

УДК 550.338.2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПО ДИНАМИКЕ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ U-ОБРАЗНЫХ ТРЕКОВ НА ИОНОГРАММАХ

© 2024 г. О. А. Ларюнин¹*, В. И. Куркин¹** , А. А. Рыбкина¹***, А. В. Подлесный¹****

¹ Институт солнечно-земной физики СО РАН (ИСЗФ РАН), Иркутск, Россия

*e-mail: laroleg@iszf.irk.ru

**e-mail: kurkin@iszf.irk.ru

***e-mail: rybkina@iszf.irk.ru

****e-mail: pav@iszf.irk.ru

Поступила в редакцию 29.09.2023 г.

После доработки 31.10.2023 г.

Принята к публикации 23.11.2023 г.

Одним из подходов к решению обратной задачи определения параметров ионосферных возмущений служит многократное решение двухточечной задачи с последующим сопоставлением результатов моделирования с экспериментальными данными (ионограммами). Однако с таким подходом обычно связаны значительные временные затраты при расчетах, что не позволяет обрабатывать большие массивы данных зондирования. Описанная в данной работе методика позволяет оперативно определять скорость горизонтального движения ионосферного возмущения по темпам перемещения дополнительной U-образной структуры в область меньших действующих высот на ионограммах вертикального зондирования: для расчета скорости предложено пользоваться готовыми результатами траекторного синтеза, полученными для эталонных фоновых профилей с наложенными на них возмущениями.

DOI: 10.31857/S0016794024020091, EDN: DYLGUT

1. ВВЕДЕНИЕ

В ряде предшествующих работ было показано, что дополнительная U-образная структура (серп) на ионограммах вертикального и слабонаклонного зондирования [Servera and Harris, 2014; Vybornov et al., 2022] может возникать за счет боковых отражений от горизонтальных градиентов электронной концентрации, связанных с ионосферным возмущением [Munro and Heisler, 1956; Cooper and Cumback, 1986; Lobb and Titheridge, 1977; Lou et al., 2020]. Далее представлены экспериментальные ионограммы с U-образной структурой. Очевидно, что сползание серпа на ионограмме (т. е. его перемещение в область меньших действующих высот и меньших частот) определяется движением перемещающегося ионосферного возмущения (ПИВ) [Вертоградов и др., 2018], и чем быстрее движется возмущение, тем быстрее спадает серп. Один из возможных методов определения горизонтальной скорости перемещения возмущений по экспериментальным ионограммам описан в работе [Laryunin, 2021]. Он основан на траекторном синтезе ионограмм в условиях горизонтально-неоднородной

среды и предполагает многократное численное решение задачи пристрелки лучевых траекторий, в данном случае на нулевую дальность. При этом подразумеваются большие временные затраты при расчетах, что не позволяет обрабатывать большие массивы данных зондирования.

В данной работе предложен иной метод оперативного определения скорости перемещения возмущения. Траекторный синтез здесь изначально выполняется для набора эталонных фоновых высотных профилей с наложенными на них возмущениями, тогда как в дальнейшем, при рассмотрении отдельно взятых экспериментальных событий, достаточно воспользоваться уже готовыми результатами моделирования. В рамках предложенного подхода было рассмотрено несколько сотен событий (обработано несколько тысяч ионограмм), относящихся к январю 2013 г., январю 2016 г. и январю 2022 г. Были использованы данные ЛЧМ-ионозонда ИСЗФ СО РАН, установленного в п. Торы (52°53' N, 103°16' E).

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Рассмотрим для примера типичный зимний дневной высотный профиль (рис. 1, сплошная линия).

Для дальнейшего моделирования заменим данный профиль параболическим (кривая 1); далее будет показана допустимость такого рода замены в случае прикритических рабочих частот. Зададим вершину параболы в точке максимума слоя (257 км, 9.97 МГц). Потребуем, чтобы парабола проходила через точку перегиба исходного профиля в слое F2, где вторая производная плазменной частоты по координате равна нулю. Это — точка A с координатами (204 км, 6.75 МГц).

Можно видеть, что совпадение профилей в слое F2 ниже максимума достаточно хорошее. При этом расхождение при меньших высотах (при плазменных частотах менее 5 МГц) практически не вносит погрешности при расчете траекторных характеристик на прикритических частотах ($f_{кр} = 10$ МГц). Убедимся в этом с помощью траекторного синтеза: наложим возмущение на исходный высотный профиль и на “эффективный” параболический (кривая 1 на рис. 1), и сравним соответствующие траекторные характеристики.

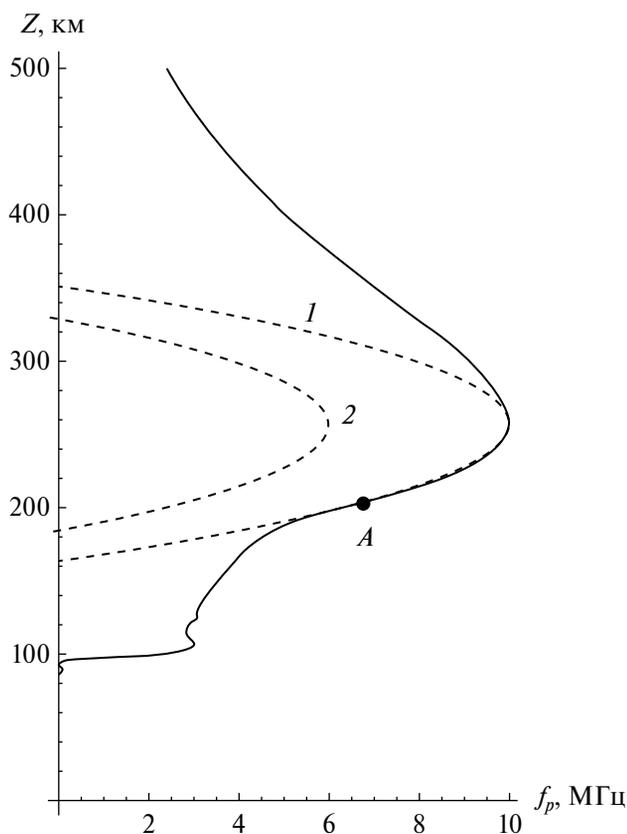


Рис. 1. Высотные зависимости плазменной частоты.

Наложим на параболический фоновый профиль возмущение, которое приводит к появлению типичного дополнительного U-образного трека на ионограмме:

$$\begin{cases} f_p(x, z) = f_{po}(z) \left(1 + \delta \exp \left(- \frac{(x - x_0)^4}{b^4} \right) \right), & x \leq x_0 \\ f_p(z) = f_{po}(z)(1 + \delta), & x > x_0 \end{cases} \quad (1)$$

Зададим характерные параметры возмущения: амплитуда $\delta = 0.64$, пространственный масштаб $b = 70$ км. Центр возмущения соответствует горизонтальной координате $x_0 = 150$ км (рис. 2).

Для рабочей частоты 10.3 МГц вертикальная траектория проходит ионосферу без отражения (критическая частота составляет 10.0 МГц), а боковое отражение отвечает траектории, показанной на рис. 2, левая панель.

В данном случае в результате решения двухточечной задачи (пристрелки) имеем: угол излучения — 14.71° с вертикалью, групповой путь — 889.7 км. При подмене фонового профиля параболическим (рис. 2, правая панель) угол излучения составляет 14.67° с вертикалью (погрешность приближения — 0.3%), групповой путь 888.8 км (погрешность — 0.1%).

Таким образом, для поиска дальнейших закономерностей представляется обоснованным проводить моделирование с параболическими фоновыми профилями.

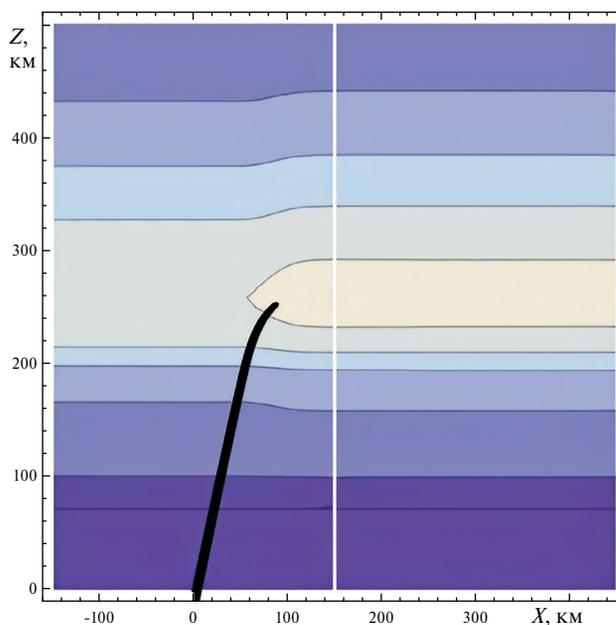


Рис. 2. Лучевые траектории, соответствующие боковому отражению.

Заметим, что на экспериментальных ионограммах сползание серпа вниз со временем в диапазоне, где он уже хорошо визуализируется, но еще не сливается с основным треком, носит обычно квазилинейный характер [Laryunin, 2021], т. е. действующая высота, соответствующая точке минимума серпа, зависит от времени практически по линейному закону. Так, на рис. 3 показана динамика характерной U-образной структуры. Серп опускается практически равномерно, теряя каждую минуту в среднем 16.2 км по действующей высоте.

С другой стороны, квазилинейное сползание имеет место также и для синтезированных ионограмм в предположении постоянной горизонтальной скорости движения возмущения. Так, на рис. 4 показаны результаты моделирования для параболического фонового профиля, приведенного на рис. 1 (кривая 1), на который наложено возмущение вида (1).

Горизонтальная координата центра возмущения x_0 здесь изменяется от 150 до 130 км с шагом 5 км — возмущение приближается к точке зондирования.

При уменьшении x_0 на 5 км серп становится ниже в среднем на 15.5 км по действующей высоте. Сопоставляя темпы сползания на эксперименте (рис. 3) и при моделировании (рис. 4), нетрудно сделать оценку: для данного события смещение возмущения на 5 км по горизонтали происходит примерно за 1 мин, следовательно, $V_{гор} = 5 \text{ км/мин} = 83 \text{ м/с}$.

Однако, как показывает моделирование, при различных фоновых профилях темпы сползания серпа различаются, и может потребоваться корректировка полученного оценочного значения скорости возмущения. Выясним, как меняется темп сползания серпа при изменении параметров фонового профиля.

На рис. 1 штриховой линией (кривая 2) показан профиль, полученный из исходного (кривая 1) путем уменьшения критической частоты на 4 МГц при неизменной форме параболы. Для этого профиля и для возмущения вида (1) получаем следующий набор синтезированных ионограмм,

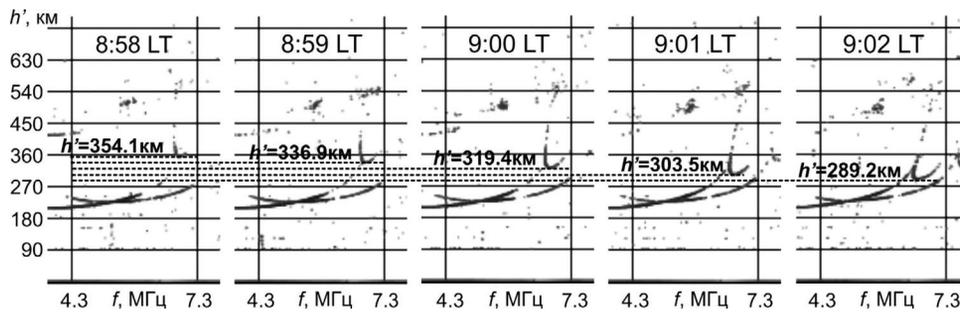


Рис. 3. Фрагменты экспериментальных ионограмм от 04.11.2012. На нижней панели пунктирными линиями показаны уровни минимумов серпа.

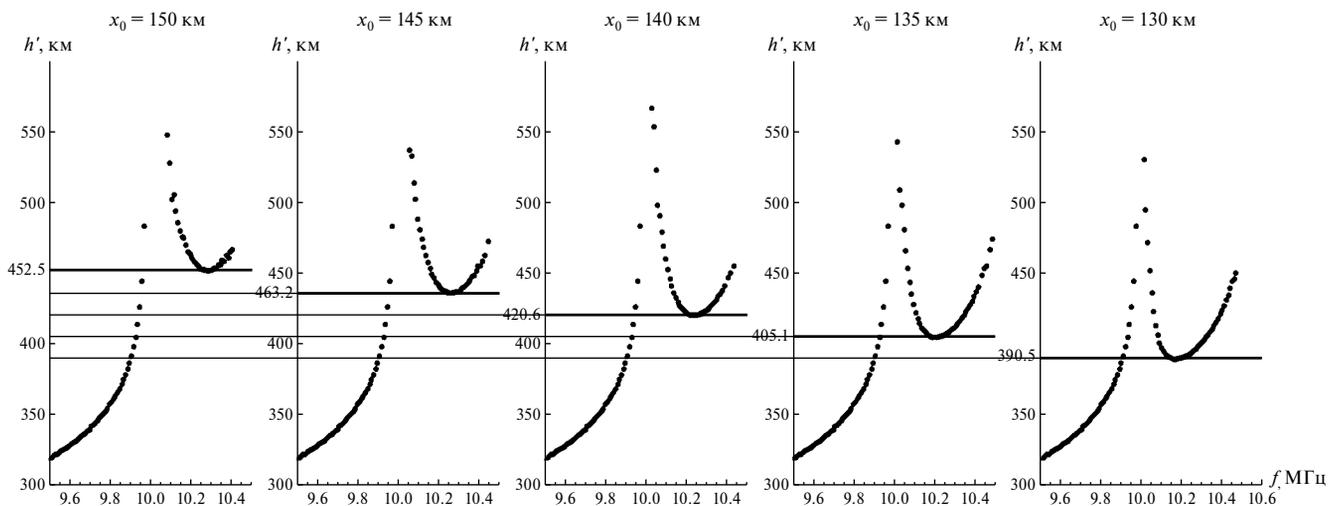


Рис. 4. Сползание синтезированных серпов по квазилинейному закону.

соответствующий положениям возмущения $x_0 = 135, 130, 125, 120$ и 115 км (рис. 5).

Следует отметить, что значения x_0 , при которых серп имеет U-образную структуру, здесь меньше, чем на рис. 4. Однако средний темп сползания серпа здесь составляет 15.1 км на каждые 5 км смещения возмущения по горизонтали, а это практически совпадает с темпами сползания на рис. 4, полученными для исходного профиля (рис. 1, кривая 1). Совпадение объясняется тем, что несмотря на существенную разницу критических частот профилей, отражения для частот, отвечающих серпам, происходят примерно на тех же высотах, и относительные изменения группового пути при движении возмущения идентичны. Более того, моделирование показывает, что при уширении или сужении параболы (но при неизменной высоте максимума) темпы сползания также меняются слабо. Иная ситуация имеет место, когда меняется высота максимума слоя, — высоты отражений теперь меняются значительно, что приводит к существенным изменениям темпов сползания. Таким образом, дальнейшая задача сводится к получению зависимости темпов сползания серпа от высоты максимума слоя.

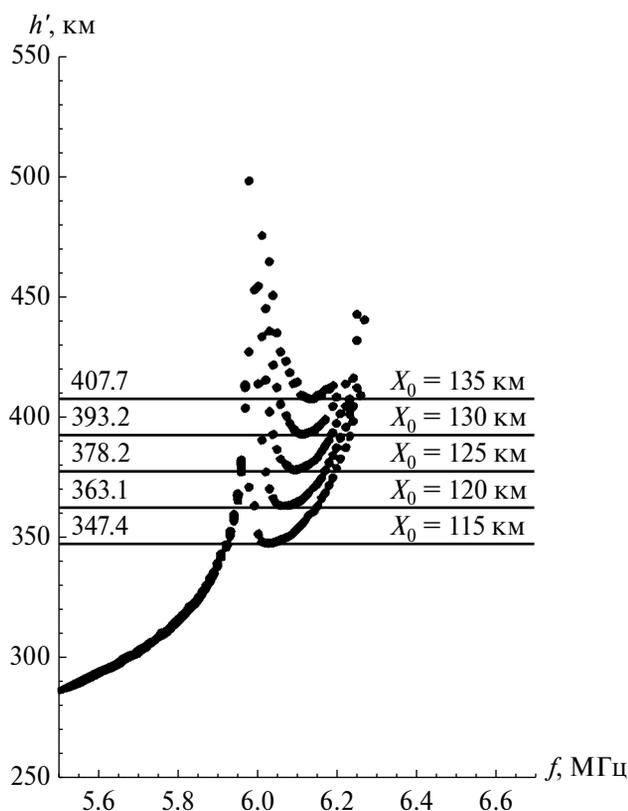


Рис. 5. Последовательность синтезированных серпов, полученных для фонового профиля, показанного на рис. 1 (кривая 2).

Уменьшим высоту максимума слоя на 30 км (до 227 км), не меняя при этом форму профиля. Выполняя моделирование по аналогии с представленным на рисунках 4 и 5, получим, что точка минимума серпа теперь опускается в среднем на 17.3 км по действующей высоте в расчете на каждые 5 км смещения возмущения. Если фоновый слой опустить еще на 30 км до значения $Z_{\max} = 197$ км (рис. 6, кривая *a*), то темп сползания серпа составит 18.3 км на каждые 5 км.

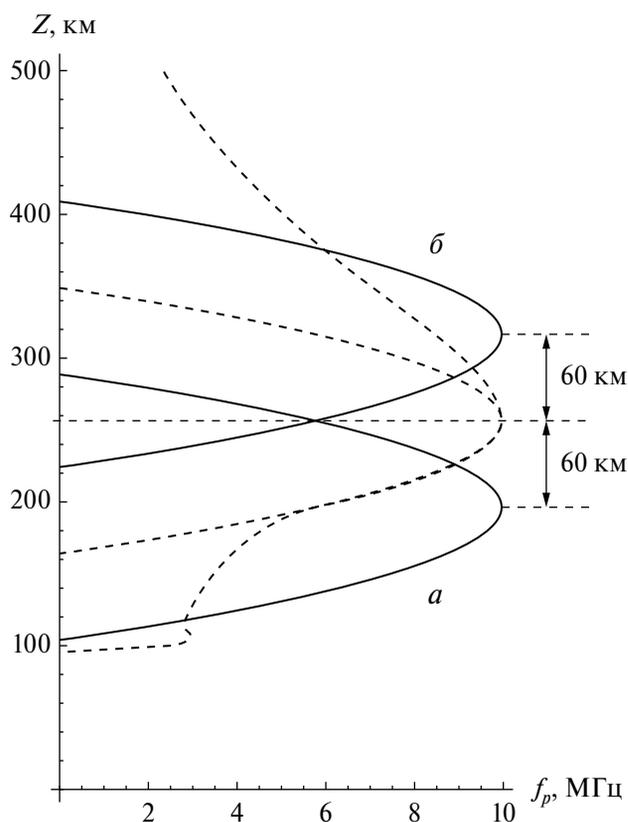


Рис. 6. Изменение высоты максимума высотного профиля.

При увеличении высоты максимума слоя, напротив, наблюдается замедление сползания серпа. Так, для $Z_{\max} = 287$ км имеем 14.3 км на каждые 5 км, при $Z_{\max} = 317$ км (рис. 6, кривая *b*) — 13 км на 5 км.

На рис. 7 показаны соответствующие результаты моделирования. Более быстрый спад серпа отвечает фоновому профилю (*a*): смещение возмущения на 15 км по горизонтали (от $X_0 = 135$ км до $X_0 = 120$ км) влечет за собой сползание серпа на 54.6 км, тогда как для профиля (*b*) то же смещение возмущения на 15 км уже приводит к спаду серпа на 39.9 км.

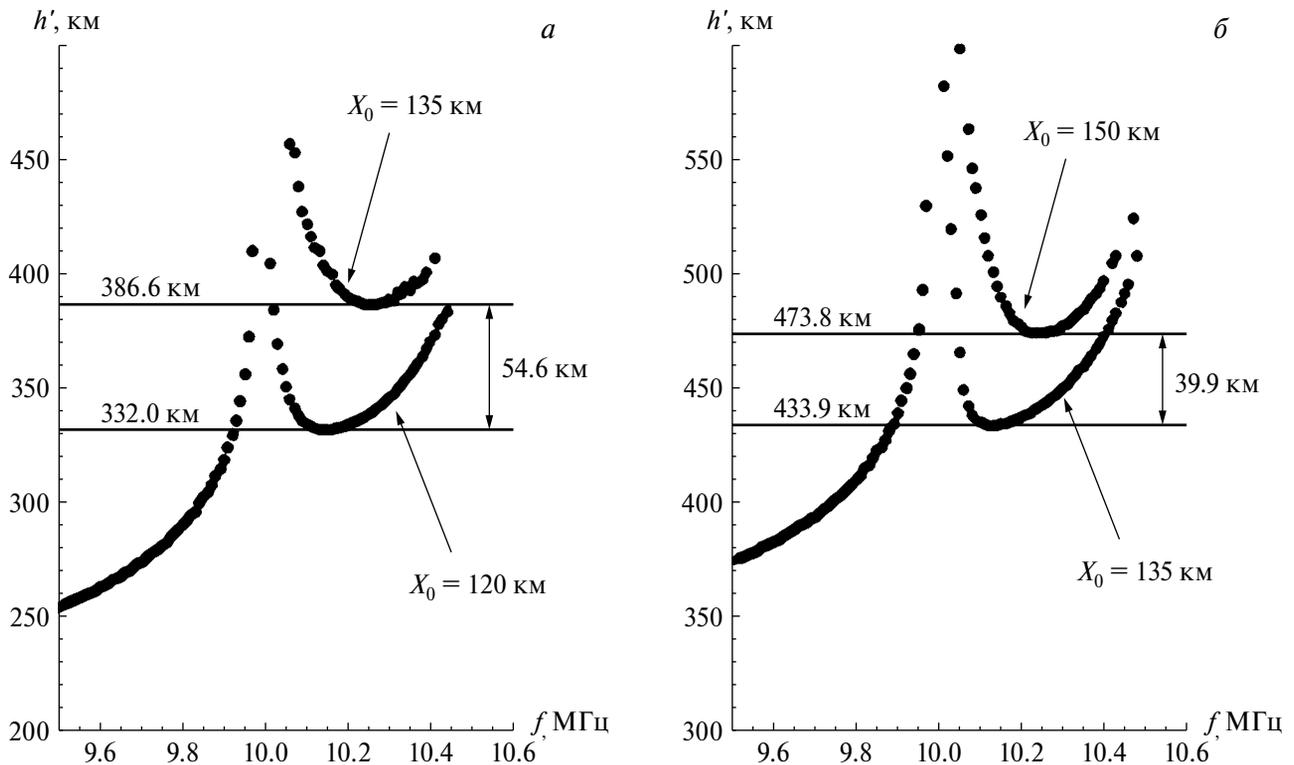


Рис. 7. Быстрый и медленный спад серпа для двух разных фоновых профилей (а) и (б) (рис. 6) при одном и том же сдвиге возмущения на 15 км.

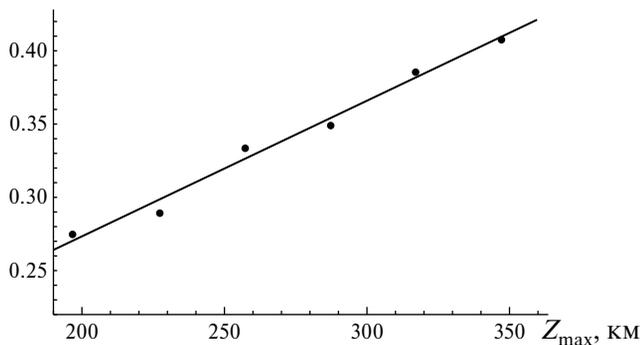


Рис. 8. Коэффициент пересчета из скорости сползания серпа в скорость горизонтального движения возмущения как функция высоты максимума фоновой слоя.

Так, например, для профиля с высотой максимума 317 км коэффициент пересчета β из скорости сползания серпа в горизонтальную скорость возмущения равен $\frac{5}{13} \approx 0.38$ (т. е. на каждые 5 км смещения возмущения по горизонтали приходится

13 км сползания соответствующего серпа по ионограмме вниз). Данная точка наряду с другими показана на рис. 8. В результате имеем квазилинейную зависимость коэффициента пересчета от высоты максимума слоя.

Используя линейную регрессию, получим зависимость коэффициента пересчета от высоты максимума слоя в табличном виде (табл. 1).

Таким образом, скорость движения возмущения определяется по темпам спада экспериментального серпа: в нулевом приближении можно использовать эффективный коэффициент пересчета, полученный, например, для $Z_{\max} = 257$ км — он равен 0.33 (табл. 1). Так например, для события, приведенного на рис. 3, нижняя панель, имеем: за четыре минуты серп опустился с 354.1 км до 289.2 км, и темп спада $v_{\text{серпа}} = \frac{\Delta h'}{\Delta t}$ при этом составил $270.4 \frac{M}{c}$. Используя эффективный коэффициент пересчета 0.33, получим скорость горизонтального движения возмущения: $v_{\text{ниж}} = 89.2 \frac{M}{c}$.

Таблица 1. Коэффициент пересчета β

Z_{\max}	200	210	220	230	240	250	260	270	280	290	300	310	320	330	340	350
β	0.273	0.282	0.291	0.301	0.310	0.319	0.328	0.338	0.347	0.356	0.366	0.375	0.384	0.393	0.403	0.412

Однако представляется более корректным рассматривать первое приближение, где учитывается зависимость темпов спада от высоты максимума фонового слоя, согласно табл. 1. Отметим, что высота максимума слоя может быть приближенно найдена по ионограмме: восстановление высотного профиля для этого не требуется. Действительно, в параболическом приближении высота максимума равна действующей высоте, соответствующей частоте зондирования $f = 0.834 f_{кр}$ [Дэвис, 1973] (см. рис. 3, верхняя панель: $0.834 \times 7.0 \text{ МГц} = 5.8 \text{ МГц}$). В ходе дальнейшего статистического анализа высоты максимума восстанавливались по “последней спокойной ионограмме” перед событием (т. е. перед появлением серпа). В случаях, когда основной трек недостаточно визуализировался, использовались другие, близкие по времени ионограммы (в пределах нескольких минут).

3. СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

На рис. 9 представлены гистограммы для января 2013 г. (61 событие), января 2016 г. (179 событий) и января 2022 г. (133 события): по вертикали отложено число событий N , соответствующее данному интервалу скоростей. Например, в январе 2013 г. было зафиксировано семь событий, для которых

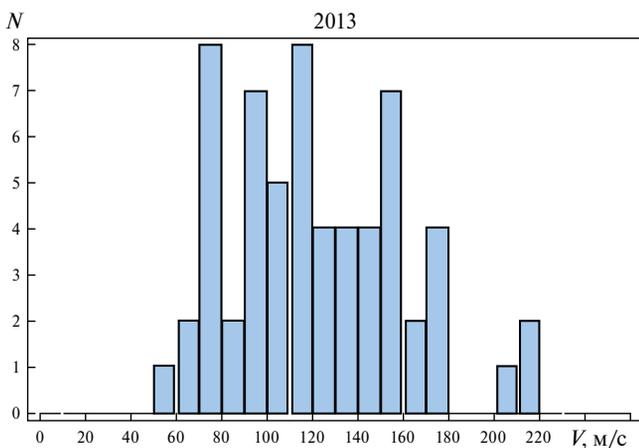


Рис. 9. Гистограмма распределения скорости горизонтального движения ионосферных возмущений.

скорость горизонтального движения возмущения лежит в интервале от 90 до 100 м/с. Расчет скоростей горизонтального движения ПИВ проводился по описанной выше методике. Можно видеть, что средние и медианные значения составляют ~ 110 м/с, при этом распределение довольно широкое — среднеквадратичное отклонение приблизительно равно 40 м/с (табл. 2).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанная методика оперативного определения скорости горизонтального движения ионосферного возмущения была опробована на большом статистическом материале. Сравнение результатов, полученных для трех периодов времени, не позволяет говорить об особенностях, характерных для отдельно взятого периода. Среднее значение скорости возмущений составило 110—120 м/с. При этом имеет место довольно широкое распределение по скоростям: среднеквадратичное отклонение составляет ~ 40 м/с.

БЛАГОДАРНОСТИ

Результаты получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования “Ангара” (<http://ckp-rf.ru/ckp/3056/>).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (субсидия № 075-ГЗ/Ц3569/278).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Вертоградов Г.Г., Урядов В.П., Выборнов Ф.И. Моделирование распространения декаметровых радиоволн в условиях волновых возмущений концентрации электронов // Изв. вузов. Радиофизика. 2018. Т. 61. № 6. С. 462—473.
- Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М.: Мир, 1973. 503 с.

Таблица 2. Средние и медианные значения, среднеквадратичное отклонение скорости горизонтального движения возмущений

Время наблюдений	Среднее значение, м/с	Медианное значение, м/с	Среднеквадратичное отклонение, м/с
Январь 2013 г.	121	116	38
Январь 2016 г.	111	107	44
Январь 2022 г.	108	104	41

- Cervera M.A., Harris T.J. Modeling ionospheric disturbance features in quasi-vertically incident ionograms using 3-D magnetoionic ray tracing and atmospheric gravity waves // *J. Geophys. Res.—Space*. 2014. V. 119. № 1. P. 431—440.
- Cooper J., Cumback C.H. The analysis of travelling ionospheric disturbance with nonlinear ionospheric response // *J. Atmos. Solar Terr. Phys.* 1986. V. 48. № 1. P. 61—64.
- Laryunin O. Studying characteristics of traveling ionospheric disturbances using U-shaped traces on vertical incidence ionograms // *Adv. Space Res.* 2021. V. 67. № 3. P. 1085—1089.
- Lobb R.J., Titheridge J.E. The effects of travelling ionospheric disturbances on ionograms // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1977. V. 39. № 2. P. 129—134.
- Lou P., Wei N., Guo L., Feng J., Li X., Yang L. Numerical study of traveling ionosphere disturbances with vertical incidence data // *Adv. Space Res.* 2020. V. 65. № 4. P. 1306—1320.
- Munro G.H., Heisler L.H. Cusp type anomalies in variable frequency ionospheric records // *Aust. J. Phys.* 1956. V. 9. P. 343—357.
- Vybornov F., Sheiner O., Kolchev A., Zykov E., Chernov A., Shumaev V., Pershin A. On the results of the special experiment on the registration of traveling ionospheric disturbances by a system of synchronously operating chirp ionosondes // *Atmosphere*. 2022. V. 13. № 84.

Determination of the Velocity of Ionospheric Disturbances from the Dynamics of Additional U-Shaped Traces on Ionograms

O. A. Laryunin^{1, *}, V. I. Kurkin^{1, **}, A. A. Rybkina^{1, ***}, A. V. Podlesnyi^{1, ****}

¹ *Institute of Solar-Terrestrial Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Irkutsk, Russia*

*e-mail: laroleg@iszf.irk.ru

**e-mail: kurkin@iszf.irk.ru

***e-mail: rybkina@iszf.irk.ru

****e-mail: pav@iszf.irk.ru

One of the approaches to solving the inverse problem of determining the parameters of ionospheric disturbances is the multiple solution of the “homing-in” problem with the subsequent comparison of the simulation results with the observed data (ionograms). However, this approach is usually associated with significant calculation time costs, which makes it impossible to process large arrays of sounding data. The method described in this paper makes it possible to quickly determine the horizontal velocity of the ionospheric disturbance by descent rate of an additional U-shaped trace moving to lower virtual heights on the vertical ionograms: in order to calculate the velocity, it is proposed to use the results of the ray tracing obtained for the reference background profiles with the disturbances superimposed on them.