

УДК 551.510.535

ПЛАНЕТАРНЫЕ ВАРИАЦИИ ВЫСОТЫ МАКСИМУМА СЛОЯ F_2 В ПЕРИОДЫ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

© 2021 г. Н. П. Сергеенко¹, *, А. Х. Депуева¹, **

¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Москва, г. Троицк, Россия

*e-mail: serg@izmiran.ru

**e-mail: depueva@izmiran.ru

Поступила в редакцию 21.10.2020 г.

После доработки 26.12.2020 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

На большом массиве экспериментальных данных по наблюдениям ионосферных станций, расположенных в различных регионах земного шара, рассмотрены вариации высоты максимума слоя F_2 в периоды ионосферных возмущений солнечного и магнитосферного происхождения. Предложен алгоритм расчета hmF_2 , описывающий поведение высоты в любой точке Земли в зависимости от текущей солнечной и геомагнитной активности. Метод основан на выделении и математическом описании регулярных возмущенных вариаций hmF_2 с учетом широтно-долготных особенностей, разных уровней солнечной и магнитной активности и северо-южной асимметрии. Оценена точность алгоритма. Простое математическое обеспечение делает методику удобной для оперативного использования в прикладных задачах.

DOI: 10.31857/S0016794021030159

1. ВВЕДЕНИЕ

Динамика ионосферной плазмы тесно связана с динамикой нейтральных частиц. Результаты многочисленных теоретических и экспериментальных исследований показывают, что параметры слоя F_2 существенно влияют на систему ветров. С другой стороны, ветры также оказывают воздействие на слой F_2 , причем наиболее эффективной в этом отношении является меридиональная компонента скорости ветра. В первом приближении слой F_2 в целом будет смещаться вверх или вниз по силовой линии в зависимости от направления меридионального ветра. Особенно это видно во время магнитосферных бурь, когда вертикальные потоки плазмы приводят к сильным изменениям всего глобального распределения foF_2 и hmF_2 [Брюнелли и Намгаладзе, 1988]. Усиление или ослабление горизонтального ветра через индуцированный им вертикальный дрейф поднимает, или опускает максимум слоя F_2 в область более слабой или более сильной рекомбинации и тем самым влияет на величину foF_2 . При этом между изменениями величин foF_2 и hmF_2 наблюдается, как правило, прямая зависимость [Rishbeth, 1998].

Также в динамике ионосферной плазмы значительную роль играют генерируемые в авроральной зоне внутренние гравитационные волны ВГВ

[Гончарова и др., 1987]. В период прохождения ВГВ в ионосфере отмечается понижение критических частот ($\Delta foF_2 \sim 0.5\text{--}2$ МГц) и повышение высоты максимума слоя F_2 ($\Delta hmF_2 \sim 50\text{--}150$ км), причем эти изменения происходят в противофазе. Этот процесс длится днем 1–3 ч, а ночью 3–5 ч и распространяется от авроральной зоны днем со скоростью 300–500 м/с, ночью 700–1000 м/с, вызывая в ионосфере крупномасштабные возмущения с длиной волны в горизонтальном направлении порядка 2000–8000 км.

Помимо термосферных ветров на вертикальный перенос ионосферной плазмы влияют также электрические поля. Электрические поля особенно велики в высоких широтах, где их влияние приводит к появлению крупномасштабных неоднородностей ионосферной плазмы. На широтах к экватору величины электрических полей и их влияние ослабевают, тем не менее, оно таково, что дополнительно способствует формированию возмущений.

В работе рассматриваются ионосферные бури и суббури гелиогеомагнитного происхождения. Технические возмущения ионосферы определяются по отклонениям ионосферных параметров от их спокойного суточного хода. Возмущения, имеют характерные временные масштабы от нескольких часов до 1–3 сут, на пике солнечной

активности могут длиться даже до 10 дней и проявляются на расстояниях в сотни и тысячи километров. Возмущения области F развиваются глобально и характеризуются изменением критических частот и высот $F2$ -слоя. В среднем возмущения в слое $F2$ происходят 1–3 раза в месяц, частота их появления выше в годы максимальной солнечной активности, чем при низкой солнечной активности.

Трудности в создании эмпирической модели динамики высоты максимума слоя $F2$ во время возмущений связаны с отсутствием достаточно полного и однородного массива данных. К тому же $hmF2$ не измеряется напрямую при вертикальном зондировании, а данные некогерентного рассеяния эпизодичны и не всегда доступны.

Тем не менее, определенные успехи в эмпирическом моделировании достигнуты. Несмотря на индивидуальность каждого отдельного возмущения, удастся выделить статистическими методами общие черты.

2. АНАЛИЗ ДАННЫХ

2.1. Спокойные вариации $hmF2_q$

Вариации высоты максимума слоя $F2$ в спокойных условиях могут быть определены из экспериментальных данных путем пересчета действующих высот в истинные или определены из существующих моделей. Например, в модели IRI 2016 для расчета высоты $hmF2$ можно использовать на выбор три модели:

– AMTB 2013 [Altadill et al., 2012], построенную по данным 26 дигизондов, распределенных по всему земному шару, за период 1998–2006 гг.

– SMF2 – модель ИЗМИРАН и ИПГ, разработанную по данным внешнего зондирования и данных радиозатменных измерений [Лапшин и др., 2016].

– BSE 1979 [Bilitza et al., 1979], в которой высота $hmF2$ рассчитывается через параметр $M(3000)F2$ по формуле $hmF2 = (1490 / (M(3000)F2 + (F1F4 / (foF2 / foE - F2)) + F3)) - 176$, где $F1 = 0.00232W + 0.222$; $F2 = 1.2 - 0.0116 \exp(0.0239W)$; $F3 = 0.00064(W - 25)$; $F4 = 1 - (W/150) \times \exp(-\varphi^2/1600)$; φ – геомагнитная широта; W – число солнечных пятен; $foF2$ и foE – медианные значения соответствующих критических частот [Shimazaki, 1957; Bilitza and Eyfrig, 1979]. Для расчета необходимы данные вертикального зондирования $M(3000)$, $foF2$, foE , которые представлены нерегулярно на станциях ВЗ и их нет на не оснащенных ионосферными станциями ВЗ территориях.

В данной работе высота максимума электронной концентрации слоя $F2$ в спокойных условиях рассчитывалась по модели [Ching and Chiu, 1973; Chiu, 1975]. Это связано с двумя обстоятельства-

ми. Во-первых, представленная нами методика расчета высоты во время возмущений разрабатывалась по данным вертикального зондирования, модель Ching и Chiu тоже построена на данных вертикального зондирования. Использование однородных баз данных объясняет использование именно модели Ching и Chiu. Во-вторых, погрешность нашей методики определяется главным образом тем, на сколько наблюдаемое возмущение отклоняется от среднего формализованного вида возмущения в слое $F2$ (отрицательного, положительного, двухфазного, его продолжительности и т.д.). Любая более современная медианная модель для расчета $hmF2$ не сильно уменьшила бы погрешность алгоритма. Поэтому высота максимума электронной концентрации слоя $F2$ в спокойных условиях в данной работе определялась по простому алгоритму [Ching and Chiu, 1973; Chiu, 1975]:

$$hmF2_q = 240 + 0.75W + 0.83W \sin \delta \sin \varphi \cos \varphi + 30 \cos(t - 4.5|\varphi| - \pi) + 10 \cos \varphi \cos \pi/3 (D - 4.5),$$

где W – среднемесячное число Вольфа; δ – солнечное склонение; φ – геомагнитная широта в радианах; t – местное время; D – номер дня года, измеренный от 15 декабря предыдущего года.

Эта модель описывает вариации высоты в спокойных условиях в диапазоне широт 20° – 40° N и долгот 60° – 130° W.

2.2. Возмущенные вариации $\overline{\Delta hmF2}$

Значения $\overline{\Delta hmF2}$ в возмущенных условиях в данной работе представлялись следующим образом:

$$\overline{\Delta hmF2} = \overline{\Delta h_\varphi}(\varphi) + \overline{\Delta h_\lambda}(\varphi, \lambda) + \overline{\Delta h_s}(\varphi, \lambda) + \overline{\Delta h_w}(\varphi, \lambda, W) + \delta hmF2(AE), \quad (1)$$

где $\overline{\Delta h_\varphi}(\varphi)$ – широтные вариации $hmF2$; $\overline{\Delta h_\lambda}(\varphi, \lambda)$ – член, учитывающий долготные изменения $hmF2$; $\overline{\Delta h_s}(\varphi, \lambda)$ описывает асимметрию изменений $hmF2$ в северном и южном полушариях; $\overline{\Delta h_w}(\varphi, \lambda, W)$ учитывает зависимость возмущенных вариаций от солнечной активности; $\delta hmF2(AE)$ – поправка на текущую геомагнитную активность, выражаемую AE -индексом. Для описания суточных вариаций $\overline{\Delta hmF2}$ использовалось разложение в гармонический ряд, для аппроксимации пространственных вариаций применялось разложение по степенным ортогональным полиномам Лежандра.

Использовался массив экспериментальных данных $hmF2$ (пересчитанные с ионограмм вертикального зондирования ежечасные значения $hmF2$) за периоды очень больших, больших и умеренных ионосферных возмущений за период 1957–1980 гг. по наблюдениям 10 отечественных

Таблица 1. Количественная оценка интенсивности ионосферных возмущений

Широты	Спокойные условия	Умеренные возмущения	Большие возмущения	Очень большие возмущения
Высокие, средние	$ \delta foF2 < 20\%$	$ \delta foF2 \geq 25\%$	$ \delta foF2 \geq 35\%$	$ \delta foF2 \geq 45\%$
Низкие	$ \delta foF2 < 15\%$	$ \delta foF2 \geq 20\%$	$ \delta foF2 \geq 30\%$	$ \delta foF2 \geq 40\%$

станций, расположенных в разных регионах. Также использовались ежечасные данные $hmF2$ по данным 27 зарубежных станций, имевшихся в мировых центрах данных. Интенсивность ионосферного возмущения оценивалась по параметру $\delta foF2 = (foF2_{тек} - foF2_{мед})/foF2_{мед}$. Параметр $\delta foF2$ используется в краткосрочном ионосферном прогнозировании как индекс ионосферных возмущений [Зевакина и др., 1990].

Для описания широтного поведения $\overline{\Delta hmF2}$ в планетарном масштабе на первом этапе использована цепочка из 12 станций американского региона в окрестности географической долготы $\lambda = 75^\circ W$ на геомагнитных широтах $\phi = 1^\circ S - 88^\circ N$. Для анализа были отобраны периоды времени, когда наблюдалось ~60 очень больших, больших и умеренных ионосферных бурь. Количественная оценка интенсивности ионосферных возмущений приведена в табл. 1.

На рисунке 1 представлены усредненные по местному времени суточные вариации $\overline{\Delta hmF2}$ — отдельно для лета, равноденствия и зимы. Сплошными линиями представлены модельные расчеты, пунктирные линии представляют разницу между наблюдаемыми возмущенными и спокойными значениями $hmF2$. Видно, что с уменьшением широты характер суточного хода постепенно меняется. Для высоких и приэкваториальных широт функции $\overline{\Delta hmF2}$ противофазны.

Зависимость $\overline{\Delta hmF2}$ от местного времени t , геомагнитной широты ϕ и сезона M может быть представлена в формульном виде [Кулешова и Сергеевко, 1983; Кулешова и др., 1984], но с невысокой точностью. Поэтому в настоящей работе принцип построения функции $\overline{\Delta hmF2}(t, \phi, M)$ следующий. Суточный ход $\overline{\Delta hmF2}$ аппроксимировался гармоническим рядом

$$\overline{\Delta hmF2}(t) = \sum_{j=1}^n A_j(I, L) \Psi(I), \quad (2)$$

где

$$\Psi(I) = \begin{cases} \frac{\sqrt{2}}{2}, & I = 1 \\ \cos j \frac{\pi t}{12}, & I = 2j, \quad j = 1-4 \\ \sin \frac{\pi t}{12}, & I = 2j + 1, \quad j = 1-4, \end{cases}$$

$$A(I, L) = \frac{1}{12} \sum_{t=0}^{23} \Delta h_{mt} \Psi_t(I).$$

На рисунке 2 приведены $\Delta hmF2$ по данным некогерентного рассеяния радиоволн трех пунктов наблюдения в разных широтах западного полушария. Видно, что характер вариаций подобен вариациям по данным ВЗ, приведенным на рис. 1.

Широтная зависимость функции $\overline{\Delta hmF2}(t, \phi)$ получена разложением коэффициентов $A(I, L)$ по степенным ортогональным полиномам Лежандра, поскольку она не имеет ярко выраженной периодичности:

$$A(I, L) = \begin{cases} \sum_{j=1}^5 \varepsilon(I, J, M) P(J) \\ \sum_{j=1}^4 \varepsilon(I, J, M) P(J) \\ \sum_{j=1}^3 \varepsilon(I, J, M) P(J). \end{cases}$$

Коэффициенты $\varepsilon(I, J, M)$ определяются следующим образом:

$$\varepsilon(I, J, M) = \frac{2J+1}{2} \int_{-1}^1 A(I, L) P(J) d\phi.$$

Для разложения используются первые пять многочленов Лагранжа

$$P(1) = 1, \quad P(2) = \phi, \quad P(3) = \frac{1}{2}(3\phi^2 - 1),$$

$$P(4) = \frac{1}{2}(5\phi^3 - 3\phi), \quad P(5) = \frac{1}{8}(35\phi^4 - 30\phi^2 + 3),$$

где ϕ — приведенная широта, $\phi = (\phi - 43.5)/44.5$ для $J = 1-5$, $\phi = 0^\circ - 90^\circ$.

Первые две гармоники аппроксимируются пятью полиномами Лежандра; третья гармоника аппроксимируется по меньшему количеству узлов, поэтому ограничимся четырьмя полиномами, а в четвертой гармонике — тремя полиномами.

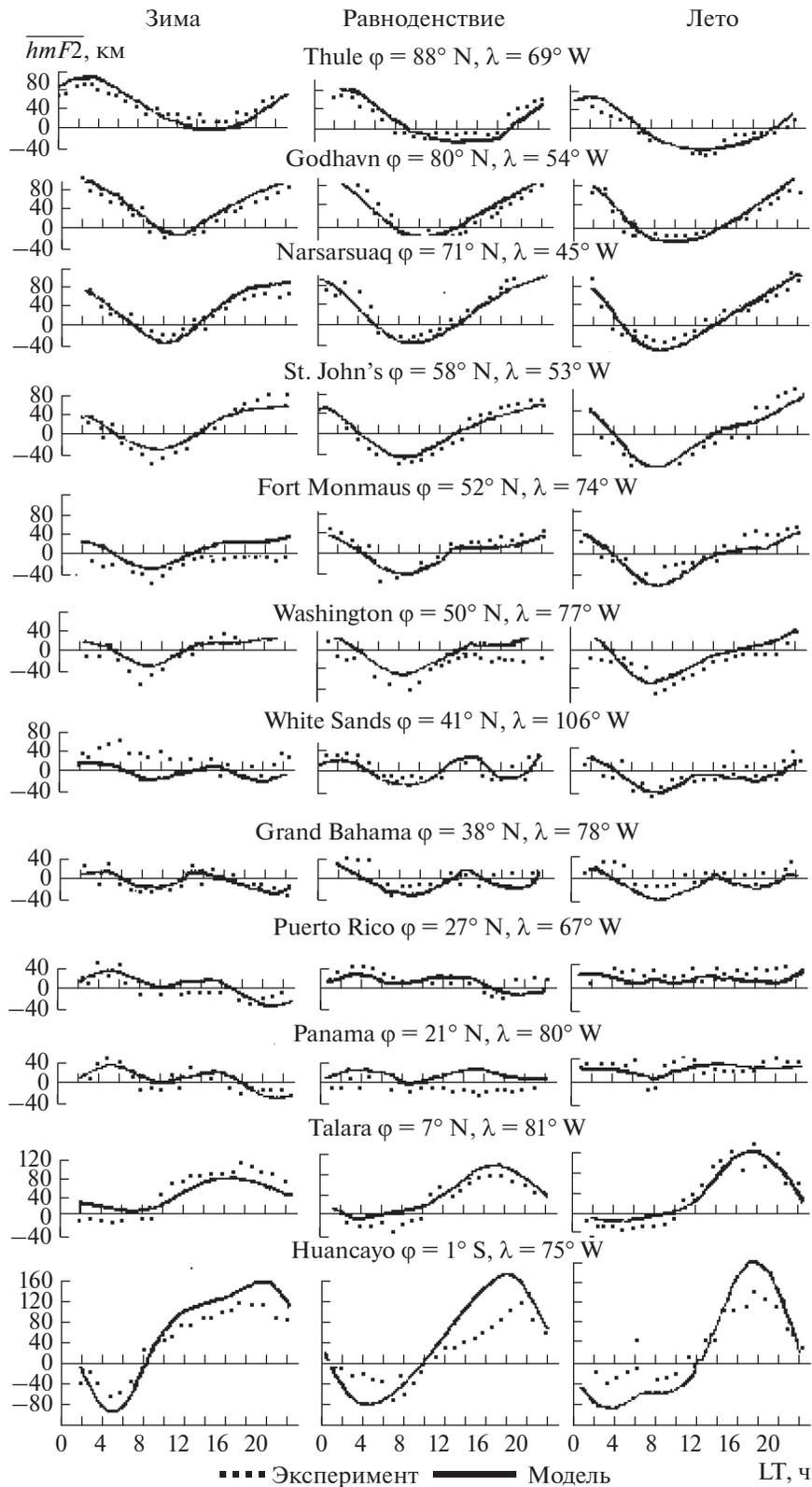


Рис. 1. Суточные вариации $\overline{hmF2}$ для сезонов лета, равноденствия, зимы широтой цепочки станций западного полушария.

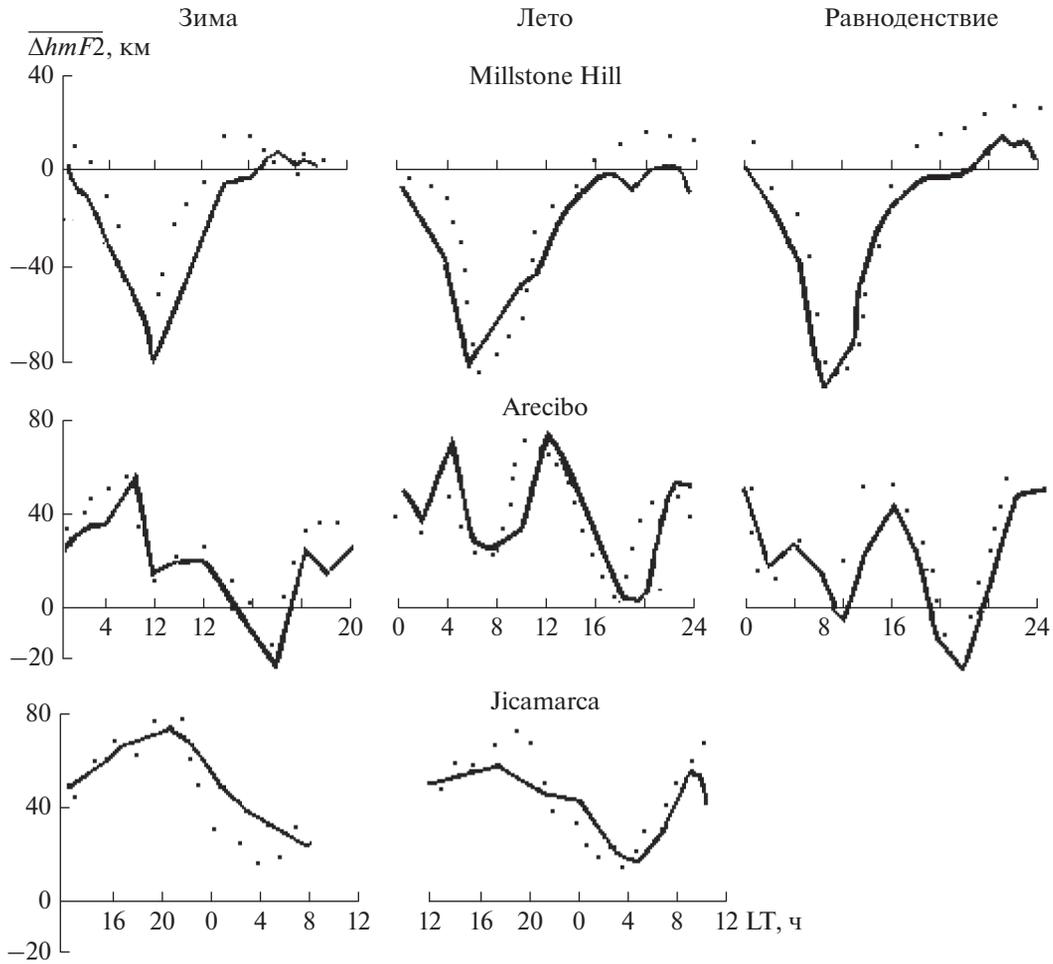


Рис. 2. Суточные вариации $\overline{\Delta hmF2}$ для сезонов лета, равноденствия, зимы широтой цепочки станций некогерентного рассеяния западного полушария.

Сезонное описание функции $\overline{\Delta hmF2}(t, \varphi, M)$ проводилось следующим образом. Предположим, что в периоды весеннего и осеннего равноденствия функция принимает одинаковые значения. Период должен быть равен 1 г. Функция описывается по четырем точкам ($M = 1$ соответствует зиме, 2 и 4 – равноденствиям, 3 – лету). Указанными свойствами обладает функция

$$\varepsilon(I, L, M) = \sum_{N=1}^2 \delta(I, J, M) q(N),$$

$$q(1) = 1, \quad q(2) = \cos \frac{\pi}{2} (M - 1).$$

Коэффициенты $\delta(I, J, M)$ вычисляются следующим образом:

$$\delta(I, J, M) = \frac{1}{4} \sum_{M=1}^4 \varepsilon(I, J, M), \quad \text{при } N = 1,$$

$$\delta(I, J, M) = \frac{1}{2} \sum_{M=1}^4 \varepsilon(I, J, M) \cos \frac{\pi}{2} (M - 1) =$$

$$= \frac{\varepsilon(I, J, 1) - \varepsilon(I, J, 3)}{2}, \quad \text{при } N = 2.$$

Вычисления приводят к следующим матрицам:

$$\delta(I, J, M)_{N=1} = \begin{vmatrix} -13.4 & 16.3 & -6.1 & 8.7 & 14.6 \\ 17.8 & 68.3 & -75.9 & 9.1 & -13.7 \\ -35.2 & 45.5 & -27.8 & -32.6 & -18.8 \\ -31.7 & -41.9 & 155.8 & -3.2 & 26.7 \\ -108.0 & -47.2 & -12.4 & 21.1 & 0.4 \end{vmatrix},$$

$$\delta(I, J, M)_{N=2} = \begin{vmatrix} 12.1 & -8.5 & 4.4 & -6.1 & -0.2 \\ 28.4 & 1.0 & -6.6 & 0.5 & -11.2 \\ -59.1 & 13.2 & 21.2 & -18.9 & 21.2 \\ 29.5 & -2.0 & 4.4 & -18.2 & 14.2 \\ 81.3 & -8.0 & -17.5 & 43.1 & -27.8 \end{vmatrix}.$$

Таким образом, алгоритм для вычисления функции $\overline{\Delta hmF2}(t, \varphi, M)$ приобретает следующий вид:

$$\overline{\Delta hmF2}(t, \varphi, M) =$$

$$= \sum_{I=1}^5 \sum_{J=1}^5 \sum_{N=1}^2 \delta(I, J, N) q(N) P(J) \Psi(I). \tag{3}$$

Таблица 2. Список станций южного полушария для корректировки значений $hmF2$ в возмущенных условиях

Станция	$\varphi, ^\circ S$	$\lambda, ^\circ E$
Cocos Islands	23	97
Brisbane	36	153
Mundaring	43	116
Canberra	44	149
Hobart	52	147

Индекс I относится к суточным изменениям, J – к широтным, M – сезонным.

Среднеквадратические отклонения приведенных на рис. 1 рассчитанных по описанному алгоритму (сплошная линия) распределений $\overline{\Delta hmF2}(t, \varphi, M)$ от значений $\overline{\Delta hmF2}$, полученных по экспериментальным данным, не превышает ~15 км.

2.3. Возмущенные вариации $\overline{\Delta hmF2}$ на разных долготах

Для описания долготных вариаций анализировались данные наблюдений ионосферных станций ВЗ, расположенных на разных долготах. На рисунке 3 представлены суточные хода долготной поправки $\nabla(\lambda)$ – разности между наблюдаемыми значениями $\overline{\Delta hmF2}$ и рассчитанными по (3) значениями $\overline{\Delta hmF2}$ для соответствующей широты и долготы $75^\circ W$. Расчеты сделаны для трех сезонов. Из рисунка видно, что долготный эффект существует, но дать математическое описание его величины для любой долготы, учитывая небольшой массив, трудно. Поэтому при учете долготной зависимости было принято, что она имеет простейший вид:

$$\nabla(\lambda) = A_0 + B_0 \cos \frac{\pi\lambda}{180} + C_0 \sin \frac{\pi\lambda}{180}.$$

Далее, используя ту же методику, что и при выводе $\overline{\Delta hmF2}(t, \varphi, M)$, получаем зависимость в виде суммы ряда

$$\nabla(\lambda) = \sum_{I=1}^5 \sum_{k=1}^3 \sum_{N=1}^2 \eta(I, k, N) q(N) r(k) \Psi(I),$$

где функции $q(N)$ и $\Psi(I)$ те же, что и при выводе широтной зависимости; индекс k относится к долготной зависимости.

$$r(1) = \frac{\sqrt{2}}{2}, \quad r(2) = \cos \frac{\pi\lambda}{180}, \quad r(3) = \sin \frac{\pi\lambda}{180},$$

матрица $\eta(I, k, N)$ имеет следующий вид:

$$\eta(I, k, 1)_{N=1} = \begin{vmatrix} 0.98 & 25.50 & 21.52 & 10.24 & 2.88 \\ -14.76 & -4.57 & -17.96 & 4.98 & -5.06 \\ -3.00 & -12.51 & -16.14 & -5.37 & -1.13 \end{vmatrix},$$

$$\eta(I, k, 2)_{N=2} = \begin{vmatrix} -9.46 & 16.03 & 4.11 & -4.22 & 7.05 \\ -13.27 & 0.56 & 0.97 & 2.55 & 0.57 \\ 5.64 & -6.14 & -0.08 & 5.50 & -3.50 \end{vmatrix}.$$

Таким образом, модель $\overline{\Delta hmF2}$ для северного полушария с учетом долготного эффекта выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \overline{\Delta hmF2}(t, \Phi, \lambda, M) = & \\ = \sum_{I=1}^5 \sum_{J=1}^5 \sum_{N=1}^2 \delta(I, J, N) q(N) P(J) \Psi(I) + & \\ + \sum_{I=1}^5 \sum_{k=1}^3 \sum_{N=1}^2 \eta(I, k, N) q(N) r(k) \Psi(I) = & \quad (4) \\ = \sum_{I=1}^5 \sum_{N=1}^2 \Psi(I) q(N) \left[\sum_{J=1}^5 \delta(I, J, N) P(J) + \right. & \\ \left. + \sum_{k=1}^3 \eta(I, k, N) r(k) \right]. & \end{aligned}$$

2.4. Вариации $\overline{\Delta hmF2}$ в южной полусфере

Были рассмотрены данные станций южной цепочки станций на $\lambda \sim 130^\circ E$ в возмущенные периоды. Список станций дан в табл. 2.

При рассмотрении суточных ходов $\overline{\Delta hmF2}$ на этих станциях в разные сезоны обращают на себя внимание аномально высокие значения $hmF2$ на всех станциях. Сопоставление этой цепочки с цепочкой северного полушария в первом приближении дает качественное подобие хода $\overline{\Delta hmF2}$ (LT) на соответствующих широтах в одни сезоны, но на южной цепочке он приподнят. Используя данные $hpF2$ (только в ночное время, т.к. только в отсутствии межслоевой ионизации $hpF2$ грубо соответствует $hmF2$) НИС “Академик Королев”, приблизительно был очерчен район аномально высоких значений $hmF2$ по геомагнитной широте $23^\circ - 58^\circ S$, по географической долготе $97^\circ - 180^\circ E$. В предположении, что аномалия $hmF2$ линейно уменьшается до “нормальных” значений на $\lambda \cong \cong 75^\circ W$ и $\Phi \cong 10^\circ S$ (Сингапур) и $\Phi \cong 89^\circ S$ (Южный полюс), были посчитаны градиенты $\overline{\Delta hmF2}$ к востоку и западу, северу и югу от области аномалии.

В таблицах 3 и 4 представлены градиенты спада аномального подъема до нормальных значений ($\nabla_E, \nabla_W, \nabla_N, \nabla_S$).

Таким образом, для получения $\overline{\Delta hmF2}$ во время возмущений в южном полушарии в первом

приближении можно пользоваться методикой и данными, полученными для северной цепочки станций с учетом поправок на “аномальное” поведение $\overline{\Delta hmF2}$, представленных в табл. 3 и 4.

2.5. Зависимость $\overline{\Delta hmF2}$ от солнечной активности (W)

При моделировании $hmF2$ зависимость от W учитывалась в спокойных вариациях $(hmF2)_q$, но известно, что возмущенные вариации ионосферных параметров $\delta foF2$ и $\overline{\Delta hmF2}$ также зависят от солнечной активности. По имеющимся данным была оценена такая зависимость. На рисунке 4 представлен суточный ход $\overline{\Delta hmF2}$ на станциях Томск ($\Phi = 46^\circ N, \lambda = 85^\circ E$) и Slough ($\Phi = 54^\circ N, \lambda = 1^\circ W$) для лет разной солнечной активности. Из графиков видно, что существует обратная зависимость $\overline{\Delta hmF2}$ от $W \leq 140$, которая может быть представлена следующим соотношением:

$$\overline{\Delta hmF2} = K(W_0 - W),$$

где W_0 – годовое число Вольфа для известных $\overline{\Delta hmF2}(LT)$, K – коэффициент, зависящий от сезона:

- $K = 0.6$ км для лета,
- $K = 0.4$ км для равноденствия,
- $K = 0.2$ км для зимы.

В годы с $W > 140$ $\overline{\Delta hmF2}$ практически не меняется, оставаясь на уровне лет с $W = 140$, что видно из данных ст. Slough.

2.6. Определение $\delta hmF2(AE)$

Зависимость остатка возмущенной части $\delta hmF2$ от магнитной активности в первом приближении может быть представлена линейно. Получена следующая зависимость $\delta hmF2$ от AE -индекса соответственно для зимы, лета и равноденствия:

$$\delta hmF2 = \begin{cases} 0.27|\phi| - 25.7 + (0.069 - 0.0005|\phi|)AE \\ -0.37|\phi| + (0.001|\phi| + 0.012)AE \\ 0.5|\phi| - 40.0 + (0.086 - 0.0014|\phi|)AE. \end{cases}$$

Таким образом, имея текущую гелиогеофизическую информацию, можно рассчитать $hmF2$ в любом заданном пункте.

3. ПРОВЕРКА ТОЧНОСТИ МОДЕЛИ $hmF2$ ВО ВРЕМЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Проверка алгоритма (I) по экспериментальным данным внешнего, некогерентного и вертикального зондирования ионосферы, не вошедшим в статистику при обработке возмущенных

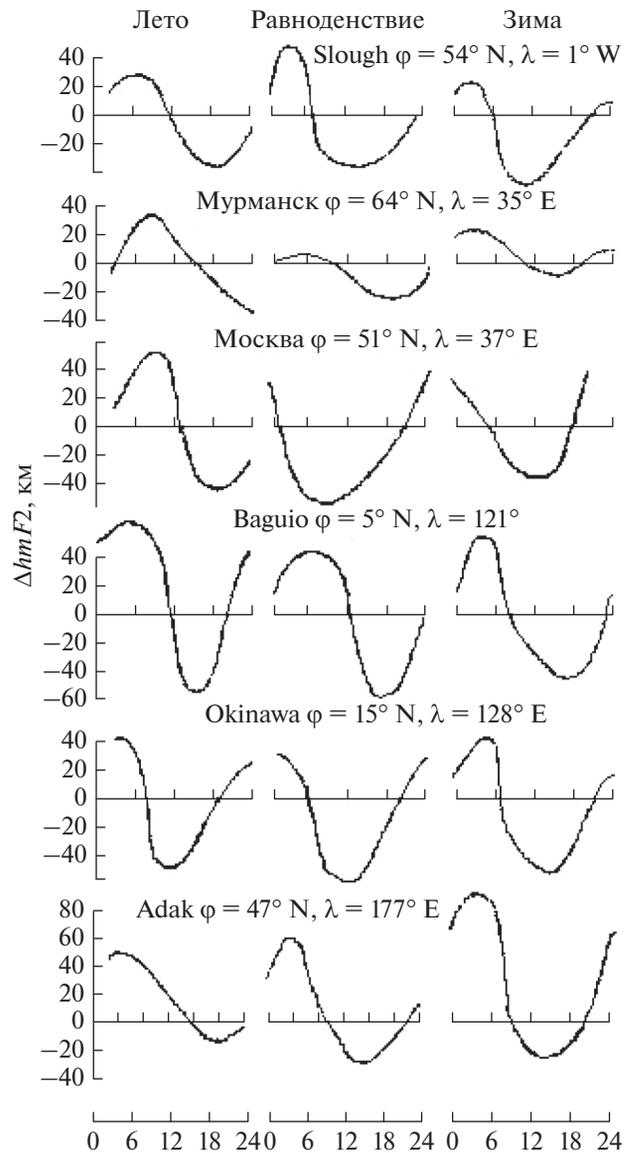


Рис. 3. Суточный ход долготных поправок $\overline{\Delta hmF2}_\lambda$ для долготной цепочки станций.

вариаций $hmF2$, проводилась для разных сезонов и фазы солнечного цикла по станциям, расположенным на разных широтах и долготах (всего 1914 часовых значений).

Таблица 3. Градиенты спада в северо-южном направлении ∇_N и ∇_S – аномального подъема до нормальных значений $hmF2$

Градиент, км/град	Лето	Равноденствие	Зима
∇_N	12.3	17.0	21.5
∇_S	6.2	5.7	6.2

Таблица 4. Градиенты спада в восточно-западном направлении ∇_E и ∇_W /аномального подъема до нормальных значений $hmF2$

$\varphi, \text{ }^\circ\text{S}$	Лето		Равноденствие		Зима	
	$\nabla_W, \text{ км/град}$	$\nabla_E, \text{ км/град}$	$\nabla_W, \text{ км/град}$	$\nabla_E, \text{ км/град}$	$\nabla_W, \text{ км/град}$	$\nabla_E, \text{ км/град}$
20	0.9	1.5	1.3	2.1	1.6	2.7
30	0.9	1.5	1.1	1.8	1.3	2.2
40	0.8	1.2	0.9	1.4	1.0	1.7
50	1.3	2.2	1.2	2.0	1.3	2.2

Несколько случаев было проверено по данным спутника Alocette II. В течение нескольких минут $hmF2$ изменялась в диапазоне 305–330 км, 351–377 км, прогнозируемые значения были 348 и 356 км соответственно.

На рисунках 5 и 6 даны примеры сопоставлений расчетных и экспериментальных $hmF2$. Из рисунков видно, что среднеквадратическое от-

клонение (СКО) в более чем 90% случаев не превосходит 35 км, что при учете не очень большого массива данных, на основе которого была построена модель $hmF2$, является достаточно хорошим результатом. СКО изменяется от 24 до 35 км. Наименьшие СКО – в равноденствие на средних и высоких широтах, наибольшие – на низких широтах летом. Погрешность расчетов в большой

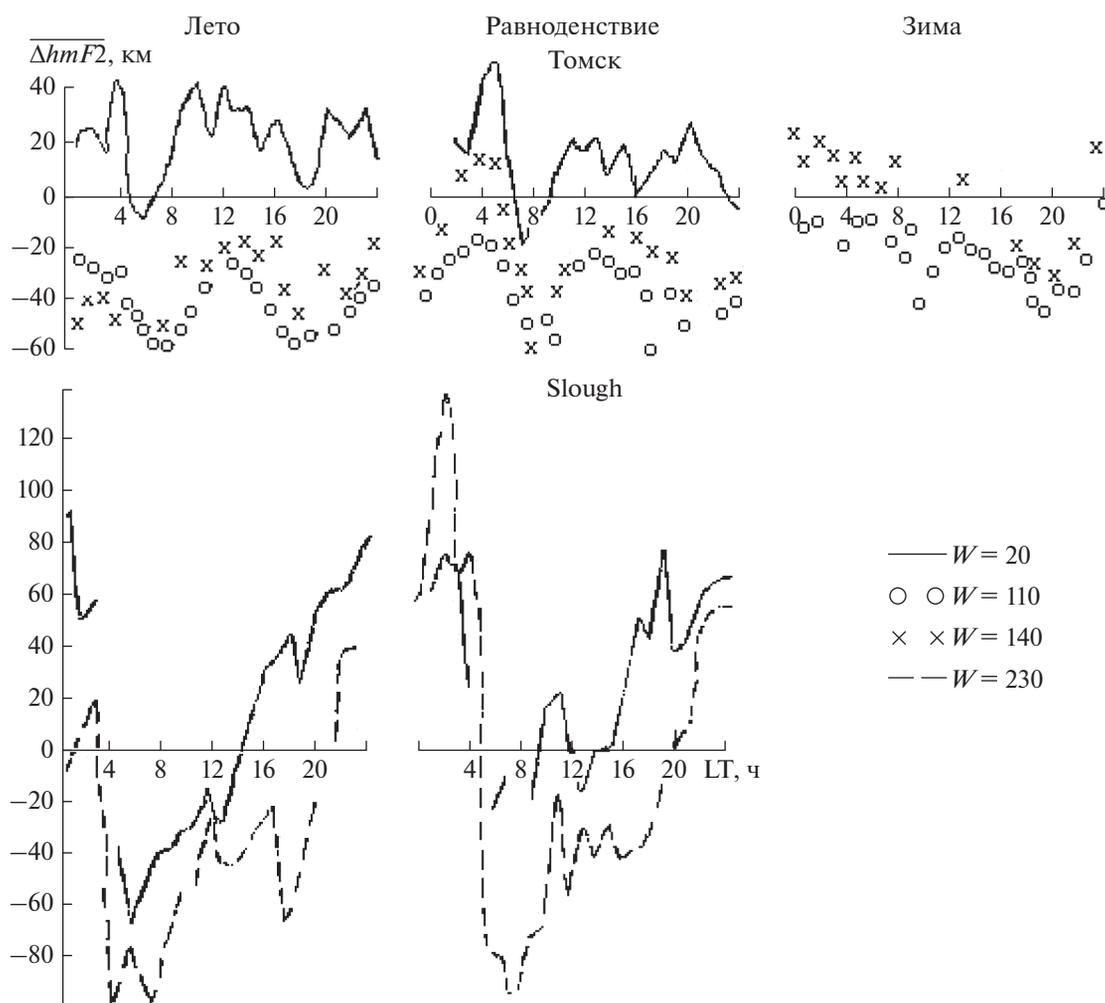


Рис. 4. Суточный ход $\overline{\Delta hmF2}$ на станциях Томск и Slough для разной солнечной активности.

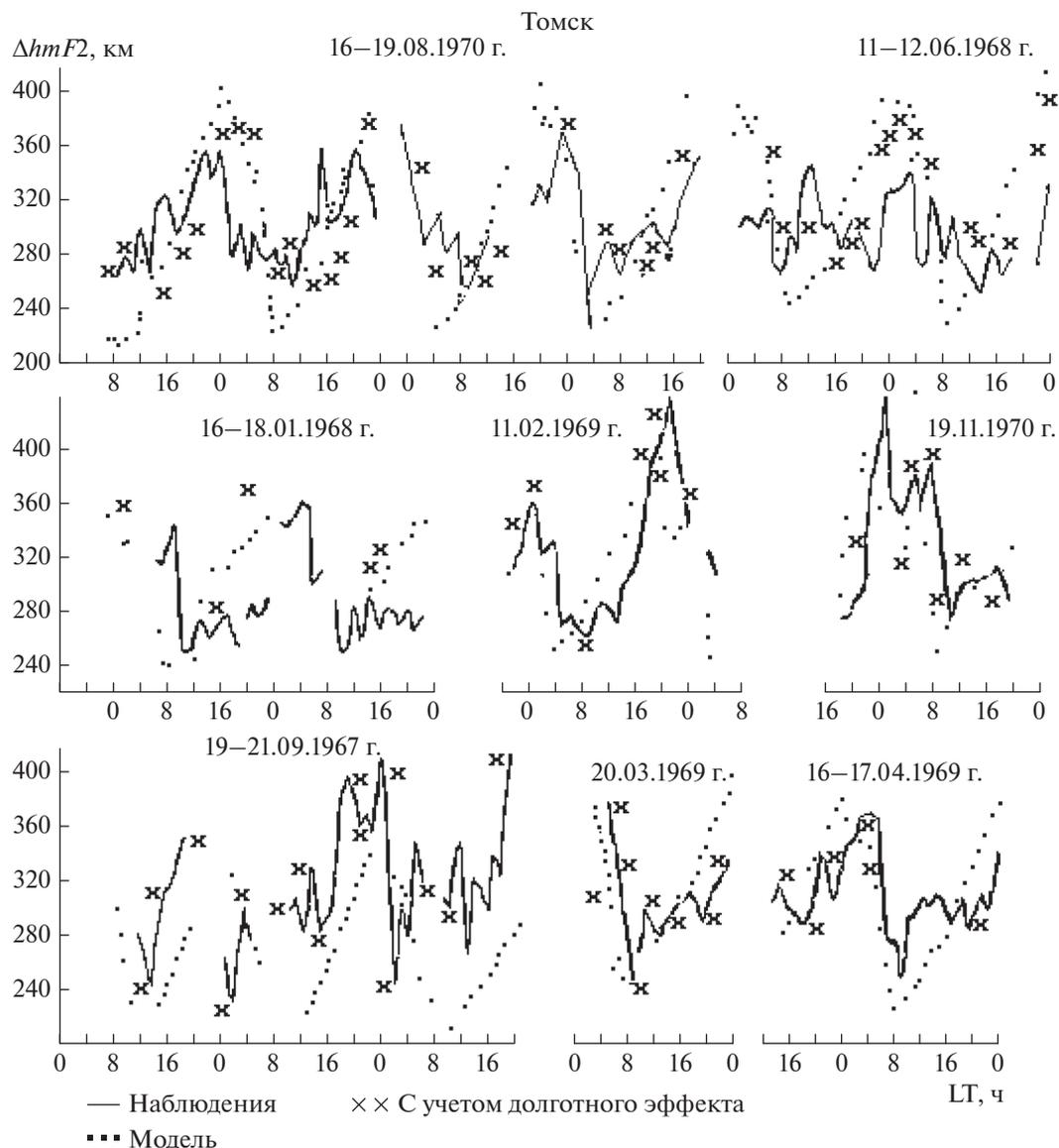


Рис. 5. Сопоставление экспериментальных и рассчитанных значений $hmF2$ для ст. Томск.

мере определяется индивидуальностью каждой отдельной бури, нет точной копии ни у одной бури.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, предложенная методика расчета $hmF2$ в возмущенных условиях позволяет с достаточной степенью точности рассчитать высоту максимума слоя $F2$ во время геомагнитных возмущений в любой точке Земли. Имея прогноз солнечной и геомагнитной активности, можно прогнозировать $hmF2$. Простое математическое обеспечение делает эту модель удобной для оперативного использования.

Вместе с тем, следует отметить, что проблема повышения эффективности функционирования

радиолокационных систем путем более корректного учета среды распространения радиоволн остается весьма сложной даже с использованием дополнительных средств диагностики ионосферы. Из-за повышения требований к различным средствам учет состояния среды распространения радиоволн становится неотъемлемой частью их эксплуатации. Соответственно, требования к ионосферным моделям являются достаточно жесткими. Что же касается моделей параметров в возмущенных условиях, то повышение их точности может идти по следующим направлениям.

— Увеличение объема данных ионосферного мониторинга для разных уровней солнечной и магнитной активности, широты, времени суток и

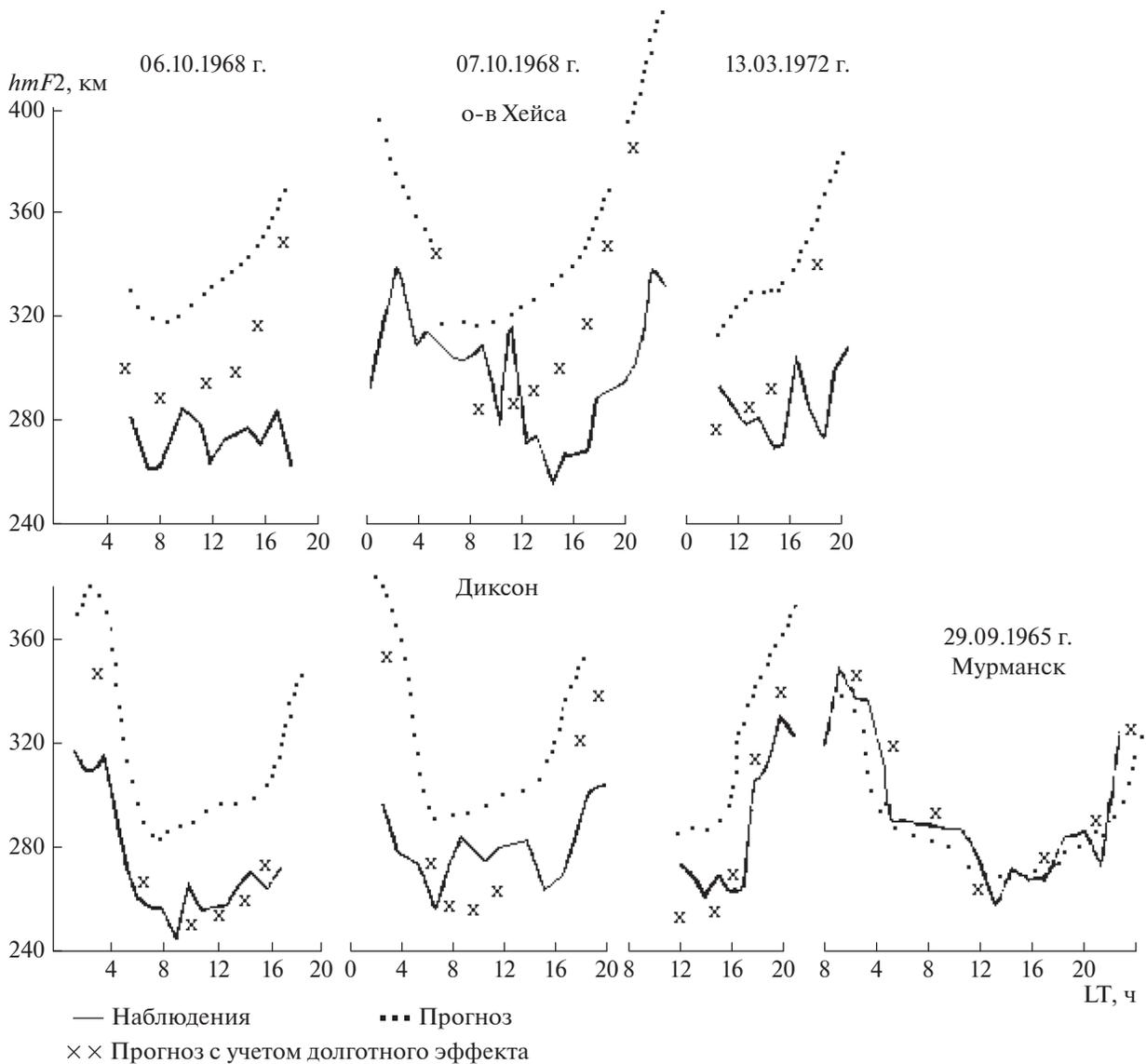


Рис. 6. Сопоставление экспериментальных и рассчитанных значений $hmF2$ для высокоширотных станций о-в Хейса, Диксон и Мурманск.

сезона и дифференцированное их математическое описание по типам возмущений.

– Построение региональных моделей безусловно повысит их точность.

– Одновременное развитие вероятностных моделей улучшит прогноз среды распространения радиоволн. Для этого необходима оценка законов распределения статистических параметров, ее следует делать на основании статистического анализа многочисленных независимых экспериментальных данных.

Отметим, что в некоторых аналитических работах анализируется точность наиболее известных отечественных и зарубежных моделей ионосферы в связи с прикладными задачами. Показы-

вается, что ни одна из них по разным причинам хотя бы примерно не удовлетворяет всем требованиям. Отмечается, что наиболее перспективными представляются вероятностно-статистические модели, которые в принципе могут в той или иной степени соответствовать этим требованиям [Аксенов и др., 2020; Алпатов и др., 2020]. С этим нельзя не согласиться. Тем не менее, эмпирические модели тоже нужно разрабатывать, усовершенствовать. Так или иначе, они обобщают исследования на определенном этапе развития.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– Аксенов О.Ю., Козлов С.И., Ляхов А.Н., Трекин В.В., Перунов Ю.М., Якубовский С.В. Анализ прикладных

моделей ионосферы для расчета распространения радиоволн и в возможность их использования в интересах радиолокационных систем. I. Классификация прикладных моделей и основные требования, предъявляемые к ним в интересах радиолокационных средств // Солнечно-земная физика. Т. 6. № 1. С. 86–96. 2020.

– *Алпатов В.В., Беккер С.З., Козлов С.И., Ляхов А.Н., Яким В.В., Якубовский С.В.* Анализ прикладных моделей ионосферы для расчета распространения радиоволн и возможность их использования в интересах радиолокационных систем. II. Отечественные модели // Солнечно-земная физика. Т. 6. № 3. С. 73–81. 2020.

– *Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А.* Физика ионосферы. М.: Наука. 527 с. 1988.

– *Гончарова Е.Е., Деминова Г.Ф., Куликов В.В., Лебле С.Б., Нацвалян С.А., Шашункина В.М., Юдович Л.А.* Прогностический аспект ионосферного эффекта внутренних гравитационных волн в периоды магнитосферных суббурь // Прогнозирование ионосферных, магнитосферных возмущений и солнечной активности. М.: Наука. С. 144–159. 1987.

– *Зевакина Р.А., Жулина Е.М., Носова Г.Н., Сергеев Н.П.* Руководство по краткосрочному прогнозированию ионосферы (Материалы мирового центра данных Б). М.: МГК при През. АН СССР. 71 с. 1990.

– *Кулешова В.П., Сергеев Н.П.* О вариациях высоты максимума слоя *F2* во время магнитосферных бурь / Исследование условий распространения радиоволн. М.: ИЗМИРАН. С. 146–151. 1983.

– *Кулешова В.П., Пономарева Л.И., Сергеев Н.П.* К вопросу о расчете высоты максимума слоя *F2* во вре-

мя ионосферных бурь // Прогнозирование ионосферы и распространения радиоволн. М.: Наука. С. 48–54. 1984.

– *Лапшин В.Б., Данилов А.Д., Михайлов В.В., Цыбуля К.Г., Денисова В.И., Михайлов А.В., Деминов М.Г., Карпачев А.Т., Шубин В.Н.* Модель SIMP как новый государственный стандарт распределения концентрации электронов в ионосфере (ГОСТ 25645.146) // Пленарный доклад на XXV Всероссийской открытой конференции “Распространение радиоволн”. г. Томск. 3–9 июля 2016 г.

– *Altadill D., Magdaleno S., Torta J.M., Blanch E.* Global empirical models of the density peak height and of the equivalent scale height for quiet conditions // Adv. Space Res. V. 52. P. 1756–1769. 2012.

<https://doi.org/10.1016/j.asr.2012.11.018>

– *Bilitza D., Eyfrig R.* A global models for the height of the *F2*-peak using M3000 values from the CCIR numerical map // Telecommun J. V. 46. № 9. P. 549–553. 1979.

– *Shimazaki I.* Dynamical structure of the ionospheric *F2* layer as deduced from the world-wide daily variations // J. Atmos. Terr. Phys. V. 15. Issues 1–2. P. 108–115. 1959.

– *Ching B.K., Chiu Y.T.* A phenomenological model of global ionospheric electron density in the *E*-, *F1*- and *F2*-regions // J. Atmos. Terr. Phys. V. 35. № 9. P. 1615–1630. 1973.

– *Chiu J.T.* An improved phenomenological model of ionosphere density // J. Atmos. Terr. Phys. V. 37. № 12. P. 1563–1570. 1975.

– *Rishbeth H.* How the thermospheric circulation affects the ionospheric *F2* layer // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 60. № 14. P. 1385–1402. 1998.