

УДК 621.396.24+550.388

**ВАРИАЦИИ ТРАЕКТОРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СИГНАЛОВ НЗ В УСЛОВИЯХ ИСКУССТВЕННО ВОЗМУЩЕННОЙ ИОНОСФЕРЫ**

Г. С. Бочкарев, В. В. Кольцов, И. В. Крашенинников, Б. Е. Лянной

Представлены результаты решения прямой и обратной задач наклонного зондирования искусственно возмущенной области верхней ионосферы. Показано, что такая область приводит к существенным изменениям в групповом запаздывании проходящих сигналов НЗ, что может быть использовано в задаче дистанционной диагностики возмущения электронной концентрации.

Согласно теории резонансной неустойчивости ионосферной плазмы при вертикальном воздействии на ионосферу мощных электромагнитных полей на высотах совпадения частоты мощного радиоизлучения с плазменной происходит возмущение среды. Возмущенная область является крупномасштабным образованием и в зависимости от высоты расположения может иметь пониженную или повышенную относительно фонового значения величину электронной концентрации [1]. Ниже рассмотрено влияние такой крупномасштабной возмущенной области, локализованной вблизи средней точки трассы, на траектории проходящих волн наклонного зондирования ионосферы в широком диапазоне частот и показана возможность дистанционной диагностики возмущения электронной концентрации в нагревной области.

Прямая и обратная задачи наклонного зондирования двумерно-неоднородной ионосферы решалась в геометрооптическом приближении распространения радиоволн. Траектория луча в неоднородной ионосфере описывается системой векторных уравнений [2]. Для упрощенного случая двумерно-неоднородной изотропной среды, обладающего большей наглядностью механизмов рефракции луча, система лучевых уравнений может быть представлена в более простом виде [3]:

$$\frac{dr}{d\varphi} = r \operatorname{tg} \beta, \quad \frac{d\beta}{d\varphi} = -\frac{1}{2n^2} \left[ \operatorname{tg} \beta \frac{\partial n^2}{\partial \varphi} - r \frac{\partial n^2}{\partial r} \right] + 1, \quad (1)$$

где  $\varphi$  — угловое расстояние по дуге большого круга,  $\beta$  — текущее значение угла возвышения по траектории,  $n$  — показатель преломления. В частности, из уравнения (1) легко видеть, что траектория луча определяется не только показателем преломления, зависящим от плазменной частоты, но и градиентами концентрации.

Электронная концентрация ионосферной плазмы при наличии возмущения определяется двумя аддитивными составляющими,

$$N(r) = N_0(r) + \Delta N(r), \quad (2)$$

где  $N_0(r)$  — регулярная невозмущенная концентрация, а  $\Delta N(r)$  — добавка, обусловленная воздействием мощной радиоволны на ионосферу. В некоторых модельных представлениях среды система уравнений (1) допускает аналитическое решение для фоновой электронной концентрации, а параметры проходящих волн при наличии возмущенной области могут быть представлены в рамках асимптотических методов решения лучевых уравнений в виде интегралов. Так, анализ решения задачи о влиянии изотропного возмущения в квазипараболической

ионосфере [4] показал, что характеристики зондирующих волн зависят не только от абсолютного значения величины  $\Delta N$ , но и от положения возмущенной области на траектории луча.

В общем случае произвольной зависимости от координат как регулярного распределения, так и возмущения ионосферы решение системы лучевых уравнений можно получить только в численном виде. Для оценки влияния параметров возмущенной области и ее местоположения на трассе распространения рассмотрим поведение группового запаздывания и углов прихода сигналов НЗ на трассах различной протяженности при фиксированной геометрии расположения возмущения. При этом, главным образом, будем рассматривать влияние отрицательного возмущения, возникающего в верхней ионосфере под действием мощного радиоизлучения, экспериментальное наклонное радиопросвечивание которого было осуществлено в 1982 г. Численное моделирование влияния положительного возмущения на углы прихода и групповое запаздывание проводилось в [5]. Для простоты и наглядности результатов регулярное распределение электронной концентрации однослойной ионосферы зададим в виде параболы (рис. 1, сплошная линия), а возмущение  $\Delta N(r)$  в двумерной постановке задачи представим в виде

$$\Delta N(r, \varphi) = \quad (3)$$

$$= \begin{cases} -\Delta N_{\max} \frac{r-r_0}{r_c-r_0} \exp\left[-\left(\frac{r-r_c}{\Delta r}\right)^2\right] \exp\left[-\left(\frac{\varphi-\varphi_c}{\Delta\varphi}\right)^2\right], & r \leq r_c \\ -\Delta N_{\max} \exp\left[-\left(\frac{r-r_c}{\Delta r}\right)^2\right] \exp\left[-\left(\frac{\varphi-\varphi_c}{\Delta\varphi}\right)^2\right], & r \geq r_c \end{cases}$$

где  $r_c, \varphi_c$  — координаты центра, а  $\Delta r, \Delta\varphi$  — характерные размеры возмущенной области. На рис. 1, 2 представлены результаты численного моделирования для случая:  $\Delta N_{\max}/N_0(r_c, \varphi_c) = 15\%$ ,  $\Delta r = 40$  км,  $\Delta\varphi \approx 0,27^\circ$ . Высотное распределение (2) в центре возмущенной области

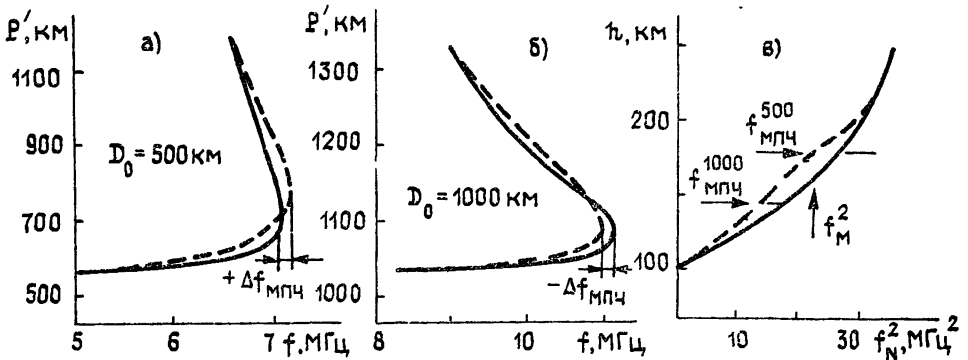


Рис. 1.

представлено на рис. 1 в пунктирной линии, где также отмечено положение высоты отражения мощной волны. Синтез ионограмм НЗ выполнен путем численного решения характеристических уравнений с начальными условиями и уравнений для группового запаздывания  $P'(f)$  и дальности распространения  $D(f)$  [2]. Вариации групповых путей на ионограммах НЗ, обусловленные наличием возмущенной области, видны из сопоставления кривых, приведенных на рис. 1а, б. Сплошной линией нанесена зависимость группового пути волны от частоты зондирования для невозмущенной ионосферы, а пунктирной — при наличии возмущения, локализованного в средней точке трассы. Видно, что максимальные изменения группового запаздывания проявляются в области рабочих частот вблизи МПЧ трассы зондирования, а их величина существенным образом зависит от дальности: на коротких трассах (рис. 1а) возмущение ионограммы НЗ более значительно. Более под-

робно рассмотрим поведение одной из особых точек ионограммы НЗ — точки возврата функции  $P'(f)$  (МПЧ), которая, по-видимому, наиболее чувствительна к наличию возмущения на трассе, расположенного в области отражения частоты  $f=f_{\text{МПЧ}}$  и наиболее удобна с точки зрения анализа данных экспериментальных исследований. Из рис. 1а, б видно, что в зависимости от протяженности трассы зондирования может иметь место эффект как увеличения, так и уменьшения МПЧ. Для возмущенной области с пониженным относительно фонового значением электронной концентрации качественная зависимость МПЧ от дальности, построенная на основе численных расчетов, представлена на рис. 2. Увеличение МПЧ происходит при отражении от верхней части возмущенной области, т.е. на высотах с повышенным относительно фонового локальным значением высотного градиента концентрации. Качественно этот эффект можно получить из уравнений (1), где видно, что увеличение высотного градиента приводит к доворачиванию луча. Так как высота отражения МПЧ уменьшается с ростом дальности (рис. 1в), то наблюдается постепенный переход от увеличения МПЧ к уменьшению с последующим асимптотическим стремлением добавки к МПЧ, обусловленной возмущением электронной плотности, к нулевому значению. Следует отметить особую область дальностей (заштрихована на рис. 2), в которой может за счет искусственной неоднородности иметь место расщепление «носика» ионограммы НЗ. В ходе численного моделирования было получено, что рассмотренные эффекты максимальным образом проявляются при расположении возмущения в средней точке трассы.

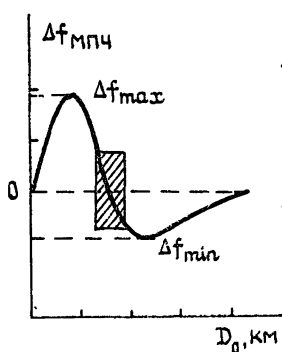


Рис. 2.

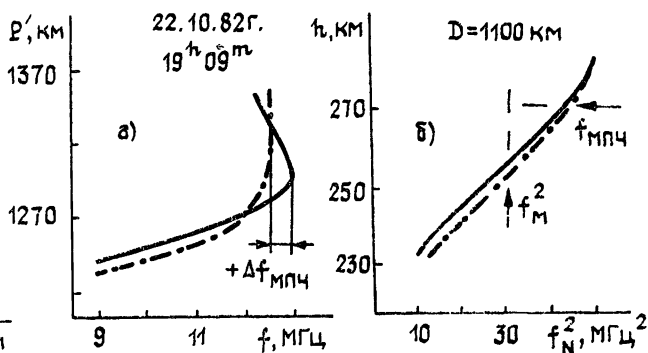


Рис. 3.

Экспериментальные исследования эффекта влияния искусственно возмущенной мощными радиоволнами верхней ионосферы на ДЧХ проводились в октябре 1982 г. на среднелинейной трассе  $D_0 \approx 1100$  км. На конечных пунктах радиотрассы работали в режиме НЗ ионозонды «Сойка М-6000» и «Базис», имеющие высокое временное и частотное разрешение. По дуге большого круга примерно в середине трассы был расположен нагревный стенд «Сура», создающий локализованную возмущенную область ионосферной плазмы. В такой постановке эксперимента на фоне регулярного вечернего хода уменьшения МПЧ трассы было отмечено в период работы нагревного стенда увеличение МПЧ [6]. Результаты более подробного анализа типичной картины изменения ионограммы НЗ во время генерации возмущения в верхней ионосфере в период проведения экспериментальных измерений представлены на рис. 3а. Сплошной линией нанесена экспериментальная, а пунктирной — расчетная «виртуальная» ионограмма НЗ, которая бы имела место при отсутствии возмущения. Синтез такой ионограммы осуществлялся по  $N(h)$ -профилю, полученному в результате временной интерполяции по высотным профилям концентрации, имеющим место в паузах работы нагревного стенда. Оценки профилей регулярной ионосферы производились по ионограммам НЗ [7]. Невозмущенный «вирту-

альный» профиль для условий эксперимента приведен на рис. 36 (пунктирная линия), на котором отмечены уровни отражения нагревной волны и МПЧ трассы. Видно, что в данном случае реализуется ситуация, в которой уровень отражения МПЧ лежит в верхней части возмущенной области, что, согласно полученным выше результатам, должно приводить к увеличению МПЧ. Этот эффект хорошо виден из сопоставления экспериментальной и расчетной ионограмм НЗ ( $\Delta f_{\text{мпч}} \approx 0,3$  МГц, рис. 3а).

Оценку высотного распределения концентрации в возмущенной области можно получить из обратной задачи НЗ неоднородной магнитоактивной ионосферы, так как в настоящее время уже разработаны некоторые приближенные методы ее решения. Для больших дальностей ( $D_0 \gtrsim 1000$  км) исходная система геометрооптических уравнений может быть сведена к решению более простой системы уравнений для изотропной ионосферы [7]:

$$P'(f) = \int_{\sigma_0}^{\sigma} \left[ 1 - \frac{f_N^2(r, \varphi)}{f^2} \right]^{-1/2} d\sigma, \quad D(f) = \int_{\sigma_0}^{\sigma} \frac{R}{r} \cos \beta d\sigma = D_0, \quad (4)$$

где  $d\sigma$  — элемент траектории, определяемой уравнениями (1),  $R$  — радиус Земли. Способ решения системы уравнений (4), (1) в сферически-слоистом приближении распределения электронной концентрации рассмотрен в [7]. Этот метод, в приближении теории возмущений для эйконала [2], применим и при наличии малых продольных градиентов, а полученная оценка  $N(h)$ -профиля соответствует локальному высотному распределению в средней точке трассы. На рис. 3б сплошной линией нанесена оценка высотного профиля во время работы нагревного стенда. Сопоставление с «виртуальным» профилем в этот момент времени (рис. 3б, пунктирная линия) показывает, что под действием мощного излучения в верхней ионосфере образуется область с пониженной, относительно фоновой распределения, величиной электронной концентрации ( $\Delta N/N \approx 10\%$ ). Исследование динамики развития возмущения по данным НЗ показывает, что в начальный период воздействия мощной волны ( $t \leq 5$  мин) наблюдается увеличение концентрации в области высот выше уровня отражения мощной волны, что, по-видимому, можно рассматривать как вынос плазмы из нагревной зоны [1]. При этом, однако, следует отметить, что полученная оценка возмущения является усредненной по продольной координате, поэтому может характеризовать, в основном только качественным образом, вариации возмущенной области. Для получения более точных количественных оценок диагностически возмущенной области требуется постановка целенаправленных экспериментальных и теоретических исследований.

Таким образом, в работе показано, что искусственно возмущенная крупномасштабная область ионосферы приводит к заметным изменениям в групповом запаздывании сигналов НЗ, и это обстоятельство может быть использовано в задаче дистанционной диагностики возмущения электронной концентрации.

В заключение авторы выражают благодарность Ю. Н. Черкашину, Е. А. Бенедиктову и Ю. А. Игнатьеву за содействие в обеспечении работы нагревного стенда «Сура» в период экспериментальных измерений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Васьков В. В., Голян С. Ф., Гуревич А. В. и др. Препринт ИЗМИРАН № 5 (479). — М., 1984
2. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред — М.: Наука, 1980
3. Тинин М. В. Диссертация Иркутск, 1982.
4. Баранов В. А., Бочкарев Г. С. В кн.: Распространение дециметровых радиоволн — М.: ИЗМИРАН, 1980, с. 68

5. Кардашин Е. А., Шоя Л. Д. В кн.: Взаимодействие коротких радиоволн с ионосферой. — М.: ИЗМИРАН, 1982, с 103.
6. Бахметьева Н. В., Бенедиктов Е. А., Бочкарев Г. С и др. Препринт ИЗМИРАН № 36 (510). — М., 1984.
7. Крашенников И В., Лобачевский Л. А., Лянной Б. Е., Снеговой А. А. — Геомагнетизм и аэрномия, 1983, 23, № 5, с 727.

Институт земного магнетизма, ионосферы  
и распространения радиоволн АН СССР

Поступила в редакцию  
8 июля 1985 г.

## VARIATIONS OF TRAJECTORY OBLIQUE SOUNDING SIGNAL CHARACTERISTICS IN AN ARTIFICIALLY DISTURBED IONOSPHERE

G. S. Bockkarev, V. V. Kol'tsov, I. V. Krasheninnikov, B. E. Lyannoj

The results of solving the problem and the inverse problem of oblique sounding in an artificially disturbed region of the upper ionosphere are presented. It is shown that such a region leads to essential changes in a group delay of oblique sounding signals passing by. It may be used in the problem of remote sensing the electron density disturbance.

### Аннотации депонированных статей

УДК 537.8

#### ОДНО СВОЙСТВО ИНТЕГРАЛОВ, ВСТРЕЧАЮЩИХСЯ В ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ ВОЛН НА МНОГОУГОЛЬНИКАХ

В. П. Чумаченко

Изучаются свойства интегралов, образующих матрицы систем линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), к которым приводятся двумерные задачи дифракции электромагнитных волн на проводящих многоугольных структурах при применении предложенного автором метода. Установлено, что элементы матрицы, симметричные относительно главной диагонали, могут быть выражены друг через друга. Полученные формулы в обозначениях, принятых в опубликованных ранее работах автора, имеют вид

$$d_{pm}^{ji} = \frac{Me_p^{(2)}(0, q_j)}{Me_p^{(2)'}(0, q_j)} \frac{Me_m^{(2)'}(0, q_i)}{Me_m^{(2)}(0, q_i)} d_{mp}^{ij}, \quad c_{pm}^{ji} = \frac{Ne_p^{(2)'}(0, q_j)}{Ne_p^{(2)}(0, q_j)} \frac{Ne_m^{(2)}(0, q_i)}{Ne_m^{(2)'}(0, q_i)} c_{mp}^{ij}, \quad i \neq j,$$

где

$$d_{mp}^{ij} = \int_0^\pi \frac{Me_p^{(2)}(\xi_j, q_j)}{Me_p^{(2)}(0, q_j)} se_p(\eta_j, q_j) se_m(\eta_i, q_i) d\eta_i,$$

$$c_{mp}^{ij} = \int_0^\pi \frac{\partial}{\partial \xi_i} \left[ \frac{Ne_p^{(2)}(\xi_j, q_j)}{Ne_p^{(2)'}(0, q_j)} se_p(\eta_j, q_j) \right] se_m(\eta_i, q_i) d\eta_i.$$

Эти соотношения позволяют в два раза уменьшить время, затрачиваемое на вычисление массивов коэффициентов СЛАУ, а также могут быть использованы для анализа свойств матричного оператора задачи.

Статья депонирована в ВИНТИ,  
рег. № 2662 — В 87. Деп. от 16 апреля 1987 г.