальные ионограммы более чувствительны к вариациям магнитного поля и особенностям геометрии отражающих слоев. На рис. 3 приведены стандартные ионограммы (кривые 1 и 2) и дифференциальные ионограммы (кривые 3 и 4) для разных значений магнитного поля Земли (1, 3 — $f_H = 1,4$ МГц, $\theta = 19^\circ$, 2, 4 — $f_H = 0,8$ МГц, $\theta = 85^\circ$), рассчитанные для ЛЧМ-импульсов при отражении от слоя с глубокой долиной и перегибом в области над долиной. «Крюки» на ионограммах, обусловленные наличием перегиба на профиле, лежат в пределах высотного разрешения стандартных ионозондов, тогда как на дифференциальной ионограмме эти эффекты выделены и при девиации $\Omega = 30$ кГц составляют ≈ 20 мкс.

Существенно различное поведение величины компрессии (декомпрессии) для различных моделей слоев, в том числе и немонотонных, позволяет сделать попытку более корректного решения обратной задачи — восстановления $N(h)$ -профиля по данным изменения длительности $\Delta T(f, \Omega)$ отраженного от ионосферы ЛЧМ-сигнала,

2. Алгоритм восстановления $N(h)$ -профилей. Исходным уравнением для определения профиля $N(h)$ является соотношение для величины изменения длительности отраженного от ионосферы ЛЧМ-сигнала, которое в случае анизотропной ионосферы представляет интегральное уравнение Вольтерра. Перепишем это уравнение в виде

$$\frac{c}{2} \Delta T(f_j, \Omega_j) = \int_{N_{j0}}^{N_{j2}} n'(f_j + \Omega_j, N) \left(\frac{dh}{dN} \right) dN - \int_{N_{00}}^{N_{j1}} n'(f_j, N) \left(\frac{dh}{dN} \right) dN, \quad (5)$$

где N_{00} — концентрация на нижней границе слоя h_0 , а N_{j1} и N_{j2} — значения концентраций на уровнях отражения на частотах f_j и $f_j + \Omega_j$ соответственно. Переход в (5) к интегрированию на плоскости N предполагает существование обратной функции $h(N)$ для искомого распределения электронной концентрации $N(h)$. Заметим, что даже в случае изотропной ионосферы уравнение (5) не имеет аналитического решения, тогда как аналогичное уравнение для действующих высот переходит в уравнение Абеля и легко решается аналитически для произвольного монотонного $N_1'(h)$ [8]. Уравнение (5) можно решать методом матриц, который используют при восстановлении профилей по действующим высотам. Тогда, предполагая постоянство градиентов $g_j^D = (dh/dN)_j$ в тонких слоях, вместо (5) имеем матричное уравнение вида

$$(c/2) \Delta T(f, \Omega) = \hat{\Phi} \cdot \mathbf{g}^D, \quad (6)$$

где матрица $\hat{\Phi}$ является треугольной с элементами

$$\Phi_{jk} = \begin{cases} \int_{N_{k-1,1}}^{N_{k1}} [n'(f_j + \Omega_j, N) - n'(f_j, N)] dN, & k \leq j \\ 0, & k > j \end{cases}. \quad (7)$$

Для градиента g_j^D в j -м слое можно написать рекуррентное соотношение

$$g_j^D = \Phi_{jj}^{-1} \left[\frac{c}{2} \Delta T(f_j, \Omega_j) - \sum_{k=0}^{j-1} \Phi_{jk} g_k^D \right]. \quad (8)$$

Реальная высота h_j , соответствующая уровню отражения частоты f_j , определяется по формуле

$$h_j = \begin{cases} h_{j-1} + g_j^D (N_{j+1,1} - N_{j1}) & (\Omega_j > 0) \\ h_{j-1} + g_j^D (N_{j1} - N_{j-1,1}) & (\Omega_j < 0) \end{cases}. \quad (9)$$

Сравним соотношения (7), (8) с аналогичными соотношениями, полученными методом Баддена для действующих высот:

$$g_j^B = F_{jj}^{-1} \left[h_j'(f_j) - h_0 - \sum_{k=0}^{j-1} F_{jk} g_k^B \right]; \quad (10)$$

$$F_{jk} = \begin{cases} \int_{f_{k-1}}^{f_k} n'(f_j, f) df, & k \leq j \\ 0, & k > j \end{cases}. \quad (11)$$

Формальное различие (8) и (10) состоит в том, что градиент g_j^D определяется по разности групповых путей двух разных частот f_j и $f_j + \Omega_j$, тогда как градиент g_j^B определяется по приращению группового пути одной и той же частоты в интервале $\Delta f = f_j - f_{j-1}$. Таким образом, матрицу $\hat{\Phi}$ можно рассматривать как дифференциальный аналог матрицы \hat{F} . В частном случае отрицательной девиации $\Omega_j < 0$, когда $|\Omega_j| = f_j - f_{j-1}$, выражения для g_j^D и g_j^B совпадают.

При численном решении интегрального уравнения (5) возникает вопрос о соответствующем выборе плоскости интегрирования. Расчеты показали, что для метода дифференциальных ионограмм более высокая точность численного интегрирования достигается на плоскости N .

Для выяснения возможностей предлагаемого подхода при восстановлении $N(h)$ -профилей по дифференциальным ионограммам с помощью формул (8), (9) были рассчитаны эффективные профили $N(h)$ и проведено сравнение с результатами, полученными по методу Баддена для действующих высот. Как и следовало ожидать, для монотонных слоев с малой кривизной точность обоих методов практически одинакова (не хуже, чем 0,5 км). Вблизи критических частот восстановление $N(h)$ с помощью метода дифференциальных ионограмм происходит с большим завышением реальных высот, которое может быть уменьшено соответствующим выбором шага зондирования по частоте и величины девиации. В целом же для монотонных слоев метод дифференциальных ионограмм с точки зрения алгоритма восстановления $N(h)$ преимуществ не имеет. Однако восстановление эффективных профилей в случае немонотонного распределения электронной концентрации показало, что предлагаемая методика обладает существенными, на наш

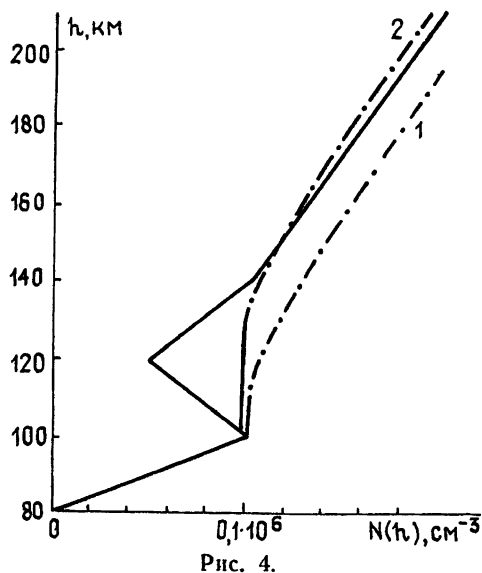


Рис. 4.

взгляд, преимуществами, поскольку позволяет, во-первых, более точно восстановить градиент профиля над долиной, а во-вторых, гораздо точнее описать высотную протяженность немонотонного участка. На рис. 4 приведен пример восстановления профиля с параметрами долины $H_v = 20$ км, $N_v = 0,5 \cdot 10^5$ см⁻³, $h_0 = 80$ км по действующим высотам (кривая 1) и по дифференциальным ионограммам (кривая 2). На уровне, где концентрация превышает значение $N = 0,1 \cdot 10^6$ см⁻³, ошибка при восстановлении реальных высот в пять раз больше при использовании стандартного ионограммного метода. На рис. 5 приведены

эффективные профили $N(h)$, полученные для слоя Херберта с простой долиной (кривая 1) при восстановлении по методу Баддена (кривая 2) и по методу дифференциальных ионограмм (кривые 3—6) для обыкновенной компоненты ($f_H = 1,4$ МГц, $\theta = 19^\circ$).

Расчеты показали, что необходимым условием восстановления «скачка» и правильного определения градиента в области над долиной вблизи критической частоты нижнего слоя f_E необходимо выполнить такой режим зондирования, чтобы

$$f_{h-1} - |\Omega_h| < f_E < f_h, \quad \Omega_h < 0, \quad f_{h-1} < f_E < f_h + \Omega_h, \quad \Omega_h > 0.$$

При этом условии область долины «накрывается», по крайней мере, одним ЛЧМ-импульсом. Кривые 3—6 на рис. 5 соответствуют случаям, когда область вблизи критической частоты f_E зондировалась ЛЧМ-импульсами на частотах $f_h = 3,95$ МГц с положительными девиациями $\Omega_h = 120, 110, 100, 90$ кГц соответственно и $f_{h+1} = 4,09$ МГц с $\Omega_{h+1} = 80$ кГц, а режим зондирования на других частотах не менялся. Видно, что при оптимальном выборе шага частоты зондирования Δf и девиации Ω вблизи критической частоты f_E имеется принципиальная возможность восстановления эффективных профилей точнее, чем в методе стандартных ионограмм.

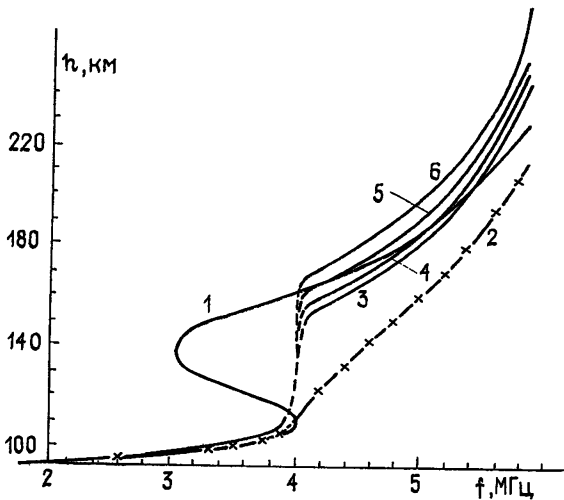


Рис. 5.

В заключение отметим, что практическая реализация метода дифференциальных ионограмм ставит проблему выбора оптимального режима зондирования ионосферы ЛЧМ-импульсами, которая предложенным простым алгоритмом не решается. Однако рассмотренные особенности поведения частотных зависимостей компрессии (декомпрессии) и восстановленных по ним эффективных $N(h)$ -профилей для немонотонных слоев позволяют утверждать, что метод дифференциальных ионограмм обладает более широкими возможностями для изучения тонкой структуры ионосферы.

Автор благодарит О. И. Сауту и А. В. Иванова за помощь в проведении численных расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Островский Л. А. — Радиотехника и электроника, 1965, 10, № 7, с. 1176.
2. Островский Л. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1969, 12, № 9, с. 1333.
3. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. — М.: Наука, 1980.
4. Орлов Ю. И. В кн.: Прямые и обратные задачи теории дифракции. — М.: ИРЭ АН СССР, 1979, с. 28.
5. Анютин А. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 6, с. 703.
6. Анютин А. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 5, с. 523.
7. Намазов С. А., Рыжкина Т. Е. В кн.: Распространение радиоволн. — М.: Наука, 1975, с. 262.

8. Budden K. G. Physics of the Ionosphere. — London: Phys. Soc., 1955, p. 332.
9. Зеленова Т. И. В кн.: Ионосферное прогнозирование. — М.: Наука, 1982, с. 146.
10. Herbert Th. — Radio Sci., 1967, 2, № 10, p. 1269.

Ленинградский государственный
университет

Поступила в редакцию
20 марта 1984 г.

ON THE DEFINITION OF $N(h)$ -PROFILES OF THE IONOSPHERE BY USING THE EFFECTS OF COMPRESSION AND DECOMPRESSION LFM-SIGNALS

L. I. Bezruchenko

The algorithm of reconstruction of altitude profiles of electron density is proposed. The degree of compression (decompression) of reflected signal frequency modulation is considered as a parameter, which consists of basic information on physical properties of ionospheric plasma under probing. It is shown that the method of «differential ionograms» permits us to reconstruct the gradient of altitude distribution with high accuracy, and in the case of nonmonotonic profiles (for example, in the presence of midlayers valleys) it is possible to provide correct definition of altitude length nonmonotonic parts of the profile.

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, том 61, вып. 1

Сулейманова С. А., Извекова В. А. Обнаружение двух мод излучения пульсара PSR 0943+10 на метровых волнах.

В результате наблюдений, проведенных на радиоастрономической станции Физического института им. Лебедева на двух частотах 102,5 и 62 МГц, обнаружено, что пульсар PSR 0943+10 имеет две формы среднего импульса. Изменения формы сопровождаются изменениями интенсивности, энергии и степени линейной поляризации среднего импульса, характера дрейфа субимпульсов. Особенности «переключения мод» у этого пульсара являются: 1 — примерно равное время жизни каждой из мод; 2 — радикальное изменение формы от однокомпонентной к двухкомпонентной.

Чаругин В. М. Анизотропный комптон-эффект в квазарах и пульсарах.

Получены аналитические выражения для комптоновских потерь энергии релятивистских и нерелятивистских электронов для различных видов анизотропии излучения. Показано, что у поверхности мощных источников излучения нерелятивистские электроны могут быстро набирать энергию вплоть до энергий 0,03 МэВ (набор энергии $\sim \beta$). Дальнейший набор энергии прекращается из-за потерь на излучение. Эти потери пропорциональны β^2 , где $\beta = v/c$. Релятивистские электроны будут набирать энергию при комптоновском рассеянии, если только излучение сосредоточено в узком конусе углов $\theta_1 < \arccos \beta$ вдоль вектора скорости электрона. Показано, что вблизи квазаров электроны быстро, за время меньше нескольких дней, набирают энергию $\sim 0,03$ МэВ. Если в пульсаре NP 0532 в области оптического излучения напряженность магнитного поля $5 \cdot 10^8$ Э и релятивистские электроны двигаются под углами к полю $< 10^{-3}$ рад, то у электронов с энергиями $E < 10^3$ мс² комптоновский набор энергии будет преобладать над синхротронными потерями