

**Нижегородский научно-исследовательский радиофизический институт
Государственного комитета РФ по высшему образованию**

П р е п р и н т № 372

**ТРАНСЭКВАТОРИАЛЬНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ КВ:
МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОНОСФЕРНЫХ
И МАГНИТОСФЕРНЫХ СИГНАЛОВ**

**В.П.Урядов
Н.В.Рябова**

Нижний Новгород, 1993

ТРАНСЭКВАТОРИАЛЬНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ КВ: МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОНОСФЕРНЫХ И МАГНИТОСФЕРНЫХ СИГНАЛОВ //Препринт № 372. - Нижний Новгород: НИРФИ, 1993. - 13 с.

УДК 550.388.2

В геометрикооптическом приближении проведен синтез ионограмм наклонного зондирования для сигналов ионосферного и волноводного магнитосферного происхождения при распространении коротких радиоволн между магнитосопряженными точками. Исследованы характеристики ионосферного (ИС) и магнитосферного (МС) сигналов для различных геоионосферных условий. Показано, что для значений параметров неоднородностей с пониженной электронной концентрацией, формирующих магнитосферный дикт $\delta N \sim 5 \cdot 10^{-2}$, $h_p \sim 2$ км при трансэкваториальном распространении (ТЭР) КВ на умеренно низких геомагнитных широтах ($\phi_0 \sim 30-40^\circ$), отношение МС МНЧ/ИС МНЧ $\sim 1,6-1,4$, а на более высоких широтах ($\phi_0 \sim 50^\circ$) МС МНЧ/ИС МНЧ $\sim 0,74$. Показано, что уширение МС составляет $\sim 1-2$ мс и имеет место быстрое уменьшение времени группового запаздывания МС с ростом частоты: в нижней части диапазона частот МС $f \sim 14-18$ МГц, $\left| \frac{\Delta \tau_{гр}}{\Delta f} \right| \sim 1,4; 0,7; 0,6$ мс/МГц для соответствующих пунктов, расположенных в магнитосопряженных точках на геомагнитных широтах $\phi_c = 30^\circ, 40^\circ$ и 50° соответственно.

СОДЕРЖАНИЕ

	стр.
ВВЕДЕНИЕ.....	3
1. ВОЛНОВОДНАЯ МОДЕЛЬ.....	4
2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ.....	6
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	II
ЛИТЕРАТУРА.....	12

В В Е Д Е Н И Е

Проблеме трансэкваториального распространения (ТЭР) КВ и УКВ посвящено большое число как экспериментальных, так и теоретических работ. Интерес к ТЭР КВ и УКВ обусловлен рядом обстоятельств, связанных с особенностями экваториальной ионосферы. Согласно существующим представлениям, ТЭР КВ и УКВ подразделяется на три типа. Первый — это дневной тип ТЭР, связанный с экваториальной аномалией в окрестности $\pm 15^\circ$ по обе стороны от магнитного экватора. Наличие резко выраженных максимумов электронной концентрации в этих областях обеспечивает хордовый механизм ТЭР (эффект шепчущей галереи) на частотах до 60 МГц /1/. Второй тип ТЭР коррелирует с крупномасштабными возмущениями ($1 \sim 10-100$ км) и F_{spread} и связывается с рассеянием радиоволн вперед на ионосферных неоднородностях /2, 3/. Третий тип ТЭР наблюдается в вечерние часы и регистрируется на частотах, превышающих 100 МГц /4-6/. Эти частоты превышают частоты сигналов, которые могут распространяться за счет хордового механизма, а принимаемая мощность больше, чем ожидаемая за счет рассеяния радиоволн. Согласно экспериментальным данным /7/, зона приема высокочастотных сигналов, распространявшихся через магнитный экватор, ограничена в широтном и долготном направлениях и пространственно привязана к магнитосопряженной области. Возможные механизмы вечернего типа ТЭР УКВ обсуждались рядом авторов. В работе /8/ на основе измерений углов прихода и групповой задержки сигнала на частоте $f = 77$ МГц на трассе Окинава (Япония) — Дарвин (Австралия) сделан вывод о канализировании волн вдоль силовых линий

геомагнитного поля. Предположения авторов /4/ о ТЭР УКВ путем двойного рассеяния, хотя и согласуется с частотной зависимостью в приемлемой мощности ($P \propto f^{-10} - f^{-12}$), но требует больших и рассеивающих объемов, что противоречит значительной коррелированности сигналов. Можно считать, что совокупность данных по вечернему типу ТЭР УКВ свидетельствует в пользу волноводного магнитосферного механизма, связанного либо с фактором распространением вдоль полевытянутых неоднородностей с пониженной электронной концентрацией /9/, либо с распространением внутри крупномасштабных эваториальных пузырей с большими локальными градиентами электронной концентрации /10/.

Следует отметить, что в отличие от работ по ТЭР УКВ исследований по ТЭР КВ сравнительно немного /11, 12/. В КВ диапазоне, наряду с рассмотренными выше механизмами ТЭР, реализуются стандартные механизмы ионосферного распространения, что заметно усложняет интерпретацию экспериментальных данных. В этой связи при постановке эксперимента и интерпретации данных зондирования ТЭР КВ важную роль играет моделирование, включающее как ионосферные так и магнитосферные механизмы распространения радиоволн.

1. ВОЛНОВОДНАЯ МОДЕЛЬ

В данной работе моделирование ионосферной части ТЭР КВ проводилось в рамках геометрикооптического приближения по методике, изложенной в /13/, для модели ионосферы в виде суммы чешменовских слоев, описывающих E-, F₁- и F₂-области.

С методологической точки зрения для моделирования магнитосферной части ТЭР КВ представляется целесообразным использовать аналогию с распространением волн в оптических волноводах /14/, роль которых в нашем случае могут играть дуги, образуемые вытянутыми вдоль силовых линий геомагнитного поля неоднородностями и пониженной концентрации с поперечными размерами $l_{\perp} \sim 0,5-2$ км /15/. При этом траектория волны в магнитосферном волноводе с параболическим профилем ($\Delta N(y) = -\Delta N_0(z) \cdot (1 - y^2/a^2)$) в геометрикооптическом приближении описывается уравнением /16/

$$\frac{d^2 y}{dz^2} + \frac{k_z(z)}{k_0(z)} y + \frac{1}{2} \frac{k_1(z)}{k_0(z)} = 0. \quad (1)$$

Здесь y - поперечная координата, z - координата вдоль дуга

$$k_0 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_0(z)}, \quad k_1 = -2 \frac{\omega}{c} \frac{\sqrt{\epsilon_0(z)}}{r_y(z)}, \quad k_2 = \frac{\omega}{c} \frac{1}{\alpha^2(z) \sqrt{\epsilon_0(z)}} \times$$

$$\times \frac{4\pi e^2 \Delta N_0(z)}{m \omega^2}, \quad \epsilon_0(z) = 1 - \frac{\omega_0^2(z)}{\omega^2},$$

$$r_y = \frac{R_0 \cos \phi (1 + 3 \sin^2 \phi)^{3/2}}{3 \cos^2 \phi_0' (1 + \sin^2 \phi)} \quad (2)$$

- радиус кривизны канала, R_0 - радиус Земли, ϕ_0' - геомагниты в я широта точки пересечения дуга с поверхностью Земли, ϕ - текущая геомагнитная широта дуга, связанная с координатой z выражением /17/:

$$z = \frac{R_0}{2 \cos^2 \phi_0'} \left\{ \left[\sin \phi_1 \sqrt{1 + 3 \sin^2 \phi_1} + \frac{1}{\sqrt{3}} \ln \left| \sin \phi_1 + \sqrt{\frac{1 + 3 \sin^2 \phi_1}{3}} \right| \right] - \right.$$

$$\left. - \left[\sin \phi \sqrt{1 + 3 \sin^2 \phi} + \frac{1}{\sqrt{3}} \ln \left| \sin \phi + \sqrt{\frac{1 + \sin^2 \phi}{3}} \right| \right] \right\}, \quad (3)$$

ϕ_1 - геомагнитная широта пересечения магнитосферного дуга с точкой выхода луча из ионосферы.

Поперечный размер дуга $a(z)$ записан в виде /14/

$$\alpha = \alpha_{\text{мэ}} \cos^3 \phi / \sqrt{1 + 3 \sin^2 \phi}, \quad (4)$$

где $\alpha_{\text{мэ}}$ - ширина данта в плоскости магнитного экватора.

В расчетах модель изменения фоновой электронной концентрации во внешней ионосфере $N_0 [z(\phi)]$ и модель изменения возмущения концентрации в неоднородности $\Delta N [z(\phi)]$ вдоль данта взяты в виде [17]

$$N_0 [z(\phi)] = \xi \left(\frac{\cos \phi'_0}{\cos \phi} \right)^6 \exp \left[\frac{\cos^2 \phi'_0}{\cos^2 \phi} \right], \quad (5)$$

$$\Delta N [z(\phi)] = \eta \left(\frac{\cos \phi'_0}{\cos \phi} \right)^6 \exp \left[\frac{\cos^2 \phi'_0}{\cos^2 \phi} \right].$$

Значения ξ выбирается из условия непрерывности фоновой электронной концентрации при переходе от внутренней к внешней ионосфере. η - параметр, определяющий интенсивность неоднородностей электронной концентрации.

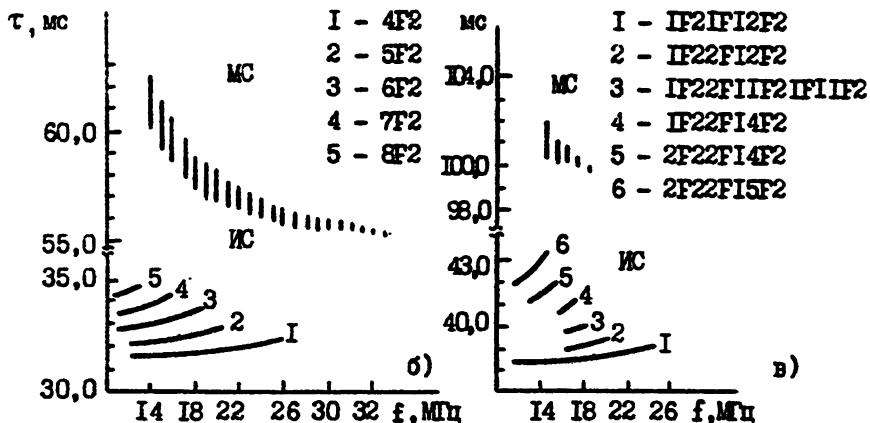
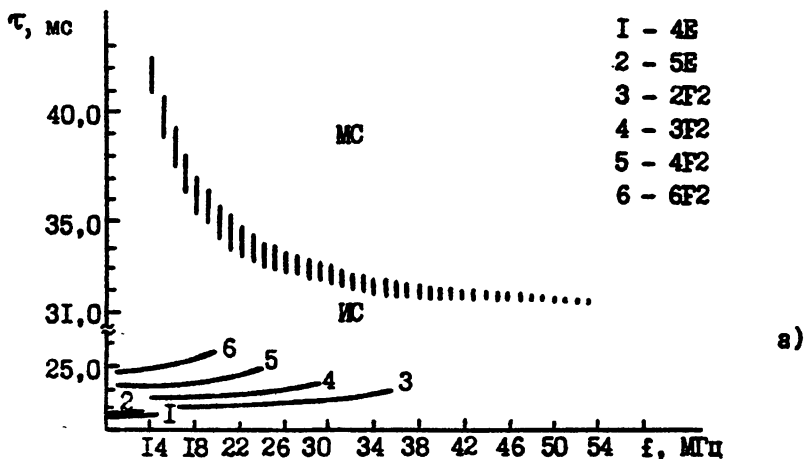
Система уравнений (1)-(5) использовалась для моделирования магнитосферной части ТЭР КВ. При этом начальные условия брались с из траекторных расчетов распространения волны от излучателя на поверхности Земли до точки выхода луча из ионосферы.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Одной из важнейших характеристик канала ТЭР КВ является дистанционно-частотная характеристика (ДЧХ) трассы. На основе разработанных алгоритмов проводился синтез ионограмм наклонного зондирования для сигналов ионосферного и волноводного магнитосферного происхождения при распространении КВ между магнитосферными точками и строилась зависимость времени группы во

распространения $\tau_{\text{гр}} = \frac{1}{c} \int \frac{dl}{\sqrt{\epsilon}}$ от частоты. Расчет ионограмм магнитосферного сигнала (МС) проводился в предположении широкой диаграммы направленности антенны для всех углов излучения с Земли, начиная с некоторого минимального значения γ_0 (γ_0 - угол отсечки, разделяющий моды ионосферного и магнитосферного происхождения) до критического угла $\gamma_{\text{кр}}$; определяемого параметрами магнитосферного дакта. При этом каждому углу излучения γ , лежащему в интервале $\gamma_0 \leq \gamma \leq \gamma_{\text{кр}}$ и удовлетворяющему условию захвата и распространения в магнитосферном дакте, соответствует мода распространения вдоль своей L-оболочки ($L = \cos^{-2} \phi'_0$). Расчеты ионограмм проводились по долгосрочному прогнозу для периода высокой солнечной активности (февраль, $w = 179$, $T = 08^{\text{h}} \text{ LT}$) для магнитосопреженных точек с различными значениями ϕ_0 , расположенными в Дальневосточном долготном секторе^{*)}. В расчетах относительное значение возмущения электронной концентрации в неоднородности, формирующей магнитосферный дакт, взято равным $\eta = 5N = \left[\left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2 \right]^{1/2} = 5 \cdot 10^{-2}$, а ширина дакта в плоскости магнитного экватора принята равной $a_{\text{м.э}} = 1_{\perp} = 2$ км. Результаты счета для различных значений ϕ_0 геомагнитной широты расположения корреспондирующих пунктов представлены на рис. 1 а, б, в. В нижней части каждого рисунка приведена ионограмма ионосферного сигнала (ИС), в верхней части рисунка - ионограмма МС (заштрихована вертикальными линиями), включающая кроме магнитосферного участка трассы и ионосферные части трассы от излучателя до точки вхождения луча в дакт и от точки выхода из дакта до точки приема на Земле. Из рисунков можно видеть заметное отличие поведения ионограмм МС и ИС. Если для ионограмм сигналов ионосферного происхождения, распространяющихся стандартным скачковым способом, характерно увеличение времени группового запаздывания сигнала в каждой моде с ростом частоты, что связано с более глубоким проникновением волны в толщу ионосферного слоя на высоких частотах,

*) Дальневосточный сектор выбран в расчетах из тех соображений, что в Хабаровском крае (п. Вяземский, $\phi_0 \approx 38^\circ$) расположен действующий широкополосный ($\Delta f = 3-30$ МГц) ЛЧМ ионозонд /18/, который может быть использован для проведения экспериментов по ТЭР КВ между магнитосопреженными точками в России (Хабаровский край) и Австралии.



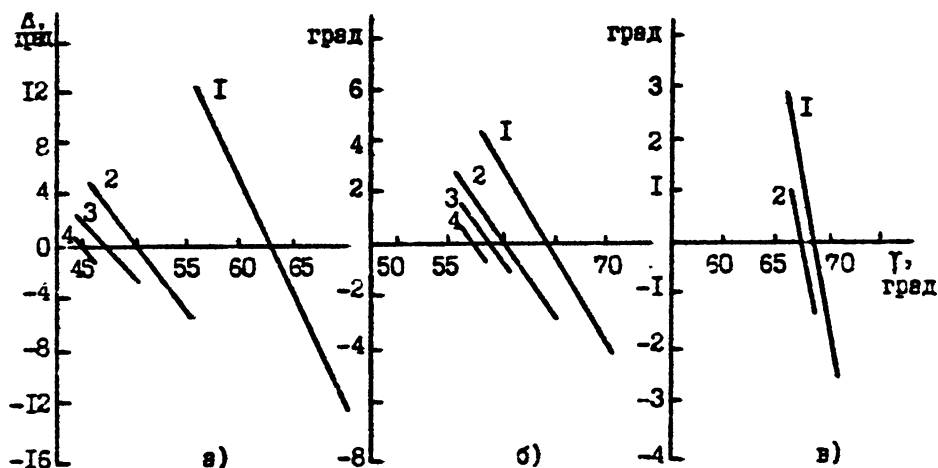
Р и с. I

Ионограммы ионосферных (ИС) и магнитосферных (МС) сигналов.

Дальневосточный долготный регион.

Февраль, $w = 179$, $T = 08^h 17^m$,

$\alpha - \varphi_0 = 30^\circ$, $\beta - \varphi_0 = 40^\circ$, $\gamma - \varphi_0 = 50^\circ$



Р и с. 2

Зависимость углов Δ удерживаемых в магнитосферном дикте при ТЭР КВ от угла излучения γ с поверхности Земли.

а - $\varphi_0 = 30^\circ$ (1-15 МГц, 2-25 МГц, 3-35 МГц, 4-50 МГц);

б - $\varphi_0 = 40^\circ$ (1-15 МГц, 2-20 МГц, 3-25 МГц, 4-30 МГц);

в - $\varphi_0 = 50^\circ$ (1-14 МГц, 2-16 МГц)

то для МС наблюдается обратная картина - уменьшение $\tau_{гр}$ с ростом частоты. Обращает на себя внимание значительная диффузность МС, достигающая на частотах $f \sim 14-16$ МГц величины $\tau_{гр} \sim 1-2$ мс^ж).

Для анализа частотной зависимости групповой задержки МС был проведен расчет углов излучения γ , при которых происходит захват и удержание волны в магнитосферном дикте. Эти данные представляют также интерес с точки зрения выбора антенн с оптимальными диаграммами направленности для исследования магнитосферного распространения КВ сигналов. Зависимость углов Δ , удерживаемых в канале, от угла излучения γ для различных геомагнитных широт φ_0 корреспон -

ж) В реальных условиях, в зависимости от энергетике тра с с н, распределения диктов по L-оболочкам, геоионосферных условий следует ожидать трансформации МС в более дискретную структуру с тем же (или меньшим) интервалом групповых задержек $\Delta \tau_{гр}$, что и наблюдалось в эксперименте [12].

дирующих пунктов и различных частот зондирования показана на рис. 2 а, б, в (угол Δ отсчитывается от оси даята в точке вхождения и я волны в канал и принимает положительные и отрицательные значения в зависимости от начальных условий вхождения дуча в даят). Видно, что существует частотная зависимость углов γ . Для всех геомагнитных широт с ростом частоты сужается интервал углов $\Delta\gamma$ и происходит смещение центра пучка излучаемых с Земли радиоволн в сторону меньших значений углов γ . Учитывая, что меньшим значениям углов γ соответствуют даяты с меньшими значениями параметра L , уменьшение $\tau_{гр}$ и $\Delta\tau_{гр}$ с ростом частоты очевидно связано с тем обстоятельством, что на высоких частотах удержание волны в канале возможно лишь в даятах, расположенных на более низких L -оболочках, которым соответствуют меньшие значения групповых задержек.

Следует отметить интересную особенность поведения МНЧ ИС и МС для различных значений геомагнитных широт корреспондирующих пунктов. Эти данные приведены в табл. I.

Таблица

φ_0	: 30°	: 40°	: 50°
ИС МНЧ, МГц	: 35	: 25,6	: 24,4
МС МНЧ, МГц	: 55	: 35	: 18

Из таблицы видно, что для умеренно низких геомагнитных широт ($\varphi_0 \sim 30-40^\circ$) МС МНЧ заметно превышает ИС МНЧ, а для более высоких геомагнитных широт ($\varphi_0 = 50^\circ$) МС МНЧ < ИС МНЧ.

Такая зависимость обусловлена, с одной стороны, более жесткими условиями на удержание волны в высокоширотных даятах, а с другой - меньшими значениями φ_0 -новой электронной концентрации в области вхождения волны в даят, оказывающей существенное влияние на характеристики МС. На удержание волны в канале оказывает влияние и уровень возмущения электронной концентрации неоднородностей, формирующей магнитосферный даят. Оценки показывают, что уменьшение поперечного градиента электронной концентрации от значения $\delta n = 10^{-1}$ до 10^{-2} приводит к сужению интервала углов Δ , удерживаемых в канале от 16 до 2° .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итоги проведенным исследованиям, можно сделать следующие выводы.

1. Разработаны алгоритмы и программное обеспечение по синтезу ионограмм наклонного зондирования для сигналов ионосферного и волноводного магнитосферного происхождения при трансэкваториальном распространении коротких радиоволн между магнитосопряженными точками.
2. Показано, что для значений относительных флуктуаций электронной концентрации неоднородностей, формирующих магнитосферный даят $\delta N \sim 5 \times 10^{-2}$, $h' \sim 2$ км при ТЭР КВ на умеренно низких геомагнитных широтах ($\phi_0 \approx 30-40^\circ$) МС МНЧ превышает ИС МНЧ в 1,6-1,4 раза, а на более высоких широтах ($\phi_0 = 50^\circ$) МС МНЧ меньше ИС МНЧ в 1,35 раза.
3. Согласно расчетам, уширение МС составляет величину $\sim 1-2$ мс и имеет место достаточно быстрое уменьшение времени группового запаздывания МС с ростом частоты: в нижней части диапазона частот МС $f \sim 14...18$ МГц, $|\frac{\Delta T_{гр}}{\Delta f}| \sim 1,4; 0,7; 0,6$ мс/МГц для корреспондирующих пунктов, расположенных в магнито-сопряженных точках на геомагнитных широтах $\phi_0 = 30, 40$ и 50° соответственно.

В заключение заметим, что моделирование ионограмм сигналов ионосферного и магнитосферного происхождения дает возможность получить достаточно полную картину ТЭР КВ. Результаты моделирования могут быть использованы при постановке эксперимента и интерпретации данных ТЭР КВ, а также при решении обратной задачи определения параметров магнитосферных даятов по данным широкополосного КВ и УКВ зондирования на трансэкваториальных трассах.

Авторы благодарят Игнатьеву И.Ю. и Угриновского В.А. за помощь в проведении расчетов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ в рамках проекта 93-02-15893.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gibson-Wilde B.C. // Radio Sci., - 1969, V.4. - P.797.
2. Rottger J. // J. Atm. Terr. Phys. - 1973, V.35. - P.1195.
3. Ferguson J.A., Booker H.G. // J. Atm. Terr. Phys.-1983.-V.45, No.8,9. - P.641.
4. Kuriki I., Tanohata K., Sakamoto Y., Iguchi M. // Radio Res. Lab. Jap. - 1972, V.19. - P.175.
5. McNamara L.F. // Austr. J. Phys. - 1973, V.26. - P.521.
6. Nielson D.L., Crochet M. // Rev. Geophys. Space Phys. - 1974. - V.12, No.4. - P.688.
7. Heron M.L. // J. Atm. Terr. Phys.-1981.-V.43, No.5,6. - P.597.
8. Bowen E.D., Pay W.J., Heritage J.L. // J. Geophys.Res. - 1968, V.73. - P.2469.
9. Platt I.G., Dyson P.L. // J. Atm. Terr. Phys. - 1989. - V.51, No.9,10. - P.759.
10. Platt I.G., Dyson P.L. // J. Atm. Terr. Phys. - 1989. - V.51, No.11,12. - P.897.
11. Букин Г.В.//Геомagnetизм и аэрoномия. - 1978. - Т.18, № 3. - С.440.
12. Бенъкова Н.П., Букин Г.В., Гоцакова Л.С., Яшин Ю.Я.//Геомagnetизм и аэрoномия. - 1978. - Т.18, № 3. - С.448.
13. Филипп Н.Д., Блаунштейн Н.Ш., Ерухимов Л.М. и др. Современные методы исследования динамических процессов в ионосфере. - КИшинев: Штиинца, 1991. - С.288.
14. Унгер Х.-Г. Пленарные и волоконные оптические волноводы. - М.: Мир, 1980. - С.531.
15. Гуревич А.В.//Геомagnetизм и аэрoномия. - 1979. - Т.19, № 3.- С.462.
16. Ерухимов Л.М., Кротова З.Н., Урядов В.П.//Изв.вузов. - Радиофизика. - 1982. - Т.25, № 2. - С.140.
17. Альперт Я.Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера.

ра. - М.: Наука, 1972. - С.564.

18. Иванов В.А., Рябова Н.В., Рябов И.В. и др. Автоматизированный ЛЧМ комплекс в сети станций наклонного зондирования. Результаты диагностики естественной и модифицированной ионосферы // Препринт № 323. - Н.Новгород: НИРФИ, 1991. - 56 с.

Дата поступления статьи
15 октября 1993 г.

Подписано в печать 14.10.93 г. Формат 60 x 84/16.
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 0,74 усл.п.л.
Заказ 5345. Тираж 100.

Отпечатано на ротационте НИРФИ