

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное агентство по образованию

ГОУ ВПО
Российский Государственный Гидрометеорологический Университет
(РГГМУ)

Допущена к защите
Зав. кафедрой д.ф.-м.н., профессор
А.Д. Кузнецов

Кафедра экспериментальной физики
атмосферы

ДИПЛОМНЫЙ ПРОЕКТ

Природа глобальных вариаций приземного электрического поля атмосферы

Выполнила Н.Н.Буркацкая
гр. М-535

Руководитель канд. ф.-м. н., доцент
В.В.Чукин

Санкт-Петербург 2008

Содержание

	Стр.
Сокращения	3
Введение	4
1. Теория глобальной электрической цепи	6
1. Характеристики атмосферного электричества	
1	6
1. Глобальная атмосферноэлектрическая токовая цепь	
2	6
1. Модели глобальной атмосферно-электрической токовой цепи	
3	14
2. Приземный электродный эффект	22
2. Электричество приземного слоя	
1	22
2. Классический электродный эффект	
2	23
2. Турбулентный электродный эффект	
3	26
3. Избирательные свойства поверхности воды	34
3. Возникновение двойного электрического слоя	
1	34
3. Избирательные свойства водной поверхности	
2	37
4. Моделирование глобальных суточных вариаций электрического поля Земли	41
4. Исходные данные для анализа	
1	41
4. Численная модель глобальных электрических токов	
2	43
4. Результаты численного моделирования	
3	50
Заключение	65
Список использованных источников	67
Приложение А	69

Сокращения

- ДЭС – двойной электрический слой
UTC – Coordinated Universal Time
ПЭВМ – персональная электронно-вычислительная машина

Введение

Вблизи поверхности Земли существует область, описание электрических процессов в которой отличается от описания этих процессов в свободной атмосфере. Это область приземного слоя атмосферы, в которой существенное влияние на распределение электрических характеристик оказывают турбулентные процессы обмена, наличие поверхностных источников радиоактивных веществ, свойства подстилающей поверхности, наличие аэрозольных частиц. Поэтому исследования электрических процессов в приземном слое отличаются от аналогичных исследований в свободной атмосфере. Именно этот слой в значительной степени определяет изменчивость электрического поля Земли.

Данное исследование носит фундаментальный характер и предназначено для выяснения причин суточных вариаций приземных значений электрического поля Земли.

Целью данной работы является проведение исследования влияния электрических процессов над сушей на суточные изменения параметров электрического поля. Для достижения этой цели необходимо решить следующие задачи:

- проведение всестороннего анализа информации об электрическом поле и условиях его формирования;
- построение математической модели глобальных электрических токов над сушей;
- численная реализация модели электрических токов;
- сравнительный анализ данных математического моделирования с результатами натурных измерений.

В первой главе на основе литературных источников описываются характеристики атмосферного электричества, теория глобальной

электрической токовой цепи и ее модели.

Вторая глава посвящена рассмотрению приземного электродного эффекта, причин турбулизации атмосферы и турбулентного электродного эффекта.

В третьей главе рассматриваются возникновение двойного электрического слоя и избирательные свойства водной поверхности.

В четвертой главе приводится анализ математической модели глобальных суточных вариаций электрического поля Земли и результаты численного моделирования.

1 Теория глобальной электрической цепи

1.1 Характеристики атмосферного электричества

Основными характеристиками, определяющими электрическое состояние атмосферы, являются напряженность электрического поля E (измеряемая в В/м); нередко вместо этой величины используют градиент потенциала $\text{grad}\phi$ ($\text{grad}\phi$ — потенциал электрического поля в атмосфере, размерность которого совпадает с E , но отличается знаком), плотность электрического заряда ρ (Кл/м³), плотность электрического тока j (А/м²), потенциал электрического поля атмосферы ϕ (В), электропроводность атмосферы λ (См/м).

Рассмотренные выше характеристики электрического поля атмосферы являются локальными и зависимыми.

Кроме рассмотренных величин, существуют величины, которые определяют глобальное электрическое состояние атмосферы. К этим величинам относятся электрический потенциал ионосферы, общее сопротивление атмосферы R (Ом), полный заряд атмосферы Q (Кл), полный электрический ток в атмосфере I (А). Кроме того, для каждого района земного шара часто рассматривают сопротивление столба атмосферы, рассчитанного на единичную площадь R_e (Ом·м²). Все эти величины связаны с электрическими характеристиками атмосферы [1].

1.2 Глобальная атмосферноэлектрическая токовая цепь

Глобальная атмосферноэлектрическая токовая цепь определяет в атмосфере баланс электрических токов, условия поддержания электрического поля, а также структуру электрических полей и токов. Данные многолетних

измерений электрических характеристик атмосферы вблизи поверхности Земли указывают на существование электрического поля напряженностью порядка 10^2 В/м и электрического тока плотностью порядка 10^{-12} А/м². Эти параметры определяются в так называемых условиях хорошей погоды, то есть при отсутствии в данном районе Земли облаков, ветров, метелей. Измерения электрического поля «хорошей погоды» вблизи земной поверхности позволяют оценить некоторый эффективный заряд Земли, который составляет 10^5 Кл. Поскольку атмосфера Земли обладает электропроводностью, то при отсутствии источников электрическое поле в атмосфере исчезает примерно за 10 мин [1].

Согласно современным представлениям, основным источником электрического поля в тропосфере и стратосфере являются грозные облака, которые действуют как токовые генераторы. В областях существования грозных облаков текут токи, заряжающие атмосферу, а в областях, свободных от грозных облаков, текут токи разрядки. Суточный ход напряженности электрического поля во многом подобен суточному ходу интенсивности грозной деятельности рассчитанной для всего земного шара, что отражено на рисунке 1.1 [2].

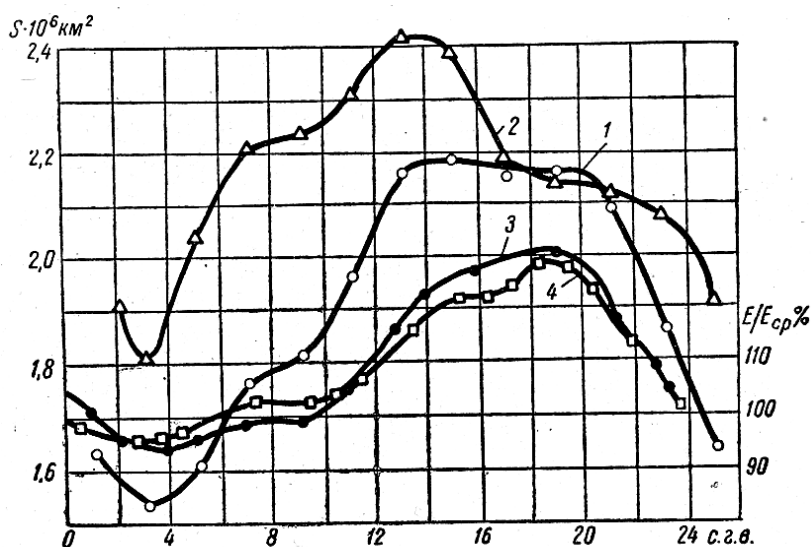


Рисунок 1.1 – Суточные вариации грозовой активности и относительные суточные вариации напряженности электрического поля над океанами:

- кривая 1 – суточные вариации грозовой активности по Бруксу;
- кривая 2 – суточные вариации грозовой активности по Кrumму;
- кривая 3 – относительные суточные вариации напряженности электрического поля по результатам измерений в полярных областях на корабле «Мод»;
- кривая 4 – относительные суточные вариации напряженности электрического поля над океанами по результатам измерений на корабле «Карнеджи».

Возможно, что грозовые облака не единственные генераторы, поддерживающие электрическое поле атмосферы, так как в июле месяце отмечается большее количество гроз, чем в январе, а напряженность электрического поля наоборот больше в январе и меньше в июле, что отражено на рисунке 1.2 [2].

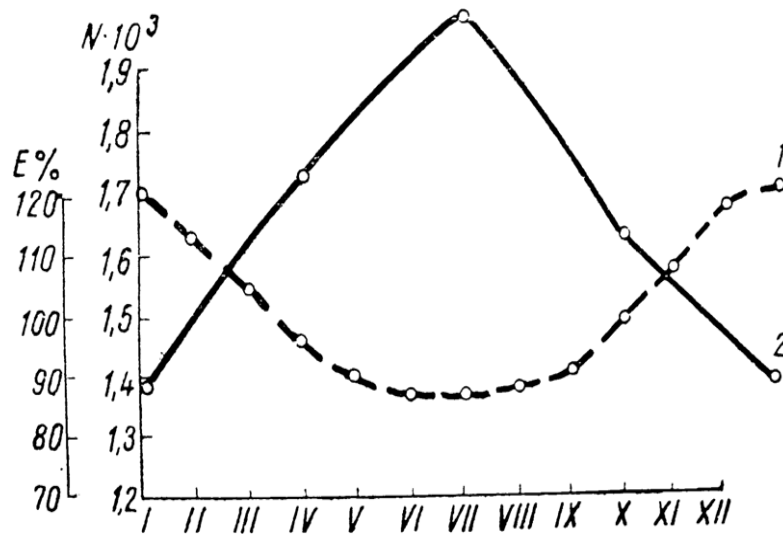


Рисунок 1.2 – Годовой ход вариации напряженности электрического поля и среднего числа гроз:

кривая 1 – годовой ход вариации напряженности электрического поля;

кривая 2 – годовой ход вариации среднего числа гроз.

Основные уравнения, описывающие глобальную токовую цепь, имеют следующий вид [1]:

$$\operatorname{rot} E = -\mu \frac{\partial H}{\partial t}, \quad (1.1)$$

$$\operatorname{rot} H = j + \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (1.2)$$

$$\operatorname{div} E = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (1.3)$$

$$\operatorname{div} H = 0, \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} j = 0, \quad (1.5)$$

где E – напряженность электрического поля, В/м;

μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, Гн/м;

H – напряженность магнитного поля, А/м;

j – плотность электрического тока, А/м²;

ρ – плотность электрического заряда, Кл/м³;

ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, равная $8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м.

В условиях $T \gg L \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$, $T \gg 2\pi \mu_0 \lambda L^2$ (T — характерный временной масштаб, L — характерный пространственный масштаб задачи) система уравнений (1.2.1)-(1.2.5) сводится к следующей системе:

$$\operatorname{rot} E = 0, \quad (1.6)$$

$$\operatorname{div} E = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} j = 0. \quad (1.8)$$

Система (1.6)-(1.8) фактически описывает все электрические процессы в нижних слоях атмосферы, исключая только быстропеременные процессы, протекающие при молниевых разрядах. Последнее уравнение для плотности электрического заряда есть следствие уравнения для $\operatorname{rot} H$, если от него взять операцию div . Выражение для плотности электрического тока записывается в следующем виде:

$$j = \lambda E + \rho V + K \nabla \rho + \sum_s j_s, \quad (1.9)$$

где V – гидродинамическая скорость движения среды, м/с;

K – коэффициент турбулентной диффузии, м²/с;

j_s – плотность электрического тока, создаваемая i -м источником, А/м².

Последний член, входящий в выражение (1.9), описывает источники

тока в атмосфере, которыми, в частности, являются грозы. Второй и третий члены существенны в пограничном слое атмосферы.

Если выполнено условие $T \gg \varepsilon_0 / \lambda = \tau_\lambda$, то в этом случае током смещения

$\varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}$ можно пренебречь и система уравнений (1.6) – (1.8) превращается в стационарную:

$$\operatorname{div} H = 0, \quad (1.10)$$

$$\operatorname{rot} E = 0, \quad (1.11)$$

$$\operatorname{div} E = \frac{\rho}{\varepsilon_0}. \quad (1.12)$$

Важную роль в исследовании электрических процессов в атмосфере играют ее электропроводящие свойства. Ионный состав атмосферы в нижнем слое довольно сложен. Имеется целый спектр ионов, которые представляют собой комплексы молекул, несущих заряд, равный элементарному заряду (заряд электрона e). Атмосферные ионы различаются химической природой входящих в них молекул, коэффициентом диффузии, подвижностью (b_\pm). Можно выделить примерно пять групп ионов в зависимости от их подвижности и радиуса [1]:

- легкие (малые) ионы ($b_\pm \geq 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{с}\cdot\text{В})$, $r \leq 6,6 \cdot 10^{-16} \text{ м}$);
- легкие промежуточные ионы ($10^{-6} \text{ м}^2/(\text{с}\cdot\text{В}) \leq b_\pm \leq 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{с}\cdot\text{В})$, $6,6 \cdot 10^{-16} \text{ м} \leq r \leq 8 \cdot 10^{-16} \text{ м}$);
- тяжелые (большие) промежуточные ионы ($10^{-7} \text{ м}^2/(\text{с}\cdot\text{В}) \leq b_\pm \leq 10^{-6} \text{ м}^2/(\text{с}\cdot\text{В})$, $8 \cdot 10^{-16} \text{ м} \leq r \leq 2,5 \cdot 10^{-12} \text{ м}$);
- ионы Ланжевена ($2,5 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2/(\text{с}\cdot\text{В}) \leq b_\pm \leq 10^{-7} \text{ м}^2/(\text{с}\cdot\text{В})$, $2,5 \cdot 10^{-12} \text{ м} \leq r \leq 5,7 \cdot 10^{-12} \text{ м}$);
- ультратяжелые ионы ($b_\pm < 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2/(\text{с}\cdot\text{В})$, $r > 5,7 \cdot 10^{-14} \text{ м}$).

Электропроводность атмосферы λ при известном ионном составе определяется выражением:

$$\lambda = \sum_i (e_{i+} b_{i+} N_{i+} + e_{i-} b_{i-} N_{i-}) = \lambda_+ + \lambda_- \quad (1.13)$$

где i – суммирование по группам ионов;
 λ_+, λ_- – полярные электропроводности.

Согласно современным представлениям, основной вклад в электропроводность нижних слоев атмосферы вносят легкие ионы. Электропроводность в этой части земной атмосферы формируется под влиянием радиоактивного излучения поверхности Земли, радиоактивных примесей, содержащихся в воздухе, космического излучения. По мере удаления от земной поверхности она растет и ее зависимость от высоты может быть представлена в виде:

$$\lambda = \lambda_0 \exp[\alpha(r - r_0)], \quad (1.14)$$

где λ_0 – электропроводность вблизи поверхности Земли;
 r_0 – радиус Земли, равный 6370000 м;
 $\alpha^{-1} = 6400$ м.

Представление (1.14) не единственно. В ряде случаев до высоты примерно 40 км электропроводность λ может быть представлена в следующем виде:

$$\lambda = \lambda_0 \exp\left(\frac{r - r_0}{820}\right), \quad 0 < (r - r_0) < 3600 \text{ м}, \quad (1.15)$$

$$\lambda = \lambda_1 \exp\left(\frac{r - r_0}{4100}\right), \quad 3600 < (r - r_0) < 17700 \text{ м}, \quad (1.16)$$

$$\lambda = \lambda_2 \exp\left(\frac{r-r_0}{7000}\right), 17700 < (r-r_0) < 40000 \text{ м}, \quad (1.17)$$

где λ_1 – электропроводность на высоте 3600 м;

λ_2 – электропроводность на высоте 17700 м.

Кроме высотных изменений λ в атмосфере наблюдаются широтные изменения, связанные с зависимостью интенсивности космических лучей от широты, значения которой на полюсе и экваторе различаются между собой в два раза.

В этом случае для электропроводности вблизи поверхности Земли имеет место следующее аппроксимационное представление:

$$\lambda_0(\Theta) = \lambda_0 \left\{ 1 + \frac{\Delta F}{2} \{ 1 + \cos[3(\Theta - 30^\circ)] \} \right\}, 30^\circ < \Theta < 150^\circ, \quad (1.18)$$

$$\lambda_0(\Theta) = \lambda_0 (1 + \Delta F), \Theta < 30^\circ, \Theta > 150^\circ, \quad (1.19)$$

где $\Theta = \pi/2 - \bar{\varphi}$ в северном полушарии;

$\Theta = \pi/2 + \bar{\varphi}$ в южном полушарии;

$\bar{\varphi}$ – широта места

$\Delta F = 0, 4, 1$.

Экспоненциальный характер электропроводности нарушается в пограничном слое атмосферы до высоты 2 км. Дело в том, что в этом случае существенную роль начинают играть гидродинамические турбулентные процессы, зависящие от географического положения рассматриваемой области наземной поверхности и приводящие к изменению распределения электропроводности с высотой. В условиях сильного турбулентного перемешивания профиль электропроводности определяется коэффициентом турбулентной диффузии.

Гидродинамические турбулентные процессы и запыленность атмосферы приводят к тому, что электропроводность в пограничном слое мало меняется с высотой и может считаться постоянной. Выше же пограничного слоя она

возрастает примерно по экспоненциальному закону.

Роль электронной проводимости в нижних слоях атмосферы мала, поскольку электроны рекомбинируют с нейтральными молекулами за время 10^{-2} - 10^{-7} с, образуя отрицательные ионы. Но с увеличением высоты роль электронной проводимости возрастает [1].

1.3 Модели глобальной атмосферно-электрической токовой цепи

Одной из первых моделей, не потерявших значимость до сих пор, является модель шарового конденсатора, впервые предложенная Вильсоном и представленная на рисунке 1.3 [1].

В этой модели электрическое поле в нижних слоях атмосферы существует благодаря тому, что на Земле и в высоких слоях атмосферы, обладающих высокой проводимостью и играющих роль обкладок конденсатора, сосредоточены соответственно отрицательный Q_- и положительный Q_+ заряды, создающие некоторую разность потенциалов $\Delta\phi$, в результате чего в атмосфере наблюдается электрическое поле E .

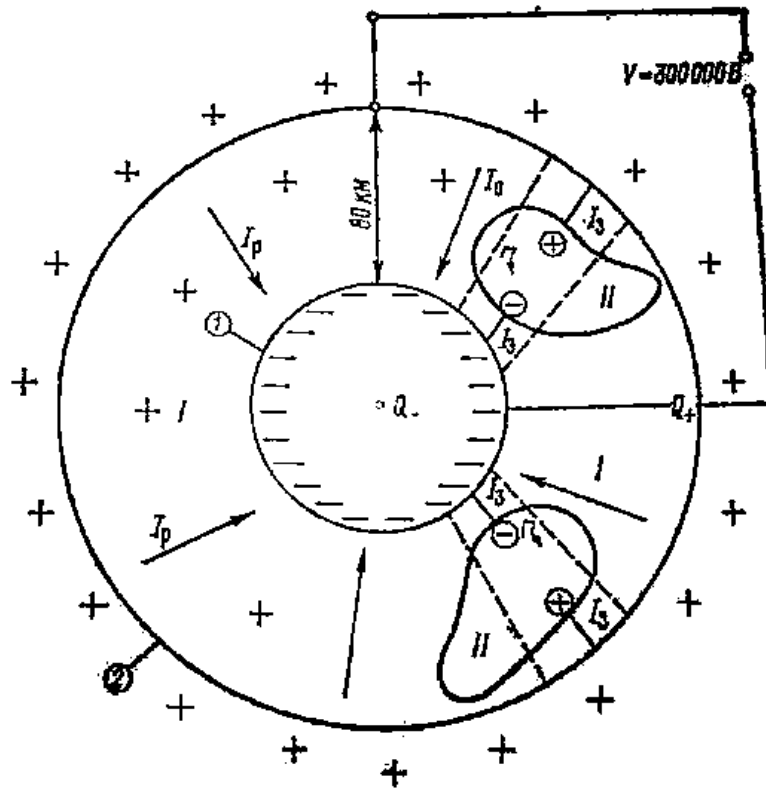


Рисунок 1.3 – Схема модели Вильсона

Благодаря электропроводности слоев атмосферы, находящихся между земной поверхностью и верхними слоями атмосферы, находящимися на уровне ионосферы, в атмосфере течет электрический ток I_p , стремящийся разрядить конденсатор. Поэтому для того чтобы поддерживать заряды на обкладках такого конденсатора, необходимы источники тока, заряжающие их, и компенсирующие токи разрядки. В модели предполагается, что ток зарядки I_s возникает во всех областях атмосферы, которые заняты грозовыми облаками и в которых электрическое поле имеет направление, обратное направлению, наблюдаемому в областях хорошей погоды.

Основными математическими соотношениями, связывающими электрические параметры атмосферы с экспоненциальной электропроводностью ($\lambda = \lambda_0 e^{\alpha(r-r_0)}$) в модели Вильсона, являются сопротивление единичного столба атмосферы, общее сопротивление

атмосферы, электрический потенциал, плотность электрического тока, радиальная составляющая напряженности электрического тока:

$$Re = \frac{1}{\lambda_0 \alpha} \{1 - \exp[-\alpha(r - r_0)]\}, \quad (1.20)$$

$$R = \frac{1}{\lambda_0 \alpha \cdot 4\pi r_0^2}, \quad (1.21)$$

$$\varphi(r) = -\frac{j_0}{\lambda_0 \alpha} \{1 - \exp[-\alpha(r - r_0)]\}, \quad (1.22)$$

$$E_r = \frac{j_0}{\lambda_0} \exp[-\alpha(r - r_0)], \quad (1.23)$$

где Re – сопротивление единичного столба атмосферы;

R – общее сопротивление атмосферы;

φ – электрический потенциал;

j_0 – плотность электрического тока;

E_r – радиальная составляющая напряженности электрического тока.

Поскольку в модели Вильсона ток разрядки I_p равен току зарядки I_z , для оценки роли гроз в качестве таких генераторов необходимо знать ток, который они создают, и число гроз, действующих одновременно. Данные измерений показывают, что ток, создаваемый одной грозой, составляет от 0.1 до 6 А, средний ток, приходящийся на одну грозовую ячейку, равен 0.5–1 А.

Учет влияния грозовых облаков не только в глобальном масштабе, но и в локальном можно проводить на основе решения уравнения:

$$\operatorname{div}(\lambda \cdot \operatorname{grad}\varphi) = -4\pi\lambda \sum_i q_i \delta(r - r_i), \quad (1.24)$$

где q_i – заряд i -того грозового источника;

r_i – радиус-вектор i -того грозового источника;

$\Delta(r - r_i)$ – функция Дирака.

Для атмосферы с экспоненциальной электропроводностью ($\lambda = \lambda_0 \exp \alpha z$) q_{i+} и q_{i-} связаны между собой соотношением:

$$q_{i+} = -q_{i-} \exp[\alpha(z_{i-} - z_{i+})]. \quad (1.25)$$

В модели «классического конденсатора», в которой не учитывается связь электрических процессов в нижних слоях атмосферы с электрическими процессами в ионосфере и магнитосфере, граничные условия для решения уравнения (1.24) имеют вид:

$$\varphi|_{r=r_0} = 0, \quad (1.26)$$

$$\frac{1}{4\pi} \oint_{S_2} \varphi d\Omega = \varphi_\infty, \quad (1.27)$$

где r_0 – радиус Земли;

S_2 – поверхность, лежащая в высокопроводящих слоях атмосферы;

Ω – телесный угол;

$\Omega \varphi_\infty$ – средний потенциал ионосферы.

Вместо условия в (1.27) можно написать следующее условие:

$$\varphi|_{r \rightarrow \infty} = \varphi_\infty \quad \text{или} \quad \varphi|_{r=R} = \varphi_\infty, \quad (1.28)$$

где r – радиус нижней границы ионосферы.

Решение уравнения (1.24) при граничных условиях для атмосферы с ($\lambda = \lambda_0 \exp \alpha(r - r_0)$), $\alpha = 200$ м, можно записать в следующем виде:

$$\varphi(r) = \sum_i q_i G_i + \varphi_\infty \{1 - \exp[-\alpha(r - r_0)]\}, \quad (1.29)$$

$$G_i(r, r_i) = \exp\left(-\frac{\alpha}{2}(r - r_i)\right) \left[\frac{\exp\left(-\frac{\alpha}{2}\rho_i\right)}{\rho_i} - \frac{\exp\left(-\frac{\alpha}{2}\rho'_i\right)}{\rho'_i} \right], \quad (1.30)$$

где G_i – функция Грина;

$\rho_i = |r - r_i|$;

ρ'_i – расстояние от точки наблюдения до заряда изображения.

С помощью полученного решения можно оценить расстояние, до которого простирается влияние грозового источника. Из выражения для функции Грина G_i следует, что это имеет место при $|r - r_i| \gg 2\alpha^{-1}$ или $|r - r_i| \gg 10000$ м. Физически это обусловлено тем, что возникающий в атмосфере поляризационный заряд вследствие неоднородности электропроводности атмосферы экранирует заряд грозового источника. При $\alpha = 0$ этот эффект пропадает и поле заряда кулоновское.

Существует классическая модель глобальной токовой цепи, в которой учитывается орография земной поверхности, разбитой на квадраты со стороной 5° по широте и 5° по долготе. На основе этого рассматривается глобальное распределение гроз. Сопротивление столба атмосферы рассчитывается по 5-градусной сетке и затем суммируется в глобальное сопротивление. Рассчитывается ток, текущий в верхний слой атмосферы от гроз для каждого квадрата сетки, а затем – потенциал ионосферы. Роль горизонтальных электрических полей в модели предполагается малой.

Более строгой в математическом плане является модель Робла-Хейса, в которой также учитывается орография земной поверхности, но вместо допущения эквипотенциальности ионосферы используется условие эквипотенциальности геомагнитных линий в ионосфере и магнитосфере. В этой модели вместо условия (1.27) для решения уравнения (1.24) используется условие:

$$\varphi(\lambda_m, \mu, \hat{\varphi}) = \varphi(\lambda_m, -\mu, \hat{\varphi}), \quad (1.31)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \lambda}(\lambda_m, \mu, \hat{\varphi}) = \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda}(\lambda_m, -\mu, \hat{\varphi}), \quad (1.32)$$

где $\mu = \cos\Theta$;

$\Theta, \hat{\varphi}$ – угловые переменные в сферической системе координат;

λ_m – электропроводность на высоте магнитосферы ($z=105$ км).

Схематически эта модель представлена на рисунке 1.4 [1].



Рисунок 1.4 – Схема модели Робла-Хейса

- область «0» – область тропосферы, в которой учитываются орографические особенности поверхности Земли;
- область «1» – верхняя тропосфера, содержащая грозовые источники;
- область «2» – стратосфера и мезосфера, лежащие выше грозовых источников;
- область «3» – область ионосферы и магнитосферы;
- Н – магнитное поле;

I – электрический ток.

Стационарное моделирование глобальной токовой цепи можно применять при рассмотрении нестационарных процессов, если выполняется условие $T \gg \tau_\lambda$ (T – время, характеризующее электрические процессы, связанные с грозами (изменение токов, текущих от гроз, или число гроз), τ_λ – время электрической релаксации).

Анализ вклада грозовых облаков в глобальную электрическую токовую цепь показал, что ток над грозовыми облаками компенсирует около 30 % тока проводимости в районах не занятых грозами. Если учесть разряжающее действие осадков, то окажется, что токи проводимости над грозами могут скомпенсировать всего лишь около 25 % токов разрядки. Таким образом, можно утверждать, что грозы не являются единственным генератором, поддерживающим заряд Земли [3].

В заключение главы можно сделать выводы, что основными характеристиками, определяющими электрическое состояние атмосферы, являются напряженность электрического поля, плотность электрического поля, плотность электрического заряда, плотность электрического тока, потенциал электрического поля атмосферы и электропроводности атмосферы. Были рассмотрены основные уравнения, описывающие глобальную токовую цепь и модели атмосферно-электрической токовой цепи. Модель Вильсона построена по принципу шарового конденсатора. На Земле сосредоточен отрицательный, а в верхних слоях атмосферы положительный заряды, создающие некоторую разность потенциалов, в результате чего в атмосфере наблюдается электрическое поле. Предполагается, что ток зарядки возникает во всех областях атмосферы, которые заняты грозовыми облаками и в которых электрическое поле имеет направление, обратное направлению, наблюдаемому в областях хорошей погоды. Модель Робла-Хейса является более строгой в математическом плане и учитывает топографию земной поверхности.

2 Приземный электродный эффект

2.1 Электричество приземного слоя

Вблизи поверхности Земли существует область, описание электрических процессов в которой отличается от описания этих процессов в свободной атмосфере. Это область приземного слоя атмосферы, в которой существенное влияние на распределение электрических характеристик оказывают турбулентные процессы обмена, наличие поверхностных источников радиоактивных веществ, свойства подстилающей поверхности, наличие аэрозольных частиц. Поэтому исследования электрических процессов в приземном слое отличаются от аналогичных исследований в свободной атмосфере. Прежде всего, наличие поверхности Земли приводит к образованию вблизи этой поверхности электродного слоя, в котором электропроводность зависит от напряженности электрического поля. Поэтому для ее определения необходимо исходить из следующей системы уравнений [1]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_{\pm}^i}{\partial t} + \operatorname{div}(N_{\pm}^i V) + \operatorname{div}(N_{\pm}^i b_{\pm}^i E) - \operatorname{div} D_{\pm}^i \operatorname{grad} N_{\pm}^i = \\ = v_{\pm}^i(r) - \alpha_{\pm}^i N_{+}^i N_{-}^i + K_{\pm}^i, \end{aligned} \quad (2.1)$$

где N_{\pm}^i – объемная концентрация ионов i группы, $1/\text{м}^3$;

V – гидродинамическая скорость, $\text{м}/\text{с}$;

b_{\pm}^i – подвижность ионов, $\text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$;

D_{\pm}^i – коэффициент молекулярной диффузии, $\text{м}^2/\text{с}$;

v_{\pm}^i – интенсивность ионообразования ионов i группы, $\text{м}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$;

α_{\pm}^i – коэффициенты рекомбинации, $\text{м}^3\cdot\text{с}^{-1}$;

K_{\pm}^i – член, описывающий взаимодействие ионов с ионами других групп и с аэрозольными частицами, $\text{м}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$.

Уравнение (2.1) совместно с уравнениями (1.6)-(1.8), (1.9), (1.13) и соответствующими начальными и граничными условиями образует полную систему уравнений для нахождения распределения E , λ , ρ в приземном слое атмосферы. В общем случае решение такой системы не существует. Рассмотрим два предельных случая: классический и турбулентный электродные эффекты.

2.2 Классический электродный эффект

Классический электродный эффект проявляется в условиях хорошей погоды (то есть при отсутствии ветра, облачности, конвекции, загрязнения) вблизи поверхности Земли. Пренебрегая молекулярной диффузией и рассматривая только легкие ионы, получим следующие уравнения, описывающие классический электродный эффект [1]:

$$\frac{\partial N_+}{\partial t} + \operatorname{div}(N_+ b_+ E) = v_+(r) - \alpha N_+ N_-, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial N_-}{\partial t} + \operatorname{div}(N_- b_- E) = v_-(r) - \alpha N_+ N_-, \quad (2.3)$$

$$\operatorname{div} E = 4\pi e(N_+ - N_-), \quad (2.4)$$

$$\operatorname{rot} E = 0. \quad (2.5)$$

В стационарном $\frac{\partial N_{\pm}}{\partial t} = 0$ одномерном случае при наличии горизонтально-однородной поверхности и зависимости источников ионизации от вертикальной координаты z система уравнений (2.2)-(2.5) приобретает следующий вид:

$$b_+ \frac{d}{dz} N_+ E_z = v_+(z) - \alpha N_+ N_-, \quad (2.6)$$

$$b_- \frac{d}{dz} N_- E_z = v_-(z) - \alpha N_+ N_-, \quad (2.7)$$

$$\frac{dE_z}{dz} = 4\pi e(N_+ - N_-) = 4\pi\rho, \quad (2.8)$$

где E_z – напряженность электрического поля, направленная по оси z , В/м;
 ρ – плотность электрического заряда, Кл/м³.

Для мощных источников ионизации, когда выполняются условия:

$$v_+(z) \gg b_+ \frac{d}{dz} N_+ E_z, \quad v_-(z) \gg b_- \frac{d}{dz} N_- E_z, \quad (2.9)$$

концентрации положительных и отрицательных ионов и электропроводность определяются выражениями:

$$N_+(z) = N_-(z) = \sqrt{\frac{v(z)}{\alpha}}, \quad (2.10)$$

$$\lambda(z) = e \sqrt{\frac{v(z)}{\alpha}} (b_+ + |b_-|). \quad (2.11)$$

В этом случае λ определяется источниками ионизации, а ее изменение с высотой z – интенсивностью ионообразования $v(z)$. Тогда распределение напряженности электрического поля с высотой имеет вид:

$$E_z = \frac{j_0}{\lambda} = \frac{j_0}{e} \sqrt{\frac{\alpha}{v(z)}} (b_+ + |b_-|)^{-1}, \quad (2.12)$$

а распределение плотности электрического заряда представляется формулой:

$$\rho(z) = -\frac{1}{4\pi\lambda^2} j_0 \frac{d\lambda}{dz}, \quad (2.13)$$

где j_0 – плотность электрического тока в атмосфере, А/м².

Так как $j_0 < 0$, плотность электрического заряда $\rho < 0$ при $d\lambda/dz < 0$ и $\rho > 0$ при $d\lambda/dz > 0$, т.е. при мощных источниках ионизации изменение электропроводности λ с высотой z определяет распределение плотности электрического заряда ρ в зависимости от z .

Анализ системы (2.6)-(2.8), основанный на теории размерностей, показывает, что характерная толщина электродного слоя определяется выражением:

$$L = \frac{b_0 E_0}{\sqrt{\alpha}}, \quad (2.14)$$

где $b_0 = \max\{b_+, b_-\}$;

E_0 – напряженность электрического поля вблизи поверхности.

При $E_0 = 100$ В/м, $\nu = 10^7$ м³·с⁻¹, $\alpha = 1.6 \cdot 10^{-12}$ м³/с, $b_0 = 1.5 \cdot 10^{-4}$ м²/(В·с)
 $L \approx 3.8$ м.

Как показывают результаты численных расчетов, на высоте $z \approx 3$ м электродный эффект исчезает и напряженность электрического поля стремится к асимптотическому значению $E_z = E_\infty$. Значение концентрации положительных ионов n_+ внутри электродного слоя приблизительно постоянно.

2.3 Турбулентный электродный эффект

В реальных условиях вблизи поверхности Земли вследствие взаимодействия горизонтального ветра с подстилающей поверхностью и

нагрева поверхности, приводящего к появлению конвективных движений, классический электродный эффект переходит в турбулентный электродный эффект.

Атмосфера находится в непрерывном движении. Отличительная особенность атмосферных движений заключается в том, что движение отдельных частиц воздуха носит неупорядоченный характер. Режим, при котором отдельные частицы жидкости или газа движутся по неправильным, хаотическим траекториям с поперечными и даже попятными по отношению к общему движению перемещениями отдельных малых объемов, носит название турбулентного. При этом режиме скорость движения пульсирует, то есть резко изменяет свое значение и направление в течение коротких промежутков времени. Турбулентное движение атмосферы оказывает большое влияние на состояние атмосферы и физические процессы, протекающие в ней.

Атмосфера практически всегда находится в турбулентном состоянии. Основной причиной турбулизации воздушных течений являются возникающие в атмосфере контрасты в поле ветра и в поле температуры. Различные процессы порождают эти контрасты. К таким процессам следует отнести трение воздушного потока о поверхность Земли и как результат – большие вертикальные градиенты ветра в нижнем слое, деформация воздушных течений горами, неодинаковое нагревание различных участков подстилающей поверхности, что вызывает термическую конвекцию, процессы облакообразования, при которых выделяется тепло конденсации и изменяется характер полей температуры и ветра, взаимодействие воздушных масс различных по своим свойствам, на границе которых очень резко выражены горизонтальные градиенты температуры и ветра, а также наличие инверсионных слоев, на которых могут возникать гравитационные волны, теряющие при определенных условиях устойчивость.

Эти процессы могут действовать одновременно и тем самым усиливать

или ослаблять турбулизацию атмосферы. При классификации турбулентности обычно во внимание принимаются не причины ее возникновения, а особенности развития и выделяют механическую (орографическую) турбулентность, термическую (конвективную) турбулентность и динамическую турбулентность.

Механическая турбулентность является функцией скорости ветра у поверхности Земли, шероховатости земной поверхности, а также взаимного расположения направления ветра и направления хребта.

Термическая (конвективная) турбулентность образуется за счет неравномерного нагрева земной поверхности или при адвекции холодного воздуха на теплую подстилающую поверхность.

Динамическая турбулентность возникает в атмосфере в слоях, где наблюдаются большие вертикальные и горизонтальные сдвиги ветра и температуры. В результате имеющихся в атмосфере градиентов ветра и температуры образуются гравитационные и гравитационно-сдвиговые волны, которые при определенных условиях могут разрушаться и переходить в турбулентные вихри более мелкого масштаба.

Ученых многих стран привлекает проблема турбулентности ясного неба. Под турбулентностью ясного неба понимается турбулентность в свободной атмосфере вне зон конвективной деятельности, а также турбулентность в перистых облаках. Возникновение турбулентности ясного неба в свободной атмосфере обусловлено термодинамическими, а в горных районах – орографическими причинами. Таким образом, в атмосфере на различных уровнях постоянно существуют турбулентные вихри разного масштаба. Эти вихри развиваются, исчезают, перемещаются.

Термогидродинамические процессы в приземном слое носят турбулентный характер, что усложняет описание электрических процессов в этих областях. Один из подходов к описанию электрических процессов при наличии турбулентности состоит в следующем: все известные и неизвестные

величины V , n_{\pm} , ρ , E представляются в виде:

$$N_{\pm} = \langle N_{\pm} \rangle + N'_{\pm}, \quad (2.15)$$

$$V = \langle V \rangle + V', \quad (2.16)$$

$$\rho = \langle \rho \rangle + \rho', \quad (2.17)$$

$$E = \langle E \rangle + E', \quad (2.18)$$

где $\langle N_{\pm} \rangle$, $\langle V \rangle$, $\langle \rho \rangle$, $\langle E \rangle$ – средние значения величины;
 N'_{\pm} , V' , ρ' , E' – их флуктуации.

Средние значения рассматриваемых величин определялись в соответствии с формулой:

$$\langle f \rangle = \frac{1}{T_1} \int_0^{T_1} f(t) dt, \quad (2.19)$$

где f – осредняемая величина;
 T_1 – период осреднения.

Временной масштаб T_1 удовлетворяет условию $\tau \ll T_1 \ll T$, где τ – характерный временной масштаб флуктуации, T – характерный временной масштаб изменения средних величин, $\langle f \rangle = 0$.

Кроме временного усреднения в атмосферном электричестве используется также пространственное усреднение по горизонтальной площади:

$$\langle f \rangle = \frac{1}{S} \int_S f dS, \quad (2.20)$$

Подставим (2.2.13) в (1.2.1)-(1.2.5), (1.2.9), (2.1.1) и усредним соответствующие уравнения, пренебрегая квадратичными членами, а для

членов $\langle n_{\pm}^i V' \rangle$ и $\langle \rho' V' \rangle$ используя представления теории Прандтля:

$$\langle N_{\pm}^i V' \rangle = -K \nabla \langle N_{\pm}^i \rangle, \quad (2.21)$$

$$\langle \rho' V' \rangle = -K \nabla \langle \rho \rangle, \quad (2.22)$$

где K – коэффициент турбулентной диффузии (турбулентного обмена). Тогда получим следующие уравнения, описывающие процессы в условиях турбулентного приземного слоя атмосферы:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \langle N_{\pm}^i \rangle + \operatorname{div} \langle N_{\pm}^i \rangle \langle V \rangle + b_{\pm}^i \operatorname{div} \langle N_{\pm}^i \rangle \langle E \rangle - \operatorname{div} [(K(r) + D_{\pm}^i \nabla \langle N_{\pm}^i \rangle)] = \\ = \langle v_{\pm}(r) \rangle - \alpha_{\pm}^i \langle N_{+}^i \rangle \langle N_{-}^i \rangle, \end{aligned} \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial t} + \operatorname{div} \langle \rho \rangle \langle V \rangle - \operatorname{div} K(r) \operatorname{grad} \langle \rho \rangle + \operatorname{div} \langle \lambda \rangle \langle E \rangle = 0, \quad (2.24)$$

$$\operatorname{div} \langle E \rangle = 4\pi \langle \rho \rangle, \quad (2.25)$$

$$\langle \lambda \rangle = \sum_i e_{\pm}^i \langle N_{\pm}^i \rangle b_{\pm}^i, \quad (2.26)$$

$$\langle \rho \rangle = \sum_i e_{\pm}^i N_{\pm}^i. \quad (2.27)$$

Усреднение по горизонтальной плоскости приводит к аналогичным результатам, только в этом случае система становится одномерной (зависимость только от вертикальной координаты z). Теоретический анализ показывает, что для горизонтально-однородного конвективно-неустойчивого приземного слоя можно использовать следующие представления:

$$K(z) = K_1 z, \quad z < \ell, \quad (2.28)$$

$$K(z) = K_{4/3} z^{4/3}, z > \ell \quad (2.29)$$

где ℓ – масштаб Монина-Обухова.

ℓ

Иногда используют следующее представление для коэффициента турбулентной диффузии:

$$K(z) = K_m z^m, \quad (2.30)$$

где m – число, характеризующее стратификацию приземного слоя.

Суточный ход коэффициента турбулентности может быть аппроксимирован формулой [4]:

$$K(\tau) = K_{max} \left[1.1 + \sin \left(\frac{2 \cdot 3.141592 \cdot \tau}{86400} - \frac{2 \cdot 3.141592}{4} \right) \right]. \quad (2.31)$$

В так называемом случае сильного турбулентного перемешивания, соответствующего выполнению условия $b_{\pm} E_{\infty} \tau / l_m \ll 1$ ($\tau = (\nu \alpha)^{1/2}$, $l_m = (D_m \tau)^{1/(2-m)}$, интенсивность ионообразования $\nu = \text{const}$ и не зависит от высоты z), система уравнений (2.23)-(2.27) в горизонтально-однородном случае сводится к системе:

$$\frac{\partial N_{\pm}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} (K_m z^m \frac{\partial N_{\pm}}{\partial z}) = \nu - \alpha N_{\pm}^2, \quad (2.32)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} - K_m z^m \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + 4\pi \lambda(z) = 4\pi j_0(t), \quad (2.33)$$

$$\rho = \frac{1}{4\pi} \frac{dE}{dz}. \quad (2.34)$$

При $T \gg \tau_\lambda$, $T \gg \tau$ система уравнений может рассматриваться как стационарная:

$$-\frac{d}{dz} \left(K_m z^m \frac{dN_\pm}{dz} \right) = \nu - \alpha N_\pm^2, \quad (2.35)$$

$$-K_m z^m \frac{d^2 E}{dz^2} + 4\pi\lambda(z)E = 4\pi j_0, \quad (2.36)$$

$$\rho = \frac{1}{4\pi} \frac{dE}{dz}, \quad (2.37)$$

$$\lambda(z) = e(b_+ + |b_-|)N_\pm. \quad (2.38)$$

Как показывает анализ, основанный на теории размерности, толщина турбулентного электродного слоя определяется выражением:

$$L_m = (K_m \tau_{\lambda_\infty})^{\frac{1}{2-m}}, \quad (2.39)$$

$$\tau_{\lambda_\infty} = \frac{1}{4\pi\alpha_\infty}, \quad (2.40)$$

$$\lambda_\infty = e(b_+ + |b_-|) \sqrt{\frac{\nu}{\alpha}}. \quad (2.41)$$

Решение системы (2.35)-(2.38) зависит от задания граничных условий. Формулировка общих граничных условий для земной поверхности затруднена из-за многообразия условий (наличие поверхностных радиоактивных источников, травяного покрова, неровностей поверхности). Один из возможных вариантов задания граничных условий, часто используемых при решении системы уравнений (2.23)-(2.27) (в одномерном случае) и системы

(2.35)-(2.38), следующий:

$$N_{\pm}(z = z_0) = 0, N_{\pm}(z \rightarrow \infty) = \sqrt{\frac{\nu}{\alpha}}, \quad (2.42)$$

$$N_{\pm}(z = z_0) = 0, N_{\pm}(z \rightarrow \infty) = \sqrt{\frac{\nu}{\alpha}}, \quad (2.43)$$

$$\frac{dE}{dz} \Big|_{z=z_0} = 0, E(z \rightarrow \infty) = \frac{j_0}{\lambda_{\infty}}, \quad (2.44)$$

где z_0 – параметр шероховатости земной поверхности.

Для напряженности электрического поля также используют другой вариант граничных условий:

$$E(z = z_0) = E_0, E(z \rightarrow \infty) = \frac{j_0}{\lambda_{\infty}}. \quad (2.45)$$

Теоретические модели электрических процессов в приземном слое атмосферы отражают в совокупности временную изменчивость электрических характеристик с временными масштабами, значительно превышающими τ_L ; возможен временной переход, например, от нейтральной стратификации приземного слоя к термически неустойчивой стратификации. Таким образом определяется влияние метеорологических процессов в приземном слое на его электрическое состояние.

Подводя итог главы, можно сказать, что вблизи поверхности земли образуется электродный слой, в котором электропроводность зависит от напряженности электрического поля. Так, при отрицательном заряде на поверхности земли положительные ионы двигаются вниз, а отрицательные вверх. В слое от поверхности Земли до нескольких метров число положительных ионов намного больше отрицательных, что и является

электродным эффектом. В реальных условиях электродный эффект переходит в турбулентный. В результате турбулентных движений часть положительных ионов (как и отрицательных) будет уноситься в вышележащие слои и концентрация ионов у поверхности земли уменьшится.

3 Избирательные свойства поверхности воды

3.1 Возникновение двойного электрического слоя

Двойной электрический слой (ДЭС) на границе вода-атмосфера образуется в результате избирательной адсорбции ионов поверхностью воды. В поверхностном слое жидкости существует слой ориентированных полярных молекул воды, причем молекулы H_2O на поверхности воды ориентированы отрицательными полюсами наружу, а положительными внутрь. Согласно теории Я. И. Френкеля, проникновение отрицательных ионов через двойной электрический слой легче, чем положительных [5]. Это объясняется тем, что под влиянием электрического поля ориентированных диполей, попадающие на водную поверхность отрицательно заряженные ионы начинают двигаться внутрь жидкости, а положительные ионы остаются на поверхности и могут испаряться, также как и нейтральные молекулы воды [6]. В результате различия энергетических затрат на преодоление поверхностного слоя ионами противоположных зарядов по обе стороны от водной поверхности происходит формирование областей с электрическим зарядом противоположного знака, и равного значения, то есть на поверхности возникает ДЭС. В нормально ионизированном воздухе толщина ДЭС около 1 мм.

Первые предположения об образовании ДЭС были сделаны Квинке. Строение ДЭС впервые было представлено Гельмгольцем и Перреном по аналогии со строением плоского конденсатора. Согласно их представлениям, на границе соприкасающихся фаз заряды располагаются в виде двух рядов разноименных ионов: ряд потенциалопределяющих ионов на расстоянии, равном их радиусу в несольватированном состоянии, и прилегающий к нему ряд противоионов. Толщина электрического слоя близка к молекулярным размерам или размерам сольватированных ионов. Потенциал слоя снижается в

пределах его толщины линейно до нуля. Поверхностный заряд q_s определяется уравнением:

$$q_s = \frac{\varepsilon_a}{\delta} \varphi_0 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{\delta} \varphi_0. \quad (3.1)$$

Подобное строение ДЭС возможно при отсутствии теплового движения ионов. В реальных же условиях распределение зарядов на границе раздела фаз в первом приближении определяется соотношением сил электростатического притяжения ионов, зависящего от электрического потенциала φ_0 и теплового движения ионов, стремящихся равномерно распределиться во всем объеме жидкой или газообразной фазы. К такому выводу независимо друг от друга пришли Гуи и Чепмен. Они предположили, что ДЭС имеет диффузионное (размытое) строение и все противоионы находятся в диффузионной его части – в диффузионном слое. Поскольку притяженность диффузионного слоя определяется кинетической энергией ионов, то области в температур, близких к абсолютному нулю, все противоионы будут находиться в непосредственной близости к потенциалоопределяющим ионам.

Современная теория строения ДЭС, предложенная Штерном и иллюстрируемая рисунком 3.1, обобщает две предыдущие теории ГельмгольцаПеррена и ГуиЧепмена [7].

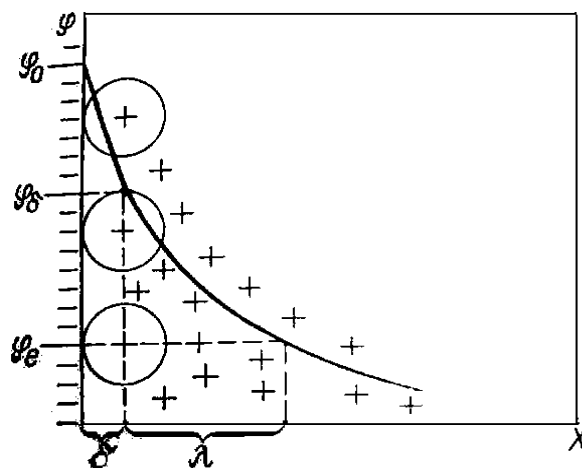


Рисунок 3.1 – Двойной электрический слой и изменение в нем потенциала

$\varphi_0, \varphi_\delta, \varphi_\lambda$ – электрический потенциал соответственно ДЭС, диффузионного слоя и диффузионного слоя на расстоянии, равном λ ;
 δ – толщина адсорбционного слоя;
 λ – толщина диффузионного слоя.

Согласно этой теории в жидкости располагается ряд ионов одного знака, а в прилегающем воздухе часть ионов противоположного знака (противоионов) расположена в адсорбционном слое (слой Гельмгольца) толщиной $\delta_{\text{АДС}}$, которая равна радиусу гидратированных ионов, его составляющих. А другая часть противоионов образует диффузионный слой (слой Гуи), в котором концентрация ионов изменяется по экспоненциальному закону по мере удаления от поверхности воды.

Потенциал в адсорбционном слое убывает линейно, а в диффузионном слое по экспоненциальному закону. За толщину диффузионного слоя принимают расстояние, на котором потенциал убывает в e (2.718...) раз.

При уменьшении температуры хаотическое движение ионов замедляется, и толщина диффузионного слоя уменьшается вплоть до толщины адсорбционного слоя.

3.2 Избирательные свойства водной поверхности

Поверхностью воды захватываются только ионы, у которых кинетическая энергия больше значения потенциального барьера A . На границах такого двойного электрического слоя скачок потенциала равен -0.26 В, а толщина слоя равна $5 \cdot 10^{-9}$ м [6]. Потенциал -0.26 В был выбран из экспериментальных результатов Чалмерса и Пасквила, которые в лаборатории измеряли равновесные потенциалы на капле воды. Окислительный потенциал для воды, в которой одинаковое количество положительных и отрицательных ионов, равен -0.4 В. В нормально ионизированной атмосфере больше положительных, чем отрицательных ионов. Типичное соотношение $\frac{N_+}{N_-} = 1.2$ ниже равновесного потенциала на $1/3$ и совпадает с результатами Чалмерса и Пасквила [8].

Из-за наличия избирательных свойств водной поверхности при одинаковой проводимости положительных и отрицательных ионов в атмосфере, поверхность воды будет заряжаться отрицательно. Применительно к облачным каплям, Н.Шишкиным [6] было показано, что только в случае, когда проводимость положительных ионов примерно в два раза превышает проводимость отрицательных ионов, заряд водной поверхности становится равным нулю.

Влияние двойного электрического слоя на заряженные частицы нейтрализуется при избыточном отрицательном заряде воды, который создает электрическое поле, равное по модулю и противоположное по направлению электрическому полю двойного слоя.

В равновесном состоянии скачок потенциала в ДЭС на поверхности капли компенсируется электрическим полем отрицательного заряда капли:

$$\varphi_B = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (3.2)$$

где φ_B – скачок потенциала в ДЭС, В

Отсюда, значение равновесного заряда капли равно:

$$Q = 4\pi\epsilon_0\varphi_B r, \quad (3.3)$$

Скачок потенциала в ДЭС определяется выражением:

$$U_B = \frac{\rho_B \bar{\rho} l_D}{m_{H_2O} \epsilon_0}, \quad (3.4)$$

где ρ_B – плотность воды, равная 1000 кг/м^3 ;

$\bar{\rho}$ – средний дипольный момент молекулы воды, равный $6.19 \cdot 10^{-30} \text{ Кл}\cdot\text{м}$;

l_D – толщина ДЭС, м;

m_{H_2O} – масса молекулы воды, равная $2.99 \cdot 10^{-26} \text{ кг}$.

На ионы действует электростатическая сила:

$$F = \frac{Qq}{4\pi r^2 \epsilon_0}, \quad (3.5)$$

где F – электростатическая сила, Н;

при этом напряженность электрического поля равна:

$$E = \frac{Q}{4\pi r^2 \epsilon_0}, \quad (3.6)$$

где E – напряженность электрического поля, В/м;

и, следовательно, потенциал поля равен:

$$\varphi = \frac{Q}{4\pi \epsilon_0}, \quad (3.7)$$

Потенциальная энергия положительно заряженного иона равна:

$$W = \frac{Qq}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (3.8)$$

где W – потенциальная энергия положительно заряженного иона, Дж.

Следовательно, в соответствии со знаком Больцмана, распределение ионов в потенциальном поле вокруг капли описывается формулой:

$$N_{\pm}(r) = N_{\pm}(\infty) \exp\left(-\frac{Qq_{\pm}}{4\pi\epsilon_0 rkT}\right), \quad (3.9)$$

где $N_{\pm}(r)$ – концентрация ионов у поверхности капли, м^{-3} ;

$N_{\pm}(\infty)$ – концентрация ионов на большом удалении от поверхности капли, м^{-3} .

Формула (1.4.8) может быть записана отдельно для концентрации положительных и отрицательных ионов с учетом избирательных свойств поверхности воды:

$$N_{+} = N_{+}(\infty) \exp\left(\frac{-Qq_{+}}{4\pi\epsilon_0 kT} - \frac{A}{kT}\right), \quad (3.10)$$

$$N_{-} = N_{-}(\infty) \exp\left(\frac{-Qq_{-}}{4\pi\epsilon_0 kT}\right), \quad (3.11)$$

Скорость изменения электрического заряда капли:

$$\begin{aligned} \frac{dQ}{dt} = & q_{+}\pi r^2 \bar{V}_{+} N_{+}(\infty) \exp\left(\frac{-Qq_{+}}{4\pi\epsilon_0 kT}\right) \exp\left(\frac{-A}{kT}\right) + \\ & + q_{-}\pi r^2 \bar{V}_{-} N_{-}(\infty) \exp\left(\frac{-Qq_{-}}{4\pi\epsilon_0 kT}\right), \end{aligned} \quad (3.12)$$

В равновесном состоянии $\left(\frac{dQ}{dt} = 0\right)$ из предыдущей формулы может быть получено выражение для определения равновесного значения заряда капли ($q_+ = q_-$):

$$Q = \frac{2\pi\epsilon_0 kT}{q_+} \left\{ \ln \left[\frac{\bar{V}_+ N_+(\infty)}{\bar{V}_- N_-(\infty)} \right] - \frac{A}{kT} \right\}. \quad (3.13)$$

В данной главе был рассмотрен процесс образования ДЭС. В реальных условиях ДЭС имеет диффузионное строение. Поверхность воды заряжена отрицательно, а в прилегающем воздухе часть противоионов находится в адсорбционном слое, а другая часть образует диффузионный слой. При уменьшении температуры хаотическое движение ионов замедляется, и толщина диффузионного слоя уменьшается вплоть до толщины адсорбционного слоя. Например, в облачных каплях, когда проводимость положительных ионов примерно в два раза превышает проводимость отрицательных ионов, заряд водной поверхности становится равным нулю.

В качестве источника зарядки Земли можно предположить, что существует ток, связанный с процессом испарения водяного пара с поверхности океана, который практически не меняется в течение суток. Но проверка этой гипотезы не являлась предметом данного исследования.

4 Моделирование глобальных суточных вариаций электрического поля Земли

4.1 Исходные данные для анализа

Более ста лет назад на судне «Карнеджи» были получены данные напряженности электрического поля над разными областями океана, представленные в таблицах 4.1 и 4.2.

Для наглядного представления данных построен рисунок 4.1.

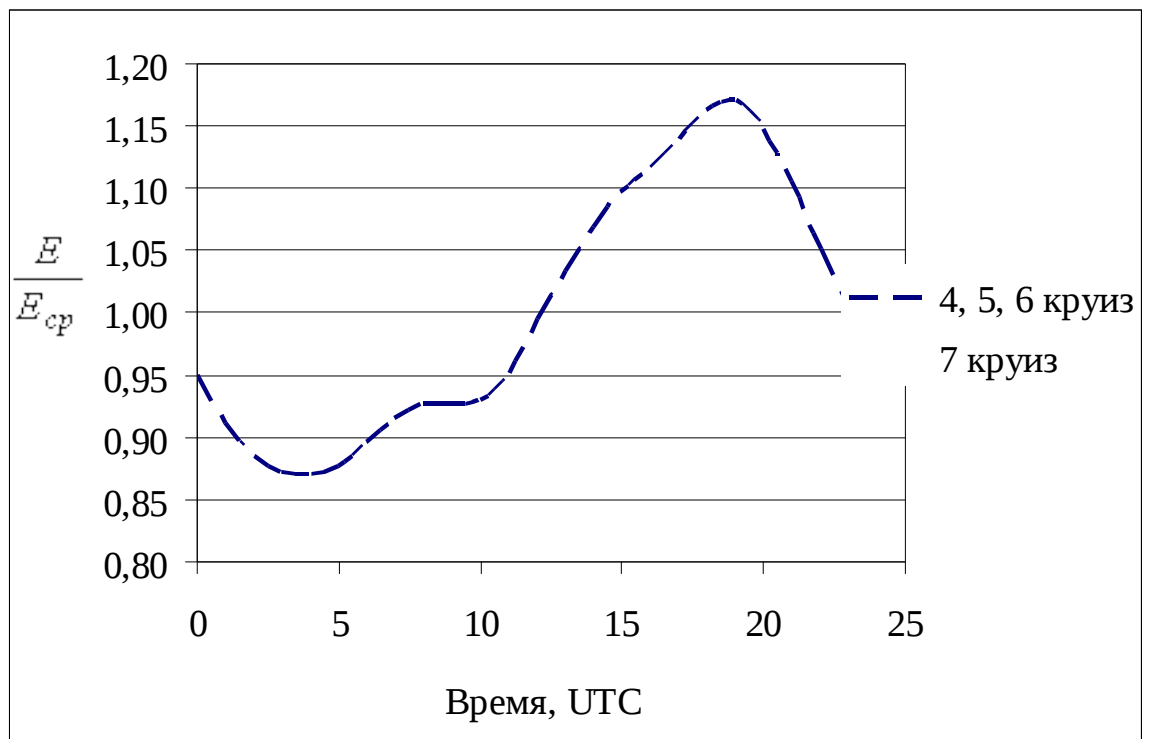


Рисунок 4.1 – График суточного хода напряженности электрического поля над океаном, осредненной за год

Из рисунка 4.1 видно, что максимум напряженности электрического поля отмечается в 19-20 часов, а минимум – около 4 часов.

Таблица 4.1 – Напряженность электрического поля Земли по данным измерений с судна «Карнеджи» (4, 5, 6 круиз)

Судно «Карнеджи» (4, 5, 6 круиз)					
Время, UTC	Напряженность электрического поля, В/м				
	февраль – апрель	май – июль	август – октябрь	ноябрь – январь	год
0	-116,7	-104,7	-112,2	-110,3	-110,2
1	-119,5	-97,3	-104,1	-104,8	-105,6
2	-118,2	-93,2	-100,1	-102,1	-102,6
3	-117,1	-90,8	-96,7	-102,8	-101,1
4	-117,1	-91,1	-94,7	-104,1	-101,0
5	-116,7	-93,9	-94,7	-104,8	-101,8
6	-119,1	-96,6	-97,4	-105,5	-103,9
7	-120,5	-100,7	-100,8	-106,2	-106,2
8	-120,5	-102,4	-102,8	-107,3	-107,4
9	-120,5	-100,0	-104,1	-108,3	-107,4
10	-121,8	-96,6	-104,8	-111,7	-107,9
11	-128,3	-93,2	-105,5	-117,2	-110,2
12	-138,7	-91,2	-108,8	-125,5	-115,2
13	-146,7	-92,5	-112,2	-131,0	-119,8
14	-151,4	-97,3	-114,9	-135,2	-123,8
15	-154,8	-102,7	-118,2	-137,2	-127,3
16	-154,1	-108,8	-121,3	-137,2	-129,4
17	-153,5	-113,5	-127,6	-137,2	-132,0
18	-154,1	-114,2	-136,4	-138,6	-134,8
19	-151,4	-113,5	-141,7	-140,7	-135,8
20	-142,7	-114,8	-137,7	-140,7	-133,0
21	-136,6	-114,8	-131,0	-133,8	-128,1
22	-127,2	-113,5	-124,3	-126,2	-121,9
23	-120,5	-110,8	-120,2	-117,2	-116,3

Таблица 4.2 – Напряженность электрического поля Земли по данным измерений с судна «Карнеджи» (7 круиз)

Судно «Карнеджи» (7 круиз)					
Время, UTC	Напряженность электрического поля, В/м				
	февраль – апрель	май – июль	август – октябрь	ноябрь – январь	год
0	-127,2	-124,5	-112,5	-123,7	-122,0
1	-126,5	-114,4	-107,1	-118,4	-116,6
2	-122,5	-106,3	-104,4	-115,7	-112,2
3	-119,2	-102,2	-103,7	-115,0	-110,0
4	-119,8	-102,9	-105,1	-117,0	-111,2
5	-122,5	-102,2	-109,1	-121,7	-113,9
6	-123,8	-103,6	-110,4	-127,1	-116,2
7	-125,2	-105,6	-113,1	-127,1	-117,8
8	-128,5	-105,6	-115,2	-128,4	-119,4
9	-130,1	-104,9	-113,8	-130,5	-119,8
10	-130,5	-103,6	-113,8	-131,1	-119,8
11	-132,8	-99,5	-115,2	-133,8	-120,3
12	-140,6	-102,6	-117,2	-139,9	-125,1
13	-149,3	-111,0	-119,9	-147,9	-132,0
14	-158,7	-119,8	-121,2	-156,0	-138,9
15	-161,3	-122,5	-123,2	-162,1	-142,3
16	-159,3	-126,6	-124,6	-163,0	-143,4
17	-156,0	-133,3	-128,0	-166,1	-145,8
18	-157,6	-134,7	-133,3	-170,8	-149,1
19	-161,3	-135,4	-136,0	-171,5	-151,1
20	-158,0	-140,8	-137,4	-165,4	-150,4
21	-149,3	-139,4	-137,4	-153,3	-144,9
22	-141,9	-133,3	-132,0	-142,6	-137,5
23	-133,9	-133,3	-122,6	-131,8	-130,4

4.2 Численная модель глобальных электрических токов

По этим данным можно рассчитать заряд Земли по формуле:

$$Q = 4\pi r^2 \epsilon_0 E, \quad (4.1)$$

где Q – заряд Земли, Кл;

r – радиус Земли, равный 6370000 м;

ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, равная $8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м;

E – напряженность электрического поля, В/м.

Зная зависимость электрического тока от времени, можно рассчитать значения суммарного электрического тока по формуле:

$$\frac{dQ}{d\tau} = 4\pi r_s^2 \epsilon_0 \frac{dE}{d\tau}. \quad (4.2)$$

Для построения модели производился расчет тока проводимости над сушей по всему земному шару. Участки поверхности, занятые сушей, определялись с помощью карты рельефа ETOPO2, представленной на рисунке 4.2.

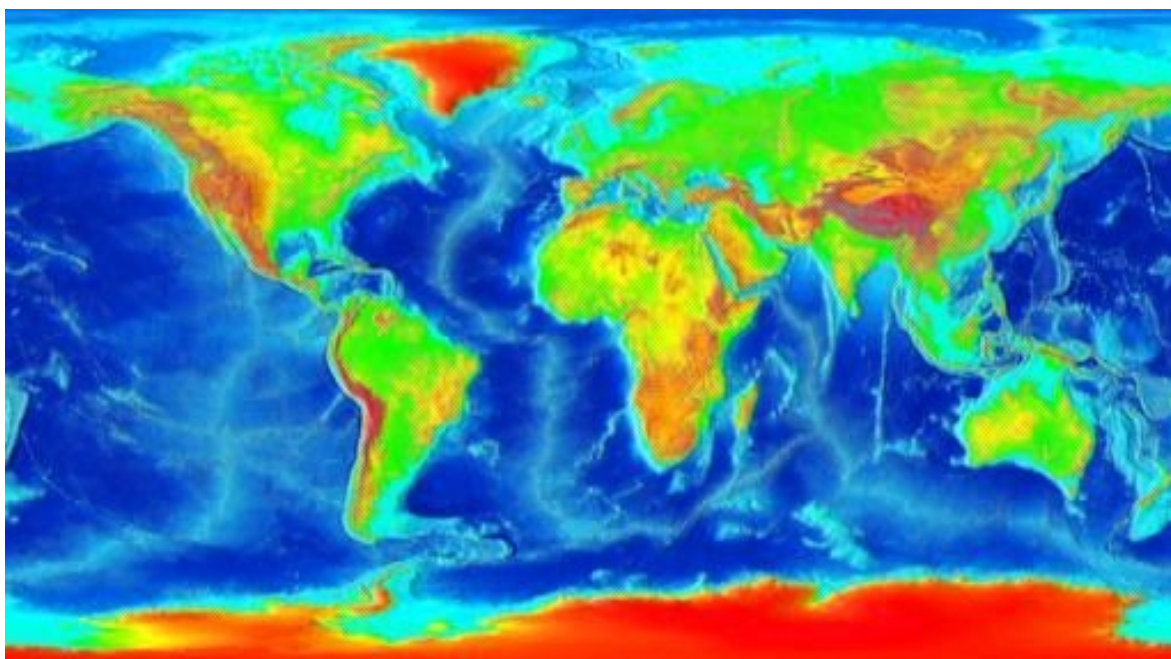


Рисунок 4.2 – Карта рельефа земной поверхности по данным проекта ETOPO2

Для описания зависимости тока проводимости от турбулентности можно использовать экспоненциальную или степенную функции, проиллюстрированные на рисунке 4.3.

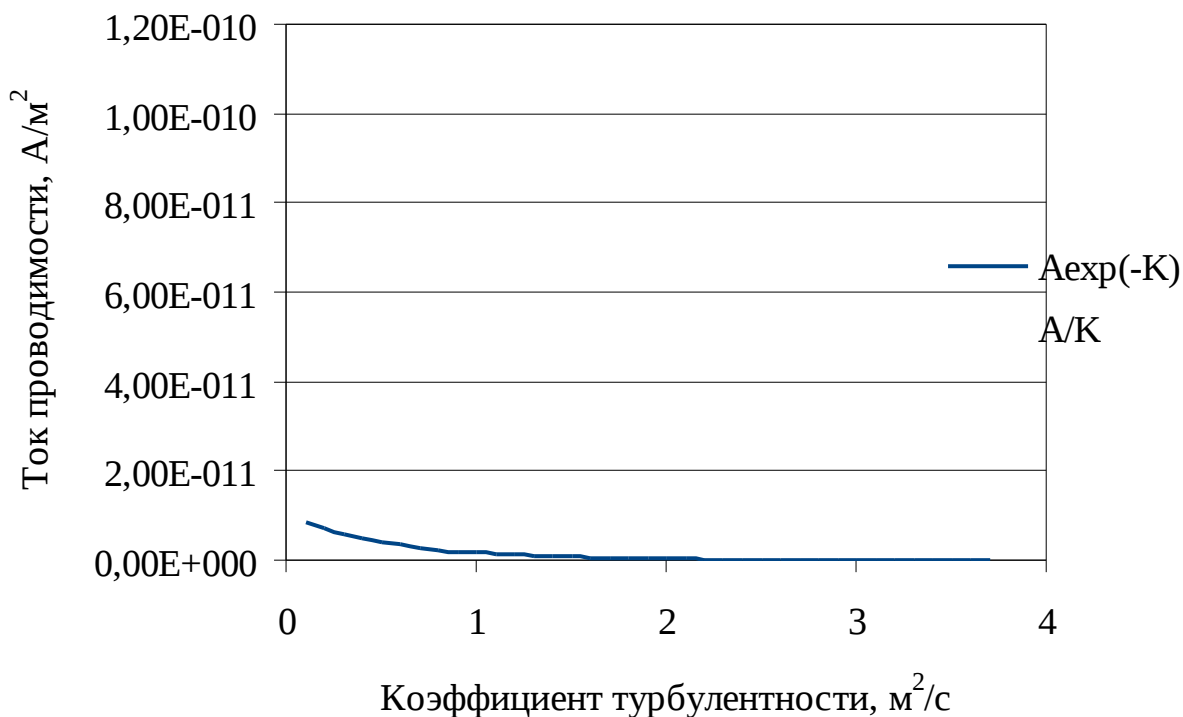


Рисунок 4.3 – Зависимость тока проводимости от турбулентности

При построении модели для описания зависимости использовалась степенная функция:

$$j = 10^{-12} \cdot K^{-0.7}, \quad (4.3)$$

где j – ток проводимости, А/м²;

K – коэффициент турбулентности, м²/с.

По данным измерений коэффициент турбулентности у поверхности Земли имеет суточный ход, представленный на рисунке 4.4 [9]:

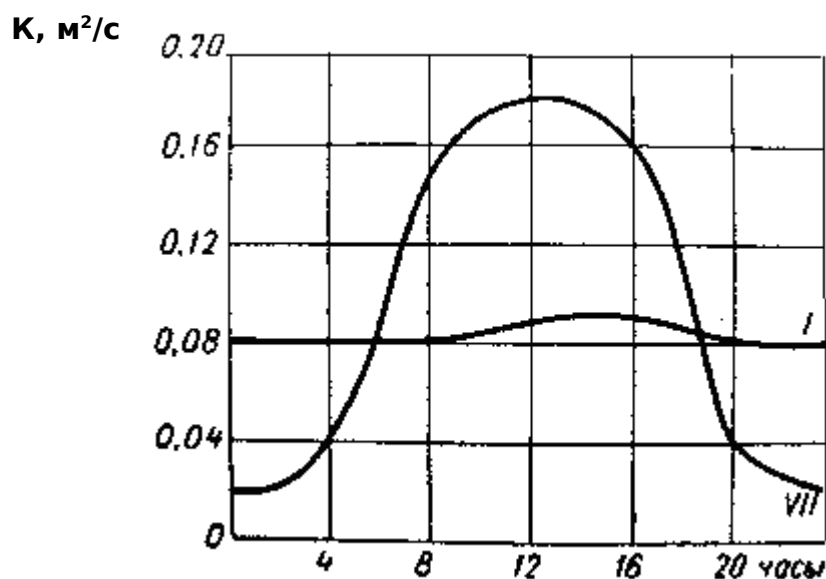


Рисунок 4.4 – Зависимость коэффициента турбулентности от времени

Из рисунка видно, что максимум коэффициента турбулентности в январе месяце приходится на 14 часов, а в июле – на 12-13 часов.

В процессе моделирования была использована зависимость коэффициента турбулентности от времени и широты места через высоту Солнца, описываемая формулой:

$$K = K_{mean} + \frac{A}{2} \cdot \sin(h), \quad (4.4)$$

где $K_{mean} = 0.5$, среднее значение коэффициента турбулентности, м²/с;

$A = 0.9$, амплитуда суточного хода значений коэффициента турбулентности, м²/с;

$\sin(h)$ – синус высоты Солнца.

Для дней зимнего и летнего солнцестояния (22 декабря и 22 июня соответственно) суточный ход коэффициента турбулентности по данным, полученным в результате моделирования, представлен на рисунке 4.5.

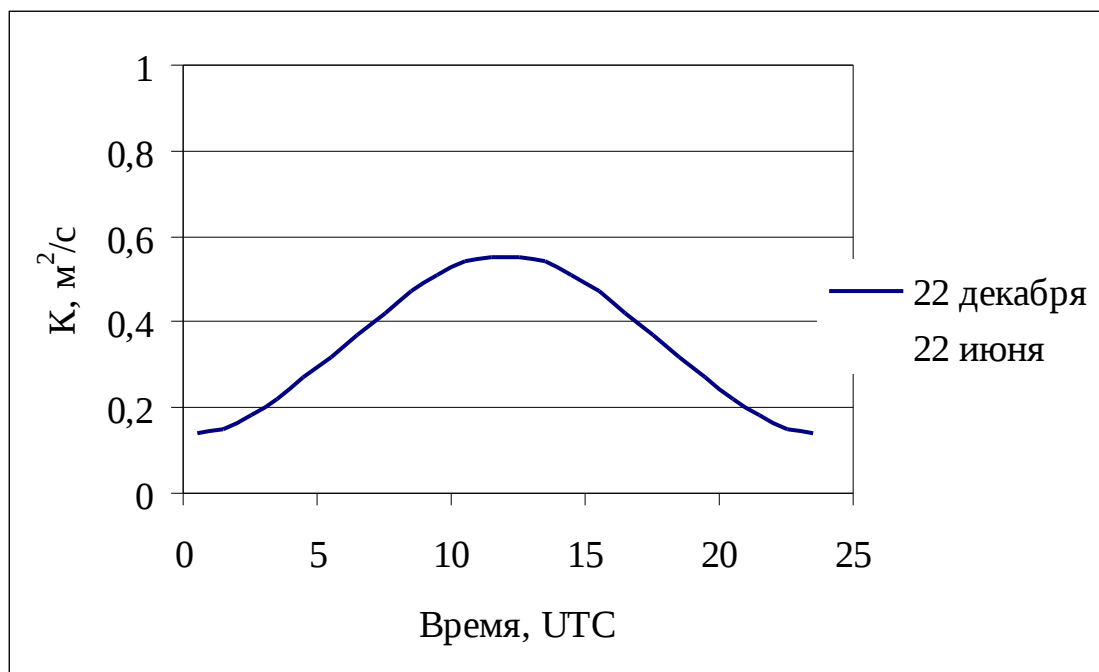


Рисунок 4.5 – Зависимость коэффициента турбулентности от времени

При сравнении экспериментальных данных и данных модели видно, что время наступления максимумов практически совпадает.

Синус высоты Солнца по местному времени рассчитан по формуле [10]:

$$\sin(h) = \sin(Y) \cdot \sin(d) + \cos(Y) \cdot \cos(d) \cdot \cos(t), \quad (4.5)$$

где $\sin(h)$ – синус высоты Солнца, градус;

Y – широта, градус;

d – склонение Солнца, градус;

t – часовой угол Солнца, градус.

Максимальная высота Солнца в полдень. В областях с полярной ночью считаем коэффициент турбулентности постоянным и равным $0.02 \text{ м}^2/\text{с}$.

Местное солнечное время было найдено по формуле:

$$\tau = UTC + \frac{24X}{360} - 12, \quad (4.6)$$

где τ – местное солнечное время, час;

UTC – мировое время, час;

X – долгота, градус.

Для расчета тока конвекции в модели использовалась следующая формула:

$$j_{conv} = j_{conv_{max}} \cdot \sin^2(h_{max}) \cdot \exp\left[-\frac{(\tau - \tau_{max})^2}{2\sigma^2}\right], \quad (4.7)$$

где j_{conv} – плотность тока конвекции, А/м²;

$j_{conv_{max}}$ = $5 \cdot 10^{-12}$, максимальное значение плотности тока конвекции, А/м²;

$\sin(h_{max})$ – максимальное значение синуса высоты Солнца, градус;

τ – местное солнечное время, час;

τ_{max} = 0.0, время максимального тока конвекции, час;

σ = 1.5, коэффициент в функции зависимости плотности тока конвекции от времени, час.

В формуле расчета тока конвекции (4.7) можно использовать различные показатели степени синуса высоты Солнца. Ток конвекции, рассчитанный при $\sin^1(h_{max})$, $\sin^2(h_{max})$, $\sin^3(h_{max})$ для 22 июня, представлен на графике 4.6.

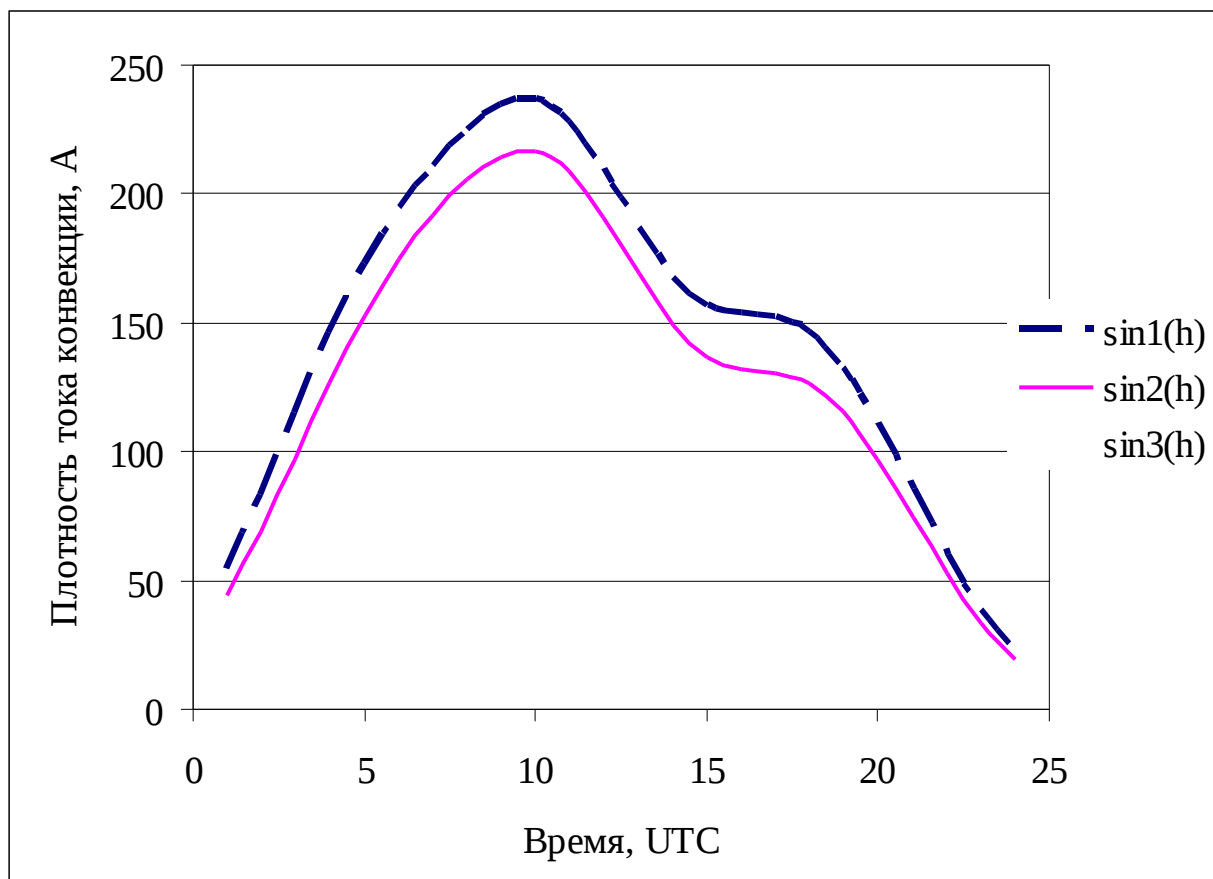


Рисунок 4.6 – Зависимость тока конвекции от мирового времени при разных величинах синуса высоты Солнца

Зависимость тока конвекции от времени при его максимальном значении в полдень, представлена на рисунке 4.7.

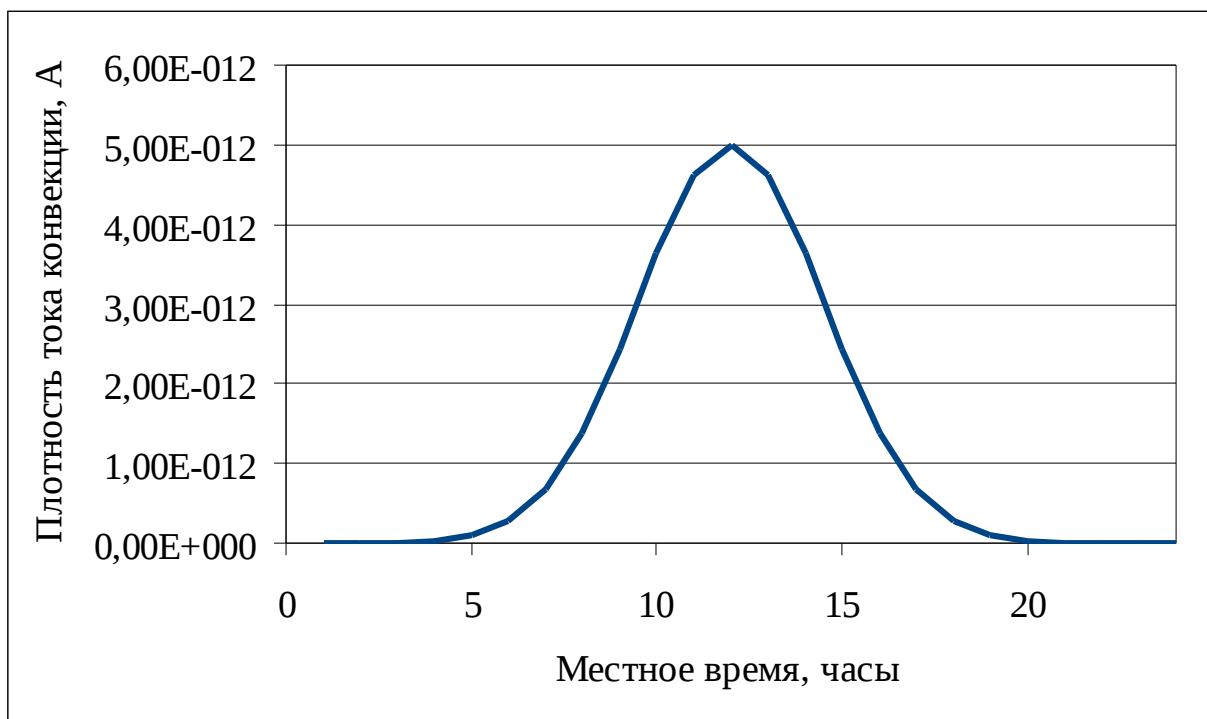


Рисунок 4.7 – Зависимость тока конвекции от времени

Листинг программы на языке Java, предназначенной для численного моделирования глобальных электрических токов, представлен в Приложении А.

4.3 Результаты численного моделирования

По данным измерений на судне «Карнеджи» рассчитывался суммарный ток по формуле 4.2, ток проводимости по формуле 4.3 и ток конвекции по формуле 4.7.

Таблица 4.3 – Результаты моделирования за ноябрь-январь

Время, UTC	Суммарный ток, А		Ток проводимости, А	Ток конвекции, А
	«Карнеджи», круиз 4, 5, 6	«Карнеджи», круиз 7		
0,5	8,6	10,1	1056,2	-101,2
1,5	6,9	6,7	975,8	-20,8
2,5	3,5	3,4	930,4	24,6
3,5	-0,9	0,8	924,0	31
4,5	-1,7	-2,5	932,9	22,1
5,5	-0,9	-5,9	934,5	20,5
6,5	-0,9	-6,7	915,6	39,4
7,5	-0,9	0,0	870,6	84,4
8,5	-1,4	-1,7	815,5	139,5
9,5	-1,2	-2,5	773,4	181,6
10,5	-4,3	-0,8	751,9	203,1
11,5	-6,9	-3,4	750,2	204,8
12,5	-10,4	-7,6	767,3	187,7
13,5	-6,9	-10,1	803,7	151,3
14,5	-5,2	-10,1	859,8	95,2
15,5	-2,6	-7,6	932,6	22,4
16,5	0,0	-1,2	1008,7	-53,7
17,5	0,0	-3,9	1064,7	-109,7
18,5	-1,7	-5,9	1096,3	-141,3
19,5	-2,6	-0,8	1118,4	-163,4
20,5	0,0	7,6	1147,4	-192,4
21,5	8,6	15,2	1174,3	-219,3
22,5	9,5	13,5	1172,7	-217,7
23,5	11,2	-0,6	1131,4	-176,4

Для наглядного представления по данным наблюдений построена зависимость суммарного тока от времени ноябрь-январь, представленная на рисунке 4.8.

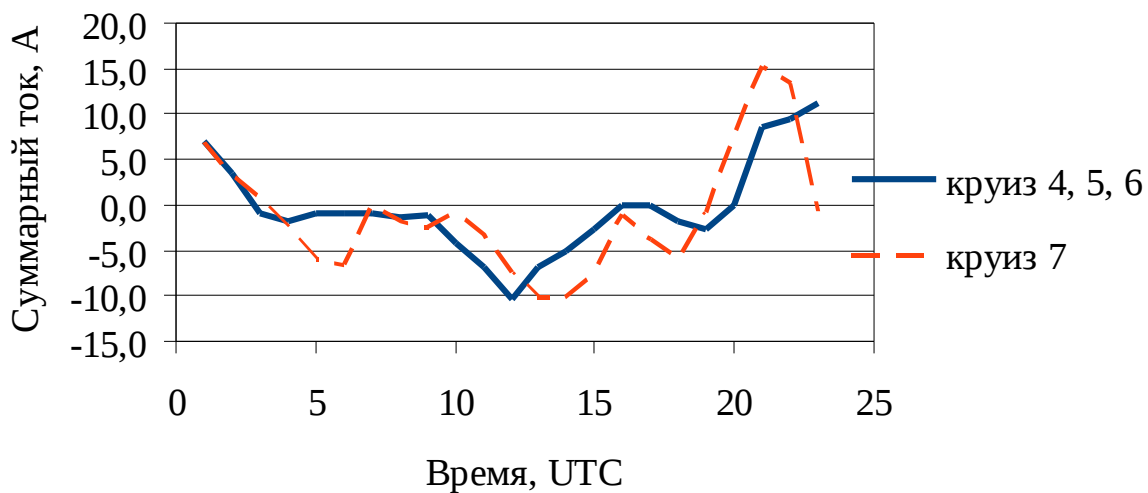


Рисунок 4.8 – График зависимости суммарного электрического тока от времени (ноябрь-январь)

В результате численного моделирования были получены зависимости токов проводимости и конвекции от времени, проиллюстрированные на рисунках 4.9 и 4.10 соответственно.

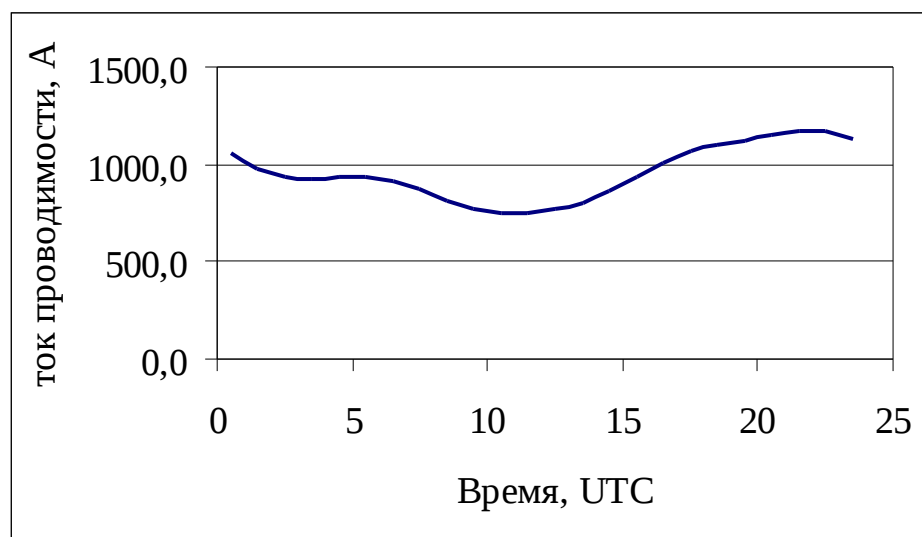


Рисунок 4.9 – График зависимости тока проводимости от времени (ноябрь-январь)

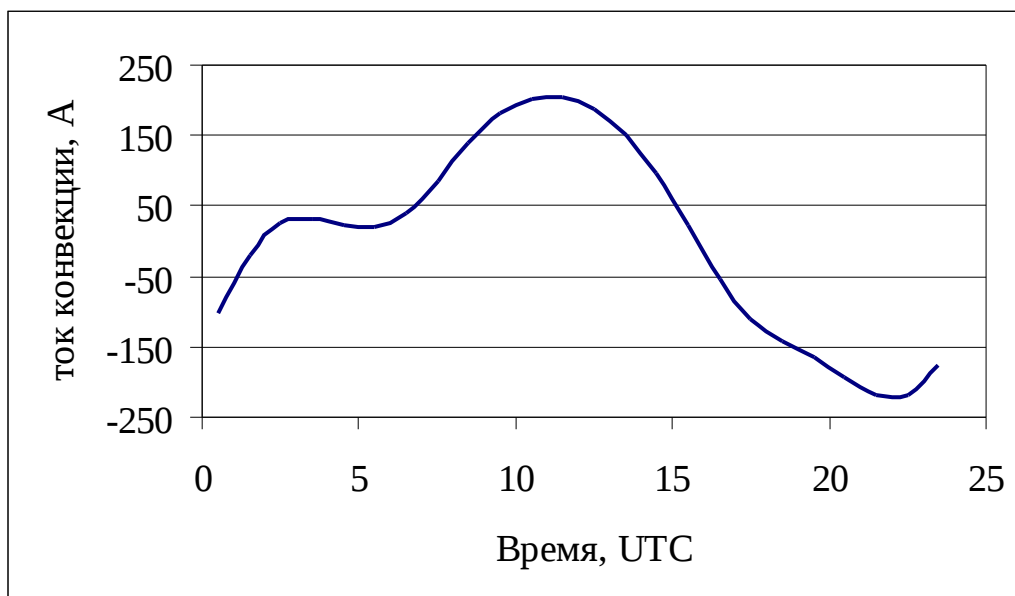


Рисунок 4.10 – График зависимости тока конвекции от времени (ноябрь-январь)

За период ноябрь-январь была рассчитана корреляционная связь между суммарным током и током проводимости, приведенная на рисунке 4.11.

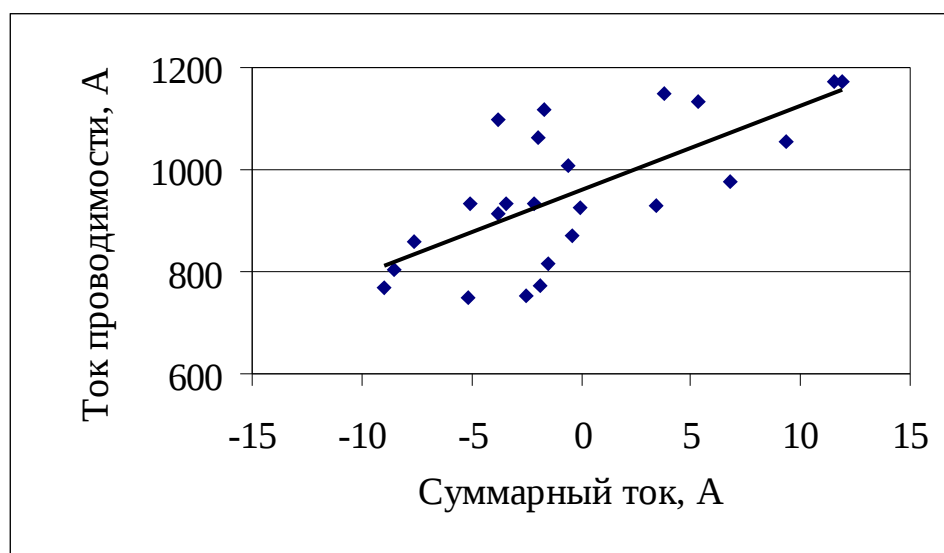


Рисунок 4.11 – Корреляционная связь между суммарным током и током проводимости (ноябрь-январь)

Таблица 4.4 – Результаты моделирования за май-июль

Время, UTC	Суммарный ток, А		Ток проводимости, А	Ток конвекции, А
	«Карнеджи», круиз 4, 5, 6	«Карнеджи», круиз 7		
0,5	7,6	12,7	1020,3	108,8
1,5	9,3	10,2	1009	165,8
2,5	5,1	5,1	1032,7	229,6
3,5	3,0	-0,8	1062,1	292
4,5	-0,3	0,8	1046,9	346,2
5,5	-3,6	-1,7	984,7	389,2
6,5	-3,4	-2,5	920	422,8
7,5	-5,1	0,0	874,7	449,8
8,5	-2,2	0,8	846,8	468,6
9,5	3,0	1,7	832,3	473
10,5	4,2	5,1	829,6	456,4
11,5	4,2	-3,9	839,8	420
12,5	2,5	-10,5	866,1	374,4
13,5	-1,7	-11,0	910,8	335,6
14,5	-5,9	-3,4	959,5	313,4
15,5	-6,8	-5,1	981,5	306,8
16,5	-7,6	-8,5	973,4	304,6
17,5	-5,9	-1,7	960,1	293,2
18,5	-0,8	-0,8	961,3	265,6
19,5	0,8	-6,8	982,9	222,4
20,5	-1,7	1,7	1026,2	170,8
21,5	0,0	7,6	1076,3	120,2
22,5	1,7	0,0	1093,3	77,6
23,5	3,4	-0,5	1060,5	46

Для наглядного представления по данным наблюдений построена зависимость суммарного тока от времени за летние месяцы (май-июль), представленная на рисунке 4.12.

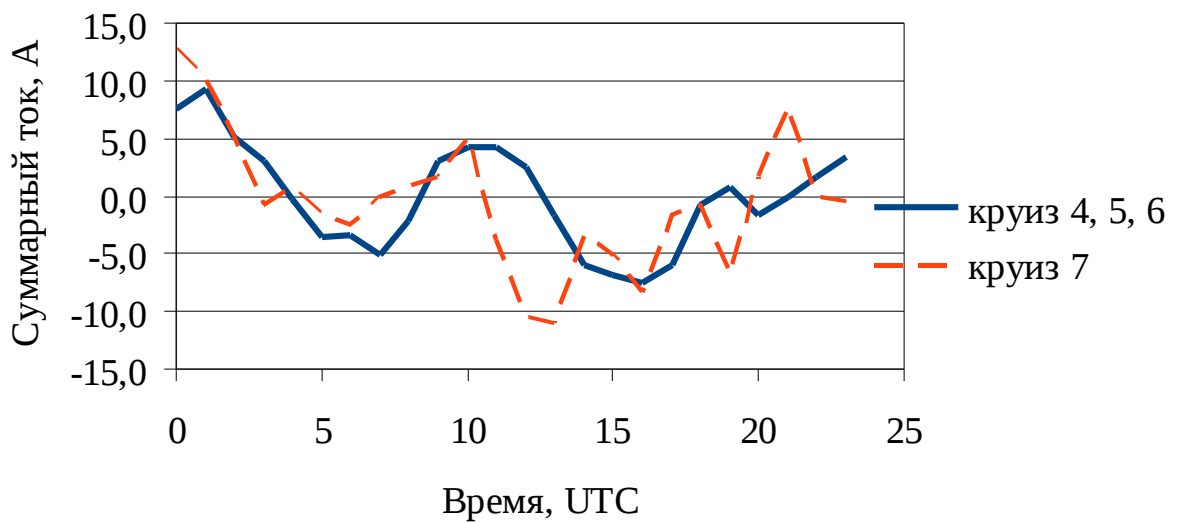


Рисунок 4.12 – График зависимости суммарного электрического тока от времени (май-июль)

В результате численного моделирования были получены зависимости токов проводимости и конвекции от времени, проиллюстрированные на рисунках 4.13 и 4.14 соответственно.

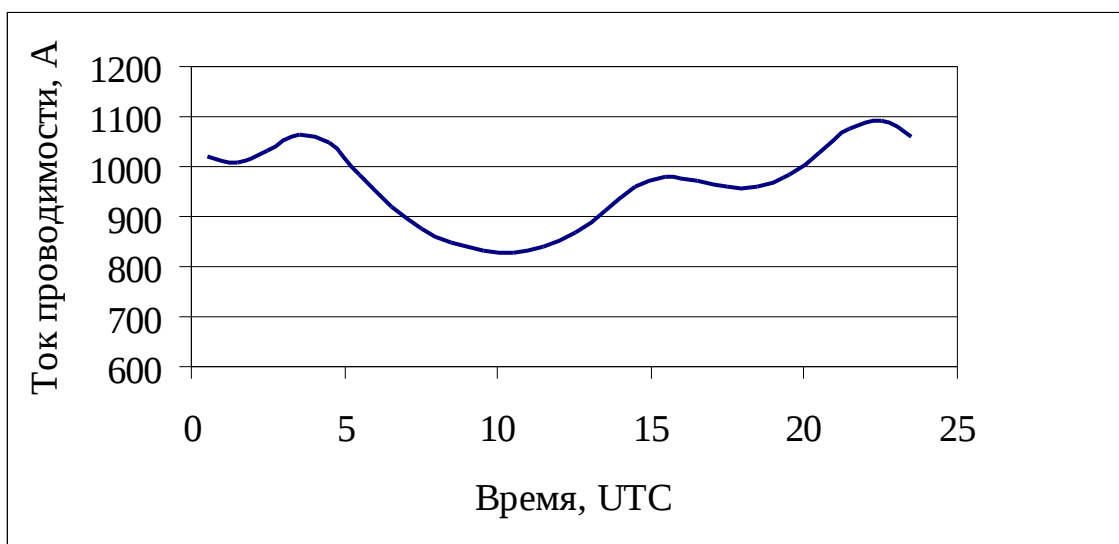


Рисунок 4.13 – График зависимости тока проводимости от времени (май-июль)

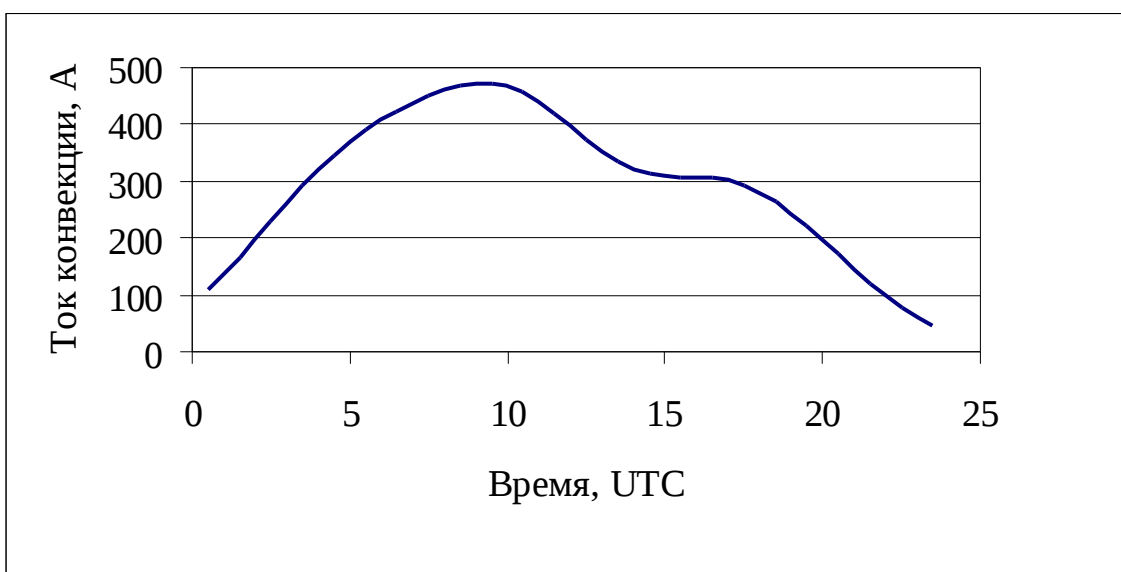


Рисунок 4.14 – График зависимости тока конвекции от времени (май-июль)

По данным суммарного тока и тока проводимости за период май-июль построена корреляционная связь, изображенная на рисунке 4.15.

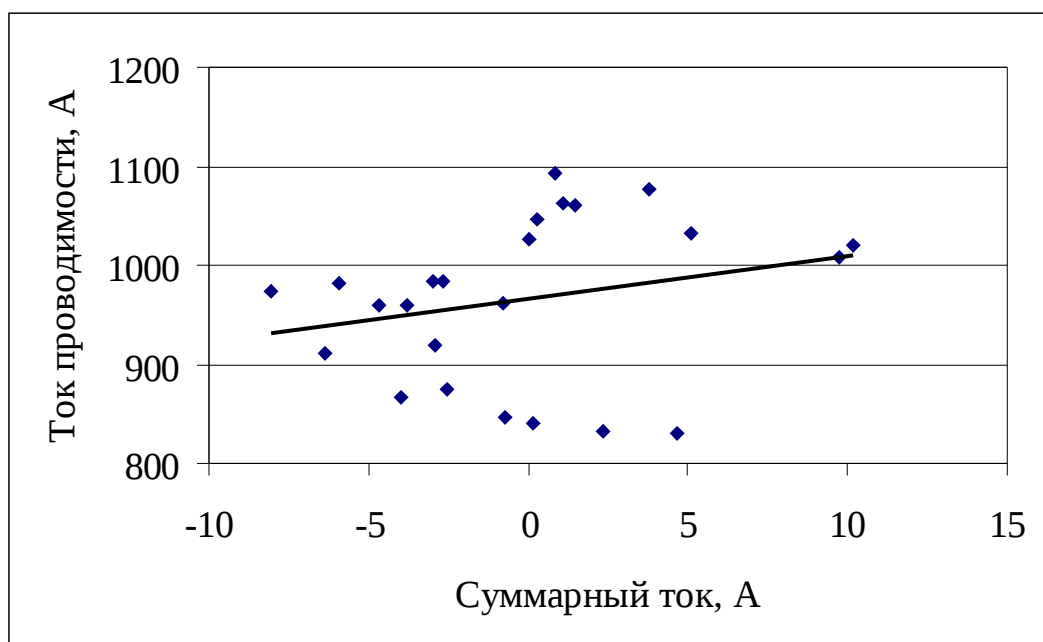


Рисунок 4.15 – Корреляционная связь между суммарным током и током проводимости (май-июль)

Таблица 4.5 – Результаты моделирования за август-октябрь

Время, UTC	Суммарный ток, А		Ток проводимости, А	Ток конвекции, А
	«Карнеджи», круиз 4, 5, 6	«Карнеджи», круиз 7		
0,5	10,1	6,8	552,7	402,3
1,5	5,1	3,4	503,5	451,5
2,5	4,2	0,8	501,2	453,8
3,5	2,5	-1,7	523,7	431,3
4,5	0,0	-5,1	517,1	437,9
5,5	-3,4	-1,7	462,9	492,1
6,5	-4,2	-3,4	397,6	557,4
7,5	-2,5	-2,5	345,3	609,7
8,5	-1,7	1,7	307,1	647,9
9,5	-0,8	0,0	283,3	671,7
10,5	-0,8	-1,7	274	681
11,5	-4,2	-2,5	279,6	675,4
12,5	-4,2	-3,4	301,5	653,5
13,5	-3,4	-1,7	340,9	614,1
14,5	-4,2	-2,5	391,5	563,5
15,5	-3,9	-1,7	437,2	517,8
16,5	-7,9	-4,2	469,3	485,7
17,5	-10,9	-6,8	486,2	468,8
18,5	-6,7	-3,4	500,1	454,9
19,5	5,1	-1,7	528,6	426,4
20,5	8,4	0,0	585,2	369,8
21,5	8,4	6,8	652,4	302,6
22,5	5,1	11,8	672,4	282,6
23,5	10,1	-0,6	624,6	330,4

Для наглядного представления по данным наблюдений построена зависимость суммарного тока от времени за месяцы (август-октябрь), представленная на рисунке 4.16.

В результате численного моделирования были получены зависимости токов проводимости и конвекции от времени, проиллюстрированные на рисунках 4.17 и 4.18 соответственно.

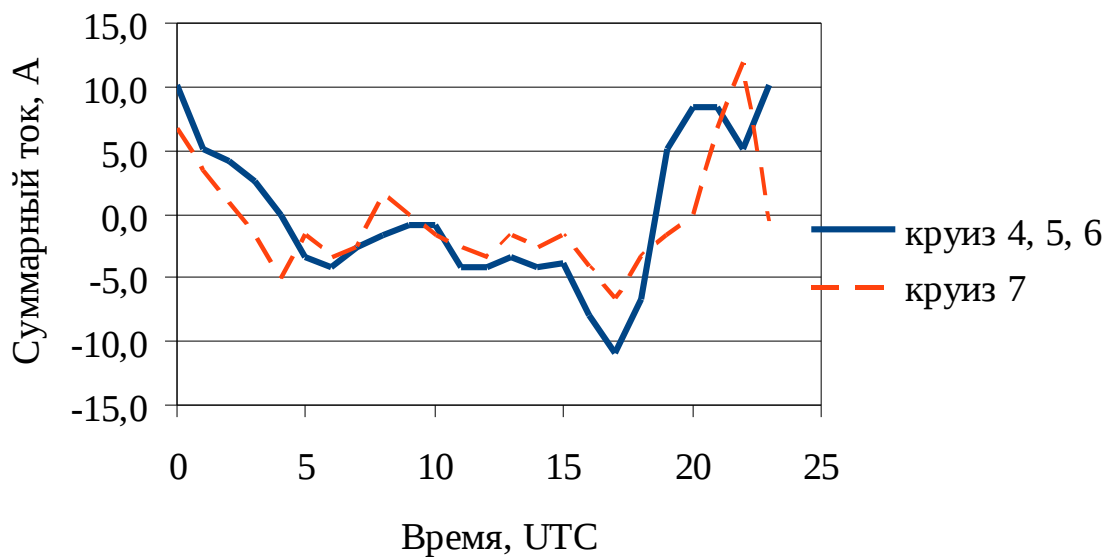


Рисунок 4.16 – График зависимости суммарного электрического тока от времени (август-октябрь)

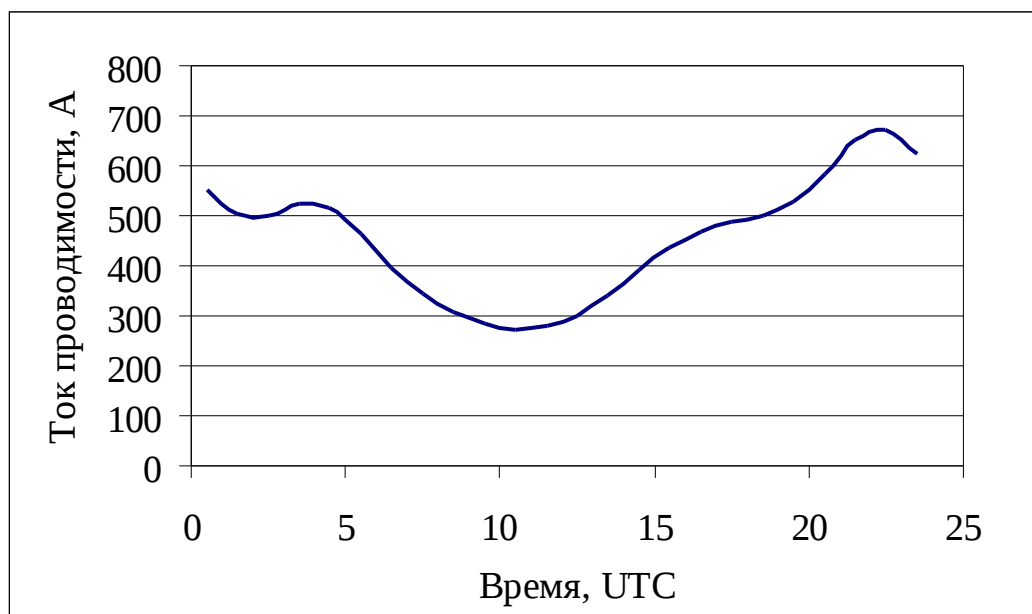


Рисунок 4.17 – График зависимости тока проводимости от времени (август-октябрь)

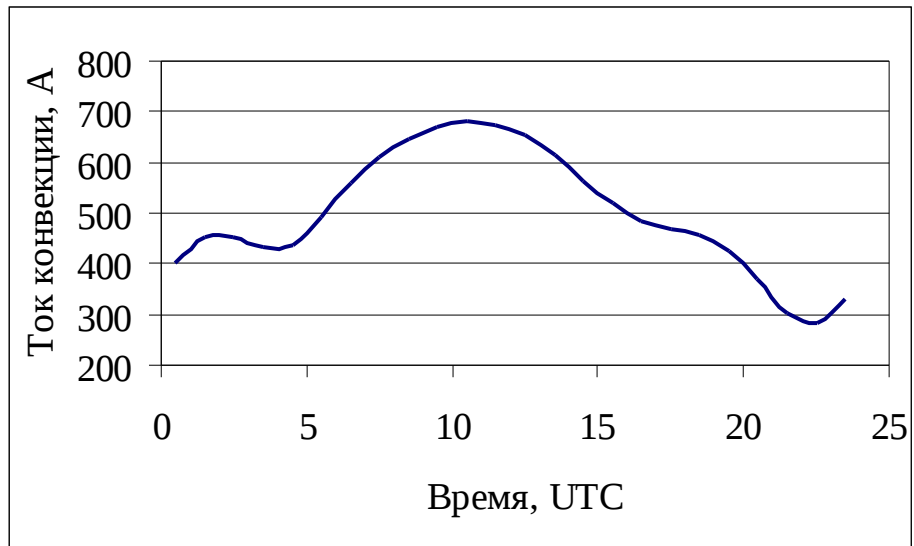


Рисунок 4.18 – График зависимости тока конвекции от времени (август-октябрь)

Для периода август-октябрь построена корреляционная связь между суммарным током и током проводимости, приведенная на рисунке 4.19.

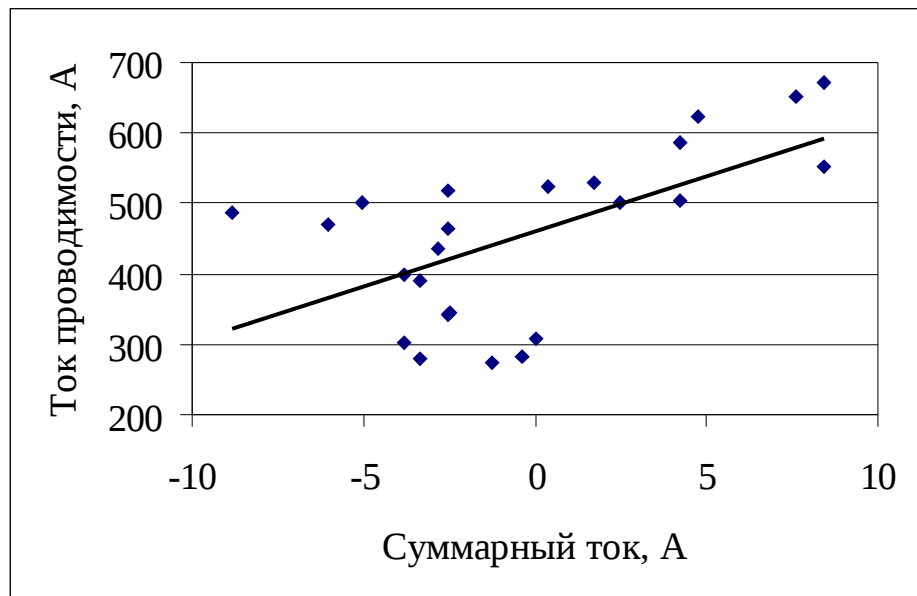


Рисунок 4.19 – Корреляционная связь между суммарным током и током проводимости (август-октябрь)

Таблица 4.6 – Результаты моделирования за февраль-апрель

Время, UTC	Суммарный ток, А		Ток проводимости, А	Ток конвекции, А
	«Карнеджи», круиз 4, 5, 6	«Карнеджи», круиз 7		
0,5	-3,5	0,8	552,7	402,3
1,5	1,7	5,0	503,5	451,5
2,5	1,3	4,2	501,2	453,8
3,5	0,0	-0,8	523,7	431,3
4,5	0,5	-3,4	517,1	437,9
5,5	-3,0	-1,7	462,9	492,1
6,5	-1,7	-1,7	397,6	557,4
7,5	0,0	-4,2	345,3	609,7
8,5	0,0	-2,0	307,1	647,9
9,5	-1,7	-0,5	283,3	671,7
10,5	-8,1	-2,9	274	681
11,5	-13,0	-9,7	279,6	675,4
12,5	-10,1	-10,9	301,5	653,5
13,5	-5,9	-11,7	340,9	614,1
14,5	-4,2	-3,4	391,5	563,5
15,5	0,8	2,5	437,2	517,8
16,5	0,8	4,2	469,3	485,7
17,5	-0,8	-2,0	486,2	468,8
18,5	3,4	-4,7	500,1	454,9
19,5	11,0	4,2	528,6	426,4
20,5	7,6	10,9	585,2	369,8
21,5	11,8	9,2	652,4	302,6
22,5	8,4	10,1	672,4	282,6
23,5	4,7	8,4	624,6	330,4

Для наглядного представления по данным наблюдений построена зависимость суммарного тока от времени за месяцы (февраль-апрель), представленная на рисунке 4.20.

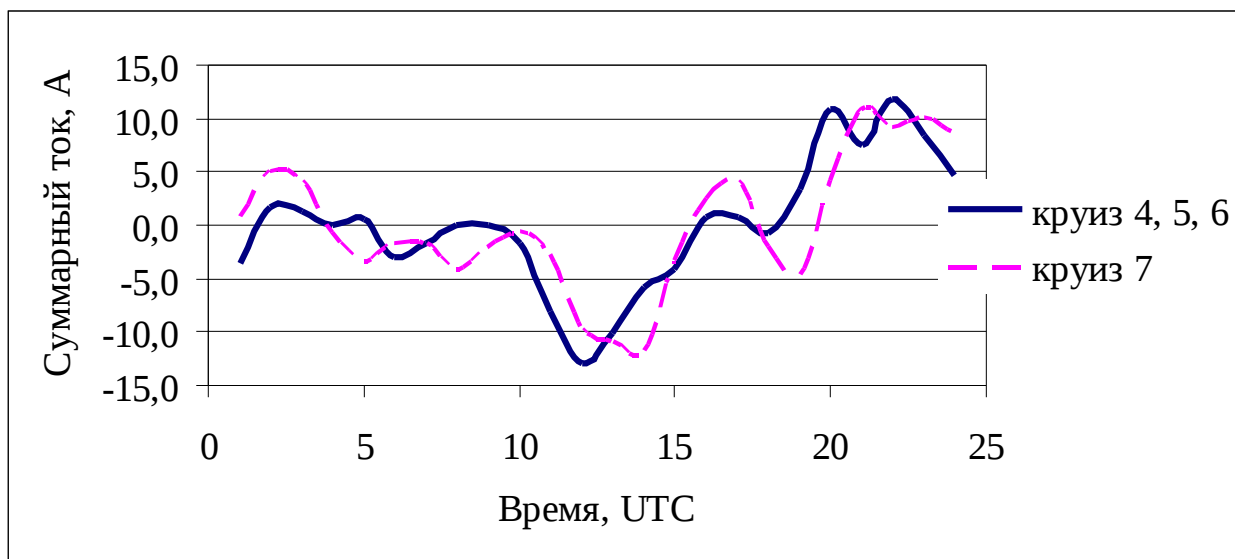


Рисунок 4.20 – График зависимости суммарного электрического тока от времени (февраль-апрель)

В результате численного моделирования были получены зависимости токов проводимости и конвекции от времени, проиллюстрированные на рисунках 4.21 и 4.22 соответственно.

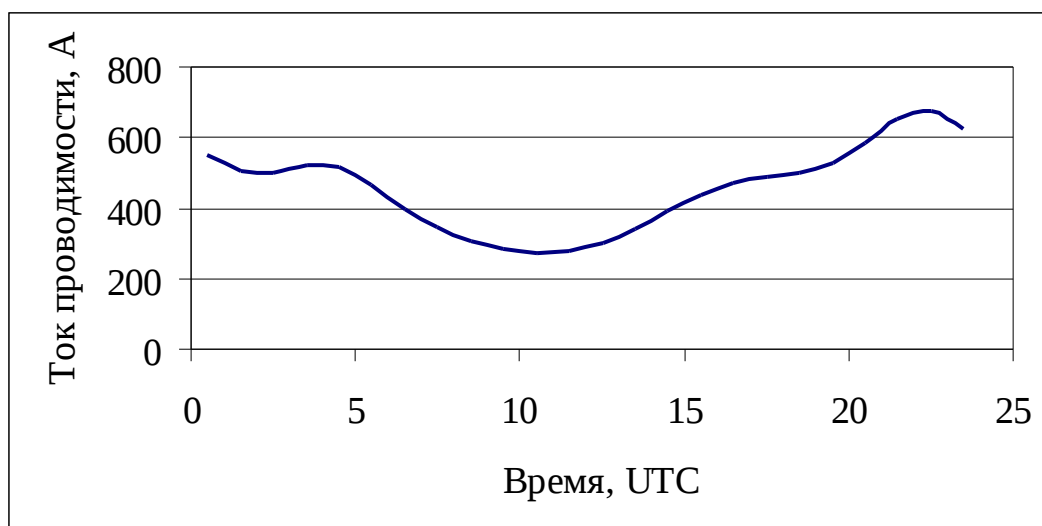


Рисунок 4.21 – График зависимости тока проводимости от времени (февраль-апрель)

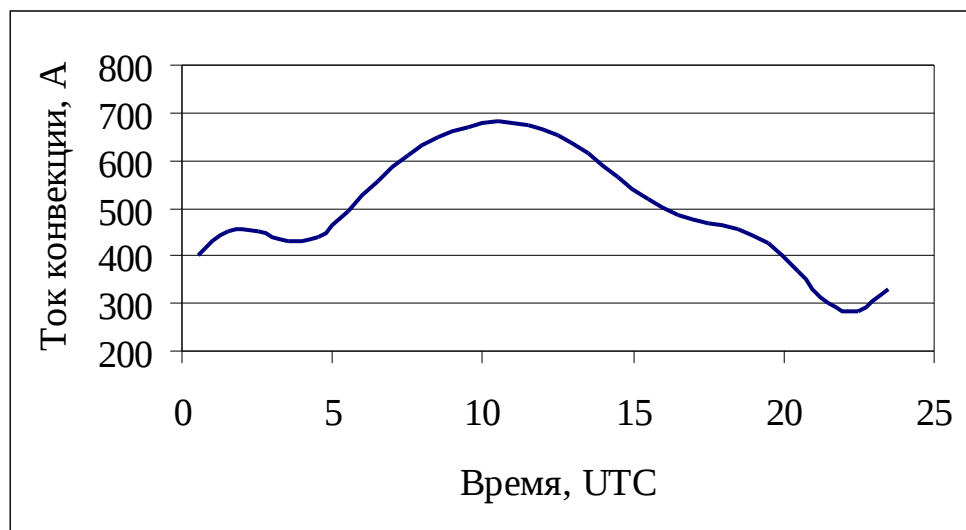


Рисунок 4.22 – График зависимости тока конвекции от времени (февраль-апрель)

По данным суммарного тока и тока проводимости за период февраль-апрель построена корреляционная связь, изображенная на рисунке 4.23.

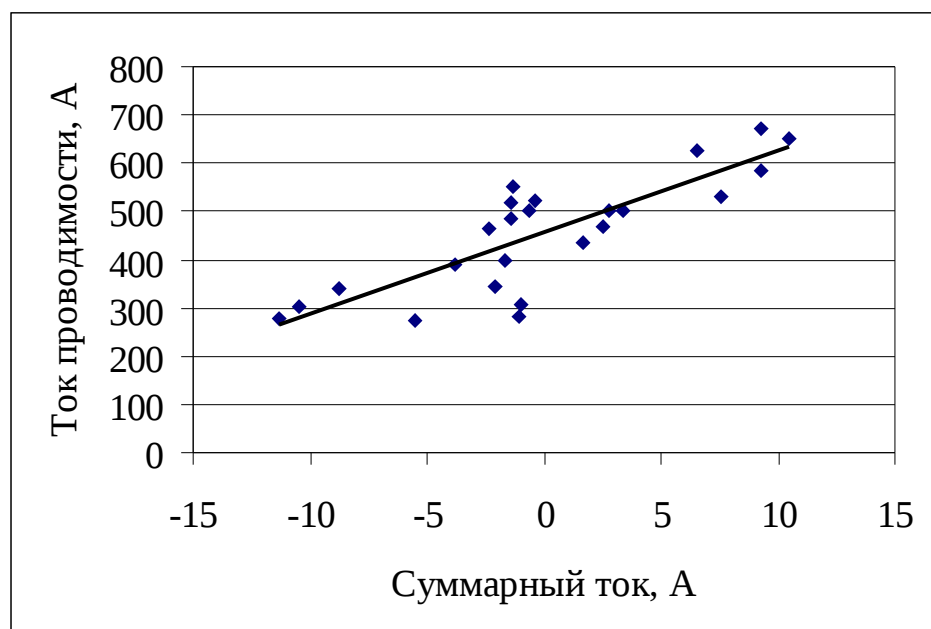


Рисунок 4.23 – Корреляционная связь между суммарным током и током проводимости (февраль-апрель)

В результате написания дипломного проекта была построена численная модель суммарных электрических токов. Полученные результаты представлены выше на графиках и в таблицах. Следует ожидать подобия данных, полученных в результате моделирования, и данных, полученных в результате измерений на судне «Карнеджи».

Результаты моделирования за период ноябрь-январь представлены на рисунках 4.9 и 4.10. Из анализа данных видно, что в полдень, при развитой турбулентности, плотность электрического тока проводимости минимальна, а максимум появляется в полночь. В этот период года ток конвекции минимален и поэтому его влияние практически не сказывается. Аналогичный график суточного хода, изображенный на рисунке 4.8, был построен на основании данных полученных в результате измерений. Для этого периода построена корреляционная связь (см. рисунок 4.11), в которой коэффициент корреляции равен 0.7.

Результаты моделирования за период май-июль представлены на рисунках 4.13 и 4.14. При анализе данных видно, что, несмотря на максимум турбулентности, отмечается наибольшее значение суммарного электрического тока, что отражено на рисунке 4.12. Для корреляционной связи в период май-июль (см. рисунок 4.15) коэффициент корреляции равен 0.2. Наличие максимума в летний период можно объяснить конвекцией, максимум которой приходится примерно на 10 часов по мировому времени и зависит от освещаемой площади, представленной на рисунке 4.24.

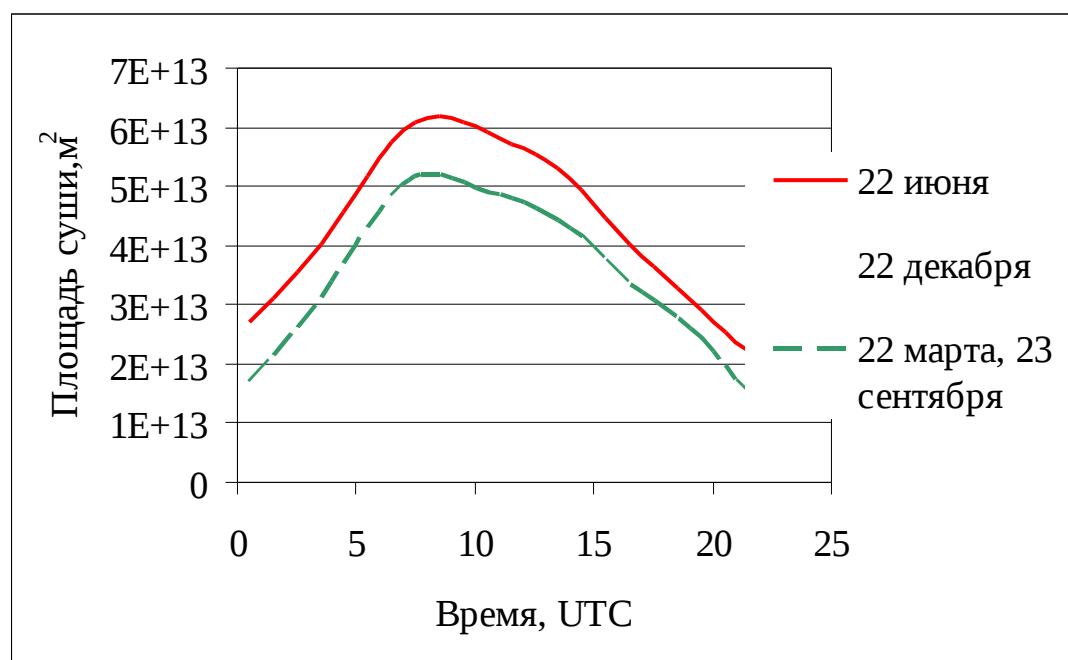


Рисунок 4.24 – Площадь суши, освещаемая Солнцем

В переходные сезоны года суточный ход суммарного тока проводимости практически повторяет суточный ход в период декабрь-февраль, основное влияние на положение максимума оказывает интенсивность турбулентности. Коэффициент корреляции для периода август-октябрь равен 0.6 (см. рисунок 4.19), а для периода февраль-апрель – 0.7 (см. рисунок 4.23).

Для проведения численных экспериментов использовалась ПЭВМ с процессором Pentium 4 с частотой 2.8 ГГц и объемом памяти 1024 Мб. Расчет изменения параметров за одни сутки занимал около 30 с.

Заключение

В результате работы над дипломным проектом получены следующие результаты:

- изучены основные особенности электрического поля вблизи поверхности Земли, характеристики которого зависят от состояния погоды. В слое от поверхности Земли до нескольких метров число положительных ионов намного больше отрицательных, что и является электродным эффектом. В реальных условиях электродный эффект переходит в турбулентный;

- на границе вода-атмосфера образуется двойной электрический слой. В реальных условиях он имеет диффузное строение, поэтому его толщина зависит от температуры;

- разработана математическая модель, позволяющая моделировать суточный ход глобальных электрических токов;

- суточный ход напряженности электрического поля можно объяснить суточным ходом интенсивности атмосферной турбулентности над сушей, которая оказывает влияние на значения тока проводимости в результате действия турбулентного электродного эффекта;

- коэффициент корреляции между значениями глобального тока проводимости и суммарного тока для периода ноябрь-январь составляет 0.7, для периода май-июль – 0.2, для периодов февраль-апрель и август-октябрь – 0.7 и 0.6 соответственно;

- в период за июнь-август за счет развития конвекции возникает максимум суммарного электрического тока в 10 часов по мировому времени, который может быть объяснен максимумом глобального тока конвекции. Максимум тока конвекции наблюдается также в 10 часов по мировому времени и обусловлен тем, что в это время Солнцем освещается наибольшая площадь суши.

Из всего выше сказанного следует, что в ходе проведения данной работы было предложено объяснение суточных вариаций приземных значений напряженности электрического поля, заключающееся в определяющей роли суточного хода атмосферной турбулентности над сушей.

Направлением дальнейших исследований может быть построение более детальной модели токов конвекции и электрических токов с поверхности океана.

Список использованных источников

- 1 Атмосфера. Справочник [Текст] / Под ред. Ю.С. Седунова, С.И. Авдюшина, Е.П. Борисенкова и др.–Л.: Гидрометеиздат, 1991.–509с.
- 2 Имянитов И.М. Электричество свободной атмосферы [Текст] / И.М. Имянитов, Е.В. Чубарина.–Гидрометеорологическое издательство Ленинград, 1965.–239с.
- 3 Лободин Т.В. Оценка токов подзарядки Земли от грозových облаков [Текст] / Т.В Лободин // Труды III Всесоюзного симпозиума. Атмосферное электричество.–Л.: Гидрометеиздат, 1988.–С. 18–22
- 4 Гонак Л. В. [Влияние атмосферной турбулентности на параметры электрического поля Земли](#) [Электронный ресурс] / Л.В. Гонак // Официальный сайт В.В. Чукина.–URL: <http://www.chukin.ru>
- 5 Френкель Я.И. Теория основных явлений атмосферного электричества [Текст] / Я.И. Френкель // Изд. АН СССР. Сер. Геогр. И геофиз.–1994.–т. 8, №5.–С. 325
- 6 Шишкин Н.С. О диффузионном заряде капли облаков и туманов [Текст] / Н.С. Шишкин // Докл. АН. СССР.–1967.–т. 176, №6.–С. 1288–1291
- 7 Фролов Ю.Г. Курс коллоидной химии. Поверхностные явления и дисперсные системы [Текст] / Ю.Г. Фролов – М.: Химия, 1988.–464с.
- 8 Wahlin L. Atmospheric Electrostatics [Электронный ресурс] / L. Wahlin // Электронная библиотека Попечительского совета механико-математического факультета Московского государственного университета.–<http://lib.mexmat.ru>
- 9 Лайхтман Д.Л. Физика пограничного слоя атмосферы [Текст] / Д.Л. Лайхтман.–Л.: Гидрометеорологическое издательство, 1970.–340с.

10 Задачник по общей метеорологии [Текст]/Под ред. В.Г. Морачевского, А.Г. Бройдо, С.В. Зверева и др.–Л.: Гидрометеоиздат, 1984.– 310с.

Приложение А

Листинг программы математического моделирования глобальных
электрических токов атмосферы

```
import java.util.;
import java.io.;
import static java.lang.Math.;

class GlobalTurbulence {

    public static void main(String[] args) {

        String fileName = "earth";    // название файла с данными о рельефе Земли
                                     // (массив значений высоты над уровнем моря
                                     // 2161x1081)

        String line;                  // переменная, для хранения одной строки из файла
        String str;                   // строковая переменная, для хранения значения
        ВЫСОТЫ

        int x;                         // номер столбца таблицы
        int y;                         // номер строки таблицы
        int[][] height = new int[2161][1081]; // значение высоты над уровнем моря, м
        double X;                      // долгота, градус
        double Y;                      // широта, градус
        double delta = 0.166667;      // шаг по широте и долготы, градус
        double d = 23.5;              // склонение Солнца, градус (22 июня = 23.5;
                                     // 22 декабря = -23.5; 22 марта и 23 сентября = 0.0)
```

```

int UTC = 0; // мировое время, час (от 0 до 24 часов)
double t; // местное солнечное время, час
double K; // коэффициент турбулентности, м2/с
double Kmax; // максимальное значение коэффициента
турбулентности в течение суток, м2/с
double j; // плотность тока проводимости, А/м2
double s; // площадь участка поверхности с координатами
центра X и Y, м2
double[] J = new double[24]; // массив значений суммарного тока
проводимости, А
double[] time = new double[24]; // массив значений времени, UTC
double R = 6370000.0; // средний радиус Земли, м
double sin_h; // синус высоты Солнца
double sin_h_max; // максимальное значение синуса высоты
Солнца
double Kmean = 0.5; // среднее значение коэффициента
турбулентности, м2/с
double A = 0.9; // амплитуда суточного хода значений
коэффициента турбулентности, м2/с
double Kmin = 0.02; // значение коэффициента турбулентности
в областях полярной ночи, м2/с
double j_conv; // плотность тока конвекции, А/м2
double j_conv_max = 5.0E-12; //максимальное значение плотности
тока конвекции, А/м2
double tmax = 0.0; // время максимума тока конвекции, час
double sigma = 1.5; // коэффициент в функции зависимости
плотности тока конвекции от времени, час

```

```

try {
    FileReader fr = new FileReader(fileName);
    BufferedReader in = new BufferedReader(fr);

    // Перебираем все строки с 0 до 1080
    for(y=0;y<=1080;y++)
    {
        // Записываем всю строку из файла в переменную line
        line=in.readLine();
        // Разбиваем содержимое переменной line на части
        // (условие разделения - символ пробел, табуляции или перехода на новую
строку)
        StringTokenizer token = new StringTokenizer(line, " \\t\\n");

        // Перебираем все элементы строки с 0 до 2160
        for(x=0;x<=2160;x++)
        {
            // Считываем очередной элемент строки в строковую переменную
            str = token.nextToken();

            // Преобразуем строковую переменную в переменную целого типа
            height[x][y] = Integer.parseInt(str);

        }

    }

    // Перебираем моменты времени с 0 до 23 часов
    for(UTC=0;UTC<=23;UTC++)

```



```

{
// Массив времени
time[UTC] = UTC + 0.5;

// Устанавливаем начальное значение суммарного тока проводимости
равным нулю
J[UTC] = 0;

// Перебираем все строки с 0 до 1080
for(y=0;y<=1080;y=y+10)
{

// Перебираем все элементы строки с 0 до 2160
for(x=0;x<=2160;x=x+10)
{

// Вычисляем долготу места
X = -180.0 + x * delta;

// Вычисляем широту места
Y = 90.0 - y * delta;

// Вычисляем местное солнечное время на долготе X
t = time[UTC] + X/360.0*24.0 - 12.0;

// Вычисляем высоту Солнца
sin_h = sin(toRadians(Y))*sin(toRadians(d))
+cos(toRadians(Y))*cos(toRadians(d))*cos(t/24*2*PI);
// Вычисляем максимальную высоту Солнца

```

```

sin_h_max = sin(toRadians(Y))*sin(toRadians(d))
+cos(toRadians(Y))*cos(toRadians(d));

// Вычисляем значение коэффициента турбулентности
if(sin_h_max>=0)
    K = Kmean + A/2.0*pow(sin_h, 1.0);
else
    K = Kmin;

// Вычисляем плотность электрического тока проводимости
j = 1E-12*pow(K,-0.7);

// Вычисляем плотность тока конвекции
j_conv = 0.0;
if(sin_h_max>=0)
    j_conv = j_conv_max*pow(sin_h_max, 2.0)*exp(-(t-tmax)*(t-tmax)/
(2*sigma*sigma));

// Определяем площадь с которой течет ток проводимости.
// При этом учитывается, что при сетке с постоянным шагом 0.1667
градусов по широте и долготе
// плотность точек к полюсам увеличивается, а расстояние между ними
уменьшается
// (это учитывается с помощью cos-множителя)
s = (2*PI*R*delta/360.0)*(2*PI*R*delta/360.0) * cos(toRadians(Y))*100;

// Осуществляем интегрирование плотности тока по всей поверхности
суши
// (высота более нуля метров над уровнем моря)

```

```

        if(height[x][y]>0) {
//      if(sin_h>0) J[UTC] = J[UTC] + sin_h*s;
//      J[UTC] = J[UTC] + j*s;
        J[UTC] = J[UTC] + j_conv*s;
        }

        // Выводим подробную информацию на экран
        System.out.printf(Locale.US, "%.6f\t%.6f\t%d\t%.0f\t%.1f\t%.1f\t%.1e\t%.0f\t
%.1f\n", Y, X, height, t, Kmax, K, j, s, J);
        }

    }

    // Выводим итоговую информацию на экран
    System.out.printf(Locale.US, "%.1f\t%.1f\n", time[UTC], J[UTC]);
    }

    // Отображение графика
    Graph graph = new Graph(time, J, "Время, UTC", "J, A");

    }

    // Блок, выполняющийся при ошибках ввода-вывода
    catch(IOException ioe)
    { System.out.printf("Не найти файл earth!\n"); return; }

    // Блок, выполняющийся при любых ошибках
    catch(Exception e)
    { System.out.printf("Не найти файл earth!\n"); return; }

```

}
}