

## ОЦЕНКА ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ ПЛАЗМОСФЕРЫ И ВЫСОТЫ ПЕРЕХОДА $O^+/H^+$ ВО ВРЕМЯ ГЕОМАГНИТНОЙ БУРИ В ФЕВРАЛЕ 2022 Г. ПО ДАННЫМ ИРКУТСКОГО РАДАРА ИР

### ESTIMATED PLASMASPHERE ELECTRON CONTENT AND $O^+/H^+$ TRANSITION HEIGHT DURING THE FEBRUARY 2022 GEOMAGNETIC STORM FROM IRKUTSK IS RADAR DATA

Д.С. Хабитуев 

Институт солнечно-земной физики СО РАН,  
Иркутск, Россия, [Khabituev@iszf.irk.ru](mailto:Khabituev@iszf.irk.ru)

Г.А. Жеребцов 

Институт солнечно-земной физики СО РАН,  
Иркутск, Россия, [gaz@iszf.irk.ru](mailto:gaz@iszf.irk.ru)

В.А. Ивонин 

Институт солнечно-земной физики СО РАН,  
Иркутск, Россия, [ivonin1480@mail.iszf.irk.ru](mailto:ivonin1480@mail.iszf.irk.ru)

В.П. Лебедев 

Институт солнечно-земной физики СО РАН,  
Иркутск, Россия, [lebedev@mail.iszf.irk.ru](mailto:lebedev@mail.iszf.irk.ru)

D.S. Khabituev

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,  
Irkutsk, Russia, [Khabituev@iszf.irk.ru](mailto:Khabituev@iszf.irk.ru)

G.A. Zherebtsov

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,  
Irkutsk, Russia, [gaz@iszf.irk.ru](mailto:gaz@iszf.irk.ru)

V.A. Ivonin

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,  
Irkutsk, Russia, [ivonin1480@mail.iszf.irk.ru](mailto:ivonin1480@mail.iszf.irk.ru)

V.P. Lebedev

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,  
Irkutsk, Russia, [lebedev@mail.iszf.irk.ru](mailto:lebedev@mail.iszf.irk.ru)

**Аннотация.** Проводится исследование области внешней ионосферы выше максимума ионизации  $N_mF2$  и переходной области между ионосферой и плазмосферой. На основе данных Иркутского радара некогерентного рассеяния (ИРНР) и данных глобальных навигационных спутниковых систем по полному электронному содержанию проводится анализ взаимодействия системы внешняя ионосфера–плазмосфера во время сильной геомагнитной бури в начале февраля 2022 г. Для определения электронного содержания ионосферы и плазмосферы используется оригинальная методика определения интегральной электронной плотности по данным ИРНР, которая учитывает двухкомпонентный состав ионосферной плазмы. Проведено сравнение различных функций аппроксимации области внешней ионосферы для данных ИРНР. Методика определения высоты перехода  $O^+/H^+$  скорректирована для использования с данными профилей электронной плотности ИРНР, восстановленными на основе  $\beta$ -профиля Чепмена. Проведено сравнение электронного содержания плазмосферы в спокойные и магнитовозмущенные дни, а также динамики высоты перехода  $O^+/H^+$ , которая является верхней границей ионосферы и нижней границей плазмосферы.

**Ключевые слова:** внешняя ионосфера, плазмосфера, высота перехода  $O^+/H^+$ , полное электронное содержание, радары некогерентного рассеяния.

**Abstract.** We study the topside ionosphere above the  $N_mF2$  ionization maximum and the transition region between the ionosphere and the plasmasphere. We analyze the interaction between the topside ionosphere and the plasmasphere during a strong geomagnetic storm in February 2022, using data from the Irkutsk Incoherent Scatter Radar (IISR) and total electron content data from global navigation satellite systems. To determine the ionosphere and plasmasphere electron contents, an original technique is employed to calculate the integral content of ion density from IISR data, which takes into account the two-component composition of ionospheric plasma. We compare different functions of approximation of the topside ionosphere. The original technique was adjusted for use with IISR  $N_e$  data fitted based on the  $\beta$ -Chapman profile. We compare the plasmasphere electron content during quiet and magnetically disturbed days, as well as the dynamics of the  $O^+/H^+$  transition height, which is the upper boundary of the ionosphere and the lower boundary of the plasmasphere.

**Keywords:** topside ionosphere, plasmasphere,  $O^+/H^+$  transition height, total electron content, incoherent scatter radars.

## ВВЕДЕНИЕ

Интерес к исследованию области внешней ионосферы возник в 50–60-е гг. XX в., что было связано с началом космической эры человечества и появлением нового типа инструментов — радаров некогерентного рассеяния. Эти мощные радиолокационные

установки (мощностью 1–10 МВт) способны регистрировать слабое обратное рассеяние, возникающее на частицах ионосферной плазмы. Первые радары некогерентного рассеяния были построены США в начале 60-х гг. и образовали меридиональную сеть инструментов в Западном полушарии [Mathews,

2013; Woodman et al., 2019]. Одновременно со строительством первых радаров активно развивалась теория некогерентного рассеяния [Evans, 1969; Farley, 1969]. На сегодняшний день теория восстановления ионосферных параметров из принятого радиосигнала достаточно полно разработана и позволяет получать высотные профили электронной плотности  $N_e$ , электронных и ионных температур, скорости дрейфа и ионного состава плазмы. Каждый радар некогерентного рассеяния отличается уникальной архитектурой, что требует индивидуального подхода при разработке процедур восстановления ионосферных параметров и накладывает определенные ограничения на весь процесс обработки данных. Мировая сеть радаров некогерентного рассеяния состоит всего из 13 установок, и Иркутский радар некогерентного рассеяния (ИРНР) является единственным инструментом такого типа в России. Географическое положение ИРНР позволяет заполнить огромную «пустую» зону на севере Евразийского континента, что делает его данные уникальными и востребованными.

ИРНР был создан на основе военной радиолокационной станции дальнего обнаружения «Днепр», переданной Институту солнечно-земной физики в начале 90-х гг. [Medvedev, Potekhin, 2019]. При ее переделке под научные цели был создан комплекс регистрации и обработки сигнала первого поколения на базе доступного на тот момент программного обеспечения. Первые сеансы регулярных наблюдений ионосферы на новом комплексе были проведены в 1997 г. Основным отличием ИРНР от других радаров некогерентного рассеяния (кроме радара в Хикамарке) являются излучение и прием сигналов только с линейной поляризацией, что приводит к эффекту Фарадея в принятом сигнале. Эффект Фарадея проявляется в виде полного замирания принятого сигнала (отсутствие сигнала), когда плоскости поляризации радиоволны и приемника ортогональны. Дополнительные сложности при обработке принятого сигнала создает низкое соотношение сигнал/шум, что ограничивает высотный диапазон зондирования, особенно при низкой электронной плотности ионосферы. Все это часто приводит к низкой точности восстановления ионосферных параметров на больших высотах, т. е. высотах внешней ионосферы. Точность восстановления профиля электронной плотности  $N_e$  неразрывно связана с количеством фарадеевских минимумов на профиле мощности принятого сигнала. Если в годы высокой солнечной активности, когда количество минимумов велико, мы уверенно восстанавливаем  $N_e$  до высот 600–800 км, то в годы низкой солнечной активности верхний диапазон падает до 400–500 км, т. е. до высоты ненамного выше максимума слоя F2. Кроме того, эффект Фарадея значительно усложняет процесс получения электронных и ионных температур, скорости дрейфа и ионного состава плазмы, который основан на учете спектральных характеристик принятого сигнала [Shpynev, 2004] либо автокорреляционной функции [Ташлыков и др., 2018]. К сожалению, комплексный мониторинг внешней ионосферы на ИРНР часто ограничивается восстановлением профиля электронной плотности до указанных высот. Данная работа направлена на исследование

возможности расширения диагностического потенциала ИРНР до больших высот при комбинировании данных ИРНР с данными глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) по полному электронному содержанию (ПЭС). Большое внимание уделено также аппроксимации профиля внешней ионосферы различными модельными профилями и их релевантности.

## 1. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОФИЛЯ ВНЕШНЕЙ ИОНОСФЕРЫ

С начала 2010-х гг. на ИРНР применяется новый комплекс регистрации и обработки сигнала [Медведев и др., 2004]. Для определения высотного профиля электронной плотности используется методика, основанная на моделировании полного профиля мощности и аппроксимации им измеренного профиля на ИРНР. Моделирование полного профиля мощности проводится путем свертки  $\beta$ -профиля Чепмена с излученным импульсом ИРНР (используется код Баркера). Затем находится минимум функционала невязки между измеренным и модельным профилем мощности, и соответствующий профиль Чепмена становится искомым профилем реальной ионосферы. Данная методика обладает высоким быстродействием и точностью в окрестностях слоя F2, однако выше максимума ионизации (400–800 км в зависимости от уровня солнечной активности) модель  $\beta$ -профиля Чепмена работает плохо.

Концентрация электронов на основе  $\beta$ -профиля Чепмена рассчитывается по следующей формуле:

$$N_e(h) = \begin{cases} N_m F2 \exp \left[ 1 - \frac{h - h_m F2}{H} - \exp \left( -\frac{h - h_m F2}{H} \right) \right], & (1) \\ H = \begin{cases} H_B, & h \leq h_m \\ H_T, & h > H_m \end{cases} \end{cases}$$

где  $N_e$  — электронная концентрация ионосферы;  $h$  — высота, отсчитываемая от поверхности Земли;  $N_m F2$  — электронная концентрация в максимуме F2-слоя;  $h_m F2$  — высота максимума F2-слоя;  $H_B$  — нижняя масштабная высота (bottomside);  $H_T$  — верхняя масштабная высота (topside);  $h_m F2$  — высота максимума концентрации слоя F2. Подробное описание методики моделирования и определения коэффициентов модели дано в работе [Алсаткин и др., 2020]. Как уже было отмечено выше, данную модель можно применять до высот не более 400–600 км (в зависимости от уровня электронной плотности ионосферы). Таким образом, вся информация о поведении плотности ионосферы выше отсутствует, а именно эта область наиболее интересна с точки зрения взаимодействия ионосферы/плазмосферы с магнитосферой, особенно во время сильных геомагнитных возмущений.

Проблема несоответствия слоя Чепмена и измеряемых профилей плотности стоит достаточно давно, и широко обсуждаются способы ее решения [Stankov, Jakovski, 2006; Reinisch et al., 2007; Kutiev, Marinov, 2007]. Рассмотрим некоторые из них. Как правило,

для корректного описания  $N_e$  на высотах внешней ионосферы и плазмосферы вводится масштабная высота, которая изменяется в соответствии с падением массы преобладающих ионов и ростом температуры. Например, в работе [Marinov et al., 2015] по данным спутникового внешнего зондирования определяются плазмосферная и ионосферная масштабные высоты и исследуется отношение этих параметров в зависимости от сезона и уровней магнитной и солнечной активности.

В более ранней работе [Stankov et al., 2003] исследовалась эта же проблема для средних и высоких широт. В ней описывается следующий способ восстановления высотного профиля электронной плотности. Для нижней части ионосферы используются данные ионозонда DPS-4D. Высотный профиль электронной плотности верхней части ионосферы строится с помощью определения концентраций ионов  $O^+$  и  $H^+$  и их сложения. В основе моделирования концентраций ионов лежат три аналитические модели: экспоненциальная (2), квадрат гиперболического секанса (или слой Эпштейна) (3) и профиль Чепмена (4):

$$N_i(h) = N_i(h_m F2) \exp\left(-\frac{h-h_m F2}{H_{T_i}}\right), \quad (2)$$

$$N_i(h) = N_i(h_m F2) \operatorname{sech}^2\left(\frac{h-h_m F2}{2H_{T_i}}\right), \quad (3)$$

$$N_i(h) = N_i(h_m F2) \times \exp\left[\alpha \left(1 - \frac{h-h_m F2}{H_{T_i}} - \exp\left(-\frac{h-h_m F2}{H_{T_i}}\right)\right)\right], \quad (4)$$

где  $N_i$  — концентрация ионов  $O^+$  или  $H^+$ ;  $H_{T_i} = \frac{kT_i}{m_i g}$  —

верхняя масштабная высота ионов  $O^+$  или  $H^+$ ;  $\alpha$  — фактор формы:  $\alpha=0.5$  —  $\alpha$ -профиль Чепмена (этот же профиль использовался для моделирования атмосферного ветра [Kohl, King, 1967]),  $\alpha=1$  —  $\beta$ -профиль Чепмена. В зависимости от условий выбирается один из этих трех профилей ионной плотности с привлечением ПЭС, решается соответствующее трансцендентное уравнение, получаемое приравнением концентраций ионов  $O^+$  и  $H^+$  на высоте перехода  $O^+/H^+$ . Далее определяется верхняя масштабная высота ионов  $O^+$ , а верхняя масштабная высота ионов  $H^+$  считается в 16 раз большей.

Описанная методика, во-первых, довольно сложна с точки зрения комбинирования различных моделей, а во-вторых, требует использования ПЭС для моделирования концентраций ионов (для решения уравнений с целью нахождения масштабной высоты ионов  $O^+$ ), из которых затем получают электронную плотность, т. е. электронная плотность определяется не напрямую. Кроме того, разработчик данной методики в более поздней статье [Verhulst, Stankov, 2017] отмечает необходимость учитывать суточный ход Солнца на различных высотах ионосферы и по-разному определять времена смены дня и ночи в различных точках земной поверхности, что еще больше

усложняет предложенный им способ моделирования электронной плотности.

В статье [Bilitza et al., 2006] вместо комбинации множества аналитических моделей для различных условий предлагается использовать не постоянную, а переменную верхнюю масштабную высоту. Наиболее интересен подход, использованный при разработке модели «NeQuick 2» [Nava et al., 2008], в которой верхняя часть ионосферы описывается формулами [Pignalberi et al., 2020]

$$N_e(h) = 4N_m F2 \frac{\exp\left(\frac{h-h_m F2}{H_T(h)}\right)}{\left(1 + \exp\left(\frac{h-h_m F2}{H_T(h)}\right)\right)^2}, \quad (5)$$

$$H_T(h) = H_0 \left(1 + \frac{rg(h-h_m F2)}{rH_0 + g(h-h_m F2)}\right), \quad (6)$$

где (5) — полуслой Эпштейна;  $H_0$  — параметр, зависящий от  $N_m F2$ ,  $h_m F2$ , нижней масштабной высоты F2-слоя и количества солнечных пятен;  $r=100$ ;  $g=0.125$  — высотный градиент для  $H_0$  [Leitinger et al., 2005], знаменатель в формуле (6) ограничивает рост масштабной высоты  $H_T$ .

В рамках данной работы проведено сравнение вертикального ПЭС, рассчитанного по перечисленным выше моделям (формулы (3), (4), (5)) с использованием данных ИРНР по следующей формуле:

$$\text{ПЭС} = 10^{-16} \int_0^{20000 \text{ км}} N_e(h) dh, \quad (7)$$

где ПЭС в TECU (Total Electron Content Unit, 1TECU =  $10^{16} \text{ м}^{-2}$ ),  $N_e(h)$  в  $\text{м}^{-3}$ . ПЭС получено по глобальным ионосферным картам (GIM) UQRG, которые имеют минимальную относительную ошибку (<20 %) среди всех доступных на сегодня GIM [Roma-Dollase et al., 2018]. Основная задача состоит в подборе параметров модели или их комбинаций таким образом, чтобы расчетное и измеренное ПЭС совпадали.

Нами были проведены расчеты вертикального ПЭС по формуле (7) для перечисленных выше моделей (рис. 1). Ниже  $h_m F2$  интегрирование проводилось всегда по  $\beta$ -профилю Чепмена, а выше — в трех вариантах:  $\beta$ -профиль Чепмена (синяя кривая),  $\alpha$ -профиль Чепмена (зеленая кривая) и полуслой Эпштейна (фиолетовая кривая). Сравнение с ПЭС GIM UQRG (черная кривая) показывает значительные расхождения между моделями. Видно, что разница между ПЭС по  $\beta$ -профилю Чепмена и ПЭС GIM UQRG составляет 3–4 TECU ночью и 5–6 TECU днем. При использовании же  $\alpha$ -профиля Чепмена в дневные часы расчетное ПЭС достаточно хорошо совпадает с ПЭС GIM UQRG, тогда как в ночные часы наблюдаются более низкие значения (2–3 TECU). При использовании полуслоя Эпштейна, наоборот, наблюдается лучшее соответствие ПЭС ночью, причем для 1, 2 и 5 февраля значения ПЭС практически совпадают, а 3 и 4 февраля ПЭС GIM UQRG превышает ПЭС полуслоя Эпштейна, что связано, по всей видимости, с началом геомагнитной бури 3 февраля. Днем фиксируются совершенно нереалистичные

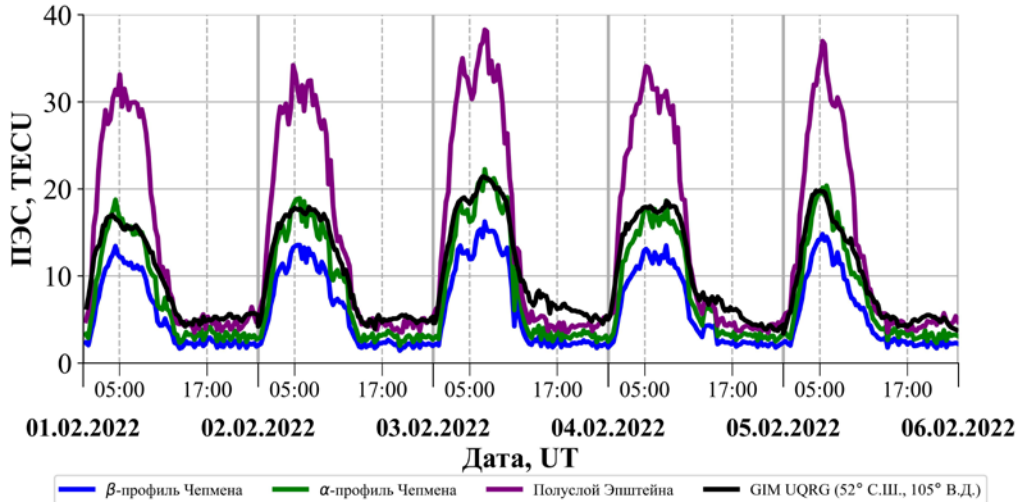


Рис. 1. Сравнение ПЭС GIM UQRG (черная кривая) с ПЭС, полученным при использовании различных модельных профилей  $N_e$  для внешней ионосферы:  $\beta$ - и  $\alpha$ -профилей Чепмена (синяя и зеленая кривые) и полуслоя Эпштейна (фиолетовая кривая)

высокие значения ПЭС, рассчитанного по полуслою Эпштейна (выше на 10–15 TECU, чем ПЭС GIM UQRG).

Рисунок 1 показывает, что в зависимости от модели ионосферы интегральное ПЭС может значительно различаться, т. е. мы будем значительно недооценивать либо переоценивать реальное ПЭС, если выберем неподходящую модель. Согласно результатам моделирования, методика восстановления профиля электронной плотности на ИРНР с использованием в качестве базовой функции  $\beta$ -профиля Чепмена значительно занижает ПЭС — примерно на 5 TECU, т. е. от 30 до 50 % в зависимости от даты и времени суток. Если же комбинировать  $\alpha$ -профиль Чепмена и полуслой Эпштейна для моделирования верхней части ионосферы, то ошибка становится в несколько раз меньше. Заметим, что основной вклад в разницу ПЭС при использовании различных моделей вносит область внешней ионосферы. Исследуемый период времени соответствует низкому уровню солнечной активности. Следовательно, для аппроксимации электронной плотности ионосферы выше уровня 400–500 км лучше применять другие модели, нежели аппроксимировать всю область до высоты 20000 км  $\beta$ -профилем Чепмена.

## 2. МЕТОД ШПЫНЕВА—ХАБИТУЕВА

Ранее для данных ИРНР уже был разработан метод (далее метод ШХ), который позволяет производить стыковку профиля  $N_e$  с данными ПЭС ГНСС, определять электронную плотность плазмосферы и высоту перехода  $O^+/H^+$  [Shrynev, Khabituev, 2014; Хабитуев, Шпынев, 2014]. Метод основан на технологии «сшивки» профиля электронной плотности, полученного на ИРНР, с интегральным содержанием электронов (т. е. с ПЭС) до высоты орбиты спутников ГНСС (~20000 км), причем для аппроксимации профиля  $N_e$  во внешней ионосфере используется двухкомпонентная модель с парциальной концен-

трацией ионов кислорода и водорода. Данный метод позволяет определять высоту, на которой происходит смена преобладающей компоненты ионного состава ионосферы с тяжелых ионов кислорода  $O^+$  на легкие ионы  $H^+$  и  $He^+$  (в стандартной версии методика учитывает только ионы  $H^+$ ), и оценивать электронное содержание плазмосферы. Критически важными параметрами методики являются точность определения высотного профиля электронной плотности внешней ионосферы на ИРНР и точность определения значений ПЭС. Высота перехода  $O^+/H^+$  определяется как высота сшивки ионосферного профиля плотности с интегральным значением ПЭС. Точность расчета высоты перехода  $O^+/H^+$  зависит от методики определения масштабной высоты внешней ионосферы, т. е. степени падения электронной плотности выше максимума слоя F2, и разницы с ПЭС.

Сделаем важное замечание: представленная методика разрабатывалась и тестировалась на профилях электронной плотности ИРНР, полученных принципиально другим методом [Shrynev, 2004] (без использования  $\beta$ -профиля Чепмена). Настоящая работа является первым опытом применения данного метода для профилей электронной плотности ИРНР, полученных на основе  $\beta$ -профиля Чепмена [Алсаткин и др., 2020]. Схема моделирования профиля внешней ионосферы представлена на рис. 2. Вся область моделирования разбивается на три области: «ТЕС1» — область от 0 до высоты  $\sim h_m F2$ , «ТЕС2» — выше  $\sim h_m F2$  до высоты  $h_T$  (где происходит смена преобладающего иона  $O^+$  на  $H^+$ ) и область «ТЕС3» — от  $h_T$  до высоты орбиты спутников ГНСС (20000 км). Разбивка сделана для удобства расчета ПЭС.

Эффект Фарадея позволяет в области «ТЕС1» определять электронное содержание суммированием количества максимумов в профиле мощности принятого сигнала. Выше максимума электронной плотности точность детектирования фарадеевских горбов падает и электронное содержание определяется интегрированием восстановленного профиля  $N_e$ .

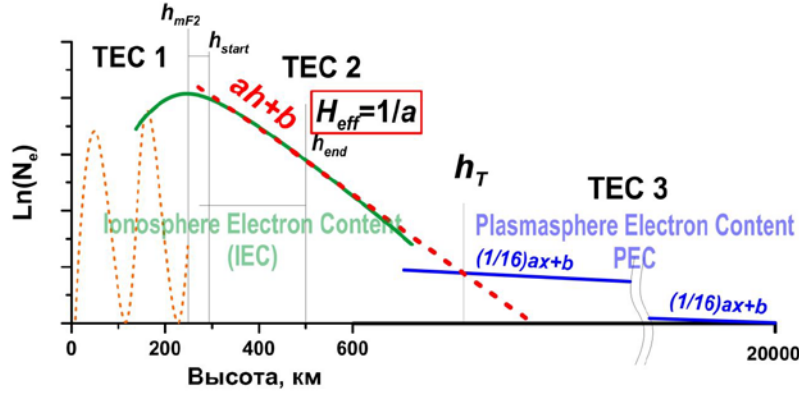


Рис. 2. Схема моделирования внешней ионосферы — плазмосферы и расчета ПЭС по методу Шпынева—Хабитуева

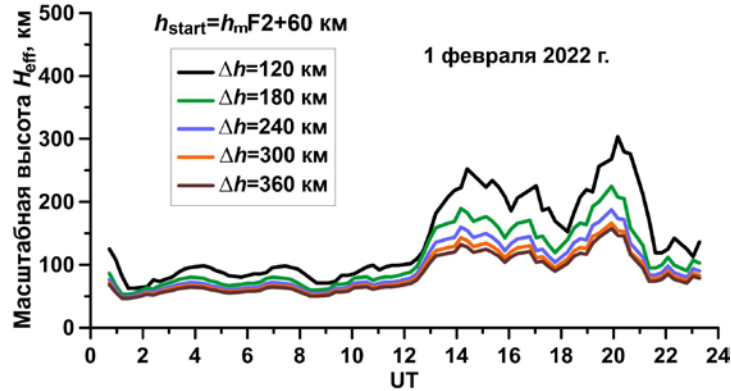


Рис. 3. Зависимость  $H_{eff}$  от времени для различных высотных диапазонов

В области «ТЕС2» масштабная высота внешней ионосферы  $H_{eff}$  (эффективная масштабная высота) определяется как наклон профиля логарифма электронной плотности  $\ln N_e$ , так как по определению масштабная высота — это область, в которой концентрация уменьшается в  $e$  раз. Высотный профиль  $N_e(h)$  во внешней ионосфере с достаточной точностью можно аппроксимировать выражением

$$\ln N_e \cong ah + b, \tag{8}$$

где  $a$  и  $b$  — коэффициенты линейной регрессии профиля логарифма  $N_e$ . Тогда масштабная высота

$$H_{eff} = \frac{1}{a}. \tag{9}$$

Такой метод расчета масштабной высоты применяется при обработке экспериментально полученных профилей  $N_e$  [Шпынев и др., 2010], и  $H_{eff}$  может значительно отличаться от равновесной плазменной масштабной высоты  $H_p = kT/(mg)$ , где  $T$  — плазменная температура;  $m$  — масса иона кислорода;  $g$  — ускорение силы тяжести Земли. Важным при определении  $H_{eff}$  является выбор высотного интервала  $\Delta h = h_{end} - h_{start}$ , на котором будет проводиться вычисление. Целесообразно использовать небольшой отступ от  $h_mF2$  при расчете  $H_{eff}$  во избежание искажений, обусловленных перегибом главного максимума слоя F2. Верхняя граница диапазона определяется экспериментально. На рис. 3 представлен график зависимости  $H_{eff}$  для различных высотных интервалов 1 февраля 2022 г. Видно, что с увеличением рас-

четного интервала масштабная высота имеет тенденцию к понижению в течение всех суток, т. е. растет наклон профиля электронной плотности  $N_e$ . Видно также, что в ночные часы масштабная высота больше, чем в дневные. Такая динамика  $H_{eff}$  часто наблюдается по экспериментальным данным и связана с тем, что в реальной ионосфере, кроме температуры и массы ионов, на масштабную высоту оказывают влияние динамические процессы. Путем тестовых расчетов было определено, что для расчета масштабной высоты  $H_{eff}$  оптимален интервал высот  $\Delta h = h_{end} - h_{start} = 240$  км, где  $h_{start} = h_mF2 + 60$  км.

С увеличением отступа от  $h_mF2$  растет точность аппроксимации профиля плотности, однако смещается и верхняя граница аппроксимации  $h_{end}$ , на которой точность данных  $N_e$  падает. Поэтому был выбран промежуточный вариант с отступом в 100 отсчетов (1 отсчет = 0.6 км), который позволяет с приемлемой точностью аппроксимировать профиль  $\ln N_e$ . Отметим, что при высотном интервале более 240 км погрешность в определении  $H_{eff}$  не превышает 20 % (разница между синей и коричневой кривой на рис. 3) для дневных часов местного времени (UT+8).

Ионосферная плазма в интервале высот от  $h_mF2$  до  $h_T$  (высоты перехода  $O^+/H^+$ ) состоит практически полностью из ионов кислорода, поэтому  $H_{eff}$  можно считать кислородной масштабной высотой ( $H_{eff} = H_{O^+}$ ). На больших высотах (выше ~1000 км) преобладающей компонентой становятся ионы водорода (с незначительной, не более 10 %, примесью

ионов гелия). Данный факт позволяет использовать простой способ расчета плазмосферной (или водородной) масштабной высоты:

$$H_{H^+} = 16H_{O^+}. \quad (10)$$

Будем считать, что на высоте пролета спутников ГНСС концентрация плазмы падает до 0 (хотя это, конечно, не так, но такое приближение допустимо при аппроксимации профиля  $N_e$  в ионосфере). Тогда, зная масштабные высоты в различных областях ионосферы и плазмосферы, а также полное интегральное содержание (ПЭС GPS), можно провести стыковку двух профилей и определить высоту перехода  $h_T$ . Конечная формула для расчета высоты перехода  $O^+/H^+$  имеет вид

$$h_T = \frac{1}{a} \ln \left( \frac{a(TEC_{GPS} - TEC1) + \exp(ah_{mf2+60} + b)}{\exp b \left( 1 + M \frac{a}{M} h_{GPS} \right)} \right), \quad (11)$$

где  $M$  — массовый фактор (безразмерный коэффициент, определяющий отношение масс ионов кислорода и водорода, т. е.  $M=16$ );  $a, b$  — коэффициенты линейной регрессии профиля  $\ln N_e$ ;  $h_{GPS}$  — высота орбиты спутников GPS (20000 км). Более подробный вывод формулы представлен в [Shrynev, Khabituev, 2014]. Как видно из (10), разница между  $H_{O^+}$  и  $H_{H^+}$  не учитывает изменения температур ионов и электронов с высотой. В профилях электронной плотности, для которых разрабатывался метод ШХ, эта поправка была учтена при фитировании, что приводило к более высоким значениям  $H_{eff}$  в дневное время. Поскольку в новых данных ИРНР влияние температурного градиента не учитывается при фитировании, использование метода ШХ требует корректировки  $H_{eff}$  при расчете  $h_T$ .

Данную процедуру можно провести следующим образом. Введем температурный коэффициент

$$r_{temp} = \frac{T_p(h_{end})}{T_p(h_{start})}, \quad (12)$$

который учитывает разницу плазменной температуры  $T_p = T_i + T_e$  на границах высотного интервала  $\Delta h$ . Метод позволяет определять  $T_i$  и  $T_e$  до высот 450–600 км, в зависимости от уровня сигнала. Если  $h_{end}$  находится выше уровня определения температур, то используется линейная экстраполяция до этой высоты. Коэффициент  $r_{temp}$  имеет суточный ход с максимумом в дневные часы и минимумом в ночное время. Тогда скорректированная масштабная высота  $H_{eff\ cor} = r_{temp} H_{eff}$ , а формула для вычисления высоты перехода будет иметь вид

$$h_T = \frac{r_{temp}}{a} \times \left( \frac{a(TEC_{GPS} - TEC1) + \exp\left(\frac{a}{r_{temp}} h_{start} + b\right)}{\exp b \left( 1 + M r_{temp} - \frac{a}{M r_{temp}} h_{GPS} \right)} \right). \quad (13)$$

Сделаем важное замечание:  $h_T$  в предложенной модели определяется на основе априорного предположения о разнице распределения ионосферной плазмы в нижней части внешней ионосферы и на очень больших высотах, т. е. является точкой сшивки двух профилей плотности (внешней ионосферы и плазмосферы) с заранее определенной разницей. Соотношение ионов кислорода и водорода выше и ниже высоты перехода задается параметрически.

Определив высоту перехода  $h_T$ , можно оценить вклады, которые вносят ионосфера и плазмосфера в ПЭС. Из областей «TEC1» и «TEC2» складывается ионосферное электронное содержание (Ionosphere Electron Content, IEC), а область «TEC3» будем называть плазмосферным электронным содержанием (Plasmasphere Electron Content, PEC);  $h_T$ , по сути, является высотой разделения IEC и PEC и определяет нижнюю границу плазмосферы. Вопрос о том, как определять начало плазмосферы: по высоте начала преобладания легких ионов либо по скорости свободного пробега частиц (т. е. по экзобазе [Lemaire, Gringauze, 1998]), является дискуссионным, и мы оставляем его за рамками исследования.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТ

После адаптации описанного метода для новых данных ИРНР были проведены расчеты высоты перехода  $O^+/H^+$  по формуле (13), а также IEC и PEC для геомагнитно-спокойных и возмущенных дней на примере геомагнитной бури 3–5 февраля 2022 г. На рис. 4 представлены графики электронного содержания (TEC, IEC и PEC, верхняя панель), а также  $h_T$  и  $H_{eff}$  (средние панели) для 1–5 февраля 2022 г. Буря началась 3 февраля, 1 и 2 февраля будем считать магнитоспокойными днями (фоновой ионосферой). Видно, что разница между IEC и TEC в эти дни составляет в среднем 5 TECU днем и 2.5 TECU ночью. Максимальные значения TEC и IEC наблюдаются 3 февраля, что связано с повышением электронной плотности в начале магнитной бури. После главной фазы магнитной бури видно, что в суточном ходе PEC возникают значительные возмущения: ночные значения PEC 3 февраля выше, чем 1 и 2 февраля, и достигают 3–4 TECU; ночью 4 февраля наблюдаются сильные колебания PEC от 0 до 3 TECU.

Разница между мировым и местным временем в Иркутске составляет 8 ч, т. е. местный солнечный полдень соответствует ~05 UT на графиках. Интересный эффект наблюдается перед восходом солнца 5 февраля (20–24 UT 4 февраля), когда IEC сравнивается с полным электронным содержанием и PEC достигает нулевых значений. Падение PEC до нулевых значений совпадает по времени со вторым минимумом индекса  $Dst$  на нижней панели рис. 4. Поскольку эффект может быть связан с неточностью определения ПЭС GPS в этот период либо с тем, что профиль  $N_e$  ИРНР дает завышенные значения, требуется дополнительная статистика таких событий.

Рассмотрим теперь суточную динамику  $h_T$  и  $H_{eff}$  (зеленая и оранжевая кривые на рис. 4). В рассматриваемый период суточный ход масштабной высоты

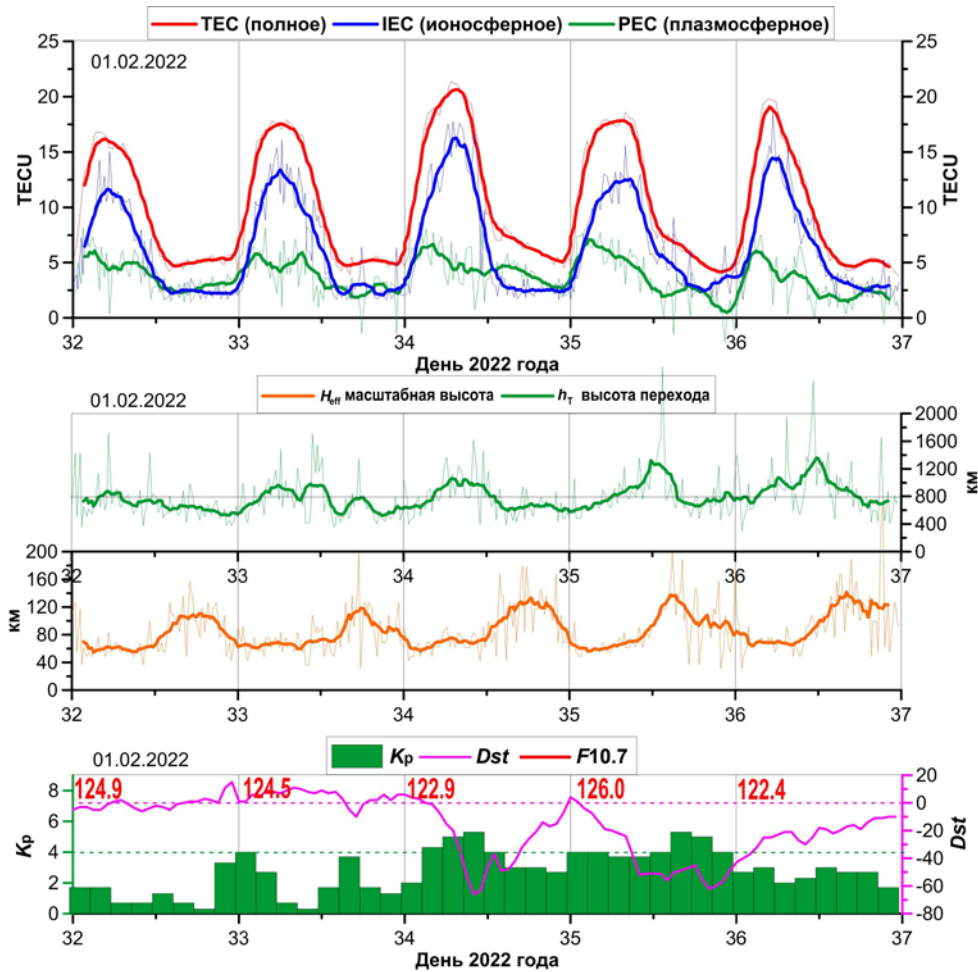


Рис. 4. Динамика электронного содержания ионосферы и плазмосферы (верхняя панель), высоты перехода  $h_T$  (вторая панель сверху), и масштабной высоты  $H_{eff}$  (третья панель сверху) для 1–5 февраля 2022 г. Тонкие линии на графиках соответствуют полученным значениям этих параметров, толстые кривые — скользящее среднее. На нижней панели представлены индексы геомагнитной ( $K_p, Dst$ ) и солнечной ( $F10.7$ ) активностей

практически не изменяется: дневные значения составляют 60–80 км и ночные — 100–120 км ( $H_{eff}$  здесь без учета  $r_{temp}$ ). Высота перехода  $h_T$  характеризуется большей изменчивостью по сравнению с  $H_{eff}$  все пять дней эксперимента. Первого февраля  $h_T$  достигает 800–1000 км в дневное время с отчетливым максимумом в полдень и опускается до ~600 км в ночные часы. Сильные колебания  $h_T$  начинаются во второй половине дня 2 февраля. После начала главной фазы магнитной бури 3 февраля происходит повышение  $h_T$  для дневных (1000–1400 км) и для ночных часов (700–800 км). Стоит отметить постепенное смещение дневного максимума  $h_T$  в вечерние часы 4 и 5 февраля. Определенные значения и суточная динамика  $h_T$  в целом не противоречат теоретическим представлениями и результатам самосогласованных моделей ионосферы [Тащилин, Романова, 2014; Крикберг, Тащилин, 1984], однако  $h_T$  характеризуется более низкими значениями при умеренной солнечной активности (индекс  $F10.7$  приведен красными цифрами на нижней панели рис. 4).

В рамках работы проведено сравнение  $h_T$  и  $H_{eff}$  с данными моделей IRI-2016 [Bilitza et al., 2022] и NeQuick-2. Проводилось сравнение  $h_T$ , рассчитанной различными способами: из профилей ионного

состава модели IRI-2016 (высота, где профили  $O^+$  и  $H^+$  пересекаются); нашим методом по профилям электронной плотности, полученным с помощью ИРНР и моделей IRI-2016, NeQuick-2. Входные параметры моделей устанавливались с учетом реальных уровней магнитной и солнечной активности. На рис. 5 представлено сравнение результатов. Высота перехода, полученная из профилей ионного состава IRI-2016 (зеленая кривая), имеет максимум в 08 UT, а амплитуда суточных колебаний варьирует от 700 до 1400 км. Данная высота определялась как высота, на которой  $N(O^+)/N_e = 0.5$ .

Высота перехода, рассчитанная методом ШХ для трех различных профилей  $N_e$ , в течение суток испытывает колебания меньшей амплитуды. Отметим, что для всех трех профилей  $N_e$  использовались одни и те же данные карт ПЭС. Видно, что  $h_T$ , рассчитанная по профилю  $N_e$  на основе  $\beta$ -профиля Чепмена (данные ИРНР), достаточно хорошо совпадает с  $h_T$ , рассчитанной по профилю  $N_e$  IRI-2016, особенно в первый день эксперимента 1 февраля (32 день). Однако повышения значений  $h_T$  с 1 по 5 февраля не наблюдается в ходе как красной, так и зеленой кривой по данным IRI-2016. Отсутствие дневных значений  $h_T$  на оранжевой кривой обусловлено

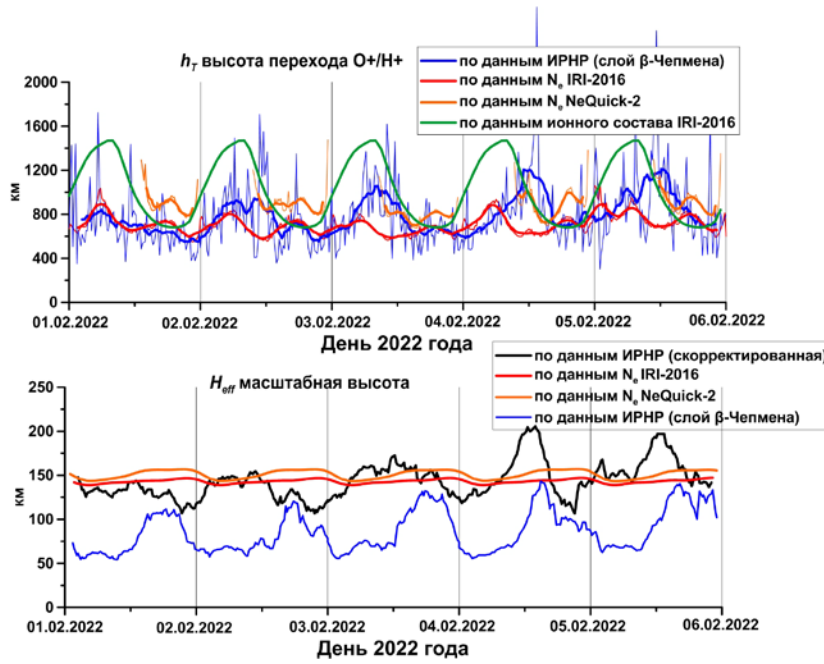


Рис. 5. Сравнение динамики высоты перехода  $h_T$  (верхняя панель) и масштабной высоты  $H_{eff}$  (нижняя панель), рассчитанной методом ШХ по различным профилям  $N_e$  и данным ионного состава модели IRI-2016. Тонкие линии на графиках верхней панели соответствуют полученным значениям высоты перехода  $h_T$ , толстые кривые — скользящее среднее

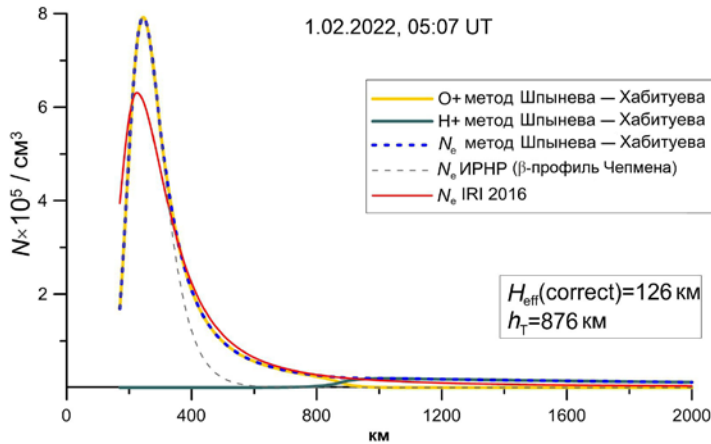


Рис. 6. Профили  $N_e$  и концентраций ионов для дневных часов 1 февраля 2022 г., полученные по данным ИРНР с использованием методики ШХ и  $\beta$ -профиля Чепмена, а также профиль  $N_e$  IRI-2016

тем, что NeQuick-2 дает завышенные значения  $N_e$  и дневное ИЕС, рассчитанное по этой модели, превышает ПЭС GPS, в связи с чем высоту перехода невозможно определить описанным методом. Ночные высоты перехода по NeQuick-2 составляют 800–1000 км и превышают значения, полученные по данным ионного состава IRI-2016.

На нижней панели рис. 5 сравнивается динамика масштабной высоты  $H_{eff}$ , рассчитанной по тем же исходным данным  $N_e$ . Приведены значения  $H_{eff}$ , рассчитанной по  $\beta$ -профилю Чепмена по исходным данным ИРНР (синяя кривая), и  $H_{eff}$ , скорректированной на температурный коэффициент  $r_{temp}$ . Видно, что после корректировки  $H_{eff}$  увеличивается практически в два раза и среднесуточные значения достигают  $\sim 150$  км, что соответствует значениям моделей IRI-2016 и NeQuick-2. Отсюда можно сделать важный вывод, что процедура фитирования, в которой используется  $\beta$ -профиль Чепмена, дает слишком низкие значения

масштабной высоты внешней ионосферы, особенно в дневные часы, и должна быть пересмотрена (например, расширением набора фитируемых моделей).

Рассмотрим профили электронной плотности и главных ионных компонент, полученные нашим методом для дневной ионосферы (местный полдень) 05.07 UT 1 февраля (рис. 6). Видно, что профиль  $N_e$ , восстановленный на основе  $\beta$ -профиля Чепмена (серые штрихи), имеет очень резкое падение ( $H_{eff} \approx 60$  км). При такой масштабной высоте  $N_e$  падает практически до 0 уже на высоте 600 км. Очевидно, что если использовать такой профиль  $N_e$ , то его невозможно состыковать с интегральным значением ПЭС GPS и получить адекватную оценку высоты перехода  $h_T$ . Синими штрихами на графике обозначены профили  $N_e$ , построенный на основе масштабной высоты, скорректированной на температурный коэффициент  $r_{temp}$ . Такая корректировка позволяет вписать в профиль  $N_e$  профили  $O^+$  и  $H^+$  и получить реалистичную



оценку высоты перехода  $h_T$ . Для сравнения на графике приведен профиль электронной плотности IRI-2016, который имеет похожее плавное падение плотности на высотах внешней ионосферы. На графике видно, что выше  $h_T$  (высота, на которой пересекаются зеленая и желтая кривая) метод ШХ дает более высокие значения  $N_e$ , что позволяет накопить несколько TECU интегрального содержания и согласовать его с ПЭС GPS.

## ВЫВОДЫ

Проведено комплексное исследование моделирования профиля внешней ионосферы с помощью различных моделей. Исследованы особенности восстановления профиля  $N_e$  на Иркутском радаре некогерентного рассеяния на примере реальных данных во время геомагнитной бури в феврале 2022 г. Установлено, что использование  $\beta$ -профиля Чепмена в качестве единственной модели не позволяет согласовать данные ИРНР и ПЭС GPS. В первой части работы рассмотрены альтернативные модели ( $\alpha$ -профиль Чепмена, полуслой Эпштейна) которые имеют, в зависимости от местного времени, лучшее соответствие с данными ПЭС GPS. Проведена корректировка метода ШХ, который ранее применялся для оценки высоты перехода от тяжелых ионов кислорода к легким ионам водорода, с целью его адаптации к новым данным ИРНР. Этим методом получены оценки высоты перехода  $h_T$ , а также ионосферного и плазмосферного интегрального электронного содержания во время геомагнитной бури 3 февраля 2022 г. Показано, что после главной фазы бури в вариациях этих параметров возникают колебания большой амплитуды, что может приводить к падению интегрального электронного содержания выше  $h_T$  до нулевых значений.

В будущем, очевидно, необходимо модернизировать процедуру фитирования при обработке данных ИРНР путем увеличения количества фитируемых моделей внешней ионосферы. Необходимо также проводить учет температурного коэффициента внутри процедуры фитирования для корректировки профиля  $N_e$  на больших высотах. Для установления особенностей морфологии параметров  $H_{\text{eff}}$  и  $h_T$  необходимо накопление большей статистики путем обработки всех доступных данных ИРНР для различных гелио- и геомагнитных условий.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России.

Результаты получены частично с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Ангара» [<http://ckp-rf.ru/ckp/3056/>], а также Уникальной научной установки «Иркутский радар некогерентного рассеяния» [<http://ckp-rf.ru/77733/>].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Алсаткин С.С., Медведев А.В., Ратовский К.Г. Особенности метода восстановления  $N_e$  на Иркутском радаре некогерентного рассеяния. *Солнечно-земная физика*. 2020. Т. 6, № 1. С. 97–110. DOI: [10.12737/szf-61202009](https://doi.org/10.12737/szf-61202009).

Кринберг И.А., Тащилин А.В. *Ионосфера и плазмосфера*. М.: Наука, 1984. 188 с.

Медведев А.В., Заворин А.В., Кушнарев Д.С., Шпынев Б.Г. Модернизация аппаратно-программного комплекса Иркутского радара НР. Основные элементы новой, многоканальной системы регистрации. *Солнечно-земная физика*. 2004. Вып. 5. С. 107–110.

Ташлыков В.П., Медведев А.В., Васильев Р.В. Модель сигнала обратного рассеяния для Иркутского радара некогерентного рассеяния. *Солнечно-земная физика*. 2018. Т. 4, № 2. С. 55–65. DOI: [10.12737/szf-42201805](https://doi.org/10.12737/szf-42201805).

Тащилин А.В., Романова Е.Б. Моделирование свойств плазмосферы при спокойных и возмущенных условиях. *Геомагнетизм и аэронавигация*. 2014. Т. 54, № 1. С. 1–10.

Хабитуев Д.С., Шпынев Б.Г. Вариации высоты перехода  $O^+/H^+$  над Восточной Сибирью по данным Иркутского радара НР и ПЭС GPS. *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса*. 2014. Т. 11, № 1. С. 107–117.

Шпынев Б.Г., Жеребцов Г.А., Тащилин А.В. и др. Анализ состояния среднеширотной внешней ионосферы по данным измерений на Иркутском радаре НР. *Солнечно-земная физика*. 2010. № 16. С. 3–8.

Bilitza D., Reinisch B.W., Radicella S.M., et al. Improvements of the International Reference Ionosphere model for the topside electron density profile. *Radio Sci.* 2006. Vol. 41, iss. 5. P. 15–22. DOI: [10.1029/2005RS003370](https://doi.org/10.1029/2005RS003370).

Bilitza D., Pezzopane M., Truhlik V., et al. The International Reference Ionosphere model: A review and description of an ionospheric benchmark. *Rev. Geophys.* 2022. Vol. 60, iss. 4. DOI: [10.1029/2022RG000792](https://doi.org/10.1029/2022RG000792).

Evans J.V. Theory and practice of ionosphere study by Thomson scatter radar. *Proc. IEEE*. 1969. Vol. 57, iss. 4. P. 496–530. DOI: [10.1109/proc.1969.7005](https://doi.org/10.1109/proc.1969.7005).

Farley D.T. Incoherent scatter power measurements; a comparison of various techniques. *Radio Sci.* 1969. Vol. 4, iss. 2. P. 139–142. DOI: [10.1029/RS004i002p00139](https://doi.org/10.1029/RS004i002p00139).

Kohl H., King J.W. Atmospheric winds between 100 and 700 km and their effects on the ionosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.* 1967. Vol. 29, iss. 9. P. 1045–1062. DOI: [10.1016/0021-9169\(67\)90139-0](https://doi.org/10.1016/0021-9169(67)90139-0).

Kutiev I., Marinov P. Topside sounder model of scale height and transition height characteristics of the ionosphere. *Adv. Space Res.* 2007. Vol. 39, iss. 5. P. 759–766. DOI: [10.1016/j.asr.2006.06.013](https://doi.org/10.1016/j.asr.2006.06.013).

Leitinger R., Zhang M.L., Radicella S.M. An improved bottomside for the ionospheric electron density model NeQuick. *Ann. Geophys.* 2005. Vol. 48, iss. 3. P. 525–534. DOI: [10.4401/ag-3217](https://doi.org/10.4401/ag-3217).

Lemaire J.F., Gringauz K.I. *The Earth's Plasmasphere*. Cambridge: Cambridge University Press, 1998. 350 p.

Marinov P., Kutiev I., Belehaki A., Tsagouri I. Modeling the plasmasphere to topside ionosphere scale height ratio. *Journal of Space Weather and Space Climate*. 2015. Vol. 5, A27. DOI: [10.1051/swsc/2015028](https://doi.org/10.1051/swsc/2015028).

Mathews J.D. A short history of geophysical radar at Arecibo Observatory. *History of Geo- and Space Sciences*. 2013. Vol. 4, iss. 1. P. 19–33. DOI: [10.5194/hgss-4-19-2013](https://doi.org/10.5194/hgss-4-19-2013).

Medvedev A.V., Potekhin A.P. Irkutsk Incoherent Scatter Radar: history, present and future. *History of Geo- and Space Sciences*. 2019. Vol. 10, iss. 2. P. 215–224. DOI: [10.5194/hgss-10-215-2019](https://doi.org/10.5194/hgss-10-215-2019).

Nava B., Coisson P., Radicella S.M. A new version of the NeQuick ionosphere electron density model. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2008. Vol. 70. P. 1856–1862. DOI: [10.1016/j.jastp.2008.01.015](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2008.01.015).

Pignatelli A., Pezzopane M., Themens D., et al. On the analytical description of the topside ionosphere by NeQuick: Modeling the scale height through COSMIC/FORMOSAT-3 selected data. *IEEE Journal of Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing*. 2020. Vol. 13. P. 1867–1878. DOI: [10.1109/JSTARS.2020.2986683](https://doi.org/10.1109/JSTARS.2020.2986683).

Reinisch B.W., Nsumei P., Huang X., Bilitza D. Modeling the F2 topside and plasmasphere for IRI using IMAGE/RPI and ISIS data. *Adv. Space Res.* 2007. Vol. 39, iss. 5. P. 731–738. DOI: [10.1016/j.asr.2006.05.032](https://doi.org/10.1016/j.asr.2006.05.032).

Roma-Dollase D., Hernández-Pajares M., Krankowski A., et al. Consistency of seven different GNSS global ionospheric mapping techniques during one solar cycle. *J. Geodesy.* 2018. Vol. 92, iss. 4. P. 691–706. DOI: [10.1007/s00190-017-1088-9](https://doi.org/10.1007/s00190-017-1088-9).

Shpynev B.G. Incoherent scatter Faraday rotation measurements on a radar with single linear polarization. *Radio Sci.* 2004. Vol. 39, iss. 3. DOI: [10.1029/2001RS002523](https://doi.org/10.1029/2001RS002523).

Shpynev B.G., Khabituev D.S. Estimation of the plasmasphere electron density and  $O^+/H^+$  transition height from Irkutsk Incoherent Scatter data and GPS total electron content. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2014. Vol. 119. P. 223–228. DOI: [10.1016/j.jastp.2014.01.007](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2014.01.007).

Stankov S.M., Jakovski N. Topside ionospheric scale height analysis and modeling based on radio occultation measurements. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2006. Vol. 68, iss. 2. P. 134–162. DOI: [10.1016/j.jastp.2005.10.003](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2005.10.003).

Stankov S.M., Jakowski N., Heise S., et al. A new method for reconstruction of the vertical electron density distribution in the upper ionosphere and plasmasphere. *J. Geophys. Res.* 2003. Vol. 108, iss. A5. P. 1164–1184. DOI: [10.1029/2002JA009570](https://doi.org/10.1029/2002JA009570).

Verhulst T.G.W., Stankov S.M. Height-dependent sunrise and sunset: Effects and implications of the varying times of occurrence for local ionospheric processes and modelling. *Adv. Space Res.* 2017. Vol. 60. P. 1797–1806. DOI: [10.1016/j.asr.2017.05.042](https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.05.042).

Woodman R.F., Farley D.T., Balsley B.B., Milla M.A. The early history of the Jicamarca Radio Observatory and the incoherent scatter technique. *History of Geo- and Space Sciences.* 2019. Vol. 10, iss. 2. P. 245–266. DOI: [10.5194/hgss-10-245-2019](https://doi.org/10.5194/hgss-10-245-2019).

URL: <http://ckp-rf.ru/ckp/3056/> (дата обращения 20 июня 2024 г.).

URL: <http://ckp-rf.ru/77733/> (дата обращения 20 июня 2024 г.).

*Как цитировать эту статью:*

Хабитуев Д.С., Жеребцов Г.А., Ивонин В.А., Лебедев В.П. Оценка электронного содержания плазмосферы и высоты перехода  $O^+/H^+$  во время геомагнитной бури в феврале 2022 г. по данным Иркутского радара ИР. *Солнечно-земная физика.* 2024. Т. 10, № 4. С. 31–40. DOI: [10.12737/szf-104202404](https://doi.org/10.12737/szf-104202404).