

Фазоразностная радиотомография ионосферы на базе кластера из двух космических аппаратов

О. И. Барабошкин, *baraboshkin_oi@spacecorp.ru*

АО «Российские космические системы», Москва, Российская Федерация

С. В. Трусов, *к.т.н., trusov_sv@spacecorp.ru*

АО «Российские космические системы», Москва, Российская Федерация

С. А. Бобровский, *bobrovsky_sa@spacecorp.ru*

АО «Российские космические системы», Москва, Российская Федерация

Аннотация. Рассмотрен способ получения двумерных распределений электронной концентрации в ионосфере с помощью кластера из двух космических аппаратов фазоразностным методом по двухчастотным измерениям. Приведено описание алгоритма, позволяющего построить проекционный оператор для рассматриваемой геометрии расположения передатчика и приемника и решить систему линейных уравнений с учетом неравномерного заполнения области реконструкции трассами радиосигналов. Проведено моделирование задачи радиотомографии при наличии неоднородностей в слое максимума электронной концентрации. Показано, что предлагаемый способ позволяет восстанавливать двумерные распределения электронной концентрации, в том числе крупномасштабные структуры и локальные неоднородности.

Ключевые слова: радиотомография, ионосфера, ПЭС, кластер, космический аппарат

Phase Difference Radio Tomography of the Ionosphere Based on Two Spacecraft Cluster

O. I. Baraboshkin, *baraboshkin_oi@spacecorp.ru*

Joint Stock Company “Russian Space Systems”, Moscow, Russian Federation

S. V. Trusov, *Cand. Sci. (Engineering), trusov_sv@spacecorp.ru*

Joint Stock Company “Russian Space Systems”, Moscow, Russian Federation

S. A. Bobrovskiy, *bobrovsky_sa@spacecorp.ru*

Joint Stock Company “Russian Space Systems”, Moscow, Russian Federation

Abstract. The paper studies the method to obtain two-dimensional electron density distributions in the ionosphere by means of a two spacecraft cluster by a phase difference method by double-frequency measurements. An algorithm is described, which allows constructing a projection operator for the considered geometry of location of the transmitter and receiver and solving a linear equation system taking into account non-uniform filling of the reconstruction area with radio signal paths. The task of radiotomography was simulated in the presence of inhomogeneities in the layer of maximum electron concentration. It is shown that the proposed method allows restoring two-dimensional distributions of electron concentration including large-scale structures and local inhomogeneities.

Keywords: radio tomography, ionosphere, total electron content, cluster, spacecraft

Введение

Метод радиотомографии (РТ) ионосферы позволяет получать двумерные распределения электронной концентрации в ионосфере. Широкий пространственный охват, высокая точность, небольшое время накопления измерений позволяют обнаруживать и исследовать данным методом быстропротекающие процессы в ионосфере, которые могут повлиять на работу космических систем связи, навигации и др. Наибольшее распространение получил метод РТ ионосферы сигналами «спутник–Земля» [1, 2], при котором использовались наземные приемные станции и сигналы навигационных спутников первого поколения. Однако ввиду окончания эксплуатации указанных космических аппаратов (КА) для применения данного подхода в будущем требуется запуск новых спутников. Поэтому в настоящее время перспективным представляется переход к РТ ионосферы кластером КА, которая, в отличие от наземной, позволяет осуществлять глобальный мониторинг ионосферы.

Спутниковая РТ ионосферы кластером КА была впервые предложена и рассмотрена в работах [3, 4], в которых определена оптимальная конфигурация кластера, состоящего из четырех КА, а также предложено определять полное электронное содержание на основе фазовых измерений, получаемых четырехчастотным методом [5]; представлен предполагаемый облик аппаратуры для КА нанокласса. При этом не рассмотрены вопросы формирования проекционного оператора в случае радиотрасс «спутник–спутник», выбора метода решения систем линейных уравнений (СЛУ), не проанализирована возможность реализации схемы двухчастотных измерений, применявшегося ранее для РТ ионосферы сигналами «спутник–Земля» [2].

В работе рассматривается способ РТ ионосферы кластером КА, предполагающий использование двух КА в комбинации с двухчастотным фазоразностным методом. Способ обладает меньшей сложностью реализации в связи с тем, что производство и запуск двух КА дешевле, чем четырех, а энергопотребление двухчастотных передатчика и приемника существенно ниже четырехчастотных, что позволяет разместить их на платформах, аналогичных CubeSat 1U или ТНС-1 [6].

Схема эксперимента и построение проекционного оператора

Введем ряд параметров, характеризующих геометрию системы регистрации в полярной системе координат (СК) (рис. 1): (α_1, h_1) — координаты КА передатчика, (α_2, h_2) — координаты КА-приемника, O — центр Земли, OO' — перпендикуляр, опущенный из точки O на траекторию луча. Траекторию луча в полярной СК можно представить в виде

$$h(\alpha) = \frac{P}{\cos(\alpha - \beta)}, \quad (1)$$

где P — длина перпендикуляра OO' , β — угол перпендикуляра к траектории луча, отсчитываемый от начала координат. Расстояние l от точки O' до точки на луче с координатами (α, h)

$$l = P \operatorname{tg}(\alpha - \beta). \quad (2)$$

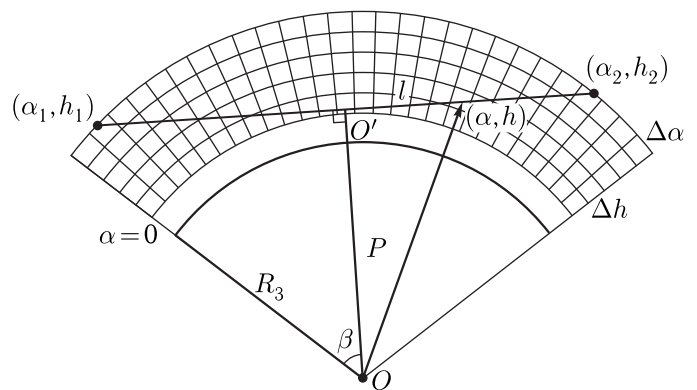


Рис. 1. Схема эксперимента по лучевой РТ кластером из двух КА

Для элемента длины луча справедлива формула

$$\Delta l = \int \frac{P}{\cos^2(\alpha - \beta)} d\alpha, \quad (3)$$

тогда линейный интеграл набега фазы сигнала φ , обусловленного влиянием ионосферы, равен

$$\varphi = \lambda r_e \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{P F(\alpha, h)}{\cos^2(\alpha - \beta)} d\alpha = \lambda r_e \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \gamma(\alpha) F(\alpha, h) d\alpha, \quad (4)$$

где $F(\alpha, h)$ — двумерная функция распределения плотности электронной концентрации в плоскости

радиопросвечивания, λ — длина волны сигнала, r_e — классический радиус электрона.

Заменим непрерывную функцию $F(\alpha, h)$ на ее кусочно-планарную аппроксимацию на сетке $F_{m,n}$ с дискретом по углу $\Delta\alpha$ и высоте Δh (рис. 2).

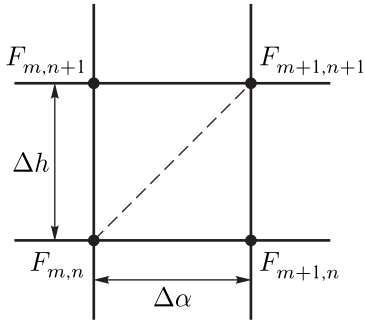


Рис. 2. Кусочно-планарная аппроксимация двумерной функции на сетке реконструкции

В верхнем треугольном элементе

$$F(\alpha, h) = F_{m,n+1} + \frac{F_{m,n+1} - F_{m,n}}{\Delta h}(h - h_{n+1}) + \frac{F_{m+1,n+1} - F_{m,n+1}}{\Delta\alpha}(\alpha - \alpha_m). \quad (5)$$

В нижнем треугольном элементе

$$F(\alpha, h) = F_{m+1,n} + \frac{F_{m+1,n+1} - F_{m+1,n}}{\Delta h}(h - h_n) + \frac{F_{m+1,n} - F_{m,n}}{\Delta\alpha}(\alpha - \alpha_{m+1}). \quad (6)$$

В верхнем

$$\int \gamma(\alpha)F d\alpha = J_0 F_{m,n+1} + J_h(F_{m,n+1} - F_{m,n}) + J_\alpha(F_{m+1,n+1} - F_{m,n+1}). \quad (7)$$

В нижнем

$$\int \gamma(\alpha)F d\alpha = J'_0 F_{m+1,n} + J'_h(F_{m+1,n+1} - F_{m+1,n}) + J'_\alpha(F_{m+1,n} - F_{m,n}). \quad (8)$$

Здесь $J_0, J_h, J_\alpha, J'_0, J'_h, J'_\alpha$ — это интегралы:

$$J_0 = J'_0 = \int \gamma(\alpha) d\alpha, \quad (9)$$

$$J_h = \frac{1}{\Delta h} \int \gamma(\alpha)[h(\alpha) - h_{n+1}] d\alpha, \quad (10)$$

$$J'_h = \frac{1}{\Delta h} \int \gamma(\alpha)[h(\alpha) - h_n] d\alpha, \quad (11)$$

$$J_\alpha = \frac{1}{\Delta\alpha} \int \gamma(\alpha)[\alpha - \alpha_m] d\alpha, \quad (12)$$

$$J'_\alpha = \frac{1}{\Delta\alpha} \int \gamma(\alpha)[\alpha - \alpha_{m+1}] d\alpha. \quad (13)$$

После интегрирования по всем ячейкам сетки реконструкции, в которые попадает траектория j -го луча, в элемент матрицы $L_{m,n}$ заносятся соответствующие $F_{m,n}$ коэффициенты и т. д.:

$$L_{m,n} = -J_h - J'_\alpha, \quad (14)$$

$$L_{m,n+1} = J_0 + J_h - J_\alpha, \quad (15)$$

$$L_{m+1,n} = J'_0 - J'_h + J'_\alpha, \quad (16)$$

$$L_{m+1,n+1} = J'_h + J_\alpha. \quad (17)$$

Тогда интеграл (4) можно представить в виде суммы

$$\varphi = \lambda r_e \sum_M L_M F_M, \quad (18)$$

где произведена перенумерация $(m, n) \rightarrow M$. Таким образом, задача нахождения неизвестных значений электронной концентрации в узлах сетки реконструкции F_M сведена к решению системы линейных уравнений вида

$$\frac{\varphi_j}{\lambda r_e} = L_{jM} F_M. \quad (19)$$

В фазоразностной постановке задачи томографии измеряется не фаза сигнала φ , а ее производная $d\varphi/dt$, поэтому систему (19) необходимо продифференцировать по времени. Это возможно корректно сделать в силу того, что применялась кусочно-планарная аппроксимация функции F , следовательно, производные φ_j не имеют разрывов:

$$\frac{1}{\lambda r_e} \frac{d\varphi_j}{dt} \approx \frac{L_{jM} - L_{j'M}}{\Delta t} F_M = D_{jM} F_M, \quad (20)$$

где $L_{j'M}$ — матрица L_{jM} , построенная для траекторий лучей в момент времени $t_0 - \Delta t$, D_{jM} — проекционный оператор.

Интегрирование (9)–(13) можно сильно упростить путем введения кусочно-линейной аппроксимации траектории луча. Пусть внутри i -й ячейки сетки реконструкции траектория луча задается формулами (рис. 3)

$$h = k_i \alpha + b_i, \quad \alpha_{i1} \leq \alpha \leq \alpha_{i2}, \quad (21)$$

$$k_i = (h_{i2} - h_{i1}) / (\alpha_{i2} - \alpha_{i1}), \quad (22)$$

$$b_i = h_{i2} - k_i \alpha_{i2}, \quad (23)$$

где (α_{i1}, h_{i1}) и (α_{i2}, h_{i2}) — точки пересечения траектории луча с i -й ячейкой сетки реконструкции, найденные по формуле (1) для граничных значений α и h в ячейке.

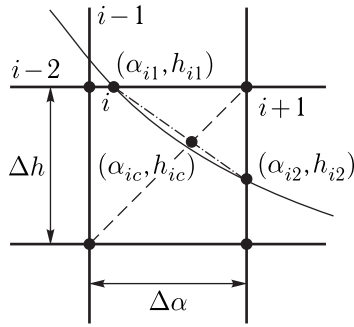


Рис. 3. Аппроксимация луча внутри ячейки сетки реконструкции

Диагональ ячейки сетки реконструкции задается формулой

$$h = \frac{\Delta h}{\Delta \alpha} (\alpha - \alpha_i) + h_i, \quad (24)$$

где (α_i, h_i) — координаты нижнего левого угла i -й ячейки. Тогда координаты пересечения диагонали ячейки и траектории луча

$$\alpha_{ic} = \frac{h_i - b_i - \frac{\Delta h}{\Delta \alpha} \alpha_i}{k_i - \frac{\Delta h}{\Delta \alpha}}. \quad (25)$$

Если $\alpha_{i1} \leq \alpha_{ic} \leq \alpha_{i2}$, то траектория луча пересекает и нижний, и верхний треугольные элементы i -й ячейки. Координаты α_{i1} , α_{i2} могут быть граничными значениями как для верхнего, так и для нижнего треугольного элемента, поэтому для $\alpha_{i1} < \alpha < \alpha_{ic}$ и $\alpha_{ic} < \alpha < \alpha_{i2}$ необходимо определить, в какой треугольный элемент попадает траектория луча. Пусть в первом случае траектория попадает в верхний элемент, а во втором — в нижний, тогда интегралы (9)–(13) вычисляются по формулам:

$$J_0 = P \operatorname{tg}(\alpha - \beta) \Big|_{\alpha_{i1}}^{\alpha_{ic}} = P \operatorname{tg}(\alpha_{ic} - \beta) - P \operatorname{tg}(\alpha_{i1} - \beta), \quad (26)$$

$$J'_0 = P \operatorname{tg}(\alpha - \beta) \Big|_{\alpha_{ic}}^{\alpha_{i2}}, \quad (27)$$

$$J_h = \frac{P}{\Delta h} (k(\ln |\cos(\alpha - \beta)| + (\alpha - \beta) \operatorname{tg}(\alpha - \beta)) + (k\beta + b_i - h_i - \Delta h) \operatorname{tg}(\alpha - \beta)) \Big|_{\alpha_{i1}}^{\alpha_{ic}}, \quad (28)$$

$$J'_h = \frac{P}{\Delta h} (k(\ln |\cos(\alpha - \beta)| + (\alpha - \beta) \operatorname{tg}(\alpha - \beta)) + (k\beta + b_i - h_i) \operatorname{tg}(\alpha - \beta)) \Big|_{\alpha_{ic}}^{\alpha_{i2}}, \quad (29)$$

$$J_\alpha = \frac{P}{\Delta \alpha} (\ln |\cos(\alpha - \beta)| + (\alpha - \beta) \operatorname{tg}(\alpha - \beta) + (\beta - \alpha_i) \operatorname{tg}(\alpha - \beta)) \Big|_{\alpha_{i1}}^{\alpha_{ic}}, \quad (30)$$

$$J'_\alpha = \frac{P}{\Delta \alpha} (\ln |\cos(\alpha - \beta)| + (\alpha - \beta) \operatorname{tg}(\alpha - \beta) + (\beta - \alpha_i - \alpha) \operatorname{tg}(\alpha - \beta)) \Big|_{\alpha_{ic}}^{\alpha_{i2}}. \quad (31)$$

Если $\alpha_{ic} < \alpha_{i1}$ или $\alpha_{ic} > \alpha_{i2}$, то траектория луча пересекает один треугольный элемент i -й ячейки. Интегралы (26)–(31) рассчитываются на отрезке $\alpha_{i1} < \alpha < \alpha_{i2}$ только для треугольного элемента, в который попадает траектория луча.

Так как расчет интегралов выполняется аналитически, а не численно, процедура построения проекционного оператора эффективна, скорость расчета не влияет на оперативность решения задачи томографии. К тому же при радиопросвечивании спутниками на круговых орбитах относительная конфигурация источников и приемников сигнала неизменна, и проекционный оператор может быть построен единожды и не перестраиваться либо изредка корректироваться.

Решение системы линейных уравнений

В работе [2] приведены результаты анализа различных алгоритмов решения систем линейных уравнений (СЛУ) применительно к задачам РТ — ART, SIRT, MART, DART и др. Эксперименты по наземной РТ ионосферы показали, что однозначно выбрать алгоритм решения СЛУ не предоставляется возможным, так как в разных условиях (метод реконструкции, величина ошибок в исходных данных, наличие определенных структур в ионосфере и др.) лучше работают разные алгоритмы. Преимущества и недостатки алгоритмов в целом распространяются и на случай спутниковой РТ ионосферы.

В настоящей работе для решения СЛУ (20) был выбран алгоритм DART. Однако ввиду неравномерного заполнения области реконструкции трассами

радиосигналов алгоритм был дополнен усредняющим коэффициентом $1/P_j$:

$$x_j^{k+1} = x_j^k \cdot \left(1 + \frac{1}{P_j} \sum_i \lambda_k \frac{m_i - \langle \mathbf{A}^i, \mathbf{x}^k \rangle}{\langle \mathbf{A}^i, \mathbf{A}^i \rangle} \right), \quad (32)$$

где \mathbf{x} — вектор-столбец неизвестных x_j , k — номер итерации, P_j — число ненулевых элементов в j -м столбце матрицы A_{ij} , \mathbf{A}^i — i -я строка матрицы A_{ij} , m_i (вектор-строка \mathbf{m}) — данные измерений.

Моделирование решения фазоразностной задачи РТ показало, что в данной геометрии расположения КА при восстановлении небольших локализованных неоднородностей происходит искажение реконструкции, проявляющееся в виде увеличения электронной концентрации в областях пространства, через которые проходят лучи, пересекающие неоднородность. Чтобы минимизировать данный эффект, на каждой итерации после нахождения поправки $\rho_j^k = x_j^{k+1} - x_j^k$ находятся ее максимальное и минимальное значения, и если поправка в j -ю ячейку удовлетворяет неравенству

$$\begin{aligned} \min_j(\rho_j^k) + \frac{\max_j(\rho_j^k) - \min_j(\rho_j^k)}{4} &\leq \rho_j^k \leq \\ &\leq \max_j(\rho_j^k) - \frac{\max_j(\rho_j^k) - \min_j(\rho_j^k)}{4}, \end{aligned} \quad (33)$$

то ρ_j^k обнуляется. Такая операция позволяет на первых итерациях вносить поправки только в области неоднородности, где ошибка электронной концентрации максимальна, что обеспечивает повышение приоритета восстановления неоднородностей при их наличии и приводит к улучшению качества реконструкции.

Для регуляризации решения СЛУ в задаче РТ ионосферы в конце каждой итерации перед сложением x_j^k с поправкой ρ_j^k целесообразно применять сглаживающий фильтр, что использовалось в ряде работ [2, 7]. Данную процедуру можно интерпретировать как введение в решение априорной информации о гладкости распределения электронной концентрации. В настоящей работе применялся КИХ-фильтр с коэффициентами [0,0236, 0,0927, 0,2324, 0,3026, 0,2324, 0,0927, 0,0236] по обеим координатам.

На малых высотах значение электронной концентрации равно нулю, поэтому поправка для ячеек сетки реконструкции, соответствующих этим высотам, не вносится. Контроль сходимости итерационного процесса производится путем вычисления нормы невязки $\|\mathbf{A}\mathbf{x} - \mathbf{m}\|$ в пространстве l^2 . Если $\varepsilon(l^2)$ на следующей итерации больше, чем на предыдущей, то итерационный процесс прерывается:

$$\varepsilon(l^2) = \frac{\sqrt{\sum_i \left(\sum_{j=1}^N A_{ij} x_j - m_i \right)^2}}{\sqrt{\sum_i m_i^2}}. \quad (34)$$

Результаты моделирования и анализ результатов

Моделирование задачи РТ ионосферы кластером КА состояло из следующей последовательности функций.

1. С использованием модели SGP4 [8] и файла TLE спутника с подходящими параметрами орбиты производился расчет положений двух спутников в рассматриваемый отрезок времени и радиотрасс сигналов без учета их преломления в ионосфере.

2. Исходя из крайних положений КА в рассматриваемый отрезок времени и размера ячейки сетки реконструкции формировалась двумерная сетка томографической реконструкции.

3. С использованием модели ионосферы NeQuick [9] формировалось начальное распределение электронной концентрации на сетке реконструкции. При решении модельной задачи это распределение использовалось в качестве начального приближения.

4. Из начального распределения формировалось модельное распределение путем внесения искажений двух типов:

а) случайное гладкое изменение значений электронной концентрации в пределах 20% вдоль орбиты КА, имитирующее крупномасштабные возмущения в ионосфере в диапазоне погрешностей модели NeQuick;

б) локальная неоднородность с характерным размером 500×500 км и амплитудой, равной фоновому значению в данной точке.

5. По модельному распределению электронной концентрации для каждой радиотрассы по формуле (4) методом трапеций численно рассчитывались фазовая задержка сигнала и ее производная m_i .

6. Для положений КА, полученных из п. 1 и сетки реконструкции из п. 2, рассчитывался проекционный оператор A_{ij} .

7. Итерационно решалась СЛУ $\sum_{j=1}^N A_{ij}x_j = m_i$.

8. Производилась оценка ошибки реконструкции путем вычисления норм δ в пространствах l^2 и l^∞ , которые характеризуют отклонение реконструируемой функции \tilde{F} от исходной функции F :

$$\delta(l^2) = \frac{\sqrt{\sum_i (F_i - \tilde{F}_i)^2}}{\sum_i F_i^2}, \quad (35)$$

$$\delta(l^\infty) = \frac{\max_i |F_i - \tilde{F}_i|}{\max_i |F_i|}. \quad (36)$$

Так как метод фазоразностный и фактически восстанавливается разность между начальным и модельным распределением, показательна норма δ для этой разности — она характеризует качество восстановления добавленных к модели неоднородностей.

При прохождении радиосигнала через ионосферу сигнал преломляется и при низкой частоте сигнала может отразиться. Отклонение от прямолинейного распространения сигнала максимально в области максимума ионосферы, особенно при малых углах падения [10]. Поэтому для стабильности приема сигнала целесообразно расположить КА так, чтобы радиотрассы проходили ближе к поверхности Земли, тогда угол падения на высоте максимума электронной концентрации будет больше. При этом при достаточной высоте орбиты радиотрассами будет охвачен весь необходимый для мониторинга ионосферы диапазон высот.

Расстояние между КА при фиксированном минимальном расстоянии между радиотрассой и поверхностью Земли m зависит от высоты орбиты, и чем высота меньше, тем быстрее формируется набор данных для каждой ячейки сетки реконструкции. Для высоты орбиты 500 км и минимального

расстояния $m = 60$ км время накопления данных для каждой ячейки менее 11 мин, что позволяет считать ионосферу квазистационарной.

Моделирование проводилось для двух КА на круговых приполярных орбитах высотой около 500 км, период времени проведения измерений — 30 мин, размер ячейки сетки реконструкции — 25×25 км, ширина области реконструкции — около 17 тыс. км (рис. 4). Исходное (модельное) распределение электронной концентрации и результат его томографической реконструкции представлены на рис. 5, 7.

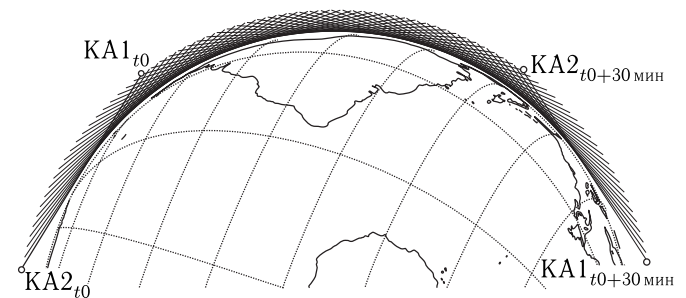


Рис. 4. Область реконструкции и положения КА в начальный и конечный моменты времени

Результат моделирования при наличии крупномасштабных возмущений показан на рис. 5, 6. Ошибки реконструкции для разности модели ионосферы и начального приближения $\delta(l^2) = 0,5$, $\delta(l^\infty) = 0,60$. Результат моделирования при наличии дополнительно локальной неоднородности представлен на рис. 7, 8, ошибки реконструкции в этом случае $\delta(l^2) = 0,55$, $\delta(l^\infty) = 0,67$.

Моделирование решения задачи РТ показало, что предложенный способ позволяет восстанавливать как крупномасштабные возмущения в ионосфере, так и локальные неоднородности. Абсолютные значения амплитуд небольших неоднородностей на реконструкциях в среднем составляют около половины от реальных значений, при этом крупные структуры восстанавливаются практически полностью. Наибольшие искажения в реконструкциях возникают на краях, так как в этих областях шириной, равной расстоянию между КА, недостаточно проекций. Поэтому расчет необходимо производить для реконструкций шириной существенно больше двух расстояний между КА. При этом время между последовательными расчетами реконструкций

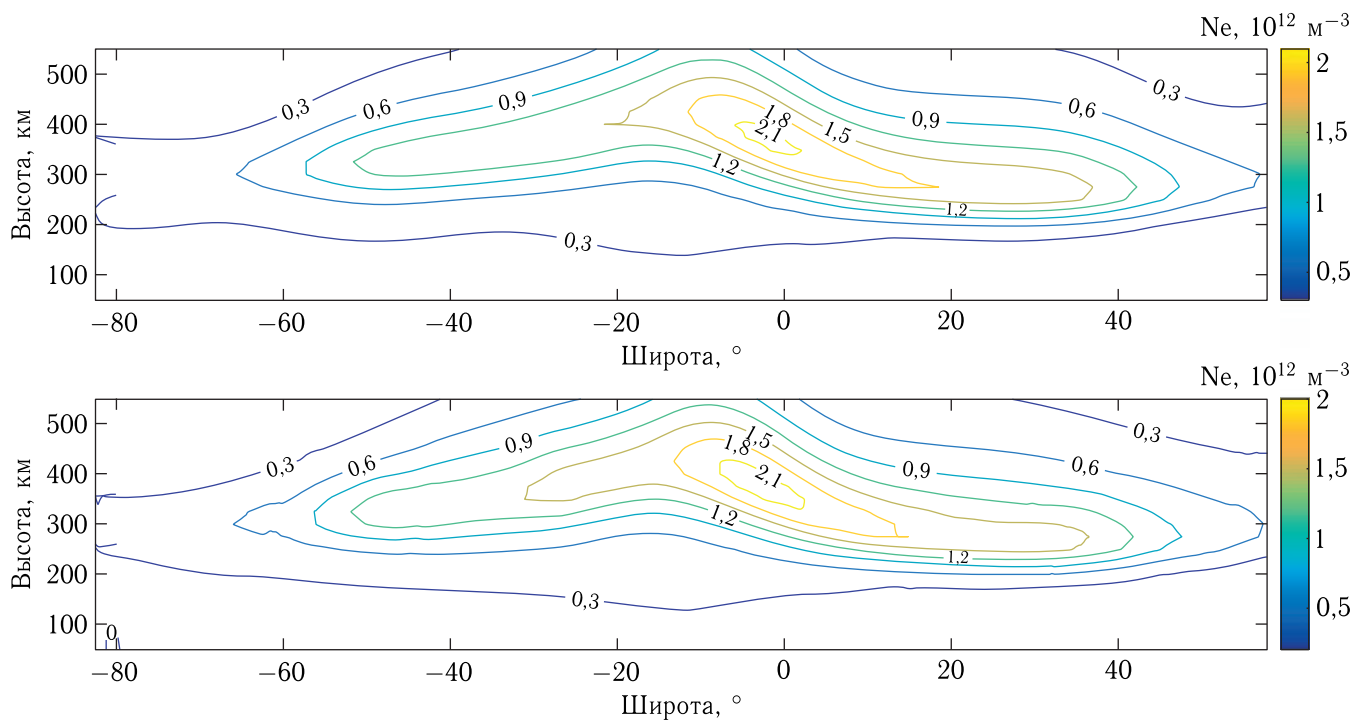


Рис. 5. Модель ионосферы (вверху) и реконструкция модели методом фазоразностной РТ (внизу) при наличии крупномасштабных возмущений

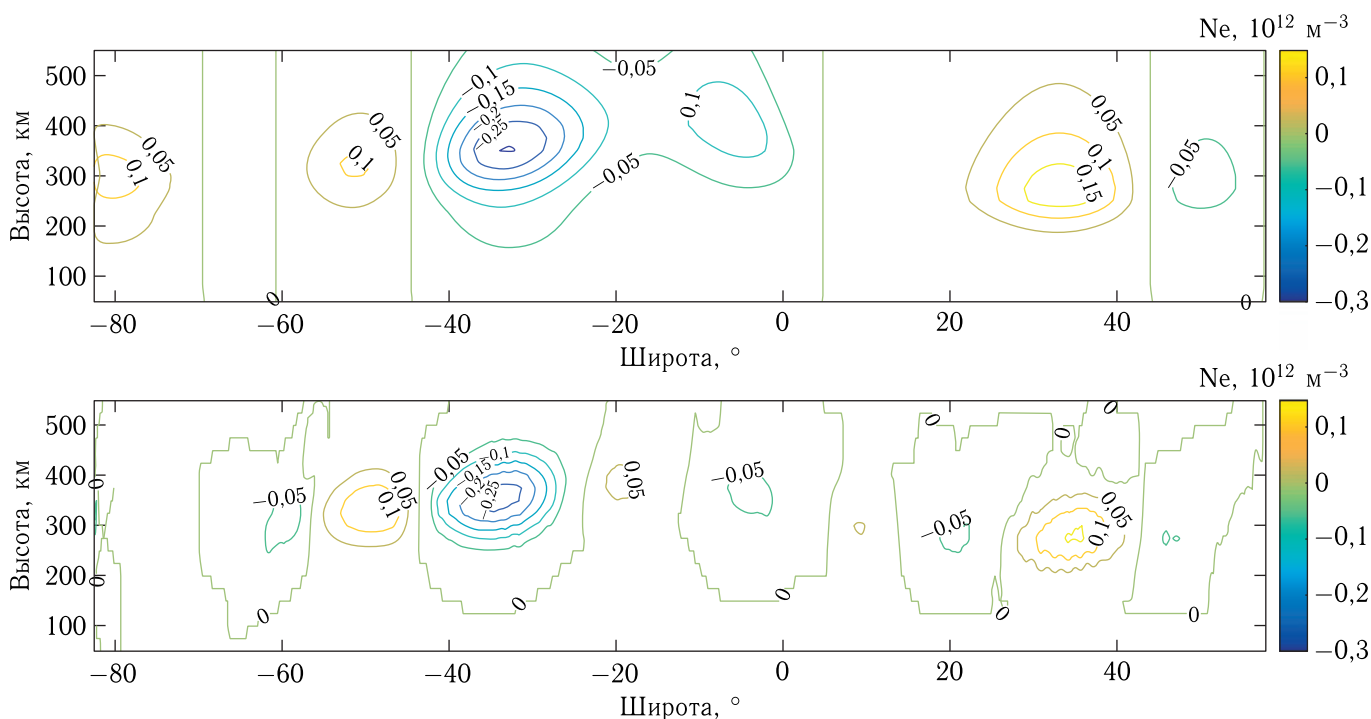


Рис. 6. Разность между моделью ионосферы и начальным приближением (вверху) и разность между реконструкцией модели методом фазоразностной РТ и начальным приближением (внизу) при наличии крупномасштабных возмущений

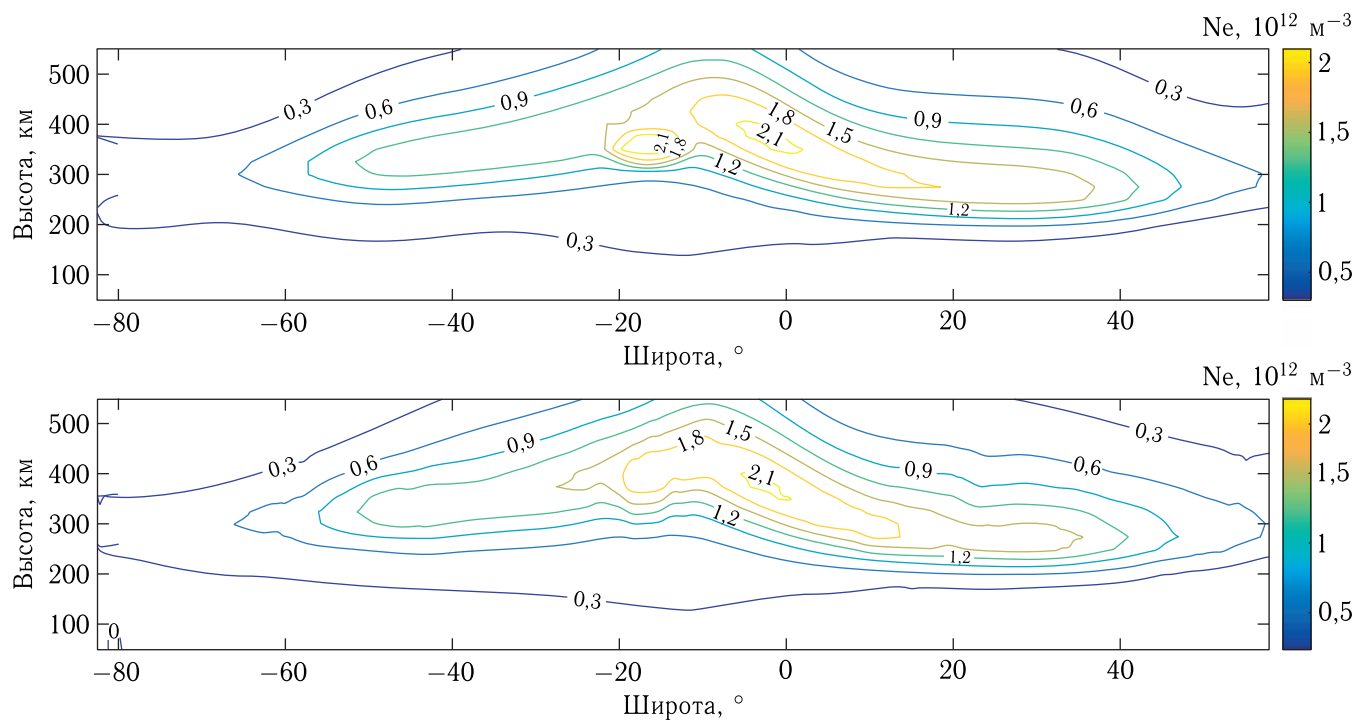


Рис. 7. Модель ионосферы (вверху) и реконструкция модели методом фазоразностной РТ (внизу) при наличии крупномасштабных возмущений и локальной неоднородности

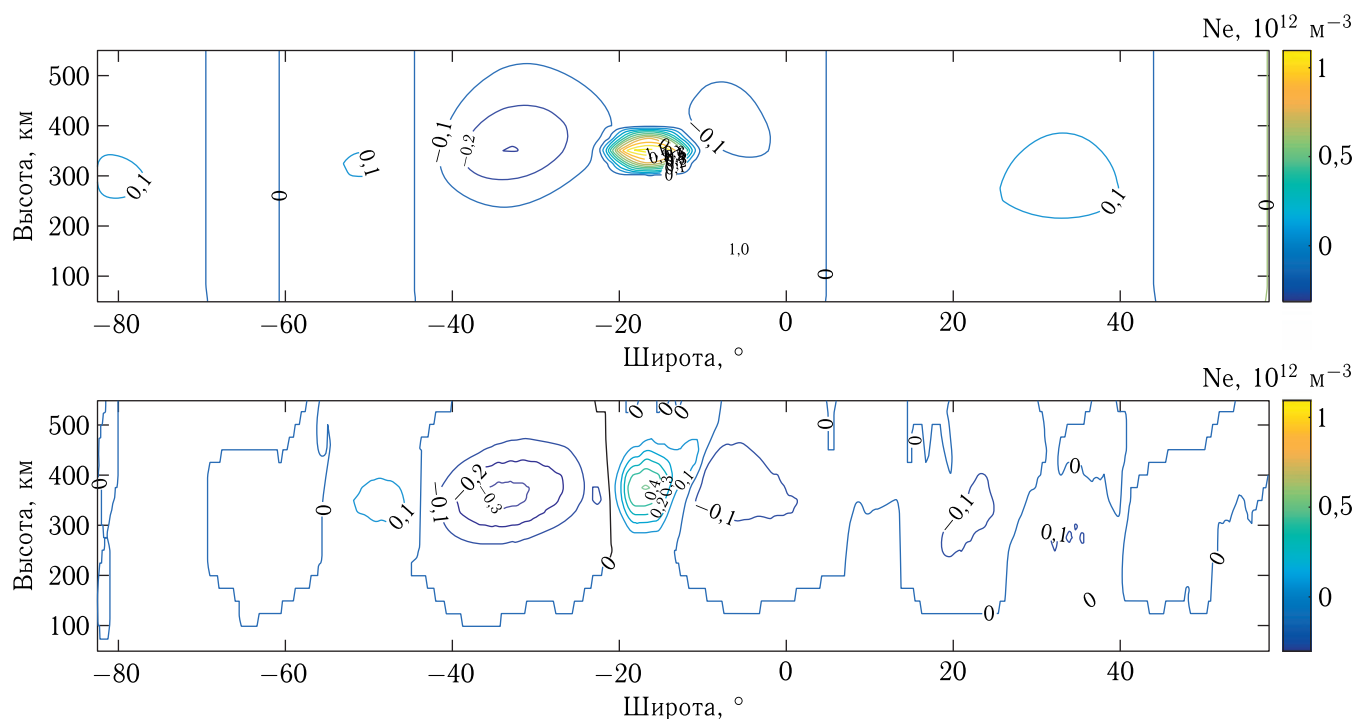


Рис. 8. Разность между моделью ионосферы и начальным приближением (вверху) и разность между реконструкцией модели методом фазоразностной РТ и начальным приближением (внизу) при наличии крупномасштабных возмущений и локальной неоднородности

может быть небольшим, так как измерения могут использоваться в нескольких расчетах, тогда оперативность получения данных после пролета двух КА над исследуемой областью в случае наличия связи с Землей или использовании данных непосредственно на КА будет порядка минуты.

Выводы

Рассмотрен способ получения двумерных распределений электронной концентрации в ионосфере с помощью кластера из двух космических аппаратов фазоразностным методом по двухчастотным измерениям. Такое сочетание количества КА в кластере и выбранного метода является наиболее простым способом получения двумерных распределений электронной концентрации с точки зрения практической реализации. Рассмотренный алгоритм фазоразностной РТ адаптирован к геометрии РТ ионосферы кластером КА, позволяет с минимальными вычислительными затратами построить проекционный оператор и решить систему линейных уравнений с учетом неравномерного заполнения области реконструкции трассами радиосигналов. Проведенное моделирование показало, что предлагаемый способ позволяет восстанавливать двумерные распределения электронной концентрации, в том числе крупномасштабные структуры и локальные неоднородности. Достоинством рассмотренной методики также является возможность применения частот 150 и 400 МГц, которые в данный момент используются в целях мониторинга ионосферы. В этом случае можно использовать сигналы КА-передатчика также для наземной томографии ионосферы на уже развернутых сетях томографических приемников.

Список литературы

1. Андреева Е. С., Куницын В. Е., Терещенко Е. Д. Фазоразностная радиотомография ионосферы // Геомагнетизм и аэрномия, 1992, т. 32, № 1. С. 104–110.
2. Куницын В. Е., Терещенко Е. Д., Андреева Е. С. Радиотомография ионосферы. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. 336 с.
3. Романов А. А., Трусов С. В., Новиков А. В., Аджалова А. В., Романов А. А., Селин В. А. Восстановление двумерного распределения электронной концентрации ионосферы в плоскости орбиты низкоорбитальных ИСЗ на основе анализа характеристик когерентного излучения // Вопросы электромеханики, 2009, т. 111, № 4. С. 37–42.
4. Романов А. А., Романов А. А., Трусов С. В., Урличич Ю. М. Спутниковая радиотомография ионосферы. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2013. 296 с.
5. Новиков А. В., Романов А. А., Романов А. А., Селин В. А. Метод определения абсолютного полного электронного содержания в ионосфере на основе анализа характеристик немодулированных когерентных сигналов // Радиотехника и электроника, 2010, т. 55, № 2. С. 179–183.
6. Романов А. А., Романов А. А., Селиванов А. С., Трусов С. В., Бобровский С. А. Технологии мониторинга подвижных объектов и окружающей среды с использованием малоразмерных космических аппаратов // Ракетно-космическое приборостроение и информационные системы, 2015, т. 2, вып. 3. С. 3–11.
7. Нестеров И. А., Падохин А. М., Андреева Е. С., Калашникова С. А. Моделирование задачи низкоорбитальной спутниковой УФ-томографии ионосферы // ВМУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2016, № 3. С. 90–99.
8. Hoots F. R., Roehrich R. L. Spacetrack report No 3. Models for Propagation of NORAD Element Sets, 1980. 87 p.
9. Leitinger R., Zhang M. L., Radicella S. M. An improved bottomside for the ionospheric electron density model NeQuick // Annals of Geophysics, 2005, N 48(3). P. 525–534.
10. Колосов М. А., Арманд Н. А., Яковлев О. И. Распространение радиоволн при космической связи / Под ред. акад. Б. А. Введенского и проф. М. А. Колосова. М.: Связь, 1969. 155 с.