

УДК 621.371.25

## РОЛЬ СКОЛЬЗЯЩЕГО МЕХАНИЗМА РАСПРОСТРАНЕНИЯ В ВОЗБУЖДЕНИИ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЛНОВОДОВ

*В. И. Сажин, М. В. Тинин*

Приводятся результаты численного эксперимента, показывающие большую роль скользящих механизмов распространения в возбуждении ионосферных волноводов, ответственных за дальнейшее распространение коротких радиоволн.

Существенным для практического использования механизма дальнего распространения коротких радиоволн наземными корреспондентами является вопрос о возбуждении ионосферных волноводов. Плавный (адиабатический) переход наземного волновода в надземный в окрестности нарушения регулярности ионосферного слоя (например в сумеречной зоне [1]), как показывают численные эксперименты [2-4], происходит не всегда достаточно эффективно, так как волноводные (рикошетирующие) траектории большей частью продолжают пересекать нижележащие поглощающие слои *D* и *E*. Только при соответствующем расположении передатчика, когда излученная волна падает на достаточно большой наклон ионосферы, появляются траектории, удаленные от поглощающих слоев ионосферы. Такая жесткая зависимость возбуждения механизма дальнего распространения от расположения неоднородности, трансформирующей наземное распространение в надземное, сильно ограничивает в пространстве и во времени возможность его использования наземными корреспондентами, что противоречит наблюдению кругосветных сигналов в значительный промежуток времени [5].

С другой стороны, помимо волноводного направляющего механизма распространения, известен [6-8] антиволноводный механизм\* скользящей волн вдоль слоя, связанный с явлением критической рефракции. Для возбуждения такого механизма (к которому, в частности, относится луч Педерсена [8, 9, 11] и боковая волна [6, 7]) не нужны неоднородности, он легко возбуждается наземными корреспондентами лучом, близким к критическому. Но в качестве самостоятельного механизма дальнего распространения скользящий механизм не годится, так как в результате сильного оттока энергии из участка критической рефракции [6-9] скользящая волна при кругосветном распространении становится экспоненциально малой [7, 15]. Однако анализ поведения траекторий вблизи оси антиволноводной среды показывает [16], что скользящий механизм может оказаться очень интересным с точки зрения эффективного возбуждения ионосферных волноводов. В настоящей работе приводятся результаты численного эксперимента, подтверждающие этот вывод.

\* Именно этот механизм и является механизмом скользящего распространения, так как в отличие от волноводного распространения, при котором лучи вытесняются вокруг оси [10], при антиволноводном распространении лучи скользят вдоль слоя, асимптотически приближаясь к оси.

Выберем распределение электронной концентрации в виде

$$N(x, z) = N_2 e^F, \quad (1)$$

где

$$F(x, z) = \ln \left( \frac{N_1(x)}{N_2} \right) \frac{\int_{z_2}^z W(s) ds}{\int_{z_2}^{z_1} W(s) ds}; \quad (2)$$

$$W(z) = (z - z_1)(z - z_2)(z - z_m) \left[ \exp \left( -\frac{z - z_0}{\Delta z} \right) + 1 \right]. \quad (3)$$

Такое задание распределения электронной концентрации позволяет исследовать отражение волн от ионосферы, в профиле (по высоте  $z$ ), которой имеется три экстремума — два максимума\*, расположенные на высотах  $z_1$  и  $z_2$  соответственно со значениями электронной концентрации  $N_1$  и  $N_2$ , и минимум (долина) на высоте  $z_m$ . При соответствующем выборе параметров  $\Delta z$  и  $z_0$  принятая модель дает примерно такую же форму профиля  $N(z)$ , что и модель [12], довольно точно описывающая реальные профили. Однако в отличие от высотной аппроксимации  $N(z)$ , предлагаемой в [12] (где профиль  $N(z)$  образуется сшиванием в точках экстремумов четырех функций), модель (1)–(3) обеспечивает непрерывность не только первой, но и второй производной по координатам, что дает возможность вычислять расходимость лучевых полей.

Исследуем на модели (1)–(3) условия возбуждения с Земли ионосферных волноводов при наличии двух слоев в окрестности нарушения регулярности нижнего слоя. Пусть электронная концентрация  $N_2$  в максимуме верхнего слоя не меняется вдоль трассы распространения, а электронная концентрация  $N_1(x)$  в максимуме нижнего слоя плавно уменьшается со значения  $N_{10}$  до значения  $\kappa N_{10}$  по следующему закону:

$$N_1(x) = N_{10} \frac{e^{-\beta x} + \kappa e^{\beta x}}{e^{-\beta x} + e^{\beta x}}. \quad (4)$$

В качестве начала координат здесь выбрана точка максимума горизонтального градиента  $x = 0$  (середина переходной области). При расчетах использовались следующие значения параметров:  $z_1 = 200$  км,  $z_2 = 250$  км,  $z_m = 205$  км,  $z_0 = 180$  км,  $\Delta z = 10$  км,  $\kappa = 0,1$ ,  $\beta = 10^{-3}$  км $^{-1}$ .  $N_2/N_{10} = 1,44$  (т. е. отношение критических частот слоя слева от нерегулярного участка равно 1,2). Эти значения отвечают реальным условиям. Траектории скользящих прикритических лучей и расходимость лучевых полей находились по программе, описанной в [13].

На рис. 1 приведена часть лучей для передатчика, расположенного на расстоянии 1750 км слева от середины переходной области. Квадрат отношения критической частоты верхнего слоя к рабочей частоте взят равным 0,1. На этом же рисунке пунктиром проведены изолинии  $\varepsilon(x, z)(1 + z/a)^2 = \text{const}$  ( $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $a$  — радиус Земли).

\* Этими максимумами соответствуют два ионосферных слоя: F1 и F2 или Г- и Е-слои.

На рис. 2 показаны зависимости от угла выхода (отсчитываемого от нормали к поверхности Земли)  $\psi_0$ , расходимости  $I$  и минимальной высоты, на которую опускается траектория после отражения от ионосферы (высота рикошета)\*. Из этих рисунков видно, что лучи, близкие к критическому\*\* (скользящие), имеют высоту рикошета, значительно большую, чем остальные. Имеется две ветви (отраженных и преломленных) лучей, близких к критическому. Обращает внимание большая высота рикошета (выше поглощающих  $D$ - и  $E$ -слоев), достигаемая с помощью скользящего механизма возбуждения. Особенно следует отметить преломленные квазикритические лучи, которые в отличие от отраженных дважды проходят сквозь нерегулярный нижний слой, в силу чего легче трансформируются в рикошетирующие лучи.

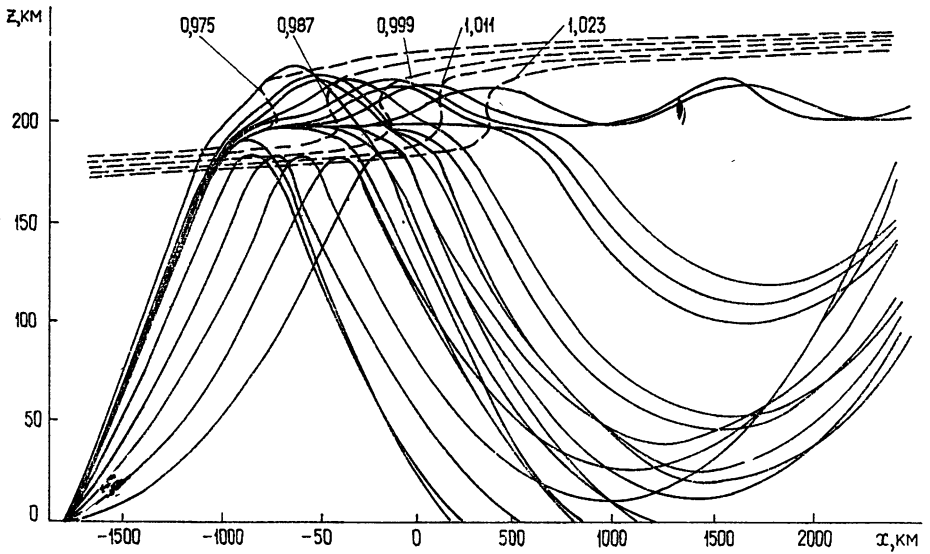
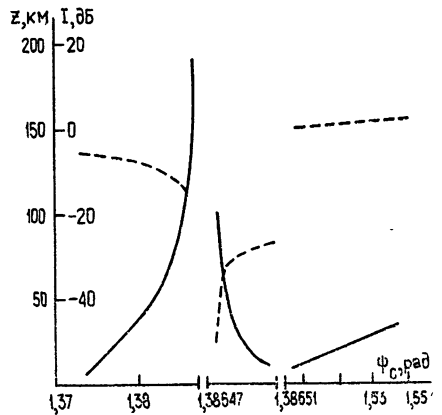


Рис. 1.

Рис. 2 Зависимости расходимости (штриховая кривая) и высоты рикошета (сплошная кривая) от угла падения на ионосферу при расположении передатчика на 1750 км слева от середины нерегулярного участка.



\* Для удобства на этом рисунке на оси абсцисс сделано два разрыва, и масштаб по ней неравномерен

\*\* Возможность использования геометрикооптического приближения для описания подобного рода скользящего распространения показана в [8].

На рис. 3 приведены результаты аналогичных расчетов, характеризующие изменение картины распространения радиоволн при перемещении передатчика на 250 км к середине переходного участка. При этом ситуация значительно изменилась. Лучи с большими углами падения  $\psi_0$  падают на участок нижнего слоя, уже не способный их отражать, и преломляются сквозь него. Видно, что и в этом случае наиболее эффективное возбуждение ионосферных волноводов—это возбуждение с помощью лучей, близких к критическому. Таким образом, скользящие лучи оказываются по сравнению с нижними более устойчивым механизмом возбуждения ионосферных волноводов, в меньшей степени зависящим от расположения неоднородности.

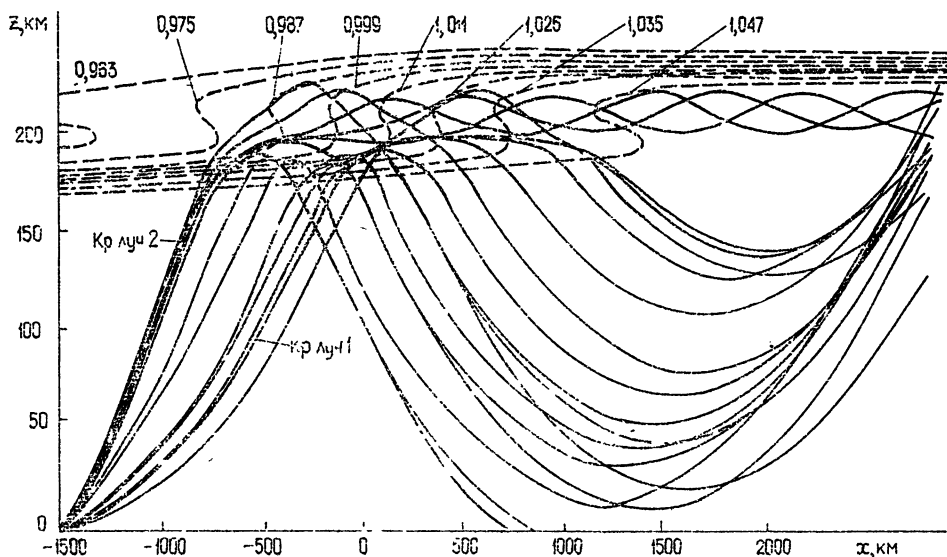


Рис. 3.

Интересно отметить, что в данном случае появляются два «окна» прозрачности в нижнем «нерегулярном» слое: дополнительно к обычному, на частотах выше критической, верхнему «окну», появляется нижнее. Соответственно для этого слоя появляются два критических угла падения и, следовательно, две ветви скользящего механизма возбуждения волноводов (см. рис. 3).

Следует также обратить внимание на возбуждение внутриионосферных, межслойных волноводов (осциллирующие траектории в верхних частях рис. 1 и рис. 3) с помощью преломленных квазикритических лучей. Так как критическая частота нижнего слоя у нас уменьшается вдоль трассы распространения, то эти траектории, вообще говоря, должны преломиться из волновода обратно в нижнюю атмосферу. Но для скользящих лучей оказывается достаточно незначительного горизонтального градиента в нижней части верхнего слоя (см. поведение изолинии на рис. 1, 3), чтобы быть захваченными в волновод.

Далее было проведено исследование возбуждения волноводов при падении волны на нерегулярный участок справа. Для среды (1)—(3) с приведенными выше параметрами был произведен траекторный расчет при расположении источника на расстоянии 1000 км справа от середины переходной области. Полученные результаты показали, что и в этом случае большая роль в возбуждении ионосферного волновода отводится скользящему распространению.

Возможным возражением против скользящего механизма возбуждения ионосферных волноводов является сильная расходимость волны, скользящей вдоль участка критической рефракции (см. пунктирные линии на рис. 2). Однако можно ожидать, что так же, как и для односкачкового дальнего распространения посредством луча Педерсена [9], эта расходимость при учете тонкой структуры в окрестности участка критической реакции будет значительно ниже. Кроме того, ослабление на участках ввода и вывода энергии отчасти компенсируется на доминирующем (при дальнем распространении) волноводном участке фокусировкой и отсутствием потерь в нижних поглощающих слоях. Наконец, имеющиеся экспериментальные результаты [14] говорят о том, что ослабление при первом обороте волны вокруг Земли намного превышает ослабление при последующих оборотах. Эти результаты согласуются с отмеченным большим ослаблением, свойственным скользящему механизму возбуждения.

Характерным для скользящего механизма возбуждения ионосферных волноводов является (см. рис. 1—3) узкий интервал углов падения, при котором происходит ввод энергии в волновод (и вывод из него). Проведенные в последнее время в Иркутске измерения углов прихода кругосветных сигналов [17] говорят о небольшой ширине в вертикальной плоскости конуса углов прихода этих сигналов, что, по-видимому, свидетельствует в пользу скользящего механизма возбуждения.

Таким образом, представляется вполне возможным комбинированный механизм дальнего распространения, включающий в себя антиволноводный скользящий механизм как механизм возбуждения ионосферных волноводов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. П. Е. Краснушкин, Метод нормальных волн в применении к проблеме дальних радиосвязей, изд. МГУ, М., 1947
2. N. Sarraga e. a., Space Sci. Rev., 11, 555 (1970).
3. А. Н. Казанцев, Д. С. Лукин, Космические исследования, 4, № 2, 221 (1966).
4. M. S. Wong, Radio Sci., 1, № 10, 1214 (1966).
5. P. M. Banks, J. Geophys. Res., 70, № 3, 625 (1965).
6. Л. М. Бреховских, Волны в слоистых средах, изд. АН СССР, М., 1957.
7. М. В. Тинин, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 16, № 10, 1613 (1973).
8. М. В. Тинин, сб. Исследования по геомагнетизму, аэронамии и физике Солнца, изд. Наука, М., вып. 29, 157 (1973)
9. В. М. Поляков, Ю. А. Семеней, М. В. Тинин, сб. Исследования по геомагнетизму, аэронамии и физике Солнца, изд. Наука, М., вып. 29, 145 (1973).
10. В. С. Булдырев, Проблемы математической физики, изд. ЛГУ, сб. 3, 5 (1968).
11. K. G. Budden, Radio Waves in the Ionosphere, Cambridge Univ. Press, London, 1961
12. А. В. Гуревич, Д. И. Фищук, Е. Е. Цедилина, Геомагнетизм и аэронамия, 13, № 1, 31 (1973)
13. В. И. Сажин, М. В. Тинин, сб. Исследования по геомагнетизму, аэронамии и физике Солнца, изд. Наука, М., вып. 35, 82 (1975).
14. G. A. Isted, Proc. IEE, 105B, Suppl. № 8, 27 (1958).
15. H. Bremmer, Terrestrial Radio Waves, N. Y., 1949.
16. М. В. Тинин, Доклад на симпозиуме по актуальным вопросам ионосферного распространения дециметровых (КВ) радиоволн в г. Калининграде (сентябрь, 1973).
17. А. И. Агарышев, В. Е. Унучков, Геомагнетизм и аэронамия (в печати).

Иркутский государственный университет

#### THE ROLE OF A SLIDING MECHANISM OF PROPAGATION IN EXCITATION OF IONOSPHERIC WAVEGUIDES

V. I. Sazhin, M. V. Tinin

The results of a numerical experiment indicating a significant role of sliding mechanisms of propagation in excitation of ionospheric waveguides responsible for a long propagation of short radio waves are presented.