

# ПРОНИКНОВЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ИЗ ПРИЗЕМНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ В ИОНОСФЕРУ

В.В. Денисенко, Е.В. Помозов

## PENETRATION OF ELECTRIC FIELD FROM THE SURFACE LAYER TO THE IONOSPHERE

V.V. Denisenko, E.V. Pomozov

Предложена математическая модель для описания квазистационарных атмосферных электрических полей с приближенным, но достаточно точным учетом проводимости ионосферы. Показано, что некоторые известные модели проникновения электрического поля от поверхности Земли в ионосферу приходится считать неудовлетворительными, хотя в атмосфере ниже 50 км они дают хорошие результаты. В этих моделях за счет произвольной постановки граничного условия на верхней границе атмосферы фактически исключен существующий хороший проводник или, наоборот, добавлен несуществующий. Максимально возможное поле в нашей модели получилось намного меньше, чем в моделях, где ионосферная проводимость не учитывалась, но намного больше, чем в моделях, основанных на приближении с бесконечной педерсеновской проводимостью в верхней ионосфере.

A mathematical model has been proposed for describing quasi-stationary atmospheric electric fields with approximate, but fairly accurate account for the ionosphere conductivity. It is shown that some well-known models of electric field penetration from the Earth into the ionosphere have to be taken as being inadequate, though they work well in the atmosphere below 50 km. In these models, the arbitrary specified boundary condition in the upper boundary of the atmosphere omits the existing good conductor or adds insignificant one. The maximum possible field in our model is far less than in the models where the ionosphere conductivity is not taken into account, but vastly larger than in the models based on the approximation with infinite Pedersen conductivity in the upper ionosphere.

### Введение

Математическому моделированию крупномасштабных электрических полей в атмосфере Земли посвящены многочисленные работы. Наряду с анализом полей, создаваемых грозowymi облаками, в последние годы исследуются процессы, связывающие ионосферу с атмосферой и литосферой. Прикладная направленность моделирования этих процессов обусловлена желанием использовать космические средства для обнаружения предвестников землетрясений. Имеются экспериментальные данные об изменениях электрического поля в приземной атмосфере накануне землетрясений. Поскольку покрыть Землю сетью наземных датчиков проблематично, возник вопрос, можно ли судить об этих полях на основе спутниковых измерений в верхней ионосфере. Обзор работ по данной теме можно найти в монографии [Molchanov, Hayakawa, 2008], где рассматриваются различные механизмы влияния литосферы на ионосферу.

Одним из простейших механизмов литосферно-ионосферной связи является проникновение электрического поля в ионосферу через атмосферный проводник. В рамках такой модели результаты, полученные в работах [Denisenko et al., 2008b; Grimalsky et al., 2003; Pulinets et al., 2003], существенно различаются, хотя используется одна и та же квазистационарная модель электропроводности атмосферы с близкими пространственными распределениями атмосферной проводимости. Принципиальное различие состоит в способе учета замыкания токов через ионосферу.

Для уравнения электропроводности, которое решается во всех трех моделях, на верхней границе атмосферы ставится условие Неймана [Pulinets et al., 2003], Дирихле [Grimalsky et al., 2003] или некоторое специальное условие, связывающее производные по нормальному и касательным направлениям к

границе [Denisenko et al., 2008b]. Предложенное нами условие детально сформулировано ниже и соответствует закону сохранения заряда для ионосферы, рассматриваемой как проводник с бесконечной продольной проводимостью. Первые два условия получаются в предельных случаях нулевой или бесконечной педерсеновской проводимости ионосферы.

### Уравнение электропроводности

Для вычисления значений компонент тензора проводимости  $\hat{\sigma}$  в ионосфере нами создана модель, основанная на эмпирических моделях IRI, MSISE, IGRF и представленная в работе [Denisenko et al., 2008a]. На уровне ниже 60 км используем эмпирическую модель [Molchanov, Hayakawa, 2008]. В области высот от 60 до 90 км мы используем интерполяционные формулы, позволяющие гладко сшить эти модели. Типичные для средних широт профили показаны на рис. 1.

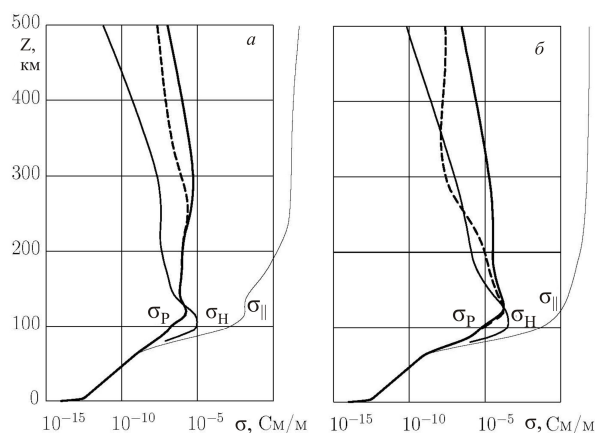


Рис. 1. Характерные высотные распределения компонент тензора проводимости в среднеширотной ионосфере и атмосфере: *a* – полночь, *б* – полдень. Штриховой линией показаны эффективные значения  $\sigma_p$  после свободного ускорения проводящей среды под действием силы Ампера.

Уравнение электропроводности для электрического потенциала  $V$  имеет вид

$$-\text{div}(\hat{\sigma} \text{grad } V) = q, \quad (1)$$

где  $-q$  – дивергенция заданных сторонних токов,  $q=0$  в нашей модели.

Для локальных явлений кривизной поверхности Земли можно пренебречь, тогда рассматриваем атмосферу как плоский слой и используем декартовы координаты  $x, y, z$  с осью  $Z$ , направленной вверх. Плоскость  $z=0$  – поверхность Земли.

Задача существенно упрощается, если магнитное поле вертикально и проводимость зависит только от высоты. В этом случае холловская проводимость не учитывается, и остаются только педерсеновская  $\sigma_p$  и продольная  $\sigma_{||}$  проводимости:

$$-\sigma_p(z) \left( \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left( \sigma_{||}(z) \frac{\partial V}{\partial z} \right) = q, \quad (2)$$

но после нахождения потенциала при вычислении плотности тока  $\vec{j}$  следует учесть холловскую проводимость  $\sigma_H$ .

На нижней границе атмосферы, т. е. на плоскости  $z=0$ , во многих моделях задается вертикальная компонента электрического поля, для чего используются некоторые представления, основанные на результатах измерений,

$$-\frac{\partial V}{\partial z} \Big|_{z=0} = E_0(x, y), \quad (3)$$

хотя было бы правильнее говорить о задании на этой границе нормальной компоненты плотности тока, которая поддерживается находящимся под землей генератором. При известной проводимости приземной атмосферы эти условия эквивалентны.

Ограничимся рассмотрением конечного по высоте слоя ионосферы  $z < z_\infty$ . Например, область выше  $z_\infty=500$  км вносит вклад менее 1 % в существенные для рассматриваемой задачи интегральные параметры проводимости. На высоте  $z_\infty$  может быть задана вертикальная компонента плотности тока

$$-\sigma_{||}(z_\infty) \frac{\partial V}{\partial z} \Big|_{z=z_\infty} = j_\infty(x, y) \quad (4)$$

или учтены токи в удаленных проводниках, соединенных вдоль идеально проводящих магнитных силовых линий с точками этой границы, как это будет сделано ниже.

Образно говоря, магнитные силовые линии в верхней ионосфере и выше можно рассматривать как пучок проводов, каждый из которых покрыт слоем почти идеального изолятора, и их оголенные концы погружены в проводящую среду E- и F-слоев ионосферы. Соединяемые этими «проводами» точки в Северном и Южном полушариях называются сопряженными. Значения потенциала в сопряженных точках равны в силу бесконечной проводимости вдоль силовой линии. Такое наличие сопряженных точек характерно для средних широт, и при симметрии полушарий имеем  $j_\infty=0$ . Из полярных шапок магнитные силовые линии уходят в дальний хвост магнитосферы, где  $\sigma_p, \sigma_H$  пренебрежимо малы, и на таких линиях можно над ионосферой полагать  $j_\infty=0$ .

Есть еще одна особенная группа магнитных силовых линий. Эти линии начинаются в авроральных зонах и уходят в плазменный слой магнитосферного хвоста, где  $\sigma_p$  настолько велика, что ее интегральное значение в десятки раз превосходит аналогичный ионосферный параметр. В этом случае магнитосферная проводимость должна быть учтена. Ниже мы оценим роль магнитосферного проводника и сопряженной ионосферы.

Чтобы объяснить принципиальные различия в результатах моделирования, полученных в работах [Denisenko et al., 2008b; Grimalsky et al., 2003; Pulinets et al., 2003], рассмотрим сравнительно простой случай, когда электрическое поле не зависит от одной горизонтальной координаты  $y$  и является периодическим по  $x$ . Тогда электрический потенциал может быть представлен в виде  $f(z) \cos(x/x_0)$ . Для функции  $f(z)$  из уравнения (2) получается обыкновенное дифференциальное уравнение с граничными условиями (3), (4). Такую краевую задачу несложно решить численно, поскольку большее электрическое поле проникает в ионосферу ночью, используем типичные для ночи профили проводимости, показанные на рис. 1, а. Для того чтобы проанализировать зависимость от горизонтального масштаба поля, расчеты проведены для трех значений  $x_0=10, 100, 1000$  км.

На рис. 2, а представлены высотные распределения горизонтальной компоненты поля  $E_x(\pi x_0/2, z)$  над точкой  $x = \pi x_0/2$ , где достигается ее максимальное по  $x$  значение. Максимальные значения вертикальной компоненты поля  $E_z(0, 0)$  определены граничным условием (3) и у всех трех решений равны 100 В/м. Горизонтальная компонента электрического поля остается постоянной выше приведенной на рис. 2 области высот до верхней границы расчетной области  $z=z_\infty$ . При выборе  $z_\infty=500$  или 1000 км результаты отличаются менее чем на 1 % и не видны в масштабе рисунка.

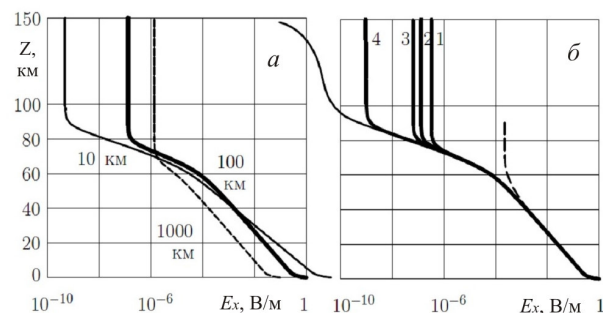


Рис. 2. Высотные распределения горизонтальной компоненты электрического поля  $E_x$ : а –  $E_x$ , полученные в результате расчетов при различных горизонтальных масштабах (тонкая, жирная, штриховая линии соответствуют  $x_0=10, 100, 1000$  км); б – сравнение наших результатов (жирные линии 1–4) с моделями [Pulinets et al., 2003] (штриховая линия) и [Grimalsky et al., 2003] (тонкая линия) при  $x_0=100$  км. Кривая 1 – при проводимости, уменьшенной за счет ускорения проводящей среды под действием силы Ампера в течение часа. Кривая 2 совпадает с жирной кривой на рис. 2, а. Кривая 3 – при добавлении к  $\Sigma_p$  проводимости сопряженной ионосферы. Кривая 4 – при добавлении к  $\Sigma_p$  проводимости плазменного слоя, равной 100 См.

При характерном горизонтальном масштабе  $x_0=100$  км, когда ширина областей с положительным или отрицательным знаком вертикальной компоненты поля  $E_z(x, 0)$  составляет 314 км, в ионосфере получается поле  $E_x$  около 0.1 мВ/м.

На рис. 3, а жирной кривой представлены соответствующие высотные распределения горизонтальной компоненты плотности тока  $j_x$  при горизонтальном масштабе  $x_0=100$  км. Аналогичный профиль для дневных условий показан на рис. 3, б. Поскольку выше 90 км  $E_x$  практически постоянно, профиль  $j_x$  повторяет профиль педерсеновской проводимости. На рис. 3, б хорошо видно, к чему приводит уменьшение эффективной педерсеновской проводимости, получающееся в результате ускорения среды под действием силы Ампера: токи в F-слое ионосферы практически исчезают, и весь горизонтальный ионосферный ток сосредотачивается в E-слое. В ночной ионосфере, как видно на рис. 3, а, ситуация сложнее. Поскольку изначально проводимость F-слоя многократно превосходила проводимость E-слоя, ускорение в течение часа лишь несколько перераспределяет токи из F- в E-слой.

#### Двумерная модель ионосферного проводника

Теперь обратимся непосредственно к моделям [Denisenko et al., 2008b; Grimalsky et al., 2003; Pulinets et al., 2003], каждая из которых дает свое приближенное решение задачи электропроводности. Во всех трех моделях используется существенная анизотропия проводимости для упрощения моделирования ионосферы за счет уменьшения расчетной области с помощью некоторого граничного условия на некоторой высоте  $z_{up} \ll z_{\infty}$ . Мы построим решения того же вида  $f(z)\cos(x/x_0)$  с граничными условиями, использованными в этих моделях, чтобы показать и объяснить отличия. Хотя мы попутно продемонстрируем роль проводника в магнитосферном плазменном слое и сопряженной ионосфере, в указанных моделях она не учитывается, и поэтому построенное выше решение с условием (4) при  $j_{\infty}=0$  можно рассматривать как точное, к которому рассмат-

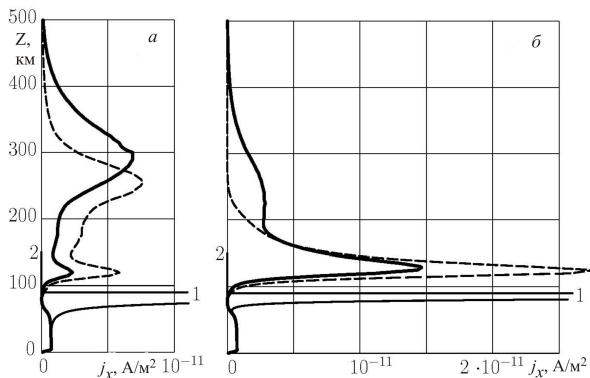


Рис. 3. Высотные распределения горизонтальной компоненты плотности тока  $j_x$ : а – ночь, б – день. Наша модель – жирные кривые. Штриховая линия – при эффективной педерсеновской проводимости, получающейся после ускорения среды под действием силы Ампера в течение часа. Кривые 1 – модель [Pulinets et al., 2003]. Кривые 2 – модель [Grimalsky et al., 2003].

риваемые модели дают свои приближения. Начнем с нашей модели [Denisenko et al., 2008b], предварительно отметив, что наша версия двумерной модели ионосферного проводника для ионосферы с близким к реальному геомагнитным полем подробно представлена в статьях [Денисенко, 2002; Denisenko et al., 2008a].

Отделим основную часть ионосферы от нижней ионосферы плоскостью  $z=z_{up}$ , и в основной части ионосферы будем использовать приближение  $\sigma_{||} = \infty$ . Как видно на рис. 1, выше 100 км  $\sigma_{||}$  на несколько порядков превосходит остальные компоненты тензора проводимости. Это приближение не справедливо в нижней ионосфере, и минимально возможное значение параметра  $z_{up}$ , при котором еще не вносится заметная погрешность, выбирается с помощью тестовых расчетов.

Эквипотенциальность вертикальных магнитных силовых линий означает независимость горизонтальных компонент напряженности электрического поля  $E_x, E_y$  от высоты, и поэтому с помощью интегрирования закона Ома по высоте может быть получен двумерный закон Ома с педерсеновской и холловской интегральными проводимостями  $\Sigma_P, \Sigma_H$ :

$$\begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Sigma_P - \Sigma_H & 0 \\ 0 & \Sigma_P \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix},$$

$$\Sigma_P = \int_{z_{up}}^{z_{\infty}} \sigma_P dz,$$

$$\Sigma_H = \int_{z_{up}}^{z_{\infty}} \sigma_H dz. \quad (5)$$

Таким образом, получается двумерная модель верхней ионосферы, в которой каждая точка с координатами  $x, y$  представляет целую магнитную силовую линию – вертикальный отрезок  $z_{up} < z < z_{\infty}$  в рассматриваемом случае. Такая ионосфера эквивалентна тонкой проводящей пленке с двумерным законом Ома (5). Эта упрощенная модель позволяет сформулировать условие, соответствующее закону сохранения заряда: токи, приходящие снизу через границу  $z=z_{up}$ , и заданные условием (4) токи  $j_{\infty}(x, y)$ , приходящие через верхнюю границу  $z=z_{\infty}$ , растекаются по ионосфере:

$$\text{div } \vec{J} = -\sigma_{||}(z_{\infty}) \frac{\partial V}{\partial z} \Big|_{z=z_{up}} + Q, \quad (6)$$

где Div означает поверхностную дивергенцию, в отличие от div. В правую часть добавлена заданная функция  $Q(x, y)$ , которая позволяет учесть источники заряда в этом слое и токи выше ионосферы  $j_{\infty}(x, y)$ , если таковые существуют.

Поскольку рассматриваем явления с горизонтальным масштабом, малым по сравнению с ионосферными масштабами, составляющими в средних широтах тысячи километров,  $\Sigma_P$  и  $\Sigma_H$  можно считать не зависящими от  $x, y$ , и тогда полученные параметры  $\Sigma_P, \Sigma_H$  являются константами. Постоянная холловская интегральная проводимость выпадает из равенства (6) и получается

$$-\Sigma_P \left( \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right) \Big|_{z=z_{up}} + \sigma_{||}(z_{up}) \frac{\partial V}{\partial z} \Big|_{z=z_{up}} = Q. \quad (7)$$

Возможность отделения основной части ионосферы с помощью граничного условия (7) проверена сравнением решений, полученных с использованием этого условия, с решениями во всей области до  $z=z_{\infty}$ . При  $z_{\text{up}}=90$  км и  $x_0=100$  км различие в горизонтальной компоненте электрического поля  $E_x$  не превосходит половины процента. Для трех кривых на рис. 2, а различие не видно в масштабе рисунка. Необходимая высота постановки граничного условия (7) растет с уменьшением горизонтального масштаба решения  $x_0$ . Так, использованное нами в работах [Ampfer et al., 2010; Denisenko et al., 2008b] отделение ионосферы от атмосферы с помощью граничного условия (7) на высоте  $z_{\text{up}}=90$  км вносит погрешность в величину ионосферного  $E_x$  менее 1 % для полей с горизонтальным масштабом  $x_0 > 3$  км.

### Сравнение с другими моделями

Аналогичные решения несложно построить и с граничным условием, которое использовано в модели [Pulinets et al., 2003]:

$$-\frac{\partial V}{\partial z} \Big|_{z=90 \text{ км}} = 0, \quad (8)$$

или в модели [Grimalsky et al., 2003]:

$$V|_{z=150 \text{ км}} = 0. \quad (9)$$

Последнее условие было бы справедливо при наличии идеального проводника выше 150 км, причем с высокой проводимостью в горизонтальном направлении.

Условие (8) эквивалентно равенству нулю тока из атмосферы в ионосферу и поэтому соответствует замене хорошо проводящей ионосферы выше 90 км изолятором. Эти граничные условия получаются из нашего условия (7) при  $\Sigma_p=0$  (8), или  $\Sigma_p=\infty$  (9).

На рис. 2, б показаны результаты расчетов при характерном для всех трех моделей горизонтальном масштабе  $x_0=100$  км. Как видим, пренебрежение проводимостью ионосферы за счет условия (8) приводит к увеличению ионосферного поля  $E_x$  на три порядка, а абсолютизация этой проводимости условием (9) дает на четыре порядка меньшее  $E_x$  на высоте 100 км и строго нулевое поле выше 150 км.

Можно отметить, что если учесть сопряженную ионосферу, т. е. удвоить  $\Sigma_p$ , ионосферное поле  $E_x$  уменьшится вдвое. Такое поле показано кривой 3 на рис. 2, б. Если рассмотреть процесс в авроральной зоне и для учета магнитосферной проводимости добавить к  $\Sigma_p$  характерную проводимость плазменного слоя 100 См,  $E_x$  уменьшится в 140 раз – кривая 4, но останется намного больше показанного тонкой линией на рис. 2, б поля в модели [Grimalsky et al., 2003]. Если наоборот, учесть уменьшение эффективной проводимости, показанное штриховой линией на рис. 1, а, ионосферное поле  $E_x$  увеличится в 2.5 раза – кривая 1, что лишь незначительно уменьшит тысячекратное отличие от модели [Pulinets et al., 2003]. Результат расчета в рамках модели [Pulinets et al., 2003] показан штриховой линией на рис. 2, б.

На рис. 3, а показаны соответствующие рис. 2, б распределения горизонтальной компоненты плотности тока. Аналогичные токи при дневной проводи-

мости показаны на рис. 3, б. Наша модель – жирные кривые. Штриховая линия – при эффективной педерсеновской проводимости, получающейся после ускорения среды под действием силы Ампера в течение часа. Поскольку полный ток задан наземным источником и является единым для всех приведенных моделей, площади левее всех кривых совпадают. Однако это трудно показать в масштабе одного рисунка.

Кривые 1 представляют модель [Pulinets et al., 2003]. В этой модели ток не может идти на уровне выше 90 км, и поэтому весь ток замыкается ниже этого уровня. При этом плотность тока  $j_x$  возрастает с высотой в соответствии с ростом проводимости и достигает на уровне 90 км гораздо большей величины, чем при реальном замыкании по всей ионосфере, и скачком убывает до нуля на уровне выше 90 км. Поэтому на рис. 3, а, б показаны только части соответствующих графиков, вошедшие в рисунок.

Кривые 2 представляют модель [Grimalsky et al., 2003]. В ней горизонтальная компонента плотности тока в ионосфере мала и неотличима от нуля в масштабе рисунка, поскольку выше 150 км лежит идеальный проводник, по поверхности которого почти весь ток и замыкается, т. е.  $j_x(z)$  имеет особенность в виде дельта-функции, которую тоже трудно нарисовать.

В атмосфере на уровне ниже 50 км все модели дают одинаковые  $j_x$ , как и  $E_x$ . Можно сказать, что для полей и токов в этой части атмосферы важно лишь то, что ионосфера имеет проводимость в горизонтальном направлении, намного большую, чем атмосфера, а это свойство во всех трех моделях соблюдено.

Широко известна еще одна модель проникновения электрического поля в ионосферу. Полученные на ее основе возмущения ионосферы представлены в статье [Лаптухов и др., 2009], а собственно модель усиления ионосферного электрического поля – в [Сорокин, Чмырев, 2002]. От рассмотренных выше трех моделей [Denisenko et al., 2008b; Grimalsky et al., 2003; Pulinets et al., 2003] модель [Сорокин, Чмырев, 2002] отличается добавлением сторонних токов. Авторы полагают, что существует сторонний вертикальный ток, плотность которого экспоненциально убывает с высотой. В приведенных оценках использовано значение  $j_s = 3 \cdot 10^{-9}$  А/м<sup>2</sup> около поверхности земли с декрементом  $1/H=1/(2 \text{ км})$ . Этот ток обеспечен диффузией положительно заряженных частиц аэрозоля, плотность которых у поверхности земли составляет  $N_+ = 4 \cdot 10^9 \text{ м}^{-3}$ .

При заряде частицы, равном заряду электрона  $e$ , несложно вычислить плотность потока частиц  $j_s/e$ , которая в силу диффузионной природы потока пропорциональна градиенту концентрации:

$$\frac{j_s}{e} = -K \frac{\partial N_+}{\partial z}, \quad (10)$$

где  $K$  – коэффициент вертикальной турбулентной диффузии в приземной атмосфере. Заряд частицы  $q$  равен заряду электрона в оценках авторов [Сорокин, Чмырев, 2002]; без объяснений обозначение  $q$  введено

в статье [Сорокин и др., 2001], описывающей модель [Сорокин, Чмырев, 2002]. Если полагать, что убывание стороннего тока обусловлено убыванием концентрации заряженных частиц аэрозоля, то градиент примерно равен  $N_+/H$ . Из (10) получаем оценку  $K = j_s H / (eN_+) = 10^4 \text{ м}^2/\text{с}$ . В правой части (10) мы пренебрегли скоростью оседания частиц, иначе  $K$  должен быть еще больше. Чтобы представить этот масштаб  $K$ , достаточно заметить, что стометровые неоднородности сглаживались бы за секунду, чего в земной атмосфере, конечно, не бывает. В справочниках по физике атмосферы  $1 \text{ м}^2/\text{с}$  характеризуется как максимальное по порядку величины значение  $K$ , т. е. в обсуждаемой модели [Сорокин, Чмырев, 2002] коэффициент вертикальной турбулентной диффузии в приземной атмосфере завышен в тысячи раз. В статье [Sorokin et al., 2005] авторы изменили набор параметров. При этом значение  $K$ , оцененное по формуле  $K = j_s H / (eN_+)$ , еще увеличивается.

Но даже в столь чрезвычайно турбулизованной атмосфере такой сторонний ток не может существовать как квазистационарный. Дело в том, что речь идет о нескомпенсированных зарядах, но если в проводящую среду внести некоторый заряд, он будет скомпенсирован за счет токов проводимости за время порядка  $\epsilon_0/\sigma$ . Это время не превосходит 10 минут, поскольку проводимость  $\sigma$  обычно больше  $2 \cdot 10^{-14} \text{ См/м}$  около поверхности Земли и быстро растет с высотой, и именно такое высотное распределение проводимости использовано в обсуждаемой модели [Сорокин, Чмырев, 2002].

Когда же положительные частицы будут окружены отрицательными частицами той же концентрации, перенос воздуха, содержащего все эти частицы, даст почти нулевой суммарный сторонний ток. Строго говоря, в обсуждаемой модели сохранение зарядов частиц, осуществляющих сторонний ток, требуется только в течение их движения от Земли сквозь слои, где этот ток полагается существующим. При указанных параметрах вертикальная скорость частиц может быть оценена как  $j_s / (eN_+) = 5 \text{ м/с}$ , и значит время пролета сквозь слой примерно соответствует времени компенсации заряда, но как уже отмечалось, столь быстрое диффузионное вертикальное движение является нереальным.

Необходимо напомнить о существовании еще одного более простого объяснения наблюдаемых в приземном слое атмосферы вариаций вертикального электрического поля – за счет изменения проводимости воздуха. При этом не требуются какие-либо подземные электрические генераторы, которые в отсутствие разности потенциалов Земля–ионосфера фактически описываются граничным условием (3), и поэтому являются причиной явлений в нашей модели, как и в [Grimalsky et al., 2003; Pulinets et al., 2003]. При наличии обычной разности потенциалов между Землей и ионосферой около 300 кВ изменение проводимости приводит к изменению токов и полей, которые можно получить, решая уравнение электропроводности (1) с фиксированными значениями потенциала на верхней и нижней границах атмосферы. Если изменения проводимости не очень

велики, и возмущением горизонтального электрического поля в ионосфере пренебречь, более общий подход не требуется. Как показано в [Ampferer et al., 2010], можно ограничиться одномерной моделью, если горизонтальный масштаб явления не менее 100 км.

Именно такой упрощенный подход использован в работе [Harrison et al., 2010]. В этой статье приведены зависимости проводимости от наличия радона и аэрозолей. Так, десятикратное увеличение концентрации радона приводит к росту проводимости и уменьшает  $E_z$  в приземном слое атмосферы втрое, а десятикратное увеличение концентрации аэрозольных частиц с радиусом 0.25 мкм уменьшает проводимость и увеличивает это поле вчетверо. Соответствующие вариации  $E_z$  составляют +70 В/м и –400 В/м. Поскольку проводимость всегда остается положительной, этот эффект не может изменить знак  $E_z$ , но вариации  $E_z$  могут быть любого знака и весьма велики. Например, большая положительная вариация  $E_z$  может быть, если сильно уменьшить загрязнение воздуха.

Однако выводы о существенном влиянии этого эффекта на ионосферу, сделанные на основе таких оценок в работе [Harrison et al., 2010], представляются слишком смелыми, поскольку без обоснования подразумевается совпадение масштабов возмущения токовой скорости электронов в D-слое ионосферы и скорости перемещения профиля ионизации D-слоя, а эти скорости могут сильно различаться, так как ушедшие вверх электроны замещаются приносимыми снизу, и идут сложные процессы ионизации и рекомбинации. Следует также учесть, что эффект будет значительно слабее, если горизонтальный размер области выброса радона или аэрозоля меньше 100 км, поскольку задача электропроводности атмосферы перестает быть одномерной, и изменение полного тока в небольшой области вблизи Земли в нижней ионосфере перераспределяется по гораздо более широкой области. При решении аналогичной теряющей одномерность задачи о проникновении токов от Земли в ионосферу в работе [Ampferer et al., 2010] показано, что при уменьшении до 10 км ширины областей положительного и отрицательного направления вертикального тока вблизи поверхности земли основная часть тока замыкается в нижней атмосфере, и доля этого тока, замыкающаяся через ионосферу, снижается до менее чем одной десятой с существенным увеличением горизонтального размера областей втекания и вытекания тока. Соответственно, в десятки раз уменьшаются токовые скорости электронов в D-слое по сравнению со значениями из одномерных оценок.

Работа [Harrison et al., 2010] является примером поиска механизмов ионосферно-литосферных связей без проникновения генерируемого в литосфере электрического поля в ионосферу. Обзор других физических механизмов таких связей дан в [Molchanov, Hayakawa, 2008].

### Заключение

Таким образом, нами предложена новая математическая модель для описания квазистационарных атмосферных электрических полей с приближен-



ным, но достаточно точным учетом проводимости ионосферы.

Показано, что две известные модели проникновения электрического поля от поверхности Земли в ионосферу [Grimalsky et al., 2003; Pulinets et al., 2003] приходится считать неудовлетворительными, хотя в атмосфере ниже 80 и 50 км соответственно они дают хорошие результаты. В этих моделях за счет произвольной постановки граничного условия фактически добавлен несуществующий проводник или, наоборот, исключен существующий хороший проводник. Поэтому не удивительно, что наше моделирование [Ampferer et al., 2010; Denisenko et al., 2008b] дает не такие большие ионосферные электрические поля, как [Pulinets et al., 2003], но и не такие малые, как [Grimalsky et al., 2003]. Модель [Сорокин, Чмырев, 2002], в рамках которой за счет добавления сторонних токов получается проникновение в ионосферу электрического поля до 8 мВ/м, неадекватна по указанным выше причинам.

Мы полагаем обоснованной оценку характерного ионосферного поля на уровне 0.1 мкВ/м. Оно создается в ночной тоносфере вертикальным электрическим полем 100 В/м вблизи Земли при горизонтальном масштабе явления  $x_0=100$  км, когда ширина областей с положительным и отрицательным знаками вертикальной компоненты поля составляет 314 км. Если области с вертикальным полем одного знака увеличивать, то поле в ионосфере пропорционально возрастет, но вряд ли области могут быть намного шире. Ионосферное поле также прямо пропорционально проводимости приземного воздуха, которая, по данным справочника [Campen et al., 1960], может быть на порядок больше использованного здесь значения  $2 \cdot 10^{-14}$  См/м, и, естественно, пропорционально напряженности вертикального поля вблизи Земли, которая в экстремальных случаях тоже может быть на порядок больше. За счет увеличения каждого из указанных двух параметров на порядок модельное поле в ионосфере можно увеличить во сто раз, до 0.01 мВ/м, но и в таком экстремальном случае оно все же остается на два порядка меньше, чем можно было бы обнаружить, поскольку в ионосфере всегда присутствуют поля напряженностью несколько мВ/м. Следует также отметить отсутствие свидетельств в пользу одновременного увеличения проводимости и вертикального поля вблизи Земли, а если их произведение сохраняется, то почти не меняется и поле в ионосфере.

Особый интерес представляют области выброса газов, и в особенности радона, который дополнительно ионизирует воздух и тем самым увеличивает проводимость. При этом проникающее в ионосферу поле в нашей модели увеличивается, но для этого выброс должен происходить во всей области, занимаемой приземным полем одного знака, и без уменьшения напряженности этого поля. Для количественного анализа не хватает одновременных и распределенных измерений всех существенных параметров.

В дневное время модельное поле уменьшается в десятки раз обратно пропорционально увеличению интегральной педерсеновской проводимости ионосферы. К уменьшению приводит и наклон магнитного поля – оценки даны в [Denisenko et al., 2008b].

Основным ограничением для реализованного в настоящее время варианта нашей модели [Ampferer et al., 2010; Denisenko et al., 2008b] является возможная вертикальность магнитного поля и горизонтальной однородности ионосферы. Однако и в общем случае целесообразно использовать двумерную модель ионосферного проводника вида (6), наша версия которой представлена в статьях [Денисенко, 2002; Denisenko et al., 2008a].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 09-06-91000. Авторы благодарны А.А. Намгаладзе за содержательное, хотя и не приведшее к консенсусу обсуждение работы, а также коллегам из Института космических исследований Австрийской академии наук, совместно с которыми выполняется этот цикл исследований.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Денисенко В.В. Краевая задача для эллиптического уравнения с несимметричными коэффициентами в неоднородной области // Сибирский математический журнал. 2002. Т. 43, № 6. С. 1304–1318.

Лаптухов А.И., Сорокин В.М., Ященко А.К. Возмущение D-области ионосферы электрическим током атмосферно-ионосферной электрической цепи // Геомагнетизм и аэронавигация. 2009. Т. 49, № 6. С. 805–811.

Сорокин В.М., Чмырев В.М., Ященко А.К. Возмущение электрического поля в слое Земля–ионосфера при инжекции заряженных аэрозоль // Геомагнетизм и аэронавигация. 2001. Т. 41, № 2. С. 187–191.

Сорокин В.М., Чмырев В.М. Электродинамическая модель ионосферных предвестников землетрясений и некоторых видов катастроф // Геомагнетизм и аэронавигация. 2002. Т. 42, № 6. С. 821–830.

Ampferer M., Denisenko V.V., Hausleitner W., et al. Decrease of the electric field penetration into the ionosphere due to low conductivity at the near ground atmospheric layer // Ann. Geophys. 2010. V. 28, N 3. P. 779–787.

Campen C.F., Ripley W.S., Cole A.E., et al. Handbook of Geophysics // The Macmillan Company, New York, 1960. 673 с.

Denisenko V.V., Biernat H.K., Mezentssev A.V., et al. Modification of conductivity due to acceleration of the ionospheric medium // Annales Geophysicae. 2008a. V. 26, N 8. P. 2111–2130.

Denisenko V.V., Boudjada M.Y., Horn M., et al. Ionospheric conductivity effects on electrostatic field penetration into the ionosphere // Natural Hazards and Earth System Sciences Journal. 2008b. V. 8. P. 1009–1017.

Grimalsky V.V., Hayakawa M., Ivchenko V.N., et al. Penetration of an electrostatic field from the lithosphere into the ionosphere and its effect on the D-region before earthquakes // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2003. V. 65. P. 391–407.

Harrison R.G., Aplin K.L., Rycroft M.J. Atmospheric electricity coupling between earthquake regions and the ionosphere // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2010. V. 72. P. 376–381.

Molchanov O., Hayakawa M. Seismo-electromagnetics and related phenomena: History and latest results. Tokyo: TERRAPUB, 2008. 189 p.

Pulinets S.A., Legen'ka A.D., Gaivoronskaya T.V., Depuev V.Kh. Main phenomenological features of ionospheric precursors of strong Earthquakes // J. Atmos. & Solar-Terr. Phys. 2003. V. 65. P. 1337–1347.

Sorokin V.M., Yaschenko A.K., Chmyrev V.M., Hayakawa M. DC electric field amplification in the mid-latitude ionosphere over seismically active faults // Natural Hazards and Earth System Sciences. 2005. V. 5. P. 661–666.

Институт вычислительного моделирования СО РАН, Красноярск