



УНТЦ ЕГФ

**Г.В. Куповых,
В.Н. Морозов,
Я.М. Шварц**

**ТЕОРИЯ
ЭЛЕКТРОДНОГО ЭФФЕКТА
В АТМОСФЕРЕ**

Оглавление

Оглавление.....	1
ВВЕДЕНИЕ.....	3
1. КЛАССИЧЕСКИЙ ЭЛЕКТРОДНЫЙ ЭФФЕКТ.....	5
1.1. Постановка задачи.....	5
1.2. Аналитические модели классического электродного эффекта.....	8
1.3. Численные модели классического электродного эффекта.....	14
1.4. Моделирование электрического состояния нетурбулентного приземного слоя.....	23
1.4.1. Постановка задачи и метод решения.....	23
1.4.2. Анализ результатов модельных расчетов.....	24
2. ТУРБУЛЕНТНЫЙ ЭЛЕКТРОДНЫЙ ЭФФЕКТ.....	41
2.1. Постановка задачи.....	41
2.2. Аналитические модели турбулентного электродного эффекта.....	45
2.3. Численные модели турбулентного электродного эффекта.....	47
2.4. Моделирование электрического состояния турбулентного приземного слоя.....	53
2.4.1. Влияние метеорологических условий на электрическое состояние турбулентного приземного слоя.....	53
2.4.2. Схема численного решения.....	54
2.4.3. Анализ полученных результатов.....	55
2.4.4. Влияние источников ионизации на электрические характеристики турбулентного приземного слоя.....	59
3. ПРИБЛИЖЕНИЕ СИЛЬНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ.....	66
3.1. Постановка задачи.....	66
3.2. Аналитические решения задач для случаев устойчивой и нейтральной стратификаций приземного слоя.....	74
3.3. Влияние аэрозольных частиц на распределение электрических характеристик в приземном слое атмосферы.....	94
3.3.1. Краткий обзор состояния проблемы.....	94
3.3.2. Основные уравнения, описывающие влияние аэрозольных частиц на электрические характеристики приземного слоя.....	95
3.3.3. Влияние аэрозольных частиц на электрическую структуру турбулентного приземного слоя.....	98
4. АДЕКВАТНОСТЬ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ РЕЗУЛЬТАТАМ.....	109
4.1. Сравнение теоретических расчетов с экспериментальными данными.....	109
4.2. Рекомендации по методике анализа атмосферно-электрических данных наземной сети.....	115
Заключение.....	118
Литература.....	119

ВВЕДЕНИЕ

Одним из важнейших аспектов экспериментальных исследований электричества атмосферы являются измерения электрических характеристик вблизи поверхности земли [15]. Интерпретация получаемых данных связана в ряде случаев с выделением глобальных изменений электрического поля на фоне его локальных вариаций.

Наземные наблюдения за атмосферным электричеством обычно проводятся с помощью аппаратуры, устанавливаемой на высоте нескольких метров от поверхности земли [2]. Электрическая структура приземного слоя определяется так называемым “электродным эффектом” [55]. Электродным эффектом называют процесс или совокупность процессов, происходящих вблизи электрода, помещенного в ионизированную среду, и приводящих к появлению зависимости электрических характеристик от расстояния до поверхности электрода вблизи него. В атмосферном электричестве электродом считают поверхность земли. Таким образом, электродный эффект, с одной стороны, определяет естественную изменчивость электрических характеристик атмосферы вблизи поверхности земли, с другой, возмущения, происходящие вне электродного слоя, действуют на измеряемые у земли электрические параметры опосредованно через электродный эффект.

В теории проблема электродного эффекта формулируется в виде задачи о нахождении распределения концентрации положительных и отрицательных аэроионов, напряженности электрического поля в приземном слое. В зависимости от метеорологического режима атмосферы в теории электродного эффекта рассматриваются два крайних случая: так называемые, классический (нетурбулентный) электродный эффект и турбулентный электродный эффект. Первый имеет место при отсутствии турбулентного перемешивания в атмосфере. При этом предполагается, что пространственно-временное распределение концентрации ионов в приземном слое обусловлено только электрическими силами. Во втором случае предполагается, что перенос аэроионов в атмосфере осуществляется, наряду с электрическими силами, турбулентными потоками воздуха, причем турбулентность может играть основную роль. Присутствие аэрозольных частиц в атмосфере, являющихся стоком для аэроионов [5, 51], оказывает влияние на электродный эффект, и при достаточно больших концентрациях электрическое состояние приземного слоя может определяться только тяжелыми ионами, образовавшимися за счет взаимодействия аэрозоля с легкими ионами. Поэтому, наряду с моделями электродного эффекта для свободной от аэрозоля атмосферы, существуют модели с учетом наличия аэрозольных частиц в атмосфере.

Проблеме электродного эффекта посвящено достаточно большое количество теоретических работ [18-20, 23-25, 29, 31-35, 46, 58, 61-64, 74, 75, 78-83, 89, 100, 101, 103-105, 108-109, 111], существуют также экспериментальные результаты его исследования [18, 44, 52, 57, 60, 66, 67, 69-72, 90, 94-96, 98, 99].

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы представить современное состояние теории электродного эффекта на основе анализа ранее выполненных ра-

бот, определить ее достаточность для практического применения и при необходимости наметить пути ее дальнейшего развития. Насколько нам известно, такое обобщение отсутствует в научной литературе.

В главе 1 сформулированы общие уравнения, описывающие электрическое состояние приземного слоя. Описаны различные модели нетурбулентного (классического) электродного эффекта, известные по литературе. Приведены расчеты электрического состояния приземного слоя в отсутствии турбулентного перемешивания в атмосфере.

В главе 2 рассмотрено электрическое состояние турбулентного приземного слоя. Дан обзор различных моделей турбулентного электродного эффекта по литературным источникам. Приведены расчеты профилей электрических характеристик вблизи поверхности земли в зависимости от различных метеорологических условий.

Глава 3 посвящена решению задачи об электрическом состоянии приземного слоя в приближении сильного турбулентного перемешивания, когда основную роль в переносе аэроионов играет турбулентная диффузия.

В главе 4 приведен краткий обзор экспериментальных исследований электродного эффекта и проведен сравнительный анализ теоретических и экспериментальных данных. Сформулированы рекомендации по совершенствованию методики проведения наземных наблюдений за атмосферным электричеством.

Разделы 1.1, 2.1, 3.1-3.3 написаны В.Н. Мозовым (Главная геофизическая обсерватория им. А.И. Воейкова, г. Санкт-Петербург); разделы 1.2-1.4, 2.2-2.4 написаны Г.В. Куповых (Таганрогский государственный радиотехнический университет, г. Таганрог); разделы 1.4.2, 2.4.3, 4.1, 4.2 написаны Г.В. Куповых совместно с Я.М. Шварцем (Главная геофизическая обсерватория им. А.И. Воейкова, г. Санкт-Петербург), которому принадлежит общая редакция рукописи.

Монография рассчитана прежде всего на научных сотрудников, разрабатывающих проблемы электричества приземного слоя, а также на широкий круг исследователей, работающих в области атмосферного электричества. Она может служить также учебным пособием для аспирантов и студентов старших курсов соответствующих специальностей.

Авторы выражают глубокую признательность сотрудникам Таганрогского государственного радиотехнического университета Шилковой И.Ю. и Милантьеву О.А., оказавших значительную помощь в подготовке рукописи к изданию.

1. КЛАССИЧЕСКИЙ ЭЛЕКТРОДНЫЙ ЭФФЕКТ

1.1. Постановка задачи

Приземный слой, где имеет место электродный эффект, характеризуется наличием турбулентных процессов обмена, поверхностных источников ионизации (радиоактивности), источников аэрозольных частиц. Все эти факторы в совокупности оказывают существенное влияние на структуру электродного слоя вблизи земной поверхности. Основные уравнения, которые используются для моделирования электродного слоя, имеют следующий вид [14, 28]:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial n_{1,2}^i}{\partial t} + \operatorname{div} (n_{1,2}^i \vec{v}) + \operatorname{div} (n_{1,2}^i b_{1,2}^i \vec{E}) - \operatorname{div} D_{1,2}^i \operatorname{grad} n_{1,2}^i = \\ & = q_{1,2}^i(\vec{r}) - \alpha_{1,2}^i n_{1,2}^i n_1^i n_2^i - k_{1,2}^i; \\ & \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot} \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}; \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = 4\pi\rho, \quad \operatorname{div} \vec{H} = 0.$$

где $n_{1,2}^i$ - объемная концентрация ионов i -ой группы, $b_{1,2}^i$ - их подвижность, \vec{v} - скорость гидродинамических течений в приземном слое, $D_{1,2}^i$ - коэффициенты молекулярной диффузии ионов, $K_{1,2}^i$ - члены, описывающие взаимодействие ионов i -ой группы с ионами других групп и с аэрозольными частицами, $q_{1,2}^i$ - интенсивность ионообразования ионов i -ой группы, $\alpha_{1,2}^i$ - их коэффициенты рекомбинации, \vec{E}, \vec{H} - напряженность электрического и магнитного полей, \vec{j} - плотность электрического тока, ρ - плотность электрического заряда, c - скорость света.

При написании системы уравнений (1.1) предполагалось, что диэлектрическая и магнитная проницаемости среды ϵ и μ равны единице. Электрическая проводимость атмосферы λ и плотность электрического заряда ρ связаны с концентрацией ионов $n_{1,2}^i$ соотношениями:

$$\begin{aligned} \lambda &= \sum_i (e_1^i b_1^i n_1^i + e_2^i b_2^i n_2^i), \\ \rho &= \sum_i (e_1^i n_1^i + e_2^i n_2^i). \end{aligned} \quad (1.2)$$

В настоящем изложении мы ограничимся рассмотрением процессов таких временных масштабов, что электрическое поле можно считать потенциальным, то есть $\text{rot } \vec{E} = 0$ [14, 28], откуда следует, что $\vec{E} = -\nabla\varphi$, где φ - потенциал электрического поля.

Система уравнений (1. 1) и (1. 2) с соответствующими начальными и граничными условиями образует полную систему уравнений для нахождения распределений \vec{E} , ρ , φ , в приземном слое атмосферы. В настоящей монографии рассматриваются два случая, когда задачи, сформулированные с помощью уравнений (1. 1) и (1. 2), удается довести до конца: это случаи классического и турбулентного электродного эффекта. Отметим, что при исследовании таких проблем в атмосферном электричестве можно ограничиться решением одномерных задач, поскольку напряженность электрического поля направлена по нормали к земной поверхности, а масштабы горизонтального изменения электрических величин L_x , L_y гораздо больше вертикального изменения L_z ($L_x, L_y \gg L_z$).

Выражение для плотности электрического тока, входящего в систему уравнений (1.1), можно получить, если воспользоваться уравнениями ионизационно-рекомбинационного равновесия, входящими в эту систему уравнений. Для этого умножим каждую пару уравнений на e_1^i и e_2^i , сложим их и просуммируем по i . Тогда получим уравнение сохранения электрического заряда:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \rho \vec{v} + \text{div } (\lambda \vec{E}) + \sum_i (\text{div } D_1^i \text{grad} \rho_1^i + \text{div } D_2^i \text{grad} \rho_2^i) = 0 \quad (1. 3)$$

Из уравнения (1. 3) следует сразу же выражение для плотности электрического тока \vec{j} :

$$\vec{j} = \lambda \vec{E} + \rho \vec{v} + \sum_i (D_1^i \text{grad} \rho_1^i + D_2^i \text{grad} \rho_2^i), \quad (1. 4)$$

где $\rho_1^i = e_1^i n_1^i$, $\rho_2^i = e_2^i n_2^i$

При $D_1^i = D_2^i = D$ из (1. 4) вытекает следующее выражение для плотности электрического тока \vec{j}

$$\vec{j} = \lambda \vec{E} + \rho \vec{v} + D \text{grad} \rho. \quad (1. 5)$$

В общем случае различие коэффициентов диффузии для ионов различных групп может приводить к явлению амбиполярной диффузии [1] и возникновению электрических полей поляризации. В приземном слое этим явлением можно, по всей видимости, пренебречь вследствие малого различия между подвижностями ионов различных групп. Но в более высоких слоях атмосферы, например в ионосфере, где появляются свободные электроны, электрические поля, возникающие вследствие амбиполярной диффузии, как показывают результаты расчетов, приведенные в работе [106], могут быть значимы по своей величине.

В дальнейшем будет показано, что в условиях турбулентного приземного слоя выражение (1. 5) для средней плотности полного электрического тока заменяется на следующее:

$$\langle \vec{j} \rangle = \langle \lambda \rangle \cdot \langle \vec{E} \rangle + \langle \lambda' E' \rangle + \langle \rho \rangle \cdot \langle \vec{v} \rangle + \langle \rho' v' \rangle. \quad (1. 6)$$

В полученное выражение (1. 6) входят корреляционные моменты второго порядка $\langle \lambda' E' \rangle$ и $\langle \rho' v' \rangle$. При $|\langle \lambda' E' \rangle| \ll \langle \rho' v' \rangle$ соотношение (1. 6) сводится к выражению:

$$\langle \vec{j} \rangle = \langle \lambda \rangle \cdot \langle \vec{E} \rangle + \langle \rho \rangle \cdot \langle \vec{v} \rangle + \langle \rho' v' \rangle. \quad (1. 7)$$

Таким образом предполагая, что электрическое поле является потенциальным, получим вместо (1. 1) следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{1,2}^i}{\partial t} + \operatorname{div} (n_{1,2}^i \vec{v}) + \operatorname{div} (n_{1,2}^i b_{1,2}^i \vec{E}) - \operatorname{div} D_{1,2}^i \operatorname{grad} n_{1,2}^i = \\ = q_{1,2}^i(\vec{r}) - \alpha_{1,2}^i n_1^i n_2^i - k_{1,2}^i; \end{aligned}$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = 4 \pi \rho, \quad \vec{E} = -\nabla \phi. \quad (1. 8)$$

Полученная система уравнений (1.8.) является исходной для всех случаев электродного эффекта, рассмотренных в последующих разделах. При решении конкретных задач система преобразовывается в соответствии с заданными условиями.

1.2. Аналитические модели классического электродного эффекта

Понятие об электродном эффекте в метеорологии появилось из физики электрических явлений в газах. В этой области задачу о распределении напряженности электрического поля между заряженными металлическими пластинками, помещенными в ионизированный газ, впервые рассмотрел Thomson [104].

Рассмотренная им модель стационарного электродного эффекта описывалась следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} (b_1 n_1 E) &= q - \alpha n_1 n_2; \\ -\frac{d}{dz} (b_2 n_2 E) &= q - \alpha n_1 n_2; \\ \frac{dE}{dz} &= 4 \pi e (n_1 - n_2); \\ i &= e (b_1 n_1 E + b_2 n_2 E). \end{aligned} \quad (1.9)$$

где $n_{1,2}$ - концентрации положительных и отрицательных легких ионов, $b_{1,2}$ - их подвижности, E - напряженность электрического поля, i - плотность электрического тока, q - интенсивность ионообразования, α - коэффициент рекомбинации легких ионов, e - элементарный заряд, z - ось координат, перпендикулярная пластинкам.

Система уравнений (1.9) была приведена к виду:

$$\begin{aligned} \frac{d^2(E^2)}{dz^2} &= 8 \cdot \pi e \left(\frac{1}{b_1} + \frac{1}{b_2} \right) \cdot \left\{ q - \frac{\alpha}{e^2 (b_1 + b_2)^2 E^2} \cdot \right. \\ &\quad \left. \cdot \left(i + \frac{b_2}{8 \pi} \cdot \frac{d(E^2)}{dz} \right) \cdot \left(i - \frac{b_1}{8 \pi} \cdot \frac{d(E^2)}{dz} \right) \right\} \end{aligned} \quad (1.10)$$

и решена в предположении $b_1 = b_2 = b = \text{const}$, (в этом случае распределение E между пластинами симметрично), $q = \text{const}$ при следующих граничных условиях: на положительном электроде $n_1 = 0$, на отрицательном $n_2 = 0$; вдали от электрода на расстоянии l от него $\frac{dE}{dz} = 0$ и соответственно, $\frac{d(E^2)}{dz} = 0$. Решение было получено в виде соотношения:

$$\frac{E_\infty^2}{E_0^2} = \beta^{1-\beta}, \quad \beta = \frac{8 \pi e b}{\alpha}, \quad (1.11)$$

где E_0 - значение напряженности электрического поля на поверхности электрода, E_∞ - на расстоянии l от него. При значениях $b = 480 \text{ СГС} = 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, $\alpha = 1,2 \cdot 10^{-6} \text{ СГС} = 1,2 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$, $e = 3,5 \cdot 10^{10} \text{ СГС} = 1,14 \cdot 10^{-19} \text{ К}$ отношение $\frac{E_0}{E_\infty} = 2,5$. Подстановка современных значений парамет-

ров $e=4,803 \cdot 10^{10}$ СГС, $\alpha=1,6 \cdot 10^{-6}$ СГС, $b = (386 - 420)$ СГС дает значение $\frac{E_0}{E_\infty} \approx (2,32 - 2,7)$, что мало отличается от результата, полученного выше.

Из граничных условий следует, что на некотором расстоянии l от поверхности электрода E становится постоянным, концентрации n_1 и n_2 одинаковыми, поэтому поток ионов в этой точке в единицу времени равен $\frac{i}{2e}$. С другой стороны, число ионов в единицу времени, проходящих через единичную площадь в этой точке не может превышать значения $q \cdot l$, то есть $q l > \frac{i}{2e}$. Отсюда получаем

оценку значения величины $l > \frac{i}{2eq}$, так называемую толщину электродного слоя.

Вообще под толщиной электродного слоя понимается расстояние от электрода, на котором E становится постоянным и независимым от l .

Выражение, (1. 11) определяет связь между значениями напряженности электрического поля на поверхности электрода и на границе электродного слоя. Это соотношение зависит от параметров b и α . Значения этих величин в атмосфере мало меняются, поэтому это отношение остается верным и в других более полных постановках задач о классическом электродном эффекте.

Впервые, Schweidler [101] рассмотрел подобную задачу применительно к атмосфере, считая поверхность земли отрицательным электродом. Для того, чтобы получить зависимость отношения $\frac{E}{E_0}$ от высоты решение уравнения (1. 10), ис-

калось в виде степенного ряда $y = \sum_{n=0}^{\infty} A_n z^n$, где $y = E^2$. При значениях $e= 3,32 \cdot 10^{-10}$ СГС = $1,4 \cdot 10^{-19}$ К, $q= 1$ СГС = $10^6 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$, $\alpha = 10^{-6}$ СГС = $10^{-12} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$, $b=480$ СГС = $1,6 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ и, соответственно, $\frac{E_0}{E_\infty} = 2,52$ зависимость

$\frac{E_z}{E_0}$ от расстояния до электрода была рассчитана для значений E_0 , равных $3 \cdot 10^{-3}$ стат. В·см⁻¹ ($90 \text{ В} \cdot \text{ м}^{-1}$) и 10^{-2} стат. В·см⁻¹ ($300 \text{ В} \cdot \text{ м}^{-1}$).

Аналогичную задачу решил Behacker [58], также методом рядов, но для случая разных подвижностей положительных и отрицательных ионов ($b_1 = 402$ СГС = $1,34 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{ В}^{-1} \cdot \text{ с}^{-1}$, $b_2 = 555$ СГС = $1,85 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{ В}^{-1} \cdot \text{ с}^{-1}$). Значения других параметров задавались следующими: $e=4,6 \cdot 10^{-10}$ СГС $\approx 1,53 \cdot 10^{-19}$ К, $q=10^6 \text{ с}^{-1} \cdot \text{ м}^{-3}$, $\alpha=1,55 \cdot 10^{-6}$ СГС = $1,55 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3 \cdot \text{ с}^{-1}$. Зависимости $\frac{E_z}{E_0}$, полученные в работах [58, 101], приведены в табл. 1.1.

Распределения $E(z)/E_0$ в электродном слое, полученные в работах [58, 101].

Z, м.	E_z/E_0 $E_0=90 \text{ В}\cdot\text{м}^{-1}$ $b_1=b_2=480$ СГС 1908	E_z/E_0 $E_0=300 \text{ В}\cdot\text{м}^{-1}$ $b_1=b_2=480$ СГС 1908	E_z/E_0 $E_0=90 \text{ В}\cdot\text{м}^{-1}$ $b_1=b_2=480$ СГС 1910	E_z/E_0 $E_0=90 \text{ В}\cdot\text{м}^{-1}$ $b_1=402, b_2=555$ СГС 1910
0	1.00	1.00	1.00	1.00
1	0.8936	0.9673	0.8779	0.8710
2	0.7961	0.9353	0.7686	0.7538
3	0.7103	0.9040	0.6743	0.6510
4	0.6381	0.8737	0.5971	0.5612
5	0.5805	0.8444	0.5380	0.4970
6	0.5347	0.8161	0.4957	0.4516
8	0.4751	0.7628	0.4385	0.4069
10	0.4424	0.7145		
12	0.4243	0.6710		
20	0.4036	0.5452		
100	0.3969	0.3989		
	0.3963	0.3969		

Анализ полученных результатов позволяет сделать вывод о том, что отношение E_∞/E_0 мало зависит от значений E_0 . Результаты, полученные в случаях разных подвижностей положительных и отрицательных ионов, также, мало отличаются от случая равных подвижностей.

Swan [103] рассмотрел задачу об электродном эффекте в постановке работы [104]. Отличие заключалось в задании граничных условий на бесконечности (то есть на большом расстоянии от отрицательного электрода, при условии, что положительный электрод удален на бесконечность): $\frac{d^2 E}{dz^2} = \eta = \text{const}$. Соотношение

E_0/E_∞ при этом было получено в виде:

$$\frac{E_0}{E_\infty} = \left(\frac{\beta}{1 - \varepsilon \cdot (1 - \beta)} \right)^{\frac{1}{2(\beta-1)}}, \quad \varepsilon = \frac{E_\infty b \eta}{8 \pi q e}. \quad (1.12)$$

При $\varepsilon=0$ решение (1.12) совпадает с решением (1.11), полученным в [104]. При значениях $\alpha = 1,1 \cdot 10^{-6}$ СГС = $1,1 \cdot 10^{-12}$ м³·с⁻¹, $b = 1,6 \cdot 10^{-4}$ м²·В⁻¹·с⁻¹, $e = 4,7 \cdot 10^{-10}$ СГС = $1,53 \cdot 10^{-19}$ К и $\varepsilon=0$ получено, что отношение $E_0/E_\infty = 2,766$.

При условии $\varepsilon=0$ получено соотношение между n_1 и n_2 в виде:

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{2}{1 - f\left(\frac{E_0}{E_\infty}\right)} - 1,$$

$$f\left(\frac{E_0}{E_\infty}\right) = \left(1 + \frac{\beta}{1 - \beta} \cdot \left(\frac{E_0}{E_\infty}\right)^2 - \frac{1}{1 - \beta} \cdot \left(\frac{E_0}{E_\infty}\right)^{2\beta}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.13)$$

то есть в электродном слое число положительных ионов превышает число отрицательных, что приводит к образованию положительного объемного заряда вблизи поверхности земли.

Решая исходную систему уравнений графическим способом, автор определил, толщину электродного слоя l в зависимости от значения отношения E_0/E_∞ . Под толщиной электродного слоя в данном случае понималось расстояние от поверхности электрода, где отношение E/E_∞ можно считать, равным 1. При значениях E_∞ , равных 50 и 250 В·м⁻¹, толщина электродного слоя равнялась 5.7 и 28.5 м соответственно.

Модели электродного эффекта, рассмотренные выше, предполагали наличие в атмосфере только легких ионов. Schweidler [102] и Scholz [100] разработали модель электродного эффекта в случае присутствия в атмосфере тяжелых ионов, причем когда их количество превышает число легких ионов. В этих работах исходная система уравнений записывалась в виде:

$$\pm b \frac{d}{dz} (n_{1,2} E) = q - \alpha n_1 n_2 - \eta_1 n_{1,2} N_{2,1} - \eta_2 n_{1,2} N_0;$$

$$\eta_2 n_{1,2} N_0 - \eta_1 n_{2,1} N_{1,2} = 0;$$

$$N_1 + N_2 + N_0 = N = \text{const};$$

$$\frac{dE}{dz} = 4 \pi e \cdot (n_1 - n_2 + N_1 - N_2);$$

$$i = e b E \cdot (n_1 + n_2) = 2 e b n_\infty E_\infty, \quad (1.14)$$

где N_1, N_2 - концентрации положительных, отрицательных тяжелых ионов, N_0 - концентрация нейтральных аэрозольных частиц; $\eta_{1,2}$ - коэффициенты взаимодействия легких ионов, соответственно, с заряженными и нейтральными тяжелыми ядрами.

Граничные условия: при $z \rightarrow \infty$ $n_1 = n_2 = n_\infty$, $E = E_\infty$, $N_1 = N_2 = N_0 = N_\infty$, при $z = 0$ $n_2 = 0$, $N_2 = 0$. Полагая $N \gg n_{1,2}$, $\eta_1 = 2\eta_2$ и пренебрегая членами $\alpha n_1 n_2$, решение было получено в виде соотношения:

$$\frac{E_0}{E_\infty} = a^{\frac{1}{a-1}}, \quad a = \frac{\eta_1}{4 \pi e b}. \quad (1.15)$$

Положив $\eta_1=10^5 \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, $b = 417 \text{ СГС} = 1.39 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$, значение “а” равно 4 и отношение $\frac{E_0}{E_\infty} \approx 1,59$ (меньше, чем в чистой атмосфере [28, 5], где $\frac{E_0}{E_\infty} = 2,5$).

Толщина электродного слоя при наличии тяжелых ионов в атмосфере равна:

$$l = \frac{\sqrt{2} \cdot i}{2 e q} = \frac{\sqrt{2} b n_\infty E_\infty}{q}, \quad (1.16)$$

учитывая, что $n_\infty = \frac{2q}{\eta_1 N}$ получаем:

$$l = \frac{2\sqrt{2} b E_\infty}{\eta_1 N}. \quad (1.17)$$

При значении $E_\infty = 3 \cdot 10^{-3} \text{ стат. В} \cdot \text{см}^{-1} = 90 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$ толщина электродного слоя равна $3 \cdot 5 \cdot 10^5 \cdot \text{Н}^{-1} \text{ см}$, то есть при заданной напряженности электрического поля определяется концентрацией тяжелых ионов. Выражение (1.16) совпадает с точностью до постоянной с качественной оценкой толщины электродного слоя, сделанной в работе [104].

В работе [100] получено приближенное выражение для описания распределения E в электродном слое:

$$\frac{E - E_\infty}{E_\infty} = C e^{-\frac{z}{l}}, \quad (1.18)$$

где C - некоторая постоянная. При заданном отношении $\frac{E_0}{E_\infty} = 1,59$ значение C равно 0,59. Schweidler [102] решил эту задачу в предположении $\eta_1 = \eta_2$ и получил зависимость $\frac{E}{E_\infty}$ как функцию безразмерной высоты $\frac{z}{l}$, где $l = \frac{i}{2 q}$.

Полагая $i=1500 \text{ е/см}^2 = 4,5 \cdot 10^{-12} \text{ А} \cdot \text{м}^{-2}$, $q=10^7 \text{ м}^{-2} \text{с}^{-1}$ значение $l \approx 75 \text{ см}$. Распределения $\frac{E}{E_\infty}$ как функции от $\frac{z}{l}$, полученные в работах [96, 101, 102, 104] приведены на рис. 1. 1.

Все рассмотренные выше работы можно условно отнести к первому этапу истории моделирования электродного эффекта. Аналитические методы решения исходных дифференциальных уравнений вынуждали авторов использовать те или иные физические допущения, которые упрощали математическую сторону задачи. Общими в этих работах являются допущения о равных подвижностях положительных и отрицательных ионов и постоянной интенсивности ионообразования. В случае с аэрозолем физическим упрощением является пренебрежение рекомбинацией легких ионов (что может быть оправдано только в случае $N \gg n$) и ограничения на значения коэффициентов взаимодействия легких ионов с тяжелыми ядрами ($\eta_1 = \eta_2$ или $\eta_1 = 2 \eta_2$).

Последняя попытка разработки аналитической теории электродного эффекта была проделана в работах Chalmers [61-64]. Автор по аналогии с работами [100, 101] применил для решения задачи метод рядов. В работах [61, 62] при помощи этого метода были получены решения с теми же допущениями, что в работах [101, 104]. В следующей работе [63] автор ввел разные подвижности легких ионов, но пренебрег рекомбинацией и получил в итоге результаты в пределах ошибки 10%, близкие к прежним. В последней работе [64] в уравнении была введена функция интенсивности ионообразования от высоты, но рекомбинацией легких ионов пренебрегалось. Последнее допущение (пренебрежение членом $\propto n_1 n_2$) связано с использованием метода рядов, который требует линеаризации уравнений, и поэтому его применимость ограничена.

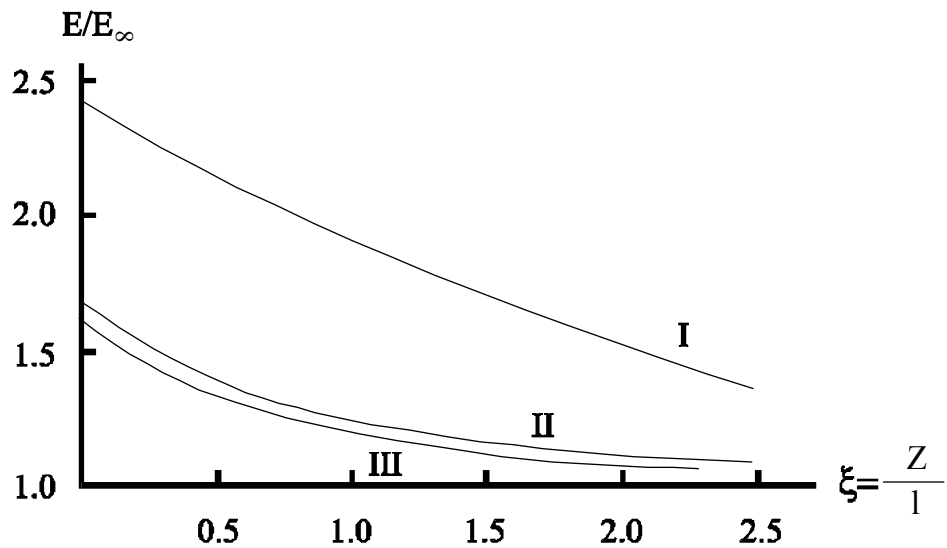


Рис. 1.1.

Электродный эффект.

I – Thomson – Schweidler, $N = 0$;

II – Schweidler 1930, $\eta_1 = \eta_2$, $N \gg n$;

III – Scholz 1930, $\eta_1 = 2 \cdot \eta_2$, $N \gg n$.

1.3. Численные модели классического электродного эффекта

В известных монографиях по атмосферному электричеству [53, 83] приводятся некоторые из описанных выше моделей электродного эффекта и результаты их расчетов. Указывается их недостаточность для описания реальных процессов в атмосфере, прежде всего из-за нерассматривания в этих моделях турбулентной диффузии. Кроме того приведенные выше работы демонстрируют ограниченность аналитических методов решения задач, связанных с электродным эффектом. Применение вычислительной техники к решению этих задач расширило возможности исследователей в части варьирования параметров, входящих в модели и позволило отказаться от тех существенных физических допущений, делавшихся ранее.

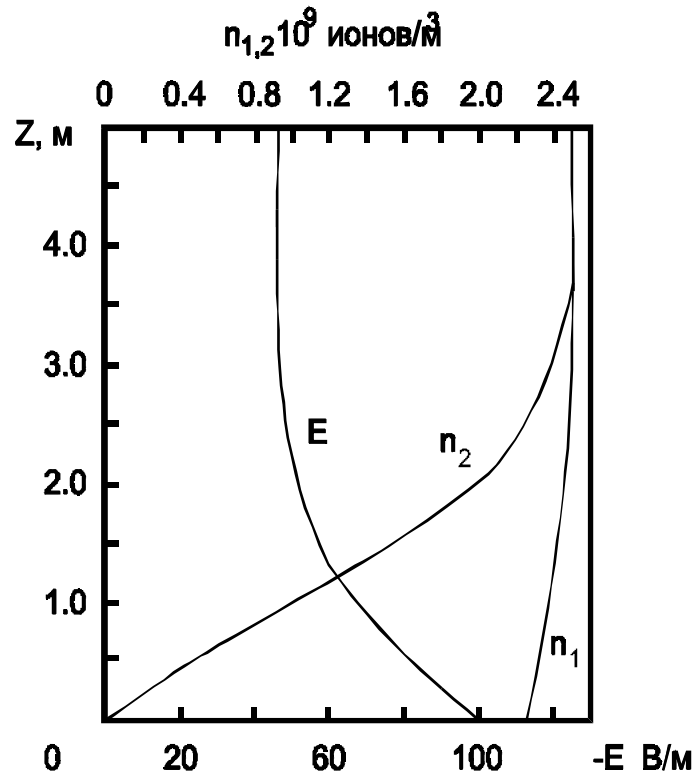
Норпель [74] впервые, применил численный метод для решения уравнений, описывающих электродный эффект. Рассмотренная им исходная система уравнений имела вид:

$$\begin{aligned} \pm b_{1,2} \frac{d}{dz} (E n_{1,2}) &= q(z) - \alpha n_1 n_2 ; \\ \frac{dE}{dz} &= \frac{e}{\varepsilon_0} (n_1 - n_2). \end{aligned} \quad (1.19)$$

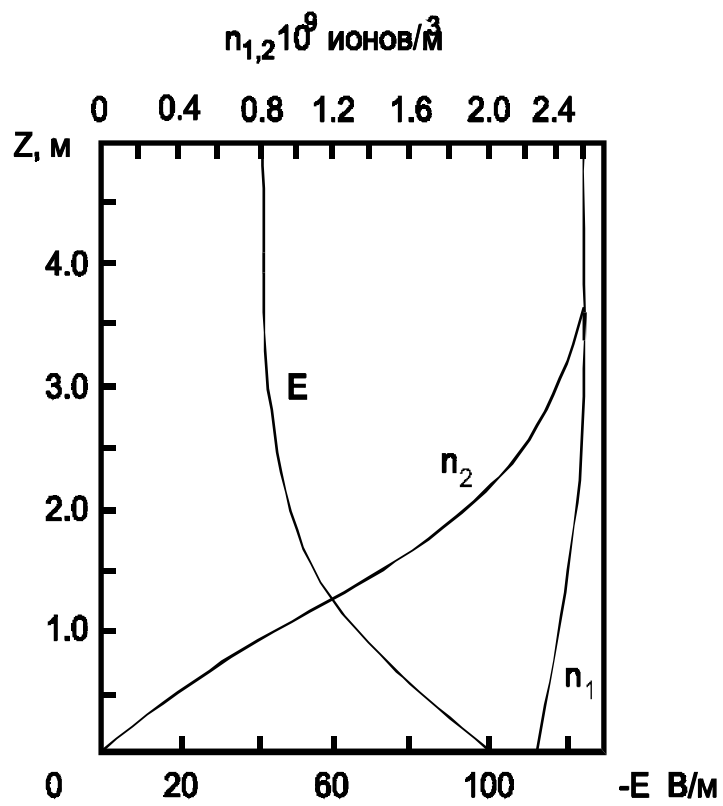
Граничные условия задавались в виде:

$$n_2(z=0) = 0, \quad E(z=0) = E_0, \quad n_1(\infty) = n_2(\infty) = \left(\frac{q(\infty)}{\alpha} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

С математической точки зрения система уравнений (1.19) со своими граничными условиями представляет собой так называемую двухточечную краевую задачу для обыкновенных дифференциальных уравнений [16]. Краевая задача сводилась к задаче Коши следующим методом: значение n_1 на границе $Z = 0$ подбиралось таким образом, чтобы решение удовлетворяло граничным условиям на бесконечности. Для численного решения системы уравнений использовался метод Рунге-Кутты четвертого порядка. Полученное решение для случая $b_1=b_2=1,2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{В}^{-1}$ и $q=10^7 \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ хорошо согласуется с решениями, полученными ранее [103, 104]. В случае разных подвижностей $b_1=1, 2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{В}^{-1}$ и $b_2=1, 4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{В}^{-1}$ электродный эффект увеличивается по сравнению со случаем $b_1=b_2$ (рис. 1.2 а, б). Профиль интенсивности ионообразования задавался в виде $q(z)=7 \cdot 10^6 + Q_0 \exp(-2.362 \cdot z)$, где Z задается в метрах и были получены решения в зависимости от значений Q_0 . При значении $Q_0=4, 8 \cdot 10^6 \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ результат мало отличается от случая $q = 10^7 \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1} = \text{const}$, (рис. 1.3, а), но при увеличении Q_0 до значения $20 \cdot 10^6 \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ электродный эффект уменьшается (рис. 1.3, б) (то есть уменьшается значение $\frac{E_0}{E_\infty}$).



а



б

Рис. 1.2.
Классический электродный эффект при $q = 10^7 \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$ в случаях $b_1 = b_2$ (а) и $b_1 = b_2$ (б)

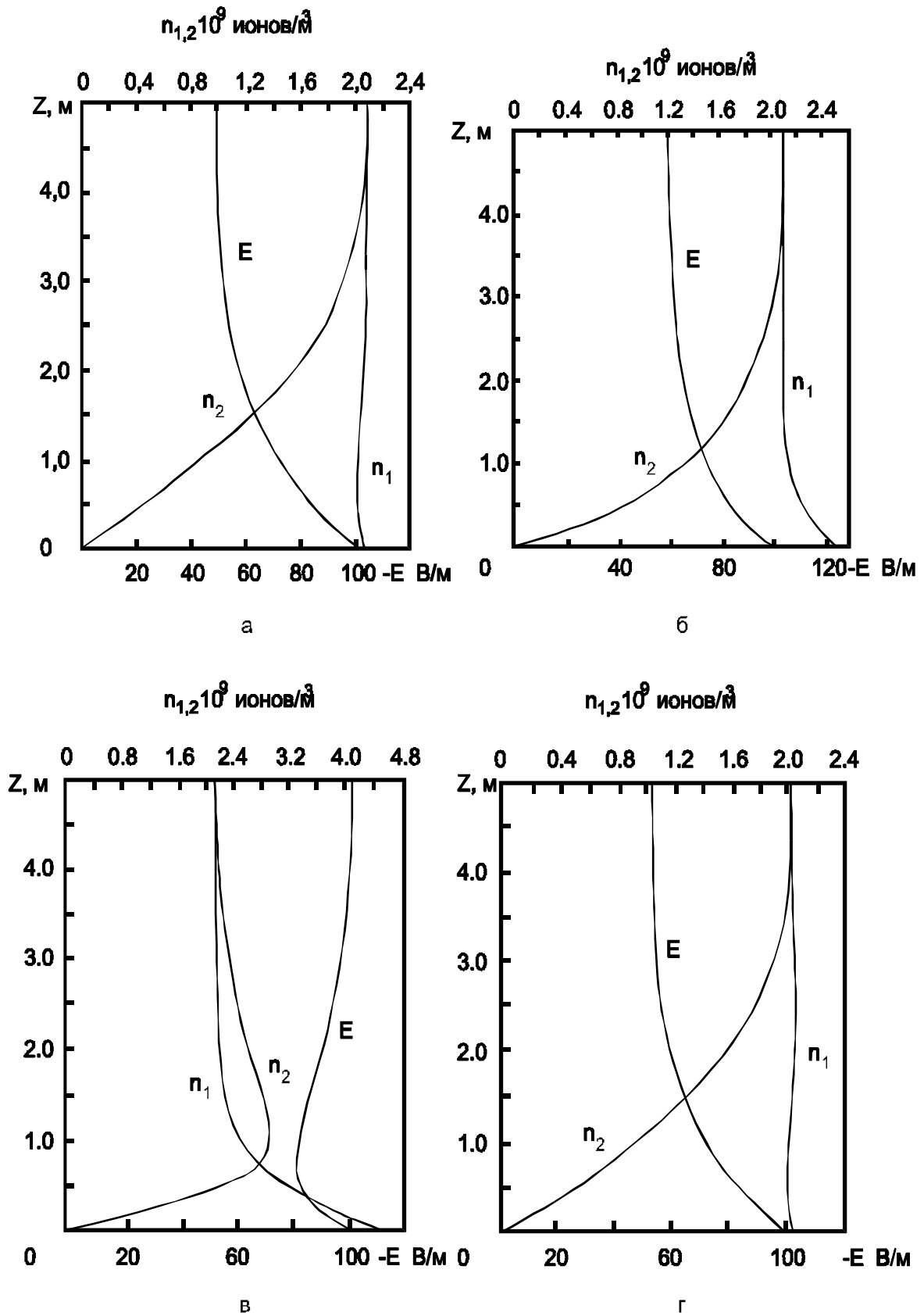


Рис. 1.3.

Классический электродный эффект при $q(Z) = (7 + Q_0 \exp(-2,362 \cdot Z)) \cdot 10^8 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$ ($Q_0 = 4,8$ (а), $Q_0 = 20$ (б), $Q_0 = 80$ (в), с учетом ионизации, создаваемой α -частицами приповерхностного слоя (г)).

При значении $Q_0=80 \cdot 10^6 \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ в электродном слое появляется отрицательный объемный заряд (рис. 1. 3. в), а значение E_0/E_∞ становится меньше единицы. Рассмотренный выше профиль q при значении $Q_0 = 4,8 \cdot 10^6 \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ отражает реальный профиль, построенный на основе результатов работы [70], и соответствует ионизации, создаваемой космическими лучами, гамма-, бета- и альфа-излучениями вблизи земной поверхности. Источниками гамма- и бета- излучений являются радиоактивные вещества поверхностного слоя почвы, источниками альфа-излучения являются радон и торон. Используя данные работы [69] и полагая, что α -частицы диссипируют на высоте 3 см., Норрел построил профиль q с учетом α -распада:

$$q(z) = \left(7 + 4,8 \cdot \exp(-2,362 \cdot z) + 50 \cdot \text{tg} \frac{8 \cdot 10^{-8}}{z^4} \right) \cdot 10^6 \text{ [пар ионов} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}]$$

Решение для этого случая, приведенное на рис. 1.3., г, свидетельствует о небольшом уменьшении электродного эффекта, то есть о незначительном влиянии при поверхностной альфа-ионизации на электродный эффект. Толщина электродного слоя (под которой при таком способе задания граничного условия для E , понимается высота, где $n_1 = n_2 = n_\infty$) равна 4 - 5 м.

При решении задачи с учетом аэрозольных частиц Норрел использовал систему уравнений, аналогичную работе [100], но при этом он отказался от условия $N \gg n_{1,2}$ и не отбросил рекомбинационный член $\alpha n_1 n_2$. Решения получены для случая $b_1=b_2=1$, $4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{В}^{-1}$, $q=10^7 \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $\eta_1=1$, $4 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ и $\eta_2=4 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ и при $N=10^9 \div 10^{11} \text{ м}^{-3}$ (рис. 1.4, 1.5, а). При увеличении концентрации N толщина электродного слоя уменьшается, а электродный эффект практически не меняется ($E_0/E_\infty \approx 2$). При значении $N=10^{10} \text{ м}^{-3}$ объемный заряд в равной мере создается

как легкими, так и тяжелыми ионами. При $N \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ м}^{-3}$ роль легких ионов незначительна и весь объемный заряд обусловлен тяжелыми ионами. При $N=10^{10} \text{ м}^{-3}$ и $q(z) = \left(7 + 4,8 \exp(-2,362 \cdot z) + 50 \cdot \text{tg} \frac{8 \cdot 10^{-8}}{z^4} \right) \cdot 10^6$ [пар ионов $\cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$] толщина электродного слоя и электродный эффект уменьшаются по сравнению с $q=\text{const.}$ (рис. 1.5, б).

Необходимо отметить, что полученная инвариантность электродного эффекта относительно значений концентраций аэрозольных частиц в атмосфере следует из предположения, что меняется плотность тока $j = e \cdot E_\infty n_\infty (b_1 + b_2)$. Последнее есть следствие задания E на границе $z = 0$. Задание E на бесконечности означало бы инвариантность тока, и менялось бы значение E_0 в зависимости от изменения N и, соответственно, $n_{1,2}$.

Возможное развитие этих моделей за счет включения в них спектра аэрозольных частиц и более детальных представлений о коэффициенте соединения легких аэроионов с аэрозольными частицами или учета распределения

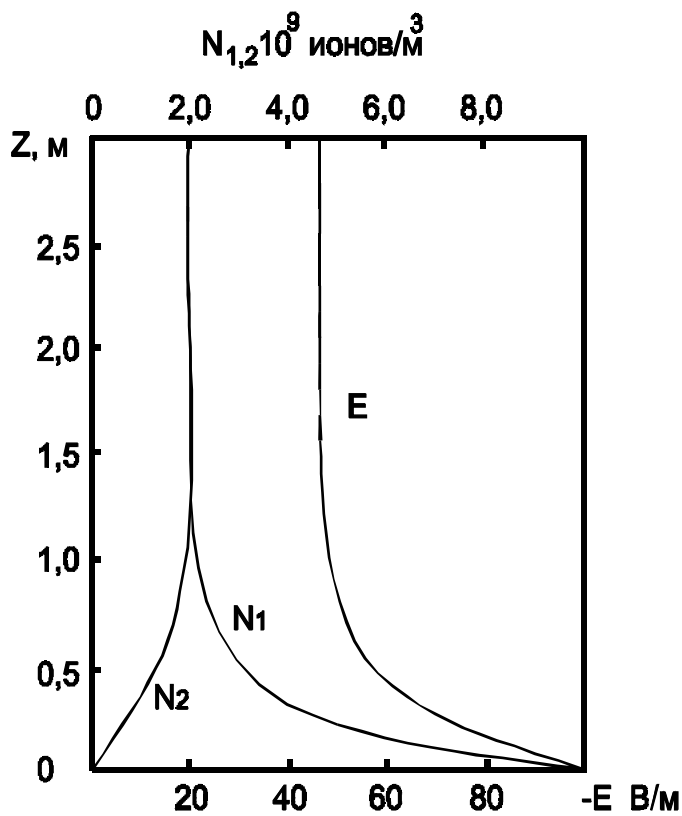
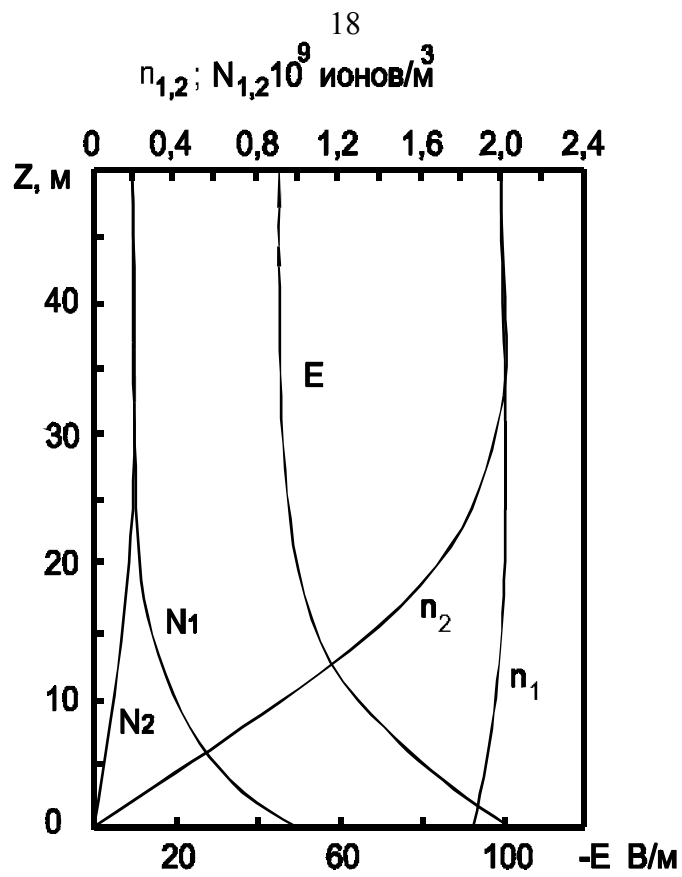


Рис. 1.4.
 Классический электродный эффект при наличии аэрозольных частиц с концентрацией $N = 10^9$ м⁻³ (а) и $N = 10^{10}$ м⁻³ (б).

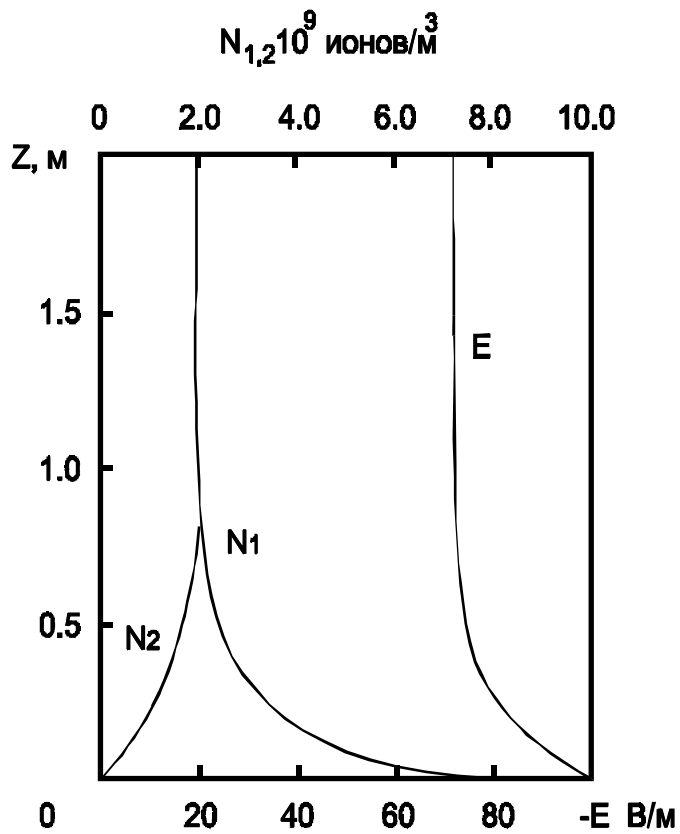
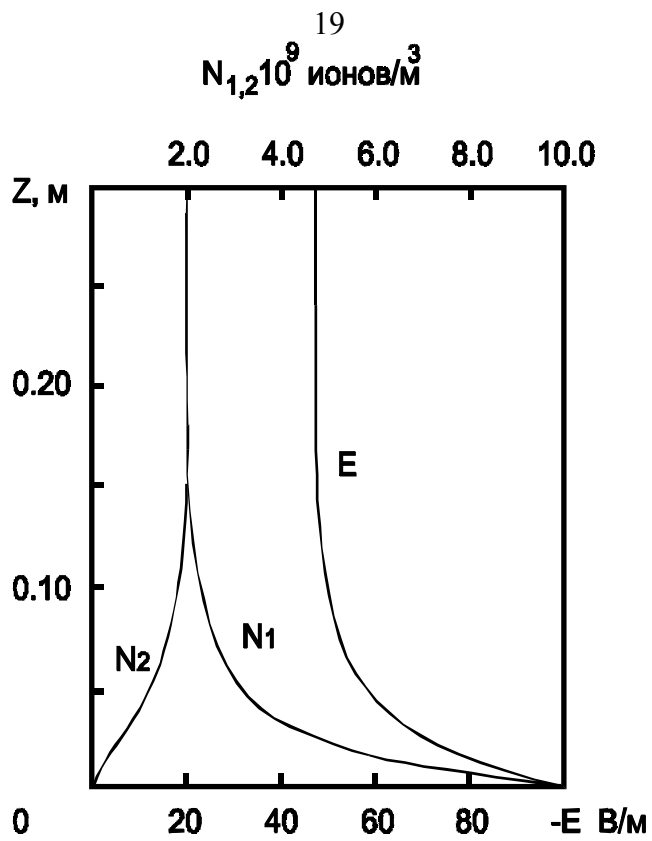


Рис. 1.5.
 Классический электродный эффект при наличии аэрозольных частиц с концентрацией $N = 10^{11} \text{ м}^{-3}$ (а) и $N = 10^{10} \text{ м}^{-3}$ с учетом ионизации, создаваемой α - частицами (б).

интенсивности ионообразования в зависимости от подстилающей поверхности (вода, граниты, пески и т.п.) вероятно не приведет к математическим трудностям, препятствующим выполнению расчетов.

Рассмотренная выше теория электродного эффекта относится к электроду плоской формы, то есть она применима к эксперименту, проводимому в равнинных условиях.

Реально приборы для наблюдений за атмосферным электричеством часто устанавливаются в условиях орфографической неоднородности, как естественной, так и связанной с установкой датчиков. Поэтому особый интерес представляют работы, рассматривающие электродный эффект вблизи проводников произвольной формы. Математически задача при этом усложняется, так как уравнения становятся двумерные (или даже трехмерные в особо сложных случаях), поэтому обычно используют некоторые дополнительные упрощения исходной задачи.

Tuomi [105] рассмотрел задачу о распределении электрических характеристик вблизи тонкой стенки. При этом он предположил, что $n_1 = \text{const}$. Распределение $\frac{n_2}{n_1}$ вблизи стенки приведено на рис. 1. 6. Однако ответа на вопрос, изменится ли распределение n_1 вблизи стенки, данная работа не дает.

В работе [46] получены распределения E и $n_{1,2}$ вблизи шарообразного электрода при условии $b_1 = b_2 = b$ и $q = \text{const}$:

$$n_{1,2} = \frac{\varphi_0 \cdot (2\beta)^{\beta/(1-2\beta)}}{\varphi} \pm \left[\frac{\varphi_0^{\frac{2\beta-1}{\beta}} \cdot \varphi^{\frac{1}{\beta}} - \varphi^2}{1-2\beta} + \varphi_0^2 \cdot (2\beta)^{\frac{2\beta}{1-2\beta}} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (1.20)$$

для случая $\beta = 1$:

$$2 \frac{r^2}{r_0^2} \cdot E - 2 + \ln \left(2 \cdot \frac{r^2}{r_0^2} \cdot E - 1 \right) = -\frac{4}{3} (r^3 - r_0^3) \cdot \frac{1}{r_0^2}, \quad (1.21)$$

где $\beta = \frac{e \cdot b}{\varepsilon_0 \alpha}$, $\varphi = Er^2$, $\varphi_0 = E_0 r_0^2$, r_0 - радиус шара, r - расстояние от центра шара.

Рассмотренная выше работа является первым шагом на пути моделирования электродного эффекта вблизи электрода произвольной формы, однако, применимость полученных результатов к практическим задачам мала. Более реален случай, когда заряженный шар находится вблизи плоского электрода. Но в этом случае задача аналитически неразрешима. Поэтому при проведении измерений атмосферно-электрических величин лучше всего избегать сложной геометрии установки приборов.

В целом можно сделать вывод, что современные численные модели нетурбулентного электродного эффекта разработаны в достаточной степени для исследования электрической структуры приземного слоя. Возможное развитие этих моделей за счет включения в них более подробного спектра аэрозольных частиц или учет радиоактивности воздуха не приведет к каким-либо существенным математическим трудностям. Проблема заключается в общем применении нетурбулентной теории электродного эффекта в реальной атмосфере, то есть насколько

точно данные физические модели соответствуют экспериментальным данным. Бо-

лее подробно этот вопрос будет рассмотрен в последующих разделах данной работы.

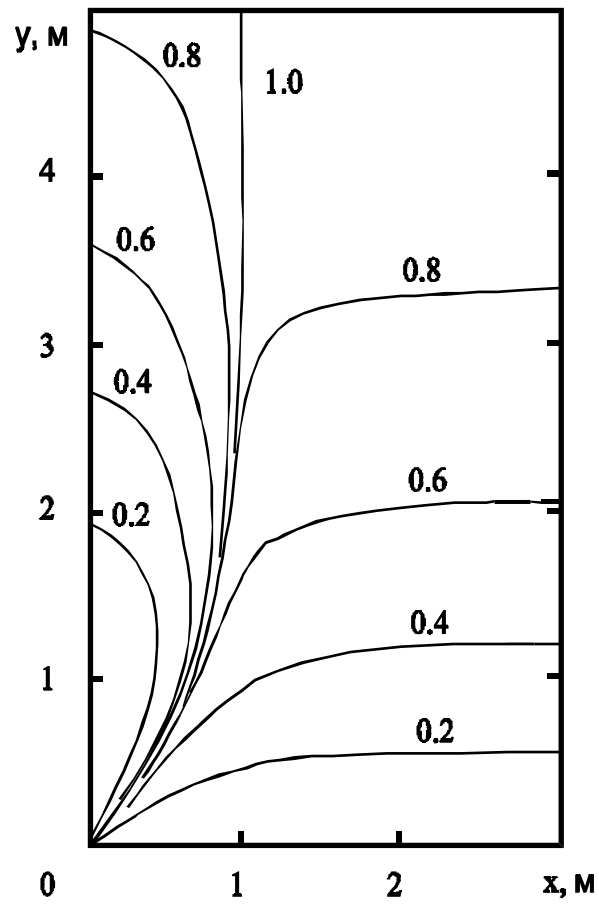


Рис. 1.6.
 Распределение u_x / u_y , изображенное в виде изолиний, вблизи тонкой стенки для нетурбулентного случая при условии $u_x = \text{const}$

1.4. Моделирование электрического состояния нетурбулентного приземного слоя

1.4.1. Постановка задачи и метод решения.

Для исследования изменчивости электрических характеристик приземного слоя в случае, когда количество ядер конденсации в атмосфере сравнимо с числом легких ионов, использовалась стационарная модель классического электродного эффекта [75]:

$$\begin{aligned}
 b_1 \frac{d}{dz}(En_1) &= q(z) - \alpha n_1 n_2 - \eta_1 n_1 N_2 - \eta_2 n_1 N_0; \\
 -b_2 \frac{d}{dz}(En_2) &= q(z) - \alpha n_1 n_2 - \eta_1 n_2 N_1 - \eta_2 n_2 N_0; \\
 \eta_2 n_1 N_0 - \eta_1 n_2 N_1 &= 0; \\
 \eta_2 n_2 N_0 - \eta_1 n_1 N_2 &= 0; \\
 N_1 + N_2 + N_0 &= N = \text{const}; \\
 \frac{dE}{dz} &= \frac{e}{\varepsilon_0} (n_1 - n_2 + N_1 - N_2).
 \end{aligned} \tag{1.22}$$

При этом предполагалось, что присутствие ядер конденсации в атмосфере приводит к образованию тяжелых ионов, подвижность которых на несколько порядков меньше, чем легких. Предполагалось, что ядра стационарны и имеют постоянную концентрацию. Когда число ядер намного превышает количество легких ионов, которые способны нейтрализовать тяжелые ионы, среднее время жизни и длина свободного пробега ядер увеличивается. В этом случае предположение о стационарности тяжелых ионов не выполняется. Если моделировать электрическое состояние приземного слоя в “чистых” районах, то есть где аэрозольные частицы отсутствуют или их концентрации малы, например, в горных районах, то предложенная модель оказывается достаточной.

Из третьего, четвертого и пятого уравнений системы (1.22) получаем функции N_1 и N_2 :

$$N_1 = \frac{N \eta_1 \eta_2 n_1^2}{\eta_1 \eta_2 n_1^2 + \eta_2^2 n_1 n_2 + \eta_1 \eta_2 n_2^2}; \tag{1.23}$$

$$N_2 = \frac{N \eta_1 \eta_2 n_2^2}{\eta_1 \eta_2 n_1^2 + \eta_2^2 n_1 n_2 + \eta_1 \eta_2 n_2^2}. \tag{1.24}$$

Подставляем (1.23), (1.24) в (1.22) и, вводя обозначения $y_1=En_1$, $y_2=En_2$, $y_3=E$ получаем следующую систему уравнений :

$$\begin{aligned}
 \frac{dy_1}{dz} &= \frac{q(z)}{b_1} - \frac{\alpha}{b_1} \cdot \frac{y_1 y_2}{y_3} - \frac{N \eta_2^2}{b_1 y_3} \cdot \left(\frac{\eta_1 y_1^2 y_2 + \eta_1 y_1 y_2^2}{\eta_1 \eta_2 y_1^2 + \eta_2^2 y_1 y_2 + \eta_1 \eta_2 y_2^2} \right); \\
 \frac{dy_2}{dz} &= - \left(\frac{q(z)}{b_2} - \frac{\alpha}{b_2} \cdot \frac{y_1 y_2}{y_3} - \frac{N \eta_1^2}{b_2 y_3} \cdot \left(\frac{\eta_1 y_1^2 y_2 + \eta_1 y_1 y_2^2}{\eta_1 \eta_2 y_1^2 + \eta_2^2 y_1 y_2 + \eta_1 \eta_2 y_2^2} \right) \right);
 \end{aligned}$$

$$\frac{dy_3}{dz} = \frac{e}{\varepsilon_0} \cdot \left(\frac{y_1}{y_3} - \frac{y_2}{y_3} + \frac{N \eta_1 \eta_2 (y_1^2 - y_2^2)}{\eta_1 \eta_2 y_1^2 + \eta_2^2 y_1 y_2 + \eta_1 \eta_2 y_2^2} \right). \quad (1.25)$$

Граничные условия :

$$y_1(\infty) = y_2(\infty), y_3(\infty) = \frac{B \cdot N + \left(B^2 N^2 + 4\alpha q(\infty) \right)^{\frac{1}{2}}}{2q(\infty)} y_1(\infty),$$

$$B = \frac{2\eta_1 \eta_2}{(\eta_2 + 2\eta_1)}, y_2(0) = 0. \quad (1.26)$$

В стационарном случае, учитывая инвариантность плотности электрического тока, получаем :

$$y_1(\infty) = \left(\frac{b_1}{b_1 + b_2} \right) y_1(0). \quad (1.27)$$

Подставляем (1.27) в (1.28) получаем :

$$y_3(\infty) = \frac{BN + \left(B^2 N^2 + 4\alpha q(\infty) \right)^{\frac{1}{2}}}{4q(\infty)} y_1(0). \quad (1.28)$$

Таким образом, исходной системой для решения является система (1.25) с граничными условиями (1.26). Значения параметров, входящих в уравнения, задавались следующими: $\eta_1=1,4 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$, $\eta_2=4 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$, $\alpha=1,6 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$, $b_1=1,2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, $b_2=1,4 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, $\varepsilon_0=8,85 \cdot 10^{-12} \text{ ф} \cdot \text{м}^{-1}$, $e=1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$.

Полученная система дифференциальных уравнений первого порядка (1.25) с граничными условиями (1.26) представляет собой краевую задачу [54]. Система решалась численно методом Рунге-Кутты четвертого порядка [16,54]. При этом значении $y_1(0)$ подбирались таким образом, чтобы выполнялись соотношения (1.26), (1.27), (1.28), то есть параметры достигали на некоторой высоте своих асимптотических значений [58]. Шаг интегрирования N выбирался равным $10^{-3} - 10^{-4}$ м. Устойчивость полученных решений проверялась путем сравнения решений, полученных при расчетах с шагом интегрирования $2N$ и $N/2$.

1.4.2. Анализ результатов модельных расчетов

1.4.2.1. Нетурбулентный электродный эффект в отсутствии аэрозоля

В отсутствие аэрозольных частиц рассматривалась система уравнений, состоящая из двух первых уравнений системы (1.22) без членов, описывающих взаимодействие легких ионов с аэрозолем, и уравнения Пуассона для легких ионов. Граничные условия в этом случае имели вид: $n_2(z=0)=0$, $n_1(\infty)=n_2(\infty)=(q(\infty)/\alpha)^{1/2}$. Функция интенсивности ионообразования задавалась в виде $q(z)=7,8 \cdot 10^6 + Q_0 \exp(-2,326 \cdot z)$, $Q_0=4,8 \cdot 10^6 \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$ в соответствии с работой [75].

В результате численных расчетов получены распределения n_1 , n_2 и E при значениях $E_0(z=0)$, равных -100, -200 и -500 Вм^{-1} (рис.1.7;1.8;1.9). Анализ

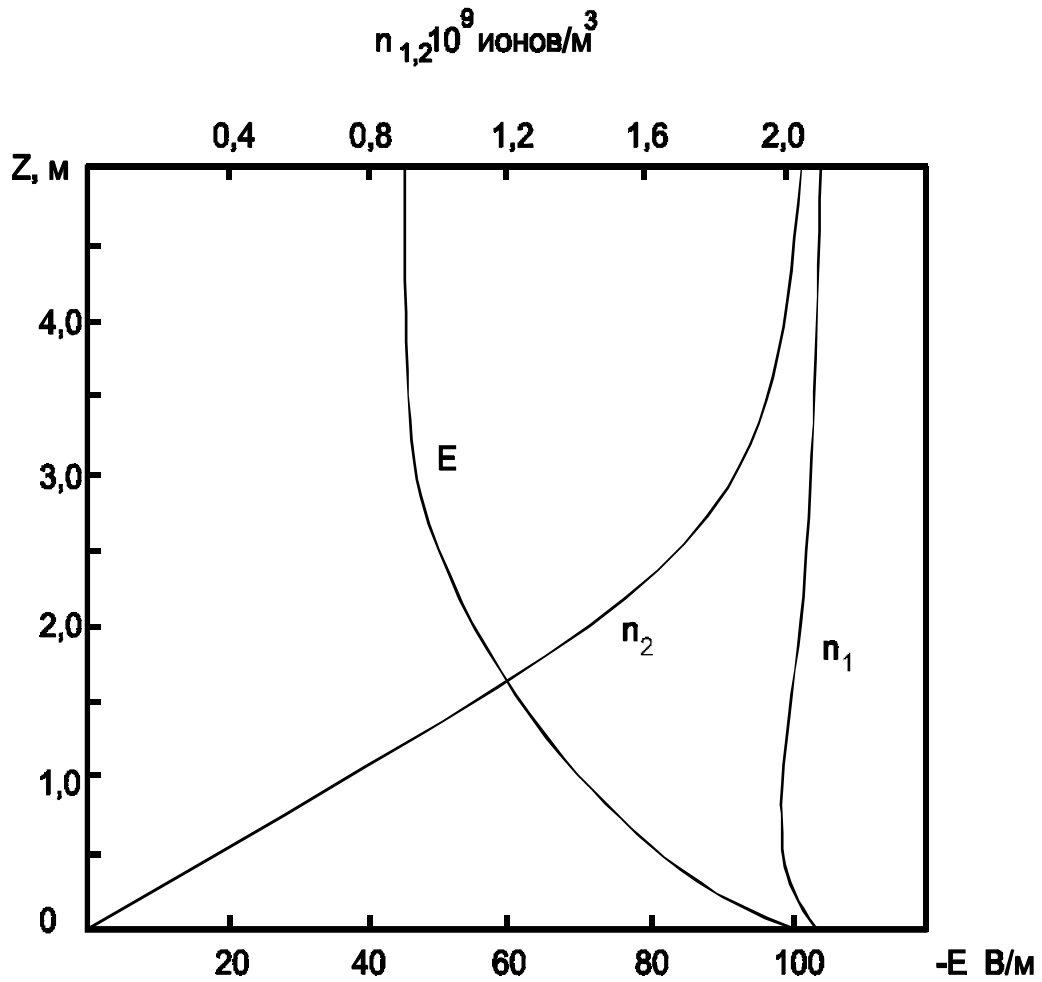


Рис. 1.7.
 Распределение концентраций положительных (n_1) и отрицательных (n_2) легких ионов, и электрического поля (E) в нетурбулентном случае при значении $E_0 = -100$ В/м.

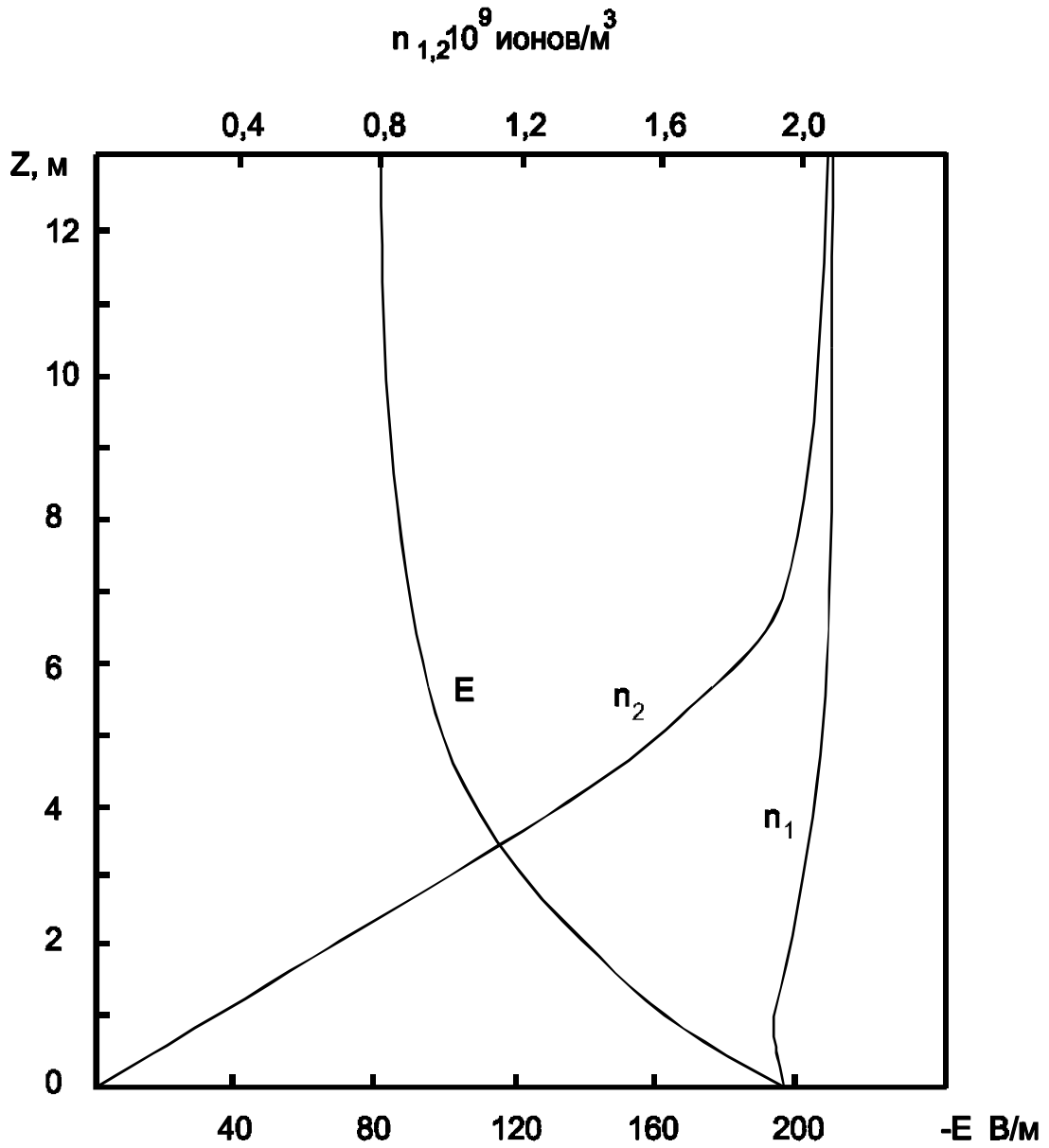


Рис. 1.8.
 Распределение $n_{1,2}$ и E в нетурбулентном случае при значении $E_0 = -200 \text{ В/м}$.

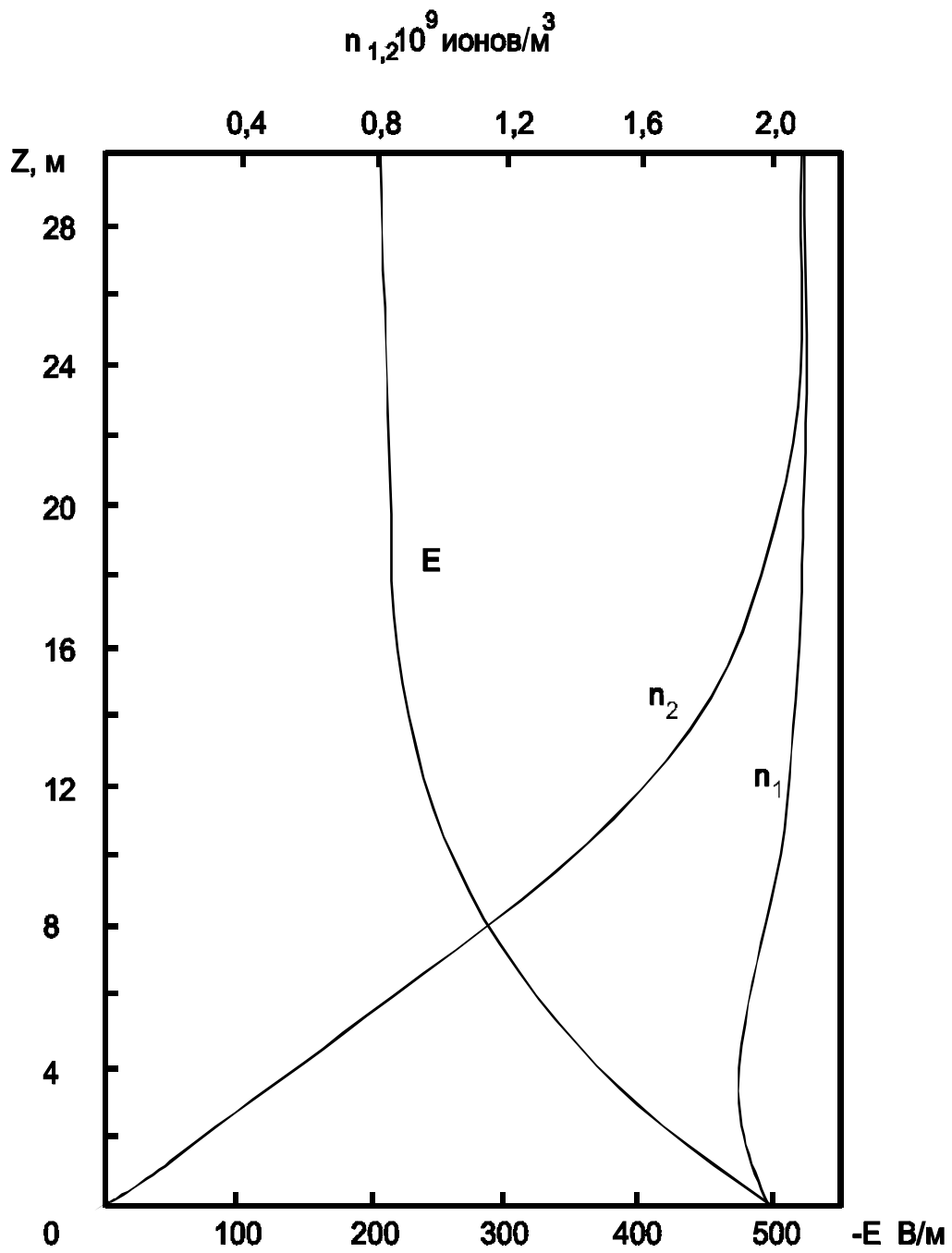


Рис. 1.9.
Распределение $n_{1,2}$ и E в нетурбулентном случае при значении $E_0 = -500$ В/м.

решений показывает, что толщина электродного слоя и, соответственно, масштаб изменений электрических характеристик увеличивается с ростом $|E_0|$. Значения $n_1(z=0)$ при этом уменьшаются. Отношение E_0/E_∞ с ростом $|E_0|$ от 100 до 500 В·м⁻¹ увеличивается примерно на 10%, то есть его можно считать практически постоянным.

В табл. 1.2 приведены значения $n_{1,2}$ и E на высотах 1 и 2 м, где обычно устанавливается измерительная аппаратура, для различных значений E_0 .

Таблица 1.2

Значения электрических характеристик вблизи поверхности земли при различных значениях E_0 в нетурбулентном случае

E_0 (В·м ⁻¹)	-100	-200	-500
$n_1 \cdot 10^9$ (ионов·м ⁻³) $z=0$	2,05	1,98	1,9
$n_\infty \cdot 10^9$	2,1	2,1	2,1
n_1/n_∞ $z=1$	0,95	0,92	0,9
n_2/n_∞ $z=1$	0,37	0,17	0,06
E/E_∞ $z=1$	1,58	1,95	2,26
n_1/n_∞ $z=2$	0,97	0,94	0,9
n_2/n_∞ $z=2$	0,69	0,33	0,18
E/E_∞ $z=2$	1,21	1,65	2,11
E_0/E_∞	2,22	2,33	2,43

Изменения значений n_1/n_∞ при увеличении $|E_0|$ не превышает 5 % на этих высотах. Изменения n_2/n_∞ гораздо больше и достигают примерно 80% на высоте 1 м. Отношение E/E_∞ при $z=1$ - 2 м с ростом $|E_0|$ увеличивается примерно на 40%, то есть электродный эффект усиливается, но это усиление уменьшается с высотой.

Математическая постановка задачи для рассматриваемого случая нетурбулентного электродного эффекта позволяет обратить граничные условия E , то есть можно задавать $E=E_\infty$ на верхней границе электродного слоя и получать методом, аналогичным описанному в разделе 1.4.1 значения E на границе $z=0$.

Интерпретируя полученные результаты в этой постановке граничных условий и считая заданным электрическое поле на верхней границе электродного слоя, значение которого обуславливается величиной потенциала ионосферы [55], можно сделать вывод, что электродный эффект вблизи поверхности усиливается при увеличении значений E_∞ вне электродного слоя, таким образом искажая измеряемые значения E . Это обстоятельство необходимо учитывать при анализе данных измерений электрического поля у земли.

1.4.2.2. Нетурбулентный электродный эффект при наличии аэрозоля в атмосфере

Для моделирования электрического состояния приземного слоя при наличии в нем аэрозольных частиц использовалась система уравнений (1.25) с граничными условиями (1.26). Расчеты были проведены для концентраций аэрозольных частиц $N=10^7-10^9 \text{ м}^{-3}$. Расчеты показывают, что при $N \leq 10^8 \text{ м}^{-3}$ аэрозоль практически не влияет на распределение $n_{1,2}$ и E в приземном слое. Увеличение N до значений порядка $5 \cdot 10^8 - 10^9 \text{ м}^{-3}$ приводит к уменьшению толщины электродного слоя. На рис.(1.10;1.11;1.12) приведены распределения $n_{1,2}$, E , $N_{1,2}$ для случаев $N=10^8$, $5 \cdot 10^8$ и 10^9 м^{-3} . В табл. 1.3 приведены соотношения $n_{1,2}/n_\infty$, $N_{1,2}/N_\infty$ и E/E_∞ на высотах 1 и 2 метра для этих случаев.

Анализ приведенных результатов показывает, что при увеличении N значения $n_1(z=0)$ и n_∞ уменьшаются, отношение E_0/E_∞ при этом с точностью до нескольких процентов остается постоянным.

Анализ отношений $n_{1,2}/n_\infty$, $N_{1,2}/N_\infty$ и E/E_∞ на высотах 1 и 2 метра, приведенных в табл. 1.3, показывает их нелинейную зависимость от значений N . Эта нелинейность обусловлена нелинейностью самого электродного эффекта. Это проявляется и в поведении функции распределения n_1 по высоте, построенной на рис.[1.10;1.11;1.12], которая до высоты порядка 1 м возрастает, а затем начинает убывать до своего асимптотического значения. Физически это обусловлено принятой закономерностью убывания интенсивности ионообразования с высотой вблизи земли.

Увеличение значений $|E_0|$ от 100 до $500 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$ приводит к уменьшению значений $n_1(z=0)$. Как и в случае без аэрозоля, отношения n_2/n_∞ и N_2/N_∞ на высотах 1-2 м уменьшаются почти на порядок (рис.1.13-1.15). Значения N_1/N_∞ с ростом $|E_0|$ увеличиваются примерно в 2 раза. Значения n_1/n_∞ с точностью до 10% можно считать постоянными. Электродный эффект (отношение E/E_∞) на высотах 1-2 м увеличивается с ростом $|E_0|$. С ростом концентрации аэрозольных частиц в атмосфере значения электронного эффекта уменьшаются.

Таким образом, следует вывод о том, что наличие в атмосфере концентрации аэрозольных частиц более $5 \cdot 10^8 \text{ м}^{-3}$ оказывает заметное влияние на распределение $n_{1,2}$ и E вблизи поверхности земли. Изменчивость электрических характеристик, обусловленная наличием аэрозоля и различными значениями E , может достигать 30-40% и создавать вариации, сопоставимые с глобальной унитарной вариацией E , что подтверждает предположения, сделанные в работе [10].

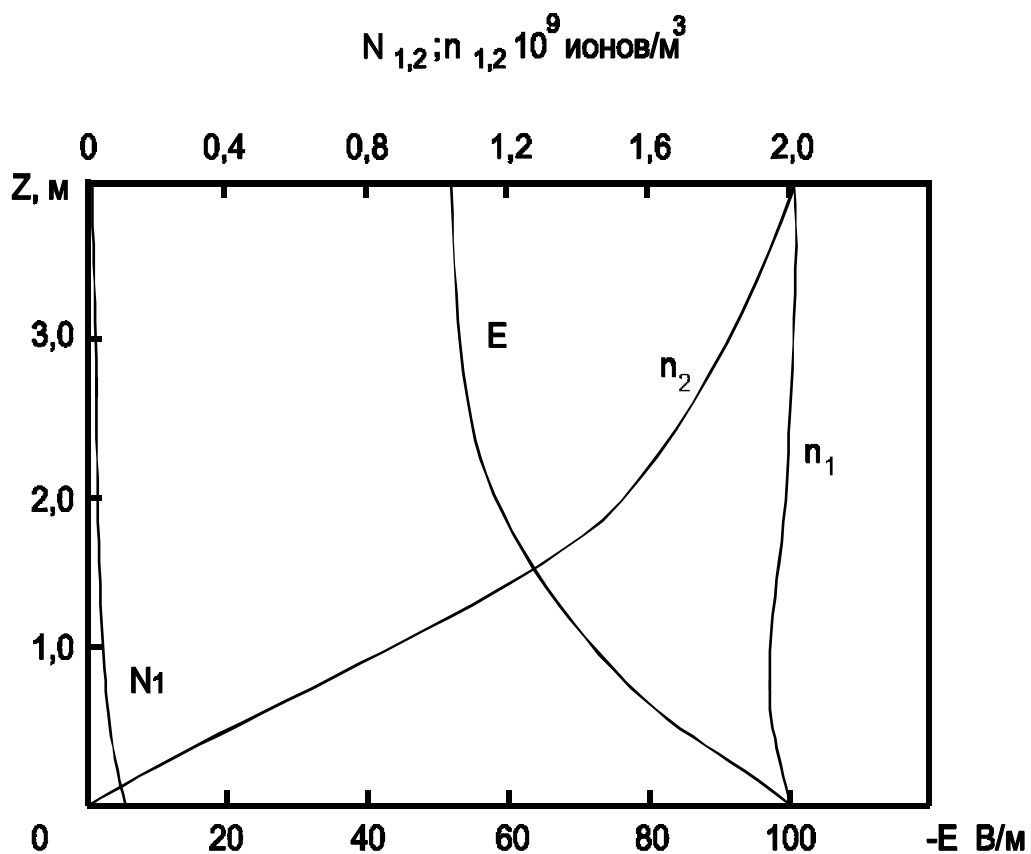


Рис. 1.10.

Распределение n_{-2} , E и концентраций положительно (N_1) и отрицательно (N_2) заряженных аэрозольных частиц в электродном слое при $N = 10^9 \text{ м}^{-3}$ и $E_0 = -100 \text{ В/м}$.

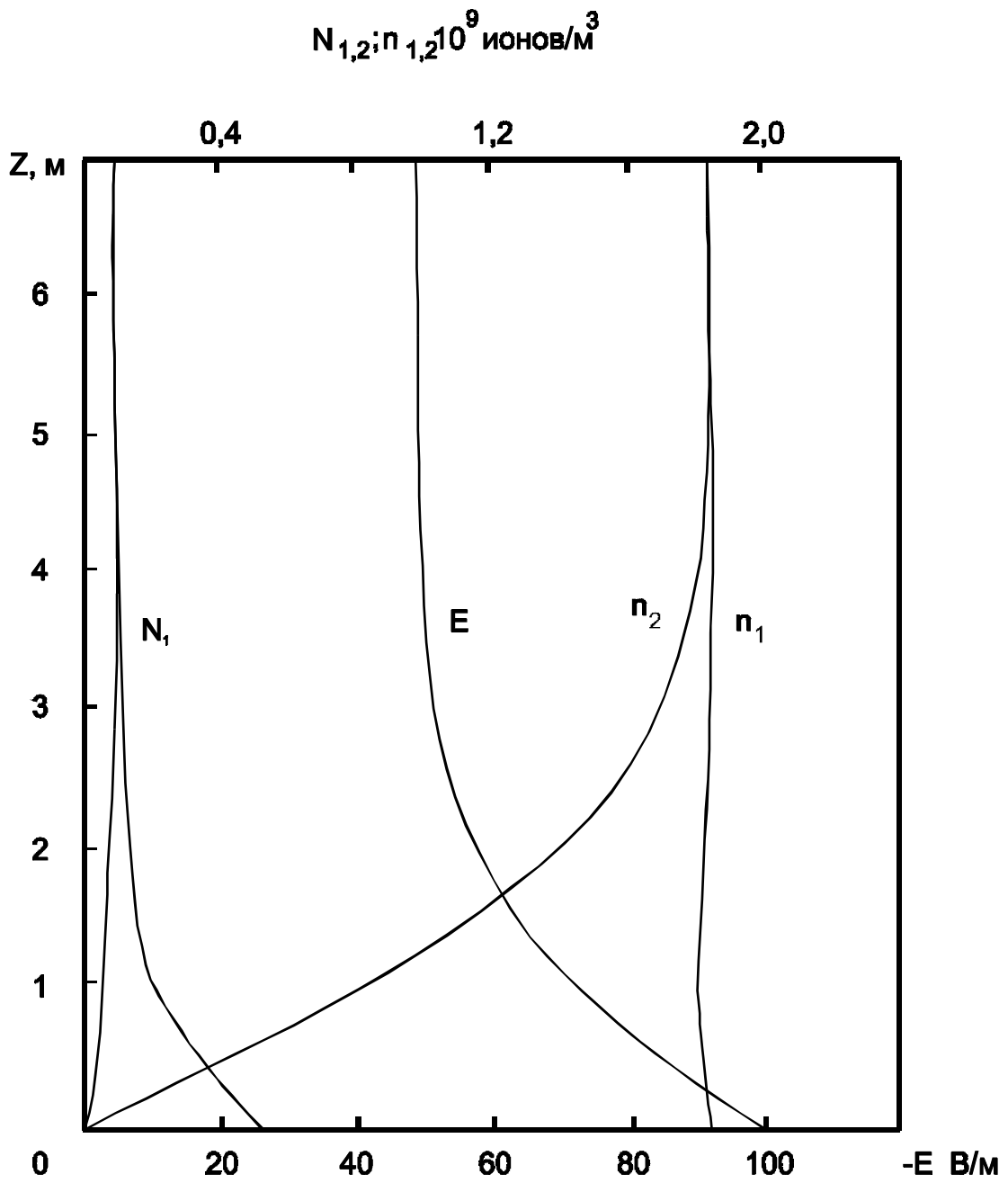


Рис. 1.11.
 Распределение $n_{1,2}$ и E в электродном слое при $N = 5 \cdot 10^8 \text{ м}^{-3}$ и $E_0 = -100 \text{ В/м}$

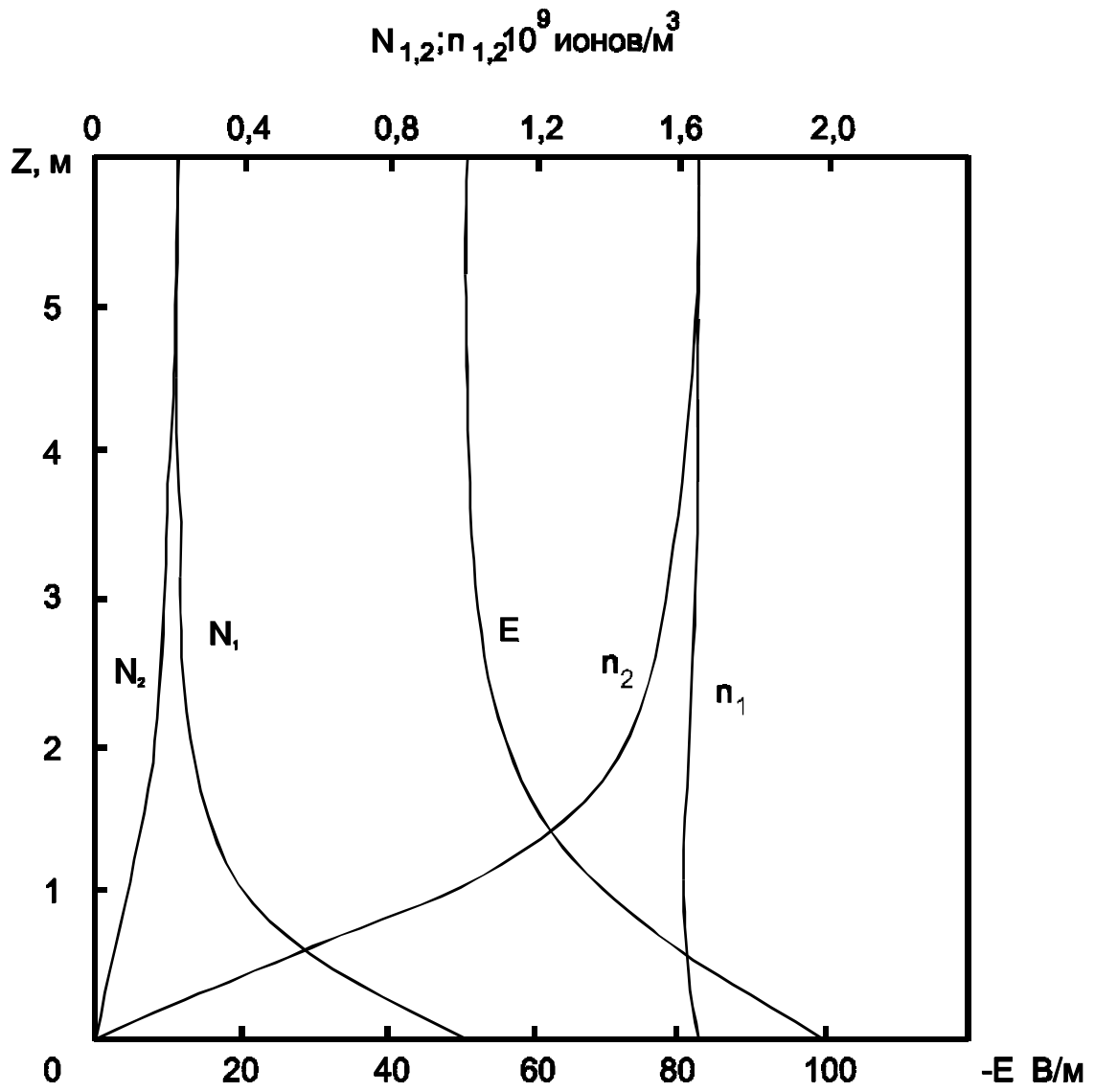


Рис. 1.12.
 Распределение $n_{1,2}$ и E в электродном слое при $N = 10^9 \text{ м}^{-3}$ и $E_0 = -100 \text{ В/м}$

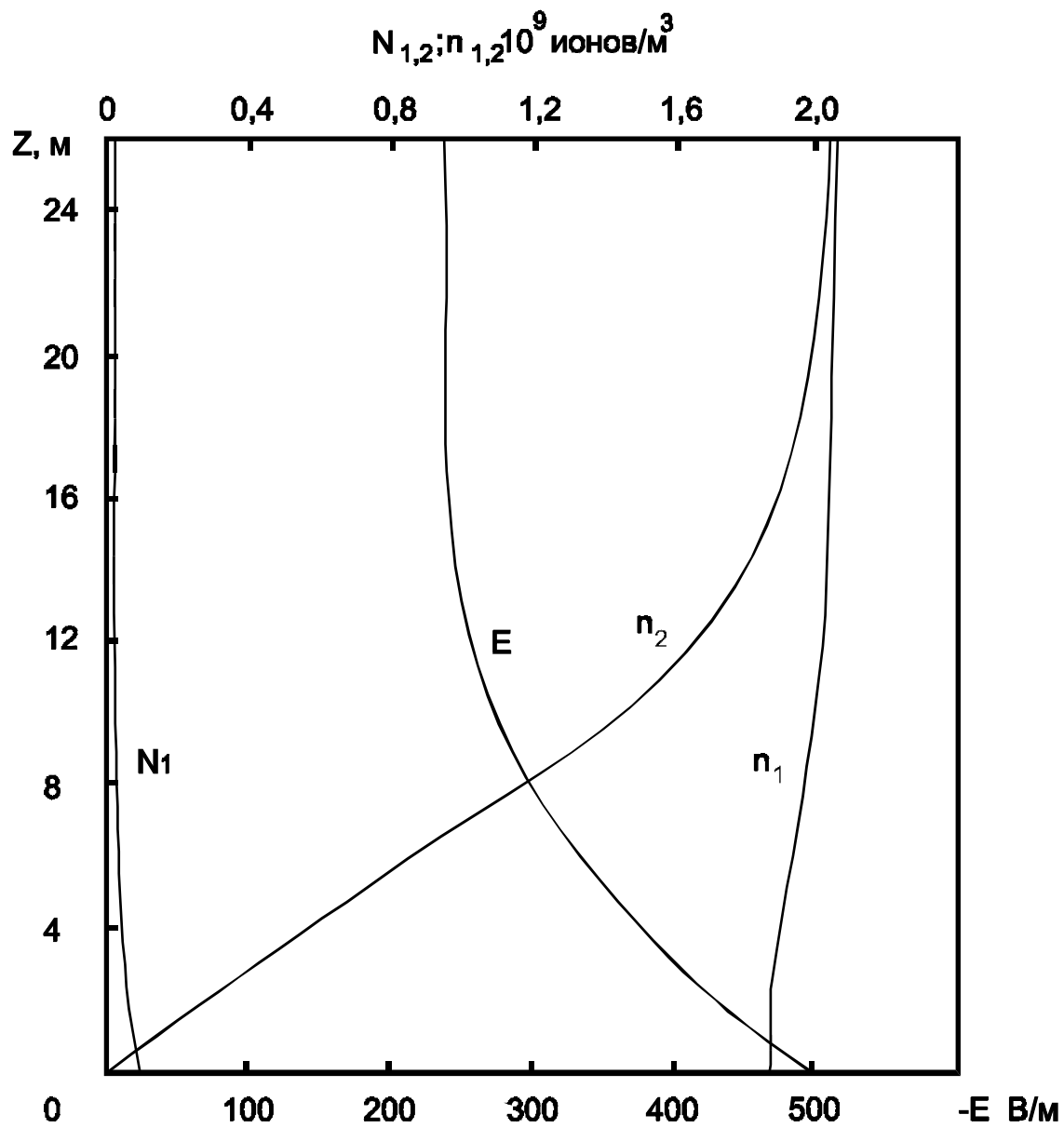


Рис. 1.13.
 Распределение $n_{1,2}$ и E в электродном слое при $N = 10^8 \text{ м}^{-3}$ и $E_0 = -500 \text{ В/м}$

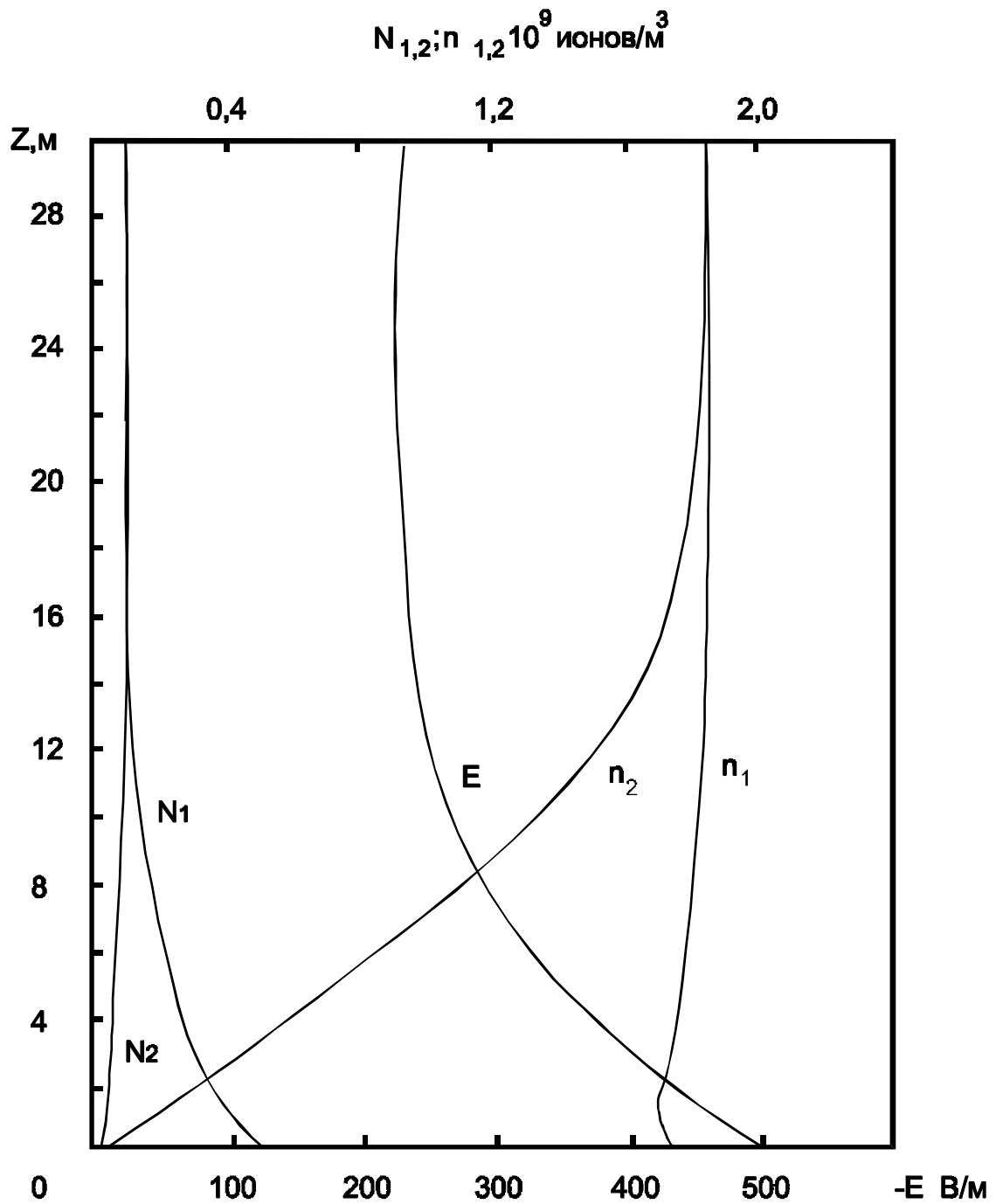


Рис. 1.14.
 Распределение $n_{1,2}$ и E в электродном слое при $N = 5 \cdot 10^8 \text{ м}^{-3}$ и $E_0 = -500 \text{ В/м}$

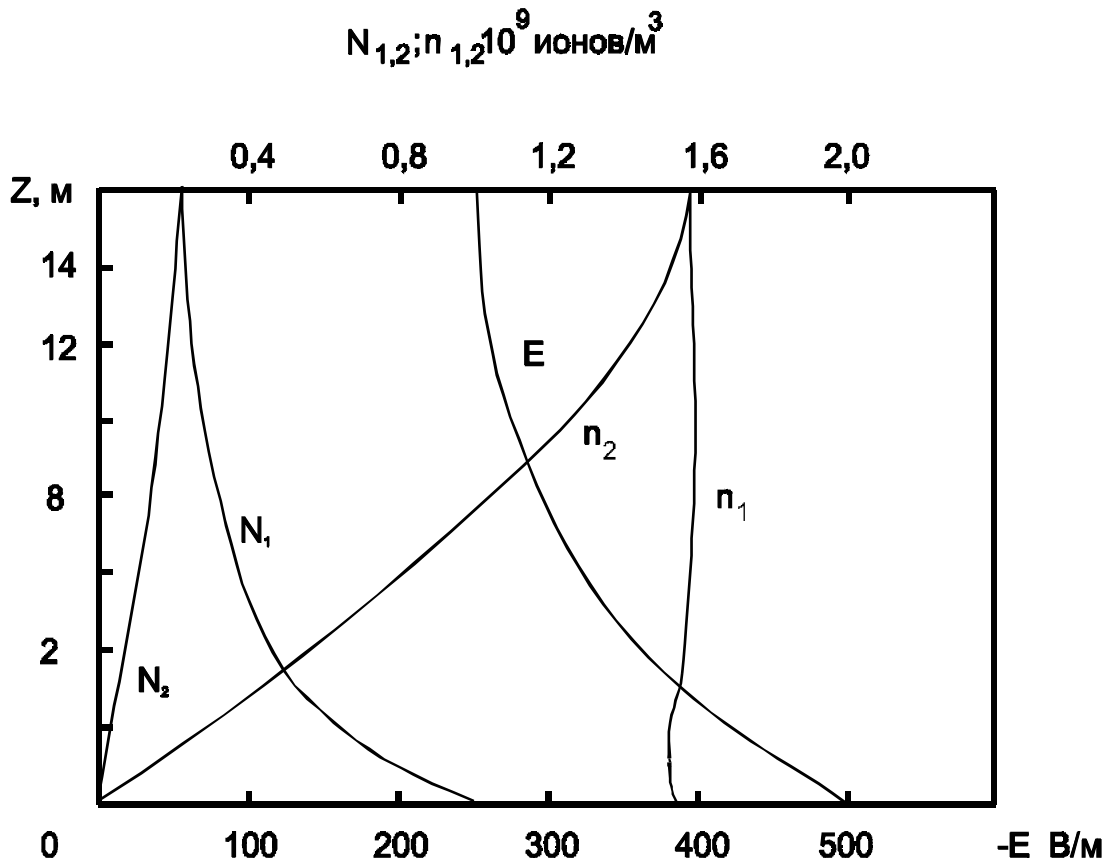


Рис. 1.15.
 Распределение $n_{1,2}$ и E в электродном слое при $N = 10^9 \text{ м}^{-3}$ и $E_0 = -500 \text{ В/м}$

Значение электрических характеристик вблизи поверхности земли при различных значениях E_0 и N

$E_0(\text{В/м})$	$N=10^8 \text{ м}^{-3}$		$N=5 \cdot 10^8 \text{ м}^{-3}$		$N=10^9 \text{ м}^{-3}$	
	-100	-500	-100	-500	-100	-500
$N_1 \cdot 10^9$ (ионов·м ⁻³) $z=0$	2,01	1,89	1,84	1,72	1,65	1,52
$n_\infty \cdot 10^9$	1,94	2,03	1,85	1,85	1,63	1,52
n_1/n_∞ $z=1$	1,01	0,92	0,97	0,92	0,98	0,98
n_2/n_∞ $z=1$	0,44	0,07	0,45	0,08	0,49	0,1
E/E_∞ $z=1$	1,39	2,01	1,41	2	1,37	1,83
N_1/N_∞ $z=1$	1,9	3,8	1,94	3,88	1,8	3,76
N_2/N_∞ $z=1$	0,38	0,02	0,39	0,03	0,44	0,04
n_1/n_∞ $z=2$	1,03	0,93	0,98	0,93	0,99	1
n_2/n_∞ $z=2$	0,78	0,14	0,77	0,16	0,8	0,18
E/E_∞	1,11	1,87	1,14	1,85	1,12	1,69
N_1/N_∞	1,43	3,33	1,26	2,9	1,21	4,1
N_2/N_∞ $z=2$	0,95	0,01	0,78	0,09	0,83	0,1
E_0/E_∞	1,94	2,16	2,01	2,16	1,98	2

1.4.2.3. Влияние источников ионизации на электрические характеристики электродного слоя

В расчетах, приведенных в разделах 1.4.2.1. и 1.4.2.2, использовалось следующее представление для функции интенсивности ионообразования [74]:

$$q(z) = 7 \cdot 10^6 + Q_0 \exp(-2,362 \cdot z) \text{ [пар ионов} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}\text{]}. \quad (1.29)$$

Эта функция была построена таким образом, чтобы при $Q_0 = 4,8 \cdot 10^6 \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ она проходила через две точки $q = 11,4 \cdot 10^6$ на высоте 3 см и $q = 7,4 \cdot 10^6$ на высоте 1 м (экспериментальные значения q , полученные в работе [70]).

Второй член выражения (1.29) отражает распределение ионизации, создаваемой радоном. Радон является быстрораспадающимся газом с характерным

масштабом распределения порядка нескольких десятков сантиметров.

В работе [74] были рассчитаны профили $n_{1,2}$ и E в случае нетурбулентного электродного эффекта при $Q_0=80 \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ (рис.1.3, в). В этом случае на высоте около 0,6 м появляется отрицательный объемный заряд, который приводит к реверсу обычного электродного эффекта.

На рис.1.16 приведены результаты расчета для случая $Q_0=80 \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, но при большем характерном масштабе распределения родона (порядка 1 м). В этом случае реверс электродного эффекта не наблюдается.

На рис.1.17;1.18 приведены распределения $n_{1,2}$ и E в случае $Q_0=80 \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ при $E_0=-200; -500 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$. Отрицательного объемного заряда вблизи поверхности нет, а значения n_1 при $E=-200 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$ увеличивается по сравнению с $E_0=-100 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$. Функция n_1 на высоте от 0 до 2 м убывает примерно на 30%, а затем практически постоянна. Отношение E_0/E_∞ в этом случае равно $\approx 1,3$, то есть электродный эффект уменьшается. Полученные распределения n_1 и n_2 хорошо согласуются с экспериментальными данными работы [72].

При значении $E_0= -500 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$ электродный эффект похож на случай с $Q_0=4,8 \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Отличие заключается в поведении n_1 на высоте 0-1 м, где n_1 убывает на 20%.

Таким образом, результаты моделирования электрического состояния нетурбулентного приземного слоя позволяют сделать следующие выводы:

1. В отсутствие аэрозоля при увеличении $|E_0|$ от 100 до $500 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$ значение E_0/E_∞ практически не меняется, а толщина электродного слоя увеличивается. Как следствие последнего, отношение E/E_∞ на высоте 1 - 2 м с ростом E_0 увеличивается, при этом n_1/n_∞ практически не меняется, а n_2/n_∞ уменьшается.

2. Наличие в приземном слое аэрозольных частиц ($N \sim 10^8 - 10^9 \text{ м}^{-3}$) уменьшает толщину электродного слоя, отношение E_0/E_∞ при этом с точностью до нескольких процентов не меняется. На высоте 1-2 м от поверхности значения $n_{1,2}/n_\infty$, $N_{1,2}/N_\infty$ и E/E_∞ меняются нелинейно, что обусловлено нелинейностью самого электродного эффекта.

3. С ростом E_0 в присутствии аэрозоля отношение E/E_∞ на высоте 1-2 м увеличивается, но меньше, чем в чистой атмосфере. Значения n_2/n_∞ и N_2/n_∞ уменьшаются, N_1/N_∞ увеличиваются, а n_1/n_∞ с точностью до 10% остается постоянным.

4. Наличие тонкого слоя повышенной ионизации вблизи поверхности земли приводит к реверсу электродного эффекта и появлению отрицательного объемного заряда. Этот эффект исчезает при увеличении значений $|E_0|$ или масштаба распределения $q(z)$. При значениях $Q_0=80 \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, $E_0=-200 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$ получено, что при n_1 убывает с высотой, а n_2 растет. Этот эффект согласуется с экспериментальными результатами. [72]

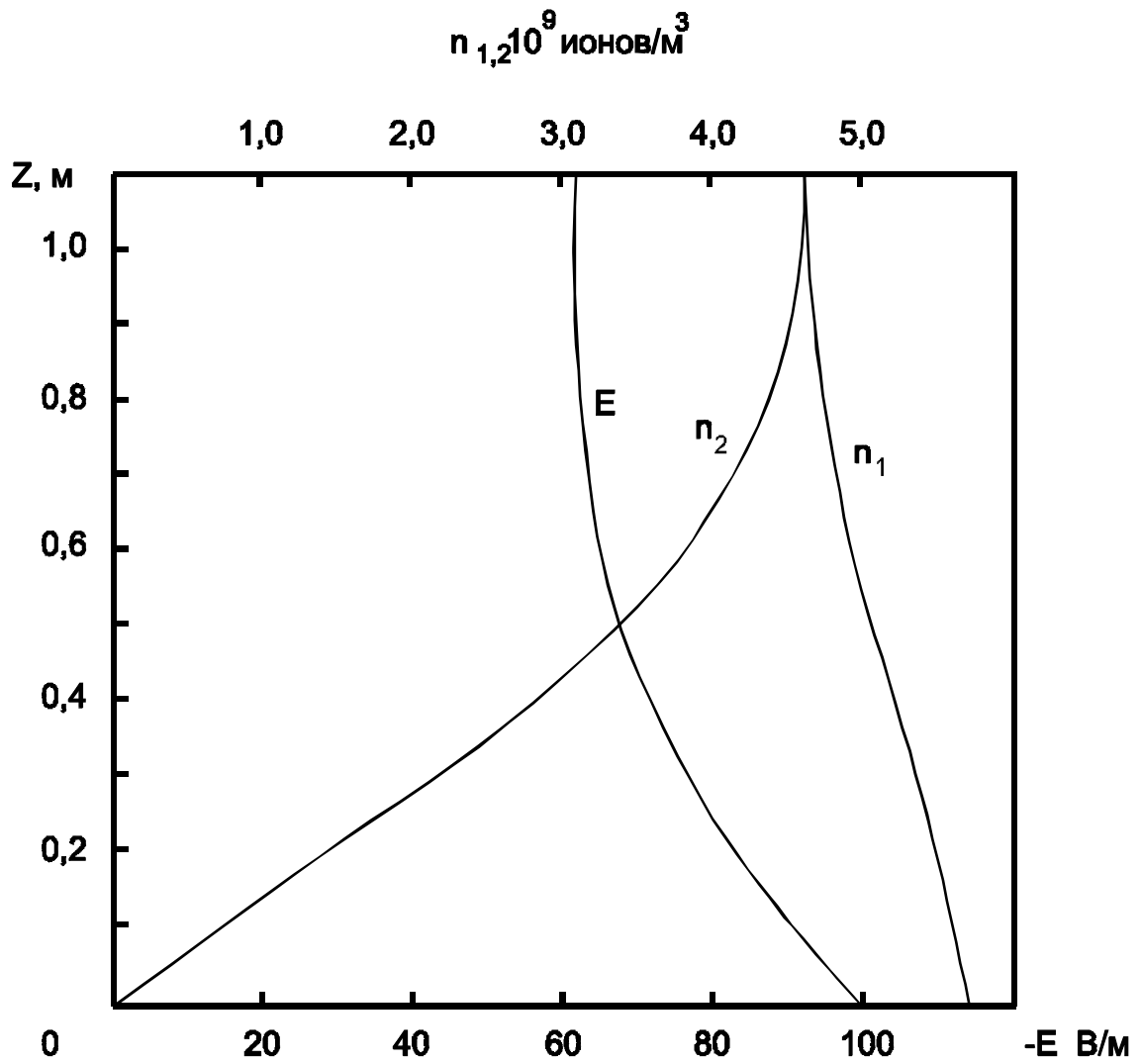


Рис. 1.16.
 Распределение $n_{1,2}$ и E в электродном слое при
 $q(Z) = (7+80 \exp(-Z)) \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и $E_0 = -100 \text{ В/м}$

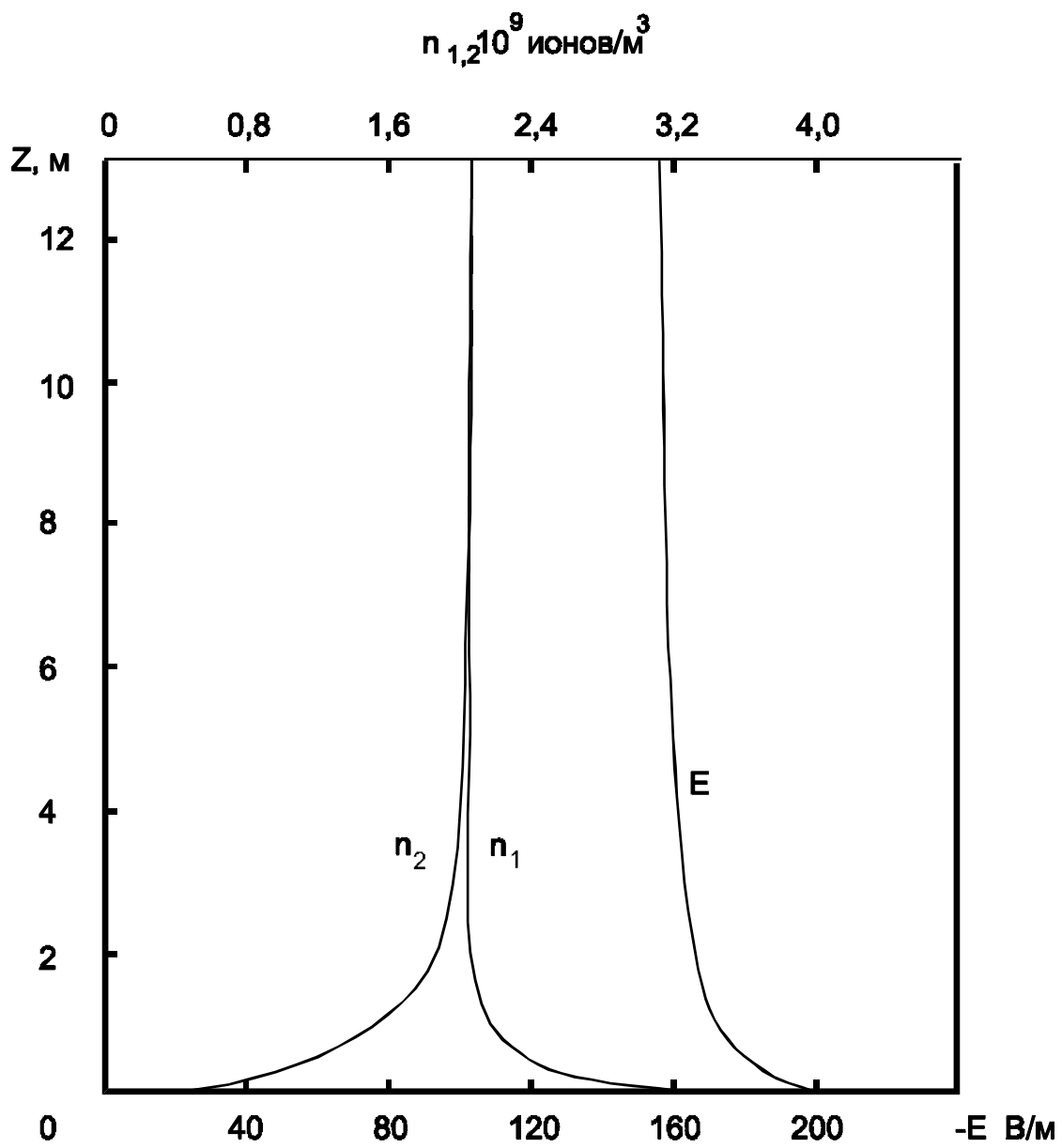


Рис. 1.17.
 Распределение $n_{1,2}$ и E в электродном слое при $q(Z) = (7+80 \exp(-2,362 Z)) \cdot 10^8 \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$ и $E_0 = -200 \text{ В/м}$

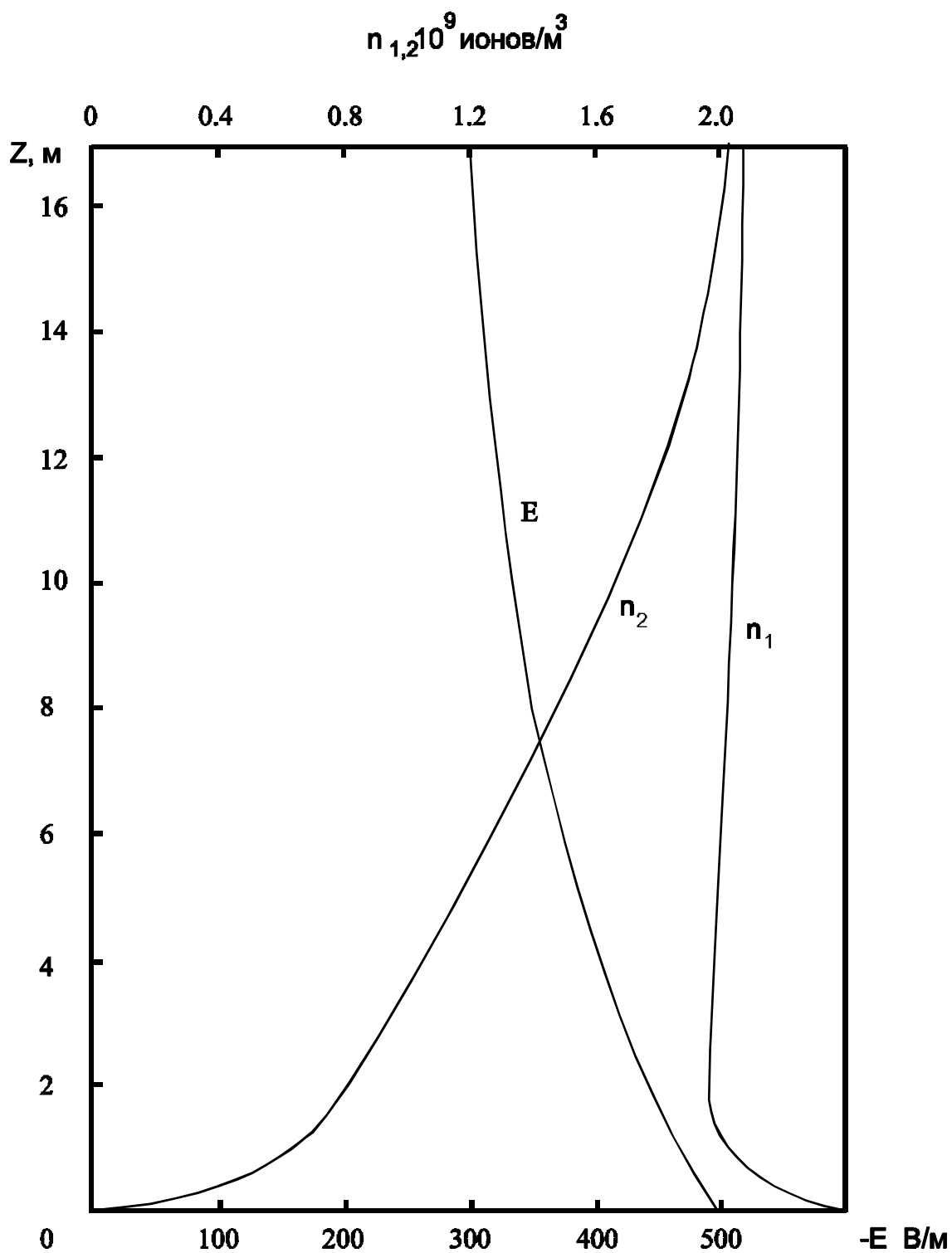


Рис. 1.18.
 Распределение $n_{1,2}$ и E в электродном слое при $q(Z) = (7+80 \exp(-2,362 Z)) \cdot 10^8 \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ и $E_0 = -500 \text{ В/м}$

2. ТУРБУЛЕНТНЫЙ ЭЛЕКТРОДНЫЙ ЭФФЕКТ

2.1. Постановка задачи

Известно [8,17,26,27,45], что взаимодействие горизонтального ветра с подстилающей земной поверхностью приводит к формированию приземного слоя с высотой порядка 10-100 м и пограничного слоя с толщиной порядка 1 км. Возникающие гидродинамические течения обычно характеризуются большими числами Рейнольдса и переходят в турбулентное состояние, поэтому говорят о турбулентном приземном и пограничном слоях. Аналогично нагрев земной поверхности солнечной радиацией приводит к возникновению конвекции, которая также имеет турбулентный характер. Наличие турбулентного перемешивания приводит к изменению электрического состояния в нижних слоях атмосферы: меняются распределения электрической проводимости, электрического поля, плотности электрического тока и электрического заряда. В пограничном слое появляется “конвективный токовый генератор”, определяемый членом $\langle \rho'v' \rangle$ в выражении для плотности электрического тока (1.7), который был впервые определен в экспериментальной работе [87]. Его величина оказалась сравнимой с величиной плотности тока проводимости. Теоретическое моделирование электрических процессов в приземном и пограничном слоях атмосферы полезно для интерпретации данных измерений, получаемых на наземной сети атмосферно-электрических станций, поскольку эти станции в Российской Федерации находятся в пределах приземного слоя [37,39].

Для исследования влияния турбулентности на электрические процессы в приземном слое воспользуемся методом Рейнольдса [27]. Представим все известные и неизвестные величины \bar{v} , \bar{E} , $n_{1,2}^i$, входящие в систему (1.1) в следующем виде:

$$\bar{v} = \langle \bar{v} \rangle + \bar{v}', \quad n_{1,2}^i = \langle n_{1,2}^i \rangle + n_{1,2}^{i'}, \quad \bar{E} = \langle \bar{E} \rangle + \bar{E}'. \quad (2.1)$$

Рассматривая только одну группу ионов легких ионов ($n_{1,2}^i = n_{1,2}$), отбрасывая пока члены $K_{1,2}^i$, подставляя (1.9) в систему уравнений (1.8) и усредняя эту систему уравнений, получим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle n_{1,2} \rangle}{\partial t} + \text{div} \langle n_{1,2} \rangle \cdot (\langle \bar{v} \rangle + b_{1,2} \langle \bar{E} \rangle) + \text{div} \langle n_{1,2} \bar{v}' \rangle + \text{div} b_{1,2} \langle \bar{E}' n_{1,2}' \rangle &= ; \\ &= q - \alpha (\langle n_1 \rangle \cdot \langle n_2 \rangle + \langle n_1' n_2' \rangle); \\ \text{div} \langle \bar{E} \rangle &= 4 \pi e (\langle n_1 \rangle - \langle n_2 \rangle). \end{aligned} \quad (2.2)$$

Угловые скобки в представлении (2.2) означают усреднение по времени:

$$\langle f \rangle = \frac{1}{T_1} \int_0^{T_1} f dt,$$

где T_1 - масштаб времени, удовлетворяющий условию $\tau \ll T_1 \ll T$, τ - характерный временной масштаб флуктуаций, T - характерный временной масштаб изменения средних величин, причем $\langle f' \rangle = 0$.

Другим способом усреднения является усреднение по площадям, параллельным земной поверхности [110] $\langle f \rangle = \frac{1}{S} \int f dx dy dz$, где S - площадь плоской поверхности с размерами, гораздо большими, пространственных масштабов флуктуаций.

Систему уравнений (2.2) можно свести к системе уравнений для средней плотности электрического заряда $\langle \rho \rangle$ ($\rho = e \cdot (n_1 - n_2)$) и средней электрической проводимости $\langle \lambda \rangle$ ($\lambda = e \cdot (b_1 n_1 + b_2 n_2)$), если провести аналогичное (2.2) разделение на среднюю и флуктуирующую части:

$$\rho = \langle \rho \rangle + \rho', \quad \lambda = \langle \lambda \rangle + \lambda'. \quad (2.3)$$

Тогда для средней плотности электрического заряда $\langle \rho \rangle$ и средней электрической проводимости $\langle \lambda \rangle$ получим уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial t} + \text{div} \langle \rho \rangle \cdot \langle \vec{v} \rangle + \text{div} \langle \lambda \rangle \cdot \langle \vec{E} \rangle + \text{div} \langle \rho' \vec{v}' \rangle + \text{div} \langle \lambda' \vec{E}' \rangle + \\ + \text{div} D_0 \nabla \langle \rho \rangle = 0; \\ \frac{\partial \langle \lambda \rangle}{\partial t} + \text{div} \langle \lambda \rangle \cdot \langle \vec{v} \rangle + \text{div} \langle \lambda' \vec{v}' \rangle + \text{div} \langle \vec{E}' \rangle \cdot [(b_1 - |b_2|) \cdot \langle \lambda \rangle + \\ + |b_1| \cdot |b_2| \cdot \langle \rho \rangle] + \text{div} \langle \vec{E}' \rangle \cdot [(b_1 - |b_2|) \cdot \lambda' + b_1 |b_2| \cdot \rho'] + \\ + \text{div} D_0 \cdot \text{grad} \langle \lambda \rangle = (b_1 + |b_2|) \cdot e q - \alpha [(\langle \lambda \rangle + \langle \rho \rangle \cdot |b_2|) \cdot \\ \cdot (\langle \lambda \rangle - \langle \rho \rangle \cdot b_2) + (\lambda' + \rho' \cdot |b_2|) \cdot (\lambda' - \rho' \cdot b_1)] \cdot [b_1 + |b_2| \cdot e]^{-1}; \\ \text{div} \langle \vec{E}' \rangle = 4\pi \langle \rho \rangle. \end{aligned} \quad (2.4)$$

В полученные системы уравнений (2.2), (2.4) входят средние от произведения флуктуаций электрических параметров $\langle n'_{1,2} \vec{v}' \rangle$,

$\langle \vec{E}' n'_{1,2} \rangle$, $\langle \lambda' \vec{E}' \rangle$, и так далее, то есть корреляционные моменты второго поряд-

ка. Поэтому для замыкания системы уравнений (2.2), (2.4) необходимо сделать определенные физические предположения о виде этих членов, то есть замкнуть данные системы уравнений. Одним из таких предположений является введение коэффициента турбулентного обмена (турбулентной диффузии), связывающего $\langle n'_{1,2} \vec{v}' \rangle$ и градиент средней концентрации ионов $\langle n_{1,2} \rangle$:

$$\left\langle \mathbf{n}'_{1,2} \vec{v}' \right\rangle = -D_T \cdot (\vec{r}) \cdot \text{grad} \langle \mathbf{n}_{1,2} \rangle, \quad (2.5)$$

где $D_T = \left\langle v'^2 \right\rangle \cdot \tau$, $\left\langle v'^2 \right\rangle$ - средний квадрат флуктуаций турбулентной

скорости, τ - характерное время жизни пульсаций.

При $\left\langle v'^2 \right\rangle \gg b_{1,2}^2 \left\langle E'^2 \right\rangle$ четвертый член в уравнении для $\langle \mathbf{n}_{1,2} \rangle$ можно

отбросить. Пренебрегая также $\langle \mathbf{n}'_1 \mathbf{n}'_2 \rangle$ и считая $\vec{v} = (v_x, 0, 0)$

и $\frac{\partial \mathbf{n}_{1,2}}{\partial z} \gg \frac{\partial \langle \mathbf{n}_{1,2} \rangle}{\partial y}, \frac{\partial \langle \mathbf{n}_{1,2} \rangle}{\partial x}$, получим вместо (2.4) следующую систему

уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \mathbf{n}_{1,2} \rangle}{\partial t} + \text{div} b_{1,2} \left\langle \vec{E} \right\rangle \cdot \langle \mathbf{n}_{1,2} \rangle - \frac{\partial}{\partial z} \cdot \left[(D_T(z, t) + D_0) \cdot \frac{\partial \langle \mathbf{n}_{1,2} \rangle}{\partial z} \right] &=; \\ &= q - \alpha \cdot \langle \mathbf{n}_1 \rangle \cdot \langle \mathbf{n}_2 \rangle; \\ \text{div} \left\langle \vec{E} \right\rangle &= 4 \pi e (\langle \mathbf{n}_1 \rangle - \langle \mathbf{n}_2 \rangle). \end{aligned} \quad (2.6)$$

В одномерном случае система уравнений (2.6) при $\vec{E} = (0, 0, E_z)$ сводится к следующей системе уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \mathbf{n}_{1,2} \rangle}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \cdot b_{1,2} \cdot \langle E_z \rangle \cdot \langle \mathbf{n}_{1,2} \rangle - \frac{\partial}{\partial z} \left[(D_T(z, t) + D_0) \cdot \frac{\partial \langle \mathbf{n}_{1,2} \rangle}{\partial z} \right] &=; \\ &= q(z) - \alpha \cdot \langle \mathbf{n}_1 \rangle \cdot \langle \mathbf{n}_2 \rangle; \\ \frac{dE_z}{dz} &= 4 \pi e (\langle \mathbf{n}_1 \rangle - \langle \mathbf{n}_2 \rangle). \end{aligned} \quad (2.7)$$

где D_0 - коэффициент молекулярной диффузии.

Используя систему уравнений (2.7), можно получить уравнения для средней плотности электрического заряда $\langle \rho \rangle$ и средней электрической проводимости $\langle \lambda \rangle$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left[(D_T(z, t) + D_0) \frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial z} \right] + \frac{\partial}{\partial z} (\langle \lambda \rangle \cdot \langle E_z \rangle) &= 0; \\ \frac{\partial \langle \lambda \rangle}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left[(D_T(z, t) + D_0) \frac{\partial \langle \lambda \rangle}{\partial z} \right] + b^2 \frac{\partial}{\partial z} \langle E_z \rangle \cdot \langle \rho \rangle &= \\ &= 2 \cdot e \cdot b \cdot q - \alpha \frac{\langle \lambda \rangle^2 - b^2 \langle \rho \rangle^2}{2 \cdot e \cdot b}; \end{aligned}$$

$$\frac{d\langle E_z \rangle}{dz} = 4 \pi \langle \rho \rangle. \quad (2.8)$$

Последнее уравнение для $\langle \lambda \rangle$ получено в предположении, что подвижности легких ионов равны, то есть $|b_1| = |b_2|$.

Представление (2.5) обосновывается с помощью квазилинейной теории [43], которая дает и непосредственное представление для коэффициента вертикального турбулентного обмена $D_T(z,t)$ [110]. Оно выводится также из уравнений, описывающих поведение корреляционных моментов $\langle \rho' v'_z \rangle$, $\langle \rho' T' \rangle$ [27] в пограничном слое атмосферы при $\frac{u_* \tau_\lambda}{H} \ll 1$, где u_* - динамическая скорость вблизи земной поверхности, τ_λ - время электрической релаксации, H - высота пограничного слоя. При этом для коэффициента турбулентного обмена можно использовать представление [8]:

$$D_T(z,t) = \begin{cases} D_1 z, & |z| < |L| \\ D_m z^m, & |z| > |L|, \end{cases}$$

где $m=0, 4/3$, L - масштаб Монина - Обухова : $L = - \frac{u_*^3}{\chi \frac{g}{T_0} \cdot \frac{H}{c_p \rho_0}}$,

где $\chi=0,43$ - постоянная Кармана, c_p - теплоемкость воздуха при постоянном давлении, g - ускорение свободного падения, T_0 - температура вблизи земной поверхности, H - тепловой турбулентный поток, ρ_0 - плотность воздуха.

Практически в условиях турбулентного перемешивания в приземном слое перенос ионов практически не отличается от переноса обычной примеси, который рассматривается в теории атмосферной диффузии [27] за тем исключением, что есть источники ионизации и есть процесс гибели ионов за счет их взаимной рекомбинации и присоединения к аэрозольным частицам. Для переноса плотности электрического заряда характерно появление времени электрической релаксации, определяющей скорость распада электрического заряда. Но если выполнено условие $\langle v'^2 \rangle \approx b_{1,2} \langle E'^2 \rangle$, то наряду с процессом диффузии ионов в турбулентном поле скоростей имеет место диффузия в турбулентном электрическом поле. Для коэффициента турбулентной диффузии в турбулентном электрическом поле можно использовать оценку $D_T = \langle v'_{1,2}{}^2 \rangle \cdot \tau = b_{1,2}^2 \langle E'^2 \rangle \tau$. Но как показывают численные оценки в условиях турбулентного приземного слоя $\langle v'^2 \rangle \gg b_{1,2}^2 \langle E'^2 \rangle$ диффузионным переносом ионов за счет флуктуаций напряженности электрического поля можно пренебречь [33].

2.2. Аналитические модели турбулентного электродного эффекта

Теория классического электродного эффекта, рассмотренная в предыдущем разделе, предполагает атмосферу неподвижной. В природе такая ситуация наблюдается достаточно редко. Атмосфера обычно находится в состоянии турбулентного перемешивания. Поэтому следующим шагом в развитии электродного эффекта применительно к атмосфере явилось включение в исходные уравнения членов, описывающих турбулентный перенос объемных зарядов в приземном слое.

Впервые задачу в такой постановке рассмотрел Whipple [108]. Полный ток, текущий в атмосфере, был им представлен в виде суммы тока проводимости и турбулентного тока:

$$i = (\lambda_1 + \lambda_2) \cdot E + D_T \frac{d\rho}{dz}, \quad \rho = -\frac{1}{4\pi} \cdot \frac{dE}{dz}, \quad (2.10)$$

где ρ - плотность электрического заряда, D_T - коэффициент турбулентного перемешивания, $\lambda_{1,2}$ - соответственно, положительная и отрицательная проводимость воздуха.

Предполагая i , λ_1 , λ_2 и D_T постоянными, решение уравнения (2.10) было получено в виде:

$$E = \frac{i}{\lambda_1(\lambda_1 + \lambda_2)} \cdot \left(\lambda_1 + \lambda_2 e^{-\frac{z}{a}} \right), \quad a = \left(\frac{D_T}{4\pi(\lambda_1 + \lambda_2)} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.11)$$

которое при $z \rightarrow \infty$ обращается в $\frac{i}{\lambda_1 + \lambda_2}$. При условии $\lambda_1 = \lambda_2$ из (2.11)

получается, что $\frac{E_0}{E_\infty} = 2$. При $D_T = 10^4 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ и $(\lambda_1 + \lambda_2) = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ толщина электродного слоя $a = 28.2$ м, что превышает значения, полученные в нетурбулентном случае.

Однако, как указано в работе П. Н. Тверского и М. П. Тимофеева [52], решение (2.11) не совсем корректно, так как автор предположил, что при $z=0$ полный ток равен $\lambda_1 E$, то есть $\lambda_2(z=0) = 0$, а это противоречит первоначальному условию $\lambda_2 = \text{const}$.

При отказе от этого граничного условия, решение уравнения (2.11) получено в работе [18], при условии задания $E(z=0) = E_0$ и $E(z \rightarrow \infty) = E_\infty$, в виде :

$$E = E_\infty + (E_0 - E_\infty) \cdot e^{-\frac{z}{a}}, \quad (2.12)$$

что совпадает с решением, приведенным в работе [100]. Отличие этих решений заключается в различном определении толщины электронного слоя : по (1.17) в работе [100] и по (2.11) в работе [52]. Далее в работе [52] рассмотренная выше

задача решалась при $D_T = D_1 \cdot \frac{z}{z_1}$, где D_1 - значение коэффициента турбулентности на высоте z_1 . Решение было получено в виде :

$$E(z) = \frac{i}{\lambda_1 + \lambda_2} + B'x \cdot k_1(x),$$

$$x = 4 \left(\frac{\pi(\lambda_1 + \lambda_2) \cdot z_1 \cdot z}{D_1} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.13)$$

где $k_1(x)$ - функция Макдональда от вещественного аргумента, B' - некоторая константа.

В. Б. Милин и С. Г. Малахов [23-25] использовали зависимость $D_T(z)$ из работы [21]. Задавая $D_T = D_1 z^{1-\varepsilon}$, где ε - безразмерный параметр, характеризующий степень устойчивости атмосферы, решение было получено в виде :

$$E(z) = \frac{i}{\lambda_1 + \lambda_2} + B' \bar{x}^{-n} k_n(\bar{x}),$$

$$\bar{x} = 4n \left(\frac{\pi(\lambda_1 + \lambda_2)}{D_1} \cdot z^{\frac{1}{n}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad n = \frac{1}{1 + \varepsilon}. \quad (2.14)$$

Для определения постоянной B' , входящей в (2.13) и (2.14), авторы этих работ предполагали известными значения E и D_T на некоторой высоте. Это несколько снижает общность полученных результатов. Однако необходимо отметить, что в этих работах, впервые была исследована зависимость распределения E в приземном слое от степени турбулентного перемешивания. Было показано, что с увеличением значений D_T толщина электродного слоя растет.

Проблема моделирования турбулентного электродного эффекта обсуждалась в монографиях Я. И. Френкеля [53], Н. Israel [83], Д. Л. Лайхмана [22]. В них всех подчеркивалась важность учета турбулентного перемешивания в моделях электродного эффекта, применительно к атмосфере, и, одновременно, указывалось, что предположение $\lambda = \text{const}$ математически упрощает задачу, но не отвечает на вопрос о том, какими внешними факторами определяется сама проводимость воздуха в приземном слое.

Одним из препятствий на пути отказа от допущения $\lambda = \text{const}$ являлись математические трудности аналитического решения задачи. В работах, которые будут рассмотрены ниже, это препятствие было преодолено.

2.3. Численные модели турбулентного электродного эффекта

Итак, система уравнений, описывающих турбулентный электродный эффект в атмосфере (в системе Си), имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \cdot \langle n_{1,2} \rangle + \operatorname{div} \langle n_{1,2} \rangle \cdot \langle \vec{v} \rangle \pm b_{1,2} \cdot \operatorname{div} \langle n_{1,2} \vec{E} \rangle - \\ \operatorname{div} \left[(D_T(\vec{r}) + D_{1,2}) \nabla \langle n_{1,2} \rangle \right] = \langle q(\vec{r}) \rangle - \alpha \langle n_1 \rangle \cdot \langle n_2 \rangle; \\ \operatorname{div} \langle \vec{E} \rangle = \frac{e}{\varepsilon_0} \cdot (\langle n_1 \rangle - \langle n_2 \rangle). \end{aligned} \quad (2.15)$$

Поглощение легких ионов аэрозольными частицами в системе (2.15) не рассматривается. Опуская угловые скобки, получаем одномерную систему уравнений, которая обычно используется для описания турбулентного электродного эффекта в приземном слое:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{1,2}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(D_T(z) + D_{1,2} \frac{\partial n_{1,2}}{\partial z} \right) \pm b_{1,2} \frac{\partial}{\partial z} (E n_{1,2}) = \\ = q(z) - \alpha n_1 n_2; \\ \frac{dE}{dz} = \frac{e}{\varepsilon_0} (n_1 - n_2). \end{aligned} \quad (2.16)$$

При $T \gg \tau$ (T -характерное время изменения электрических характеристик атмосферы, $\tau = (q\alpha)^{-1/2}$) система уравнений (2.16) может рассматриваться как стационарная :

$$\begin{aligned} - \frac{d}{dz} \left(D_T(z) \frac{dn_{1,2}}{dz} \right) \pm b_{1,2} \frac{d}{dz} (E n_{1,2}) = q(z) - \alpha n_1 n_2; \\ \frac{dE}{dz} = \frac{e}{\varepsilon_0} (n_1 - n_2). \end{aligned} \quad (2.17)$$

Впервые задачу в такой постановке решил Норрел [75]. Считая поверхность аэродинамически гладкой, граничные условия им задавались в виде :

$$n_{1,2}(z=0) = 0, \quad E(z=0) = E_0, \quad n_{1,2}(z \rightarrow \infty) = n_\infty = (q(\infty)/\alpha)^{1/2}.$$

Коэффициент турбулентной диффузии задавался в виде функции, линейно зависящей от высоты : $D_T = \frac{\chi z + \gamma}{z + \beta}$. При $z \rightarrow \infty$ значение $D_T \rightarrow \chi = \text{const}$, на поверхности $D_T = \frac{\gamma}{\beta}$. Отношение $\frac{\gamma}{\beta}$ можно интерпретировать как значение молекулярной диффузии на несколько порядков меньше, чем значение χ . Значение $\gamma = 5 \cdot 10^{-5}$ м, $\beta = 10$ м, в соответствии с работой [75].

Система уравнений (2.16) с граничными условиями, представляющая собой краевую задачу [54], решалась численно методом Рунге-Кутты [16,54]. При этом

значения $\frac{dn_{1,2}}{dz}(z=0)$ подбирались таким образом, чтобы выполнялись асимптотические граничные условия.

Полученные решения для случаев $\chi=0,05;0,1;5 \text{ м}^2\text{с}^{-1}$ при $q = 10^7 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ и $E_0 = -100 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$ показывают, что толщина электродного слоя растет с увеличением коэффициента турбулентной диффузии, а отношение E_0/E_∞ инвариантно относительно значений D_T (рис. [2.1]).

В следующей работе (Hoppel, Gathman [78]) рассмотрен случай турбулентного электродного эффекта при наличии аэрозольных частиц в атмосфере. В правой части ионизационно-рекомбинационных уравнений появляются члены, описывающие взаимодействие легких ионов с аэрозольными частицами, таким же образом как это делалось в нетурбулентном случае [74]. Кроме того добавлены уравнения, описывающие турбулентный перенос, образовавшихся тяжелых ионов. В этом случае исходная система уравнений в стационарных условиях имеет вид:

$$\begin{aligned} -\frac{d}{dz} \left(D_T(z) \frac{dn_{1,2}}{dz} \right) \pm b_{1,2} \frac{d}{dz} (En_{1,2}) &= \\ &= q - \alpha n_1 n_2 - \eta_1 n_{1,2} N_{2,1} - \eta_2 n_{1,2} N_0; \\ \frac{dE}{dz} &= \frac{e}{\varepsilon_0} \cdot (n_1 - n_2 + N_1 - N_2), \quad N_1 + N_2 + N_0 = N = \text{const}; \\ -\frac{d}{dz} \left(\tau(z) \cdot \frac{dN_{1,2}}{dz} \right) &= \eta_2 N_0 n_{1,2} - \eta_1 N_{1,2} n_{2,1}, \end{aligned} \quad (2.18)$$

где $\tau(z)$ - коэффициент турбулентного перемешивания для тяжелых ионов. Представление коэффициента турбулентной диффузии $D_T(z)$ задавался, как и в предыдущей работе [75], а $\tau(z)=\chi \cdot z$. При $z=0$, $\tau=0$, что следует из предложения об однородном распределении аэрозольных частиц в приземном слое и его постоянстве во времени.

Система уравнений (2.18) решалась численно при следующих граничных условиях:

$$\begin{aligned} E(z=0) = E_0, \left(\frac{dN_{1,2}}{dz} \right)_{z=0} &= 0, \quad N_1(\infty) = N_2(\infty) = N_\infty, \\ n_{1,2}(z=0) = 0, \quad n_{1,2}(z \rightarrow \infty) &= n_\infty. \end{aligned}$$

Метод решения аналогичен, описанному выше. Значения $n_{1,2}$, $N_{1,2}$ и E на бесконечности определялись из (2.18) следующим образом :

$$n_\infty = \frac{-B \cdot N + \left((B \cdot N)^2 + 4 \alpha q \right)^{\frac{1}{2}}}{2 \alpha}, \quad B = \frac{2 \eta_2 \eta_1}{2 \eta_2 + \eta_1}, \quad N_\infty = \frac{\eta_2 N}{2 \eta_2 + \eta_1},$$

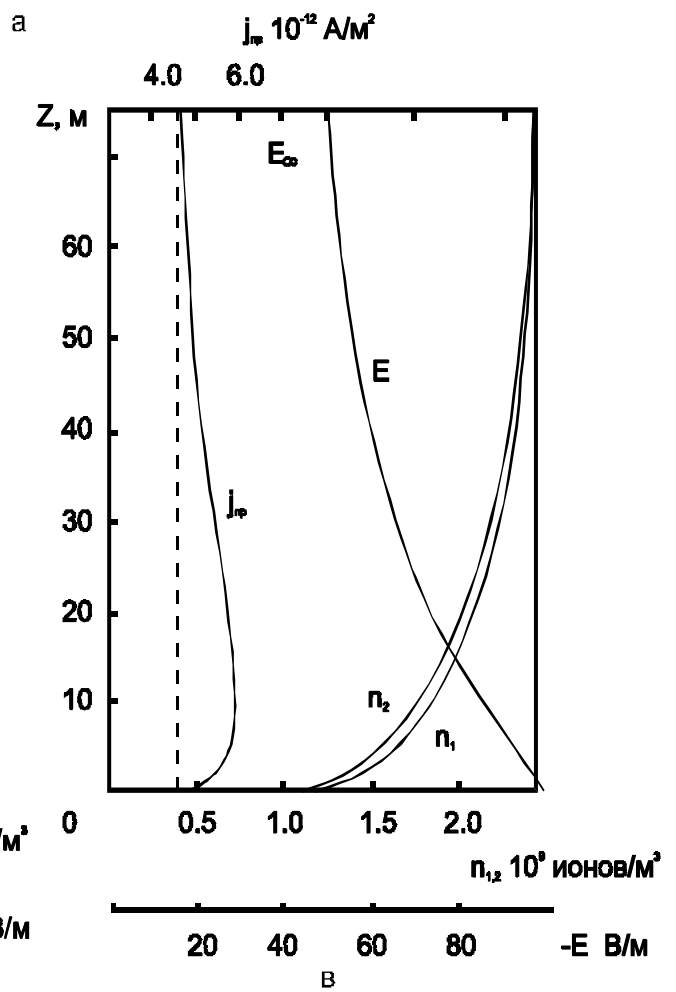
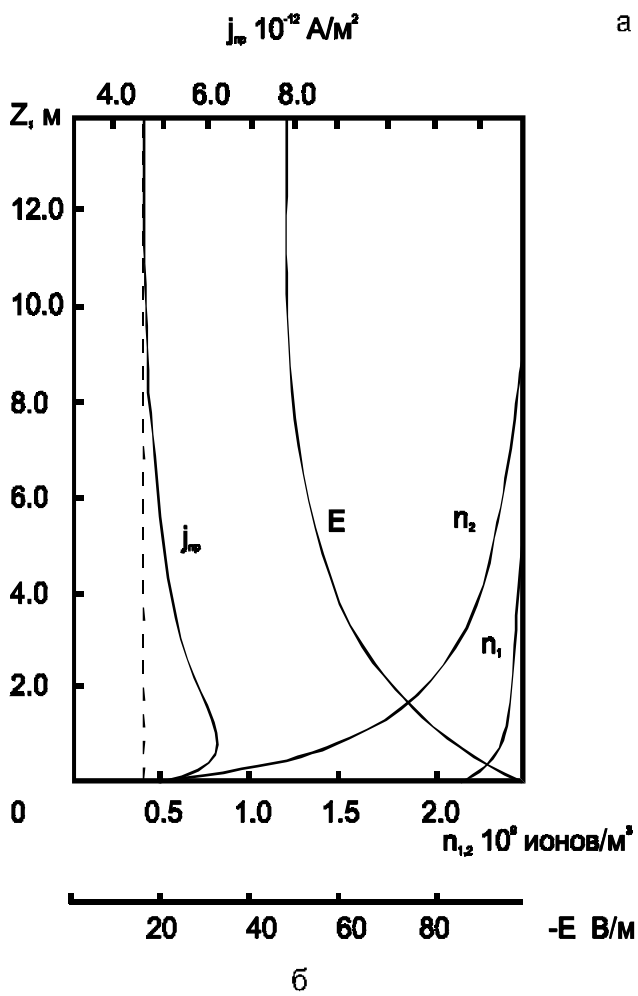
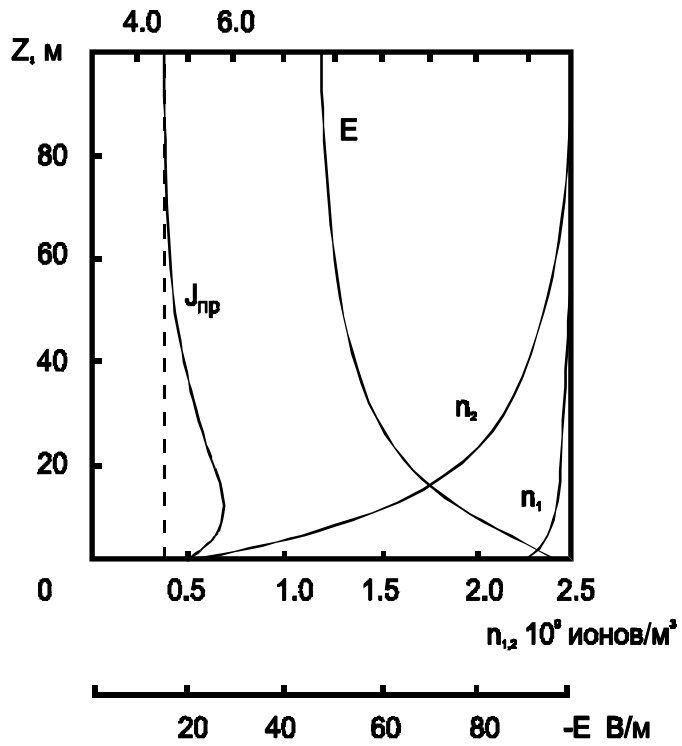


Рис. 2.1. Турбулентный электродный эффект при $q = 10^7 \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$, для случаев $\chi = 0,05$ (а); $0,1$ (б); 5 (в) [$\text{м}^2 \text{ с}^{-1}$].

$$E_{\infty} = -\frac{D_{\tau}(z=0)}{2 b n_{\infty}} \cdot \left(\frac{dn_1}{dz} - \frac{dn_2}{dz} \right)_{z=0}. \quad (2.19)$$

Результаты расчетов при различных значениях D_{τ} , τ приведены на рис. 2.2. На рис.2.3 приведены распределения E , n_1 , n_2 при наличии аэрозольных частиц с концентрацией $N=5 \cdot 10^8 \text{ м}^{-3}$.

Расчеты, сделанные по модели турбулентного электродного эффекта [75,78], показывают, что при больших значениях коэффициента турбулентной диффузии профили n_1 и n_2 становятся похожими.

Влияние электрического поля на них ослабевает. Крайней ситуацией является случай сильного турбулентного перемешивания, когда распределение $n_{1,2}$ в приземном слое обусловлено только турбулентностью.

Модель электродного эффекта в приближении сильного турбулентного перемешивания разрабатывалась в работах Willet [109], В.Н. Морозова [29,33], В. Н. Морозова, Г. В. Куповых [35,88].

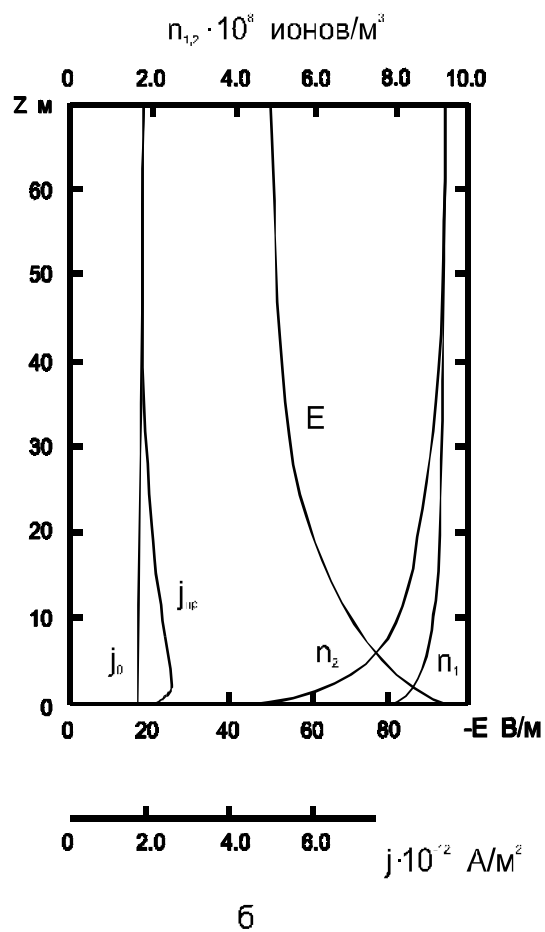
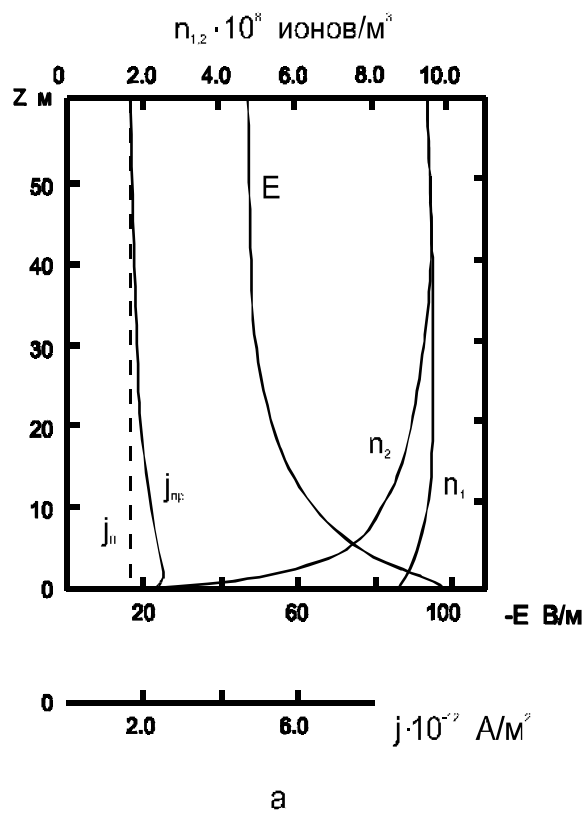


Рис. 2.2.
Турбулентный электродный эффект при $\chi = 3$ м²/с (а) и $\chi = 6$ м²/с (б).

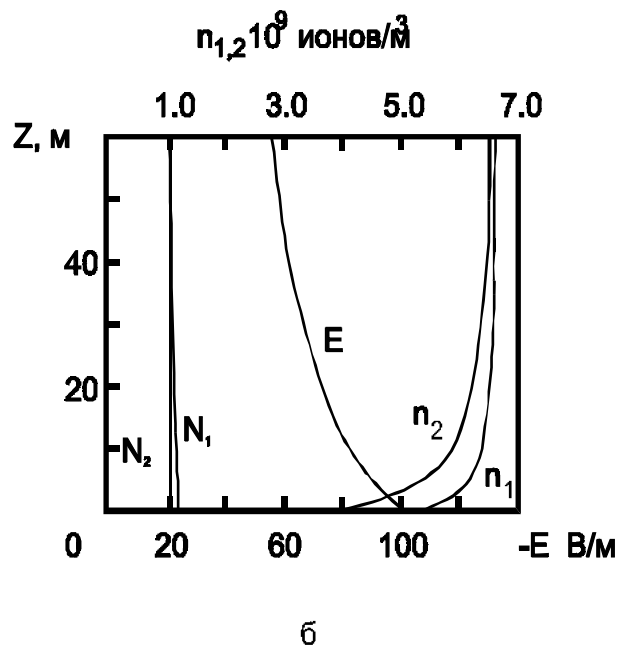
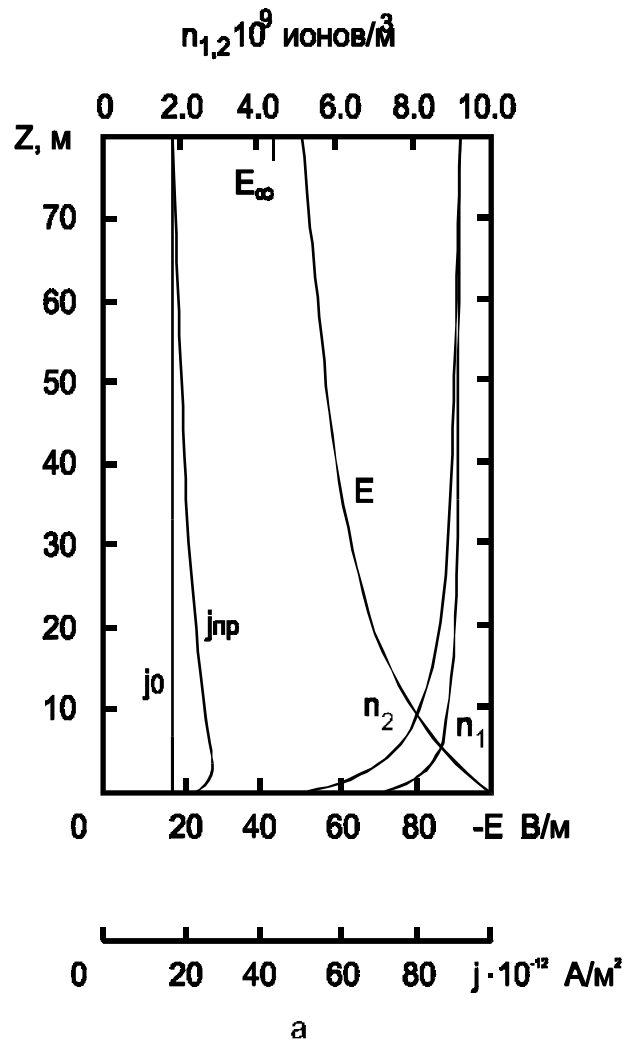


Рис. 2.3.
Турбулентный электронный эффект в свободной от аэрозоля атмосфере (а) и при наличии аэрозольных частиц с концентрацией $N = 5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-3}$ (б) при $\chi = 12 \text{ м}^2/\text{с}$.

2.4. Моделирование электрического состояния турбулентного приземного слоя

2.4.1. Влияние метеорологических условий на электрическое состояние турбулентного приземного слоя

Для моделирования электрического состояния турбулентного приземного слоя использовалась стационарная система уравнений турбулентного электродного эффекта [19]:

$$\begin{aligned} -\frac{d}{dz} \left(D_T(z) \frac{dn_1}{dz} \right) + \frac{d}{dz} (b_1 n_1 E) &= q(z) - \alpha n_1 n_2; \\ -\frac{d}{dz} \left(D_T(z) \frac{dn_2}{dz} \right) - \frac{d}{dz} (b_2 n_2 E) &= q(z) - \alpha n_1 n_2; \\ \frac{dE}{dz} &= \frac{e}{\varepsilon_0} (n_1 - n_2). \end{aligned} \quad (2.20)$$

Система уравнений (2.20) записана при условии отсутствия или малых концентраций аэрозольных частиц в атмосфере.

Граничные условия задавались следующими:

$$\begin{aligned} n_1(z=z_0) &= n_2(z=z_0) = 0, \quad n_1(\infty) = n_2(\infty) = (q(\infty)/\alpha)^{1/2}; \\ E(\infty) &= \frac{j_0}{\lambda_\infty}, \quad \lambda_\infty = e \cdot (b_1 n_1(\infty) + b_2 n_2(\infty)). \end{aligned} \quad (2.21)$$

Введение параметра шероховатости z_0 , зависящего от числа Рейнольдса, эквивалентно определению характера динамического взаимодействия турбулентного потока с подстилающей поверхностью.

Таким образом, учитывается молекулярная диффузия, действующая на расстоянии нескольких миллиметров от поверхности. В случае аэродинамически гладкой поверхности параметр $z_0=0$.

Влияние метеорологических факторов на электрическое состояние приземного слоя в рассматриваемой модели учтено через коэффициент турбулентной диффузии $D_T(z)$. Для определения вертикального профиля $D_T(z)$ часто используются данные градиентных наблюдений в приземном слое [6,41]. В данном случае для определения D_T использовалось представление из работы [41]:

$$D_T(z) = \frac{\chi^2}{\varphi_u^2} \cdot \frac{\partial u}{\partial \ln z} \cdot z \quad (2.22)$$

или, используя логарифмическую интерполяционную формулу, [41] получаем:

$$D_T(z) = \frac{\chi^2}{\varphi_u^2} \cdot \frac{\Delta u_{z_2-z_1}}{\ln \frac{z_2}{z_1}} \cdot z, \quad (2.23)$$

где z_1 и z_2 высоты, на которых проводятся градиентные измерения скорости горизонтального ветра u , $\chi=0.43$ постоянная Кармана, φ_u - универсальная функция, применяемая в теории подобия и зависящая только от стратификации [41].

Для наиболее хорошо изученного случая нейтральной стратификации ($\varphi_u=1$) получаем:

$$D_{\tau}(z) = \chi^2 \cdot \frac{u_{z_2}}{\ln \frac{z_2}{z_0}} \cdot z, \quad (2.24)$$

положив в формуле (2.23) $z_1=z_0$ и воспользовавшись тем, что $u_{z_0}=0$. Как следует из (2.24), в случае нейтральной стратификации распределение $D_{\tau}(z)$ зависит только от скорости горизонтального ветра.

Обычно аппаратура для наблюдений за атмосферным электричеством устанавливается на высоте 1-2 м от поверхности земли [15,42]. В табл. 2.1 приведены значения $D_1 = \chi^2 \frac{u_{z_2}}{\ln \frac{z_2}{z_0}}$ при $z_2=2$ м, в зависимости от скорости ветра в диапазоне

от 1 до 6 м/с, то есть в соответствии с условиями невозмущенной погоды, принятыми для отбора электрических данных [15].

Таблица 2.1

Значения коэффициента турбулентности в зависимости от скорости ветра при нейтральной стратификации приземного слоя

u (м·с ⁻¹)	1	2	3	4	5	6
D_1 (м·с ⁻¹)	0,02	0,05	0,07	0,09	0,11	0,13

Для определения D_{τ} в приземном слое при состояниях, отличных от равновесных, использовалась следующая зависимость φ_u от числа Ричардсона R_i [41]:

$$\varphi_u = \begin{cases} (1 - 12R_i)^{-\frac{1}{4}}, & R_i < -0,1 \\ (1 - 3R_i)^{-1}, & -0,1 \leq R_i \leq 0,036 \\ 0,88 \cdot (1 - 6R_i)^{-1}, & 0,036 < R_i \leq 0,1 \\ 1,75 \cdot (1 - 4R_i)^{-1}, & R_i > 0,1 \end{cases} \quad (2.25)$$

при $\chi=0,35$. При $R_i=0$ получаем $\varphi_u=1$, что соответствует нейтральной стратификации. При $R_i>0$ значения φ_u увеличиваются, а значения D_1 уменьшаются и в предельном случае получаем практически нетурбулентный случай. При отрицательных значениях R_i коэффициент турбулентности растет и D_1 может достигать значений 0,2-0,3 м·с⁻¹.

2.4.2. Схема численного решения

Для проведения численных расчетов система уравнений (2.20) преобразовывалась следующим образом. Вычитая из первого уравнения (2.20) второе и интегрируя по z , получаем:

$$-D_{\tau}(z) \frac{d}{dz} (n_1 - n_2) + (b_1 n_1 E + b_2 n_2 E) = c, \quad (2.26)$$

где c - постоянная интегрирования.

Используя граничные условия (2.21), получаем при $z \rightarrow \infty$ $c = E(\infty) \cdot (b_1 n_1(\infty) + b_2 n_2(\infty))$; (2.27)

$$z \rightarrow z_0 \quad c = -D_T(z_0) \cdot \left(\frac{dn_1}{dz} - \frac{dn_2}{dz} \right)_{z=z_0} \quad (2.28)$$

Из (2.27) и (2.28) получаем соотношение:

$$-D_T(z_0) \cdot \left(\frac{dn_1}{dz} - \frac{dn_2}{dz} \right)_{z=z_0} = E(\infty) \cdot n(\infty) \cdot (b_1 + b_2), \quad (2.29)$$

которое определяет связь между градиентами $\frac{dn_{1,2}}{dz}$ в точке $z=z_0$ и асимптотическими значениями $n_{1,2}$ и E .

Для численного решения система уравнений (2.20), путем введения дополнительных неизвестных функций $\frac{dn_1}{dz} = u(n_1, z)$, $\frac{dn_2}{dz} = v(n_2, z)$ сводилась к пяти дифференциальным уравнениям первого порядка, которые решались методом Рунге-Кутты четвертого порядка. При этом значения $\frac{dn_{1,2}}{dz} \Big|_{z=z_0}$, $E(z=z_0)$ подбирались таким образом, чтобы полученные решения удовлетворяли асимптотическим граничным условиям, с учетом соотношения (2.29).

2.4.3. Анализ полученных результатов

Система уравнений (2.20) с граничными условиями (2.21) решалась численно согласно схеме, приведенной в разделе 2.4.1.2 при заданном значении $j_0 = -4 \cdot 10^{-12} \text{ А} \cdot \text{м}^{-2}$ и, соответственно, $E_\infty = -46 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$. Профиль интенсивности ионообразования $q(z)$, значения $b_{1,2}$ и α задавались следующими: $q(z) = (7 + 4,8 \exp(-2,362 \cdot z)) \cdot 10^6 \text{ [пар ионов} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}]$, $b_1 = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$, $b_2 = 1,4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$, $\alpha = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3 \text{с}^{-1}$. Параметр z_0 задавался равным $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Значения коэффициента брались из табл. 2.1.

Профили n_1 , n_2 , E , рассчитанные для случая нейтральной стратификации при скорости ветра $u = 1; 3; 6 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ на высоте 2 м, приведены на рис. 2.4; 2.5; 2.6. Анализ показывает, что толщина электродного слоя с увеличением значений u растет. При скорости ветра $\sim 1 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ профиль n_1 очень быстро (на высоте $\approx 1 \text{ м}$) выходит на свое асимптотическое значение.

Значение положительного объемного заряда вблизи поверхности в этом случае максимальна, а на высоте 6 м разница в значениях n_1 и n_2 уже не превышает 5%. Все это делает профиль, похожим на распределение электрических величин вблизи поверхности в нетурбулентном случае.

При значении $u = 6 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ профили n_1 и n_2 становятся близкими и их разница на высоте 1 м не превышает 10%. Толщина электродного слоя увеличивается по сравнению с $u = 1 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$.

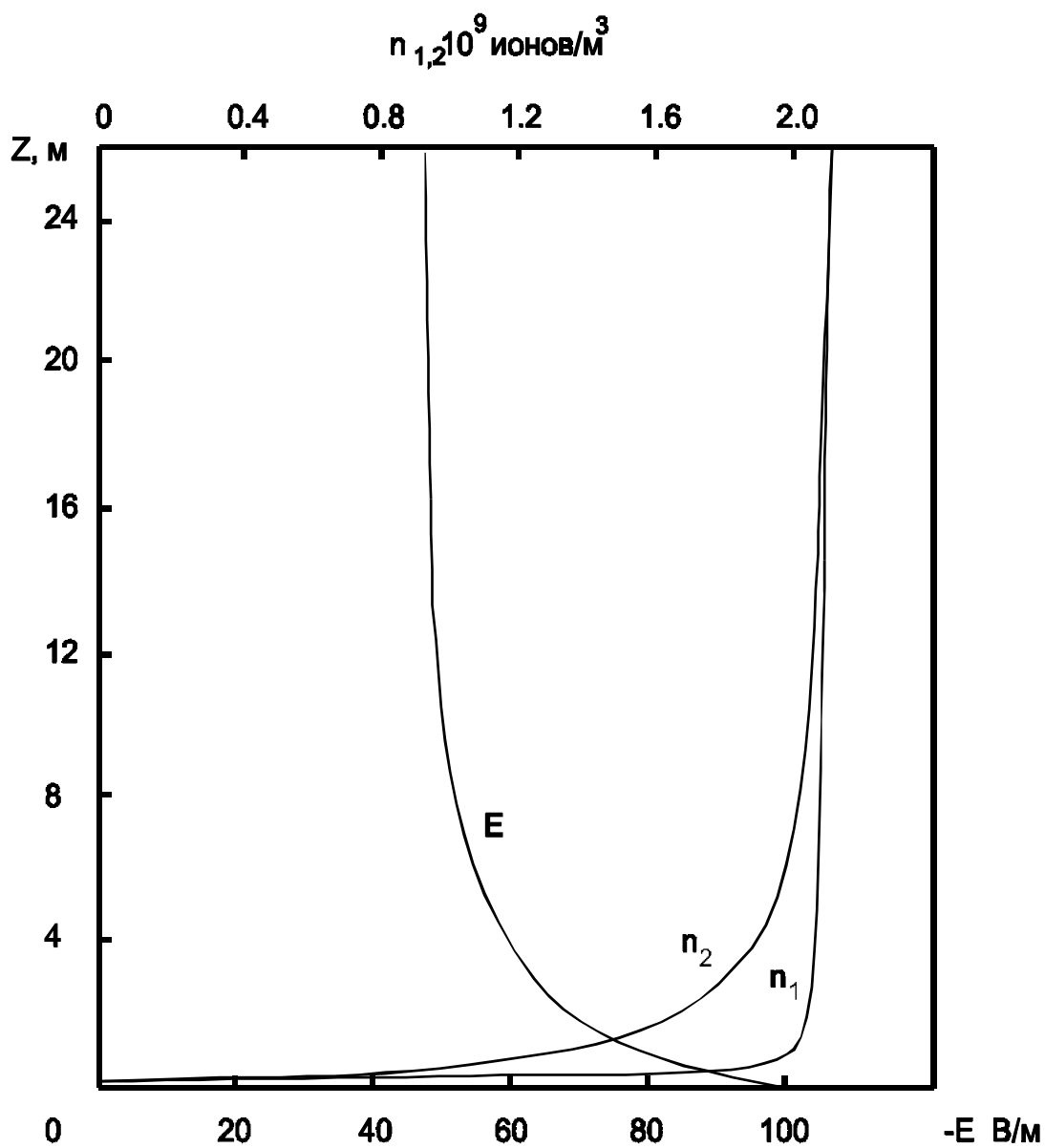


Рис. 2.4.
 Распределение $n_{1,2}$ и E в турбулентном электродном слое при нейтральной стратификации и скорости ветра $U = 1$ м/с

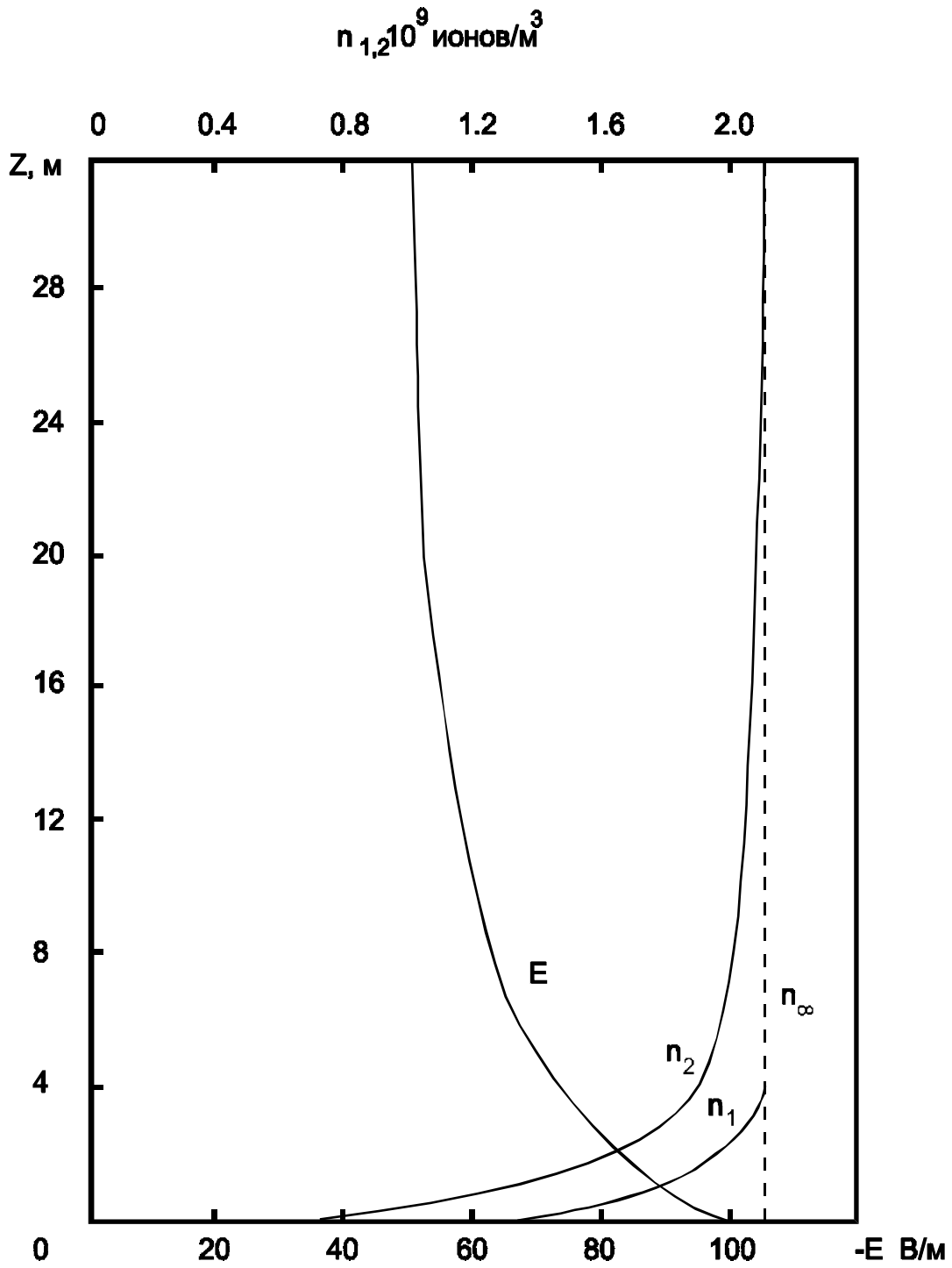


Рис. 2.5.
 Распределение $n_{1,2}$ и E в турбулентном электродном слое при нейтральной стратификации и скорости ветра $U = 3$ м/с

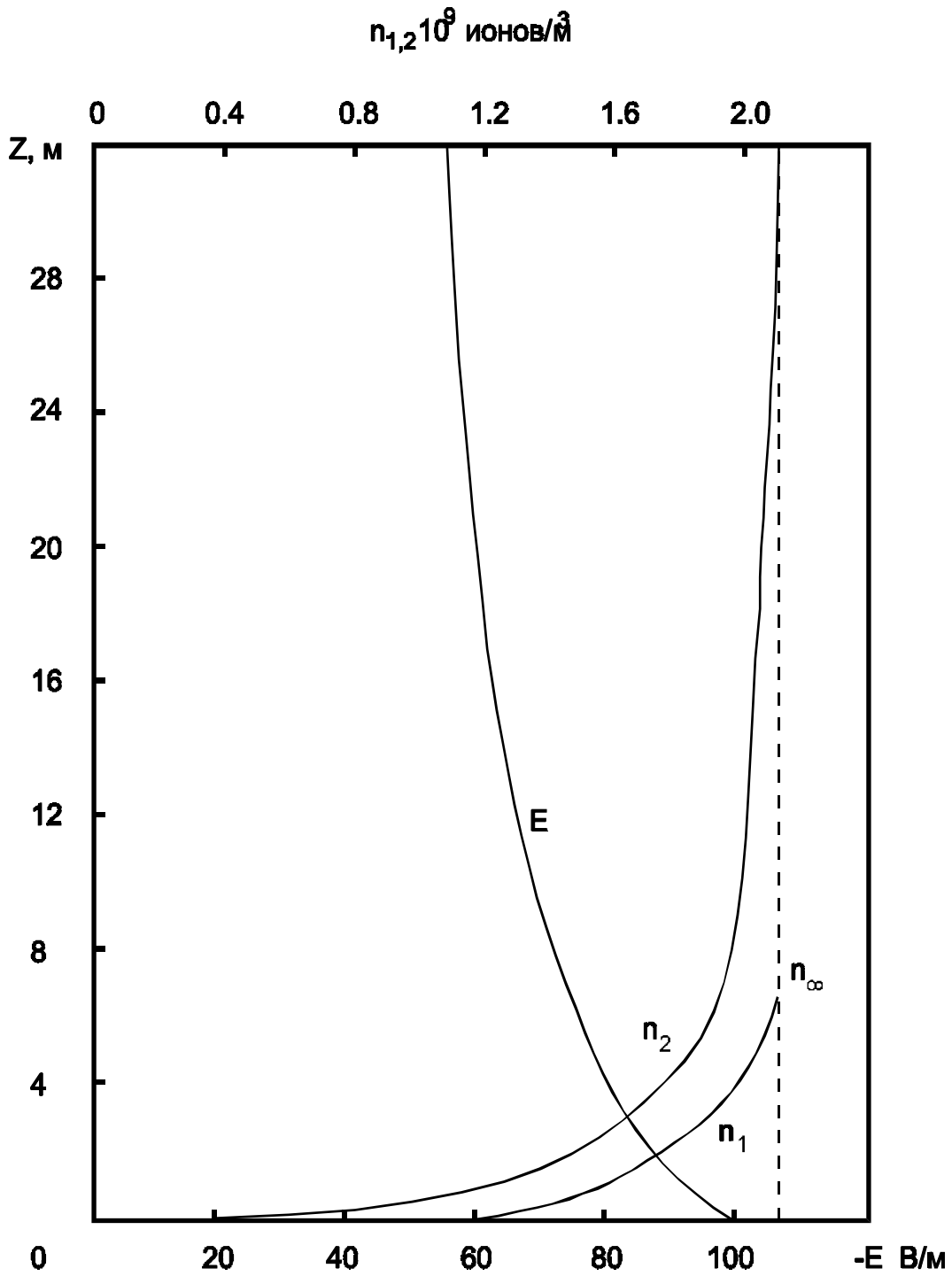


Рис. 2.6.
 Распределение $n_{1,2}$ и E в турбулентном электродном слое при нейтральной стратификации и скорости ветра $U = 6$ м/с

В табл. 2.2 приведены значения $n_{1,2}/n_{\infty}$, E/E_{∞} для высот 1-2 м для диапазона скоростей ветра от 1 до 6 м·с⁻¹. С увеличением скорости ветра электродный эффект на этой высоте увеличивается, что является следствием увеличения толщины электродного слоя, но отношение E_0/E_{∞} остается постоянным. Это объясняется тем, что турбулентность размывает объемный заряд, образующийся вблизи поверхности земли, но она не является дополнительным генератором объемного заряда.

Таблица 2.2

Значения электрических характеристик вблизи поверхности земли в зависимости от скорости ветра при нейтральной стратификации

$u(\text{м}\cdot\text{с}^{-1})$	1	2	3	4	5	6
n_1/n_{∞} $z=1\text{м}$	1	0,91	0,85	0,81	0,78	0,76
n_2/n_{∞} $z=1\text{м}$	0,64	0,63	0,63	0,62	0,62	0,61
E/E_{∞} $z=1\text{м}$	1,84	2,0	2,06	2,09	2,12	2,14
n_1/n_{∞} $z=2\text{м}$	1	0,99	0,93	0,81	0,86	0,83
n_2/n_{∞} $z=2\text{м}$	0,8	0,79	0,77	0,74	0,73	0,71
E/E_{∞} $z=2\text{м}$	1,59	1,81	1,89	1,95	1,99	2,03

Таким образом, можно сделать вывод о том, что высота установки датчиков для измерения электрических характеристик приземного слоя в настоящее время выбрана неудачно, с точки зрения метеорологического влияния на измеряемые величины. Лучше всего, как показывают расчеты, производить измерения на высоте 5 - 6 м, где изменчивость электрических данных меньше, хотя при этом возникают серьезные технические проблемы установки датчиков. Установка приборов непосредственно на поверхности, также, снижает влияние турбулентного электродного эффекта на электрические параметры, но в этом случае на изменчивость будут сильно влиять источники ионизации, расположенные на поверхности земли. Исследованию влияния этих источников посвящен следующий раздел данной главы.

2.4.4. Влияние источников ионизации на электрические характеристики турбулентного приземного слоя

Как было показано в разделе 1.4, увеличение интенсивности ионообразования в тонком слое вблизи поверхности земли приводит к появлению отрицательного объемного заряда.

На рис.2.7;2.8, приведены распределения $n_{1,2}$, E и $j_{\text{пр}}$, при такой же заданной

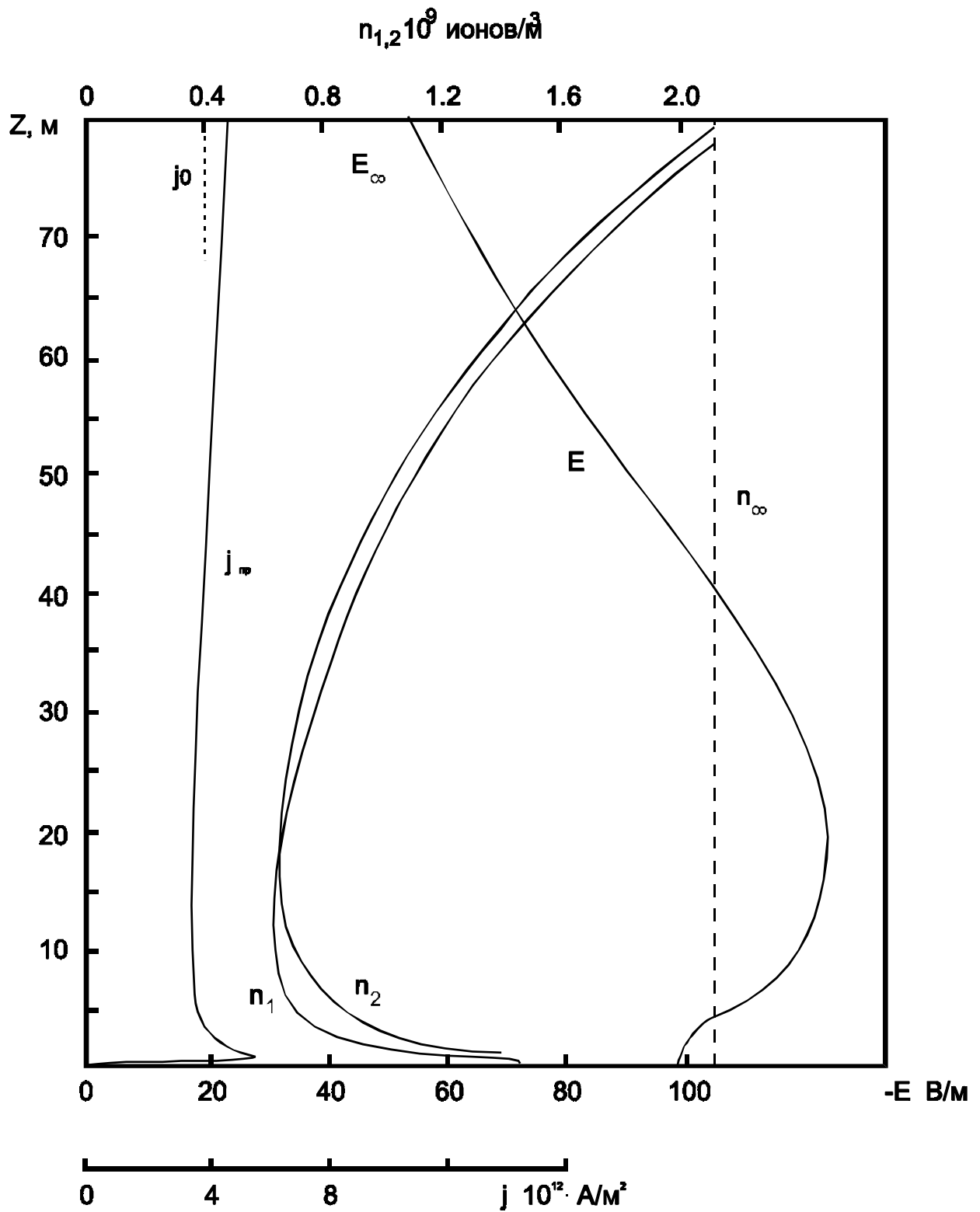


Рис. 2.7.
Турбулентный электродный эффект при профиле интенсивности ионообразования $q(Z) = (7 + Q_0 \exp(-2,362 Z)) \cdot 10^8 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ и значениях $Q_0 = 80 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$, $D_1 = 0,03 \text{ м/с}$ и $E_c = 100 \text{ В/м}$.

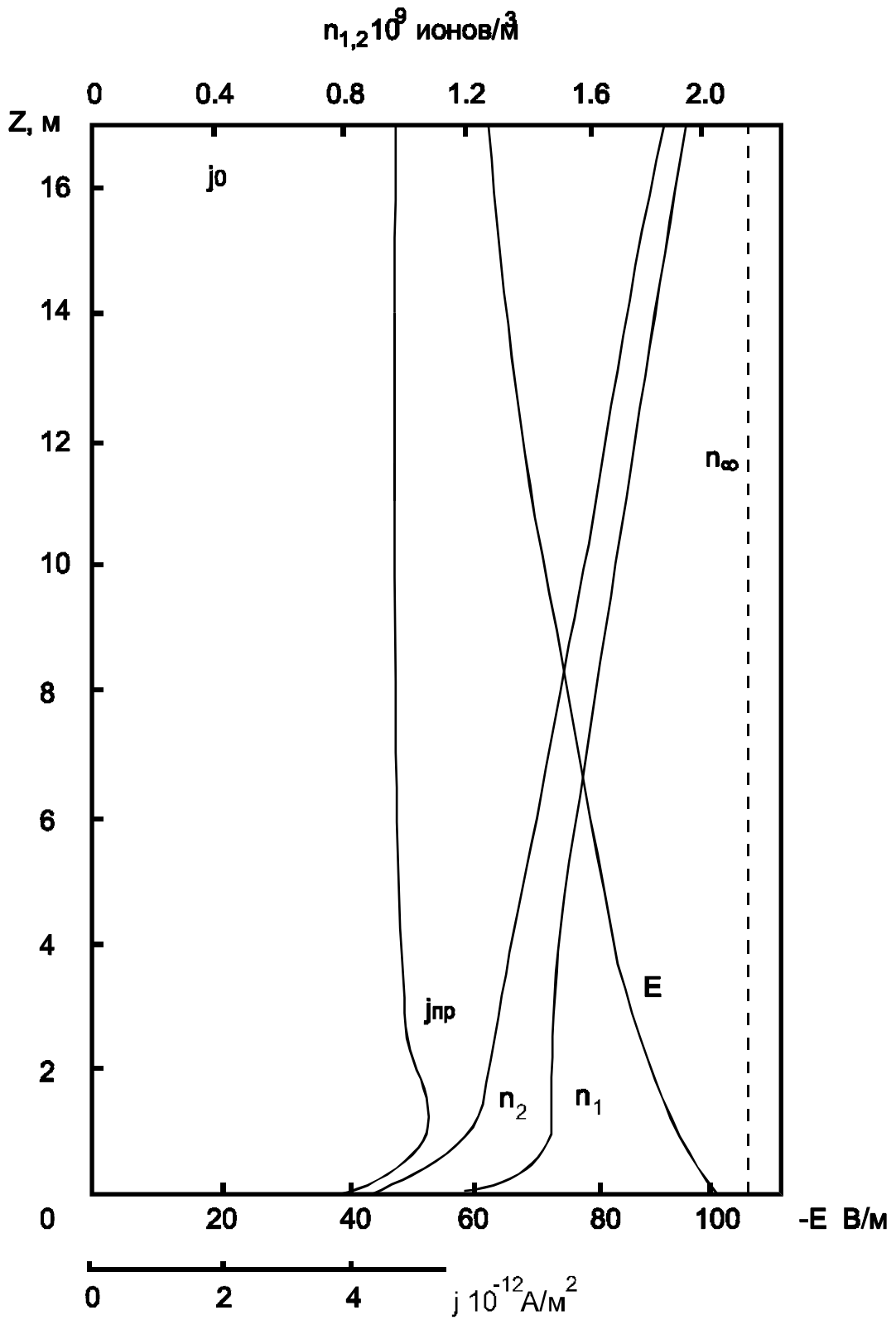


Рис. 2.8.
Турбулентный электродный эффект при $Q_0 = 80 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$,
 $D_1 = 0,1 \text{ м/с}$ и $E_0 = 100 \text{ В/м}$.

функции интенсивности ионообразования, но рассчитанные по модели турбулентного электродного эффекта. В случае нейтральной стратификации при небольшой скорости ветра ($D_1 = 0,03 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$) отрицательный объемный заряд сохраняется, при этом масштаб его распределения увеличивается до 15 м, а величина уменьшается. При увеличении турбулентного перемешивания отрицательный объемный заряд исчезает (рис. 2.8).

На рис. 2.9 приведены распределения $n_{1,2}$, E и $j_{\text{пр}}$ в случае $D_1 = 0,03 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$ при большом значении q , но при значении $|E_0| = 200 \text{ В}\cdot\text{м}^{-1}$ на поверхности земли. Увеличение напряженности электрического поля также приводит к исчезновению отрицательного объемного заряда.

На рис. 2.10; 2.11 приведены расчеты, сделанные при небольших значениях $q(z)$ при $D_1 = 0,1 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$, но при больших значениях $E_0 = -200$ и $-500 \text{ В}\cdot\text{м}^{-1}$. С усилением электрического поля влияние турбулентности ослабевает: положительный объемный заряд увеличивается, электродный эффект на высоте 1-2 м немного усиливается.

Таким образом, можно сделать вывод, что турбулентность наряду с электрическим полем разрушает отрицательный объемный заряд вблизи поверхности, обуславливаемый повышенной ионизацией воздуха у земли. Сильное электрическое поле ослабляет влияние турбулентности и усиливает классический электродный эффект в приземном слое.

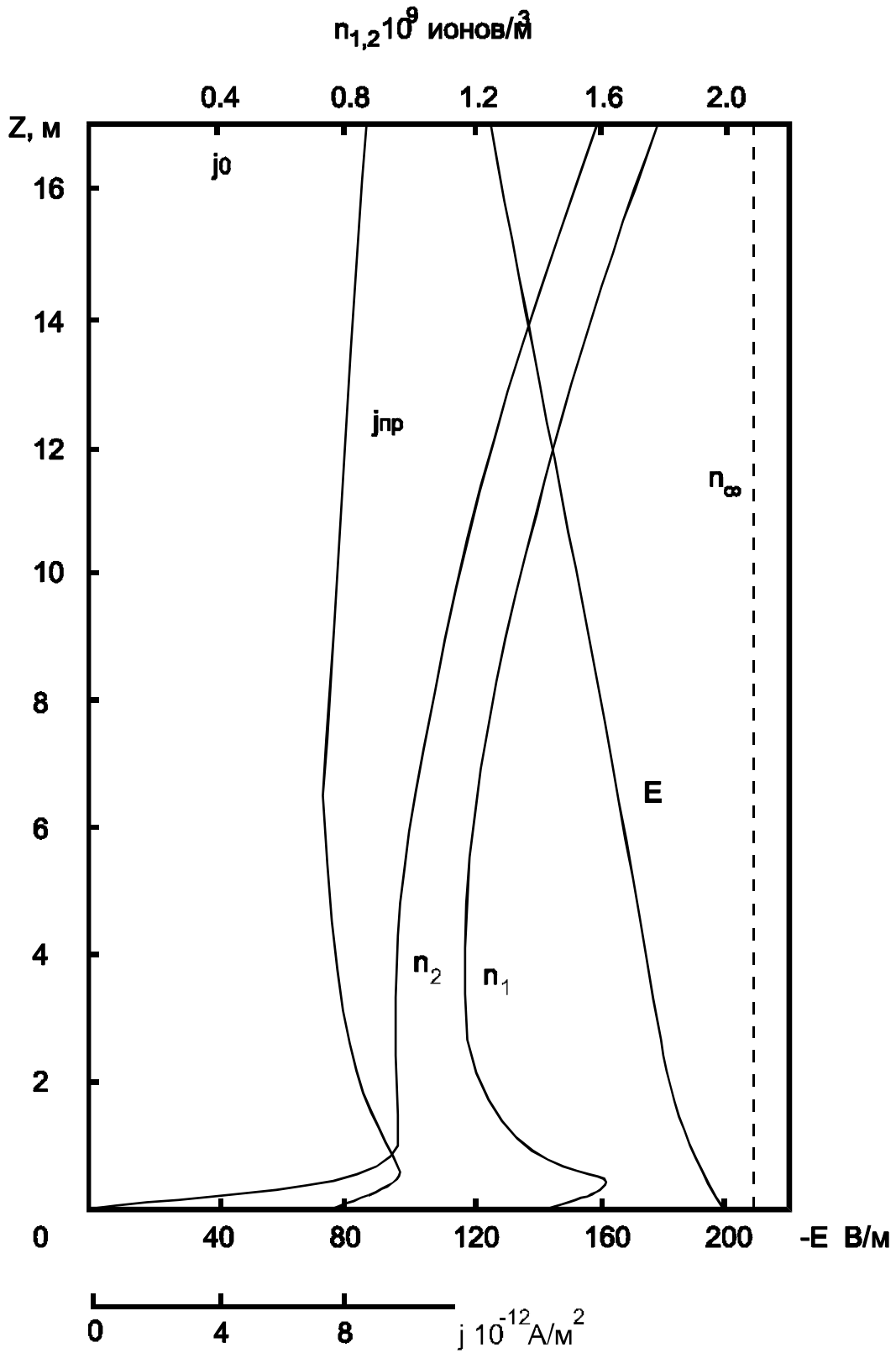


Рис. 2.9.
Турбулентный электродный эффект при $Q_3 = 80 \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$,
 $D_1 = 0,03 \text{ м/с}$ и $E_3 = -200 \text{ В/м}$.

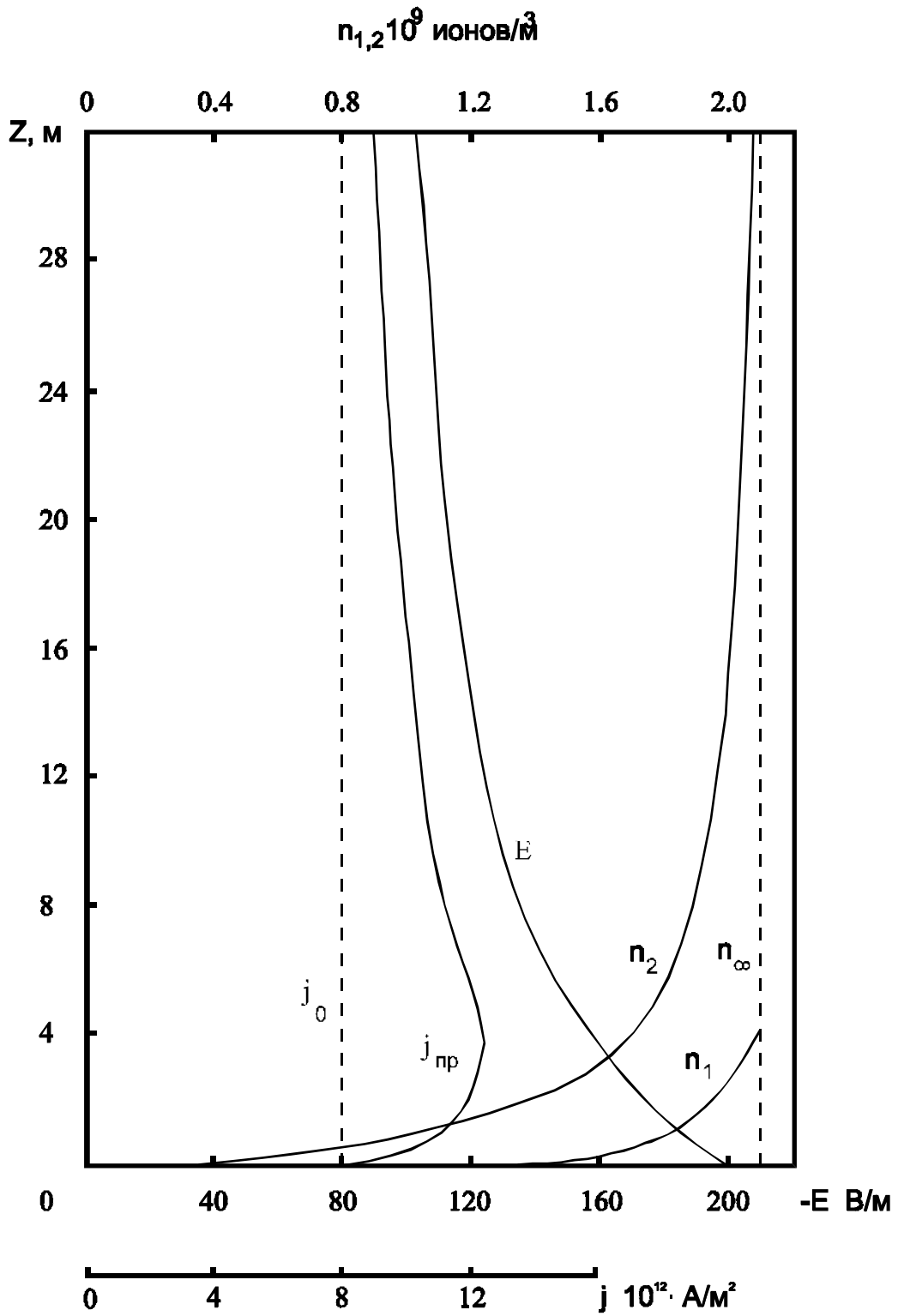


Рис. 2.10.
Турбулентный электродный эффект при $Q_0 = 4,8 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$,
 $D_1 = 0,1 \text{ м/с}$ и $E_0 = -200 \text{ В/м}$.

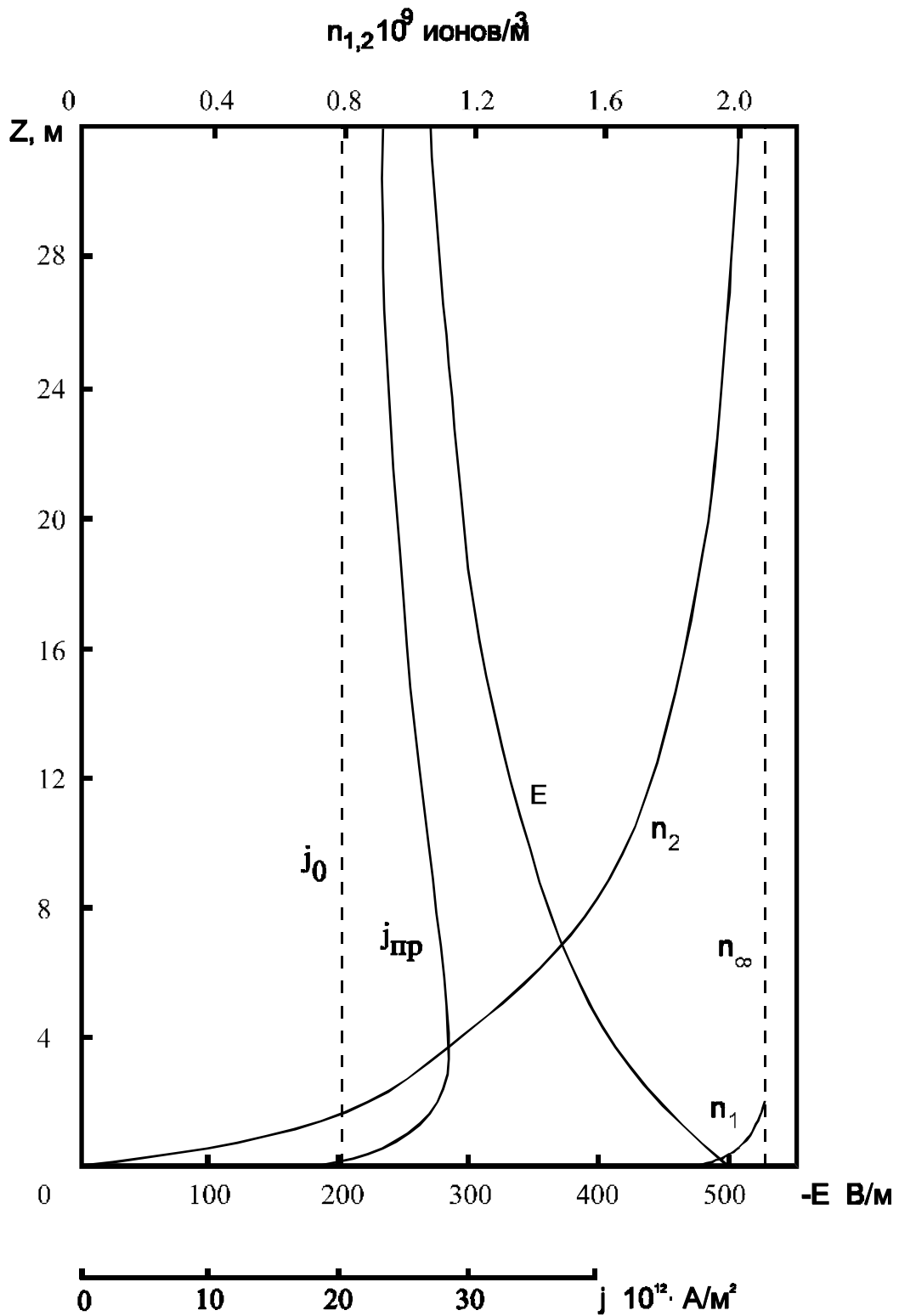


Рис. 2.11.
Турбулентный электродный эффект при $Q_v = 4,8 \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$,
 $D_1 = 0,1 \text{ м/с}$ и $E_0 = -500 \text{ В/м}$.

3. ПРИБЛИЖЕНИЕ СИЛЬНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ

3.1. Постановка задачи

В общем случае решение системы дифференциальных уравнений (2.6) в аналитическом виде получить невозможно, так как эта система представляет систему нелинейных уравнений. В целой совокупности работ [74,78,35,109] были получены численные решения стационарной системы уравнений, следующей из системы (2.6), которые основаны на использовании метода “стрельбы по мишеням” [12,16]. Но даже при использовании численных методов имеют место трудности получения решений особенно при значительных величинах коэффициента турбулентного обмена, отмеченные в работах [78,109].

В связи с этим представляет интерес разработка приближенного аналитического метода решения системы уравнений (2.6) в стационарном ее варианте, основанная на использовании метода малого параметра [36]. Для этого предполагая, что коэффициент турбулентного обмена $D_T(z, t)$ представляется в виде: $D_T(z, t) = D_m z^m$, где $m=0; 1; 4/3$, приведем систему уравнений (2.6) к безразмерному виду, вводя замену переменных :

$$t' = \frac{t}{T}, \quad z' = \frac{z}{l_m}, \quad n'_{1,2} = \frac{n_{1,2}}{n_\infty}, \quad E' = \frac{E_z}{E_i}, \quad n_\infty = \sqrt{\frac{q_\infty}{\alpha}},$$

$$l_m = (D_m \tau)^{\frac{1}{2-m}}, \quad \tau = (q_\infty \alpha)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.1)$$

где $i=0; \infty$, T - характерное время изменения $D_m(t)$ или E_i .

Если $i=0$, то это означает, что задается напряженность электрического поля вблизи земной поверхности. Если $i=\infty$, то задается напряженность электрического поля вдали от приземного электродного слоя. Что это означает будет ясно из последующего решения задач, определяющих одномерную структуру приземного электродного слоя. Нормировка E на E_0 или E_∞ фактически ставит вопрос о том, что является причиной возникновения электрического поля атмосферы : общий электрический заряд Земли или источники электрического поля, расположенные в атмосфере. В дальнейшем мы будем считать, что электрическое поле создается грозowymi генераторами, находящимися в атмосфере, согласно существующим концепциям [28,97], то есть будет задаваться E_∞ . Тогда электрическое поле вблизи земной поверхности будет определяться из расчета структуры электродного приземного слоя. Используя замену переменных (3.1), получим вместо (2.6) следующую систему уравнений :

$$\frac{\tau}{T} \cdot \frac{\partial n'_1}{\partial t'} - \frac{\partial}{\partial z'} \cdot \left(z'^m \frac{\partial n'_{1,2}}{\partial z} \right) \pm \xi_{1,2} \cdot \frac{\partial}{\partial z'} \cdot (n'_{1,2} E') = \frac{q(z')}{q_\infty} - n'_{1,2} n'_2;$$

$$\frac{\partial E'}{\partial z'} = \gamma \cdot (n'_1 - n'_2), \quad (3.2)$$

где $\xi_{1,2} = |b_{1,2}| \cdot E_i \cdot \tau / l_m$, $\gamma = 4 \pi e \cdot l_m \cdot n_\infty / E_i$.

В преобразовании системы уравнений (2.6) к системе (3.2) предполагалось, что $D_T(z,t) \gg D_0$. С учетом коэффициента молекулярной диффузии уравнение (3.2) записывается в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\tau}{T} \cdot \frac{\partial n'_{1,2}}{\partial t'} - \frac{\partial}{\partial z'} \cdot \left(z'^m \cdot \frac{\partial n'_{1,2}}{\partial z'} \right) - \frac{D_0}{\tau^{\frac{m}{2-m}} D_m^{\frac{2}{2-m}}} \cdot \frac{\partial^2 n'_1}{\partial z'^2} \pm \\ \pm \xi_{1,2} \cdot \frac{\partial}{\partial z'} \cdot (n'_{1,2} E') = \frac{q(z')}{q_\infty} - n'_1 n'_2. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Из системы уравнений (2), (3) можно также получить уравнение для напряженности электрического поля, нормируя расстояние z на величину $L_m = (D_m \tau \lambda_\infty)^{\frac{L}{2-m}}$ где $\tau \lambda_\infty = (4 \pi \lambda_\infty)^{-1}$, имеющее следующий вид при $D_T(z_1 t) \gg D_0$:

$$\frac{\tau \lambda_\infty}{T} \cdot \frac{\partial E'}{\partial t'} - z''^m \cdot \frac{\partial^2 E'}{\partial z''^2} + \frac{\lambda(z'')}{\lambda_\infty} \cdot E' = c, \quad z'' = z / L_m, \quad (3.4)$$

где $c=1$, если напряженность электрического поля E_i не меняется; $c=f(t')$, если имеет место изменение E_i со временем.

Из уравнений (2), (5) следует, что при $\tau \ll T$, $\tau \lambda_\infty \ll T$ уравнения становятся квазистационарными и вместо системы уравнений (3.2) имеем систему:

$$\begin{aligned} - \frac{\partial}{\partial z'} \cdot \left(z'^m \cdot \frac{\partial n_{1,2}}{\partial z'} \right) \pm \xi_{1,2} \cdot \frac{\partial}{\partial z'} \cdot (n'_{1,2} E') = \frac{q(z')}{q_\infty} - n'_1 n'_2; \\ \frac{dE'}{dz'} = \gamma(n'_1 - n'_2). \end{aligned} \quad (3.5)$$

Уравнение (3.4) при этом приобретает вид:

$$-z''^m \cdot \frac{d^2 E'}{dz''^2} + \frac{\lambda(z'')}{\lambda_\infty} \cdot E' = c. \quad (3.6)$$

Использование квазистационарного приближения для задачи исследования электрического состояния в приземном слое атмосферы с учетом турбулентного обмена оправдано, так как характерное время изменения состояния приземного слоя T составляет несколько часов, в то же самое время характерные времена $\tau \lambda_\infty$, τ в условиях незагрязненной атмосферы составляет 100 с и 250 с соответственно при $q=10^7 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$, $\alpha_{1,2} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3 / \text{с}^{-1}$. Однако, если электрическое состояние приземного слоя определяется изменениями напряженности электрического поля выше приземного слоя, характерное время которых может составлять, например величину 100 с, то в этом случае сама усредненная система уравнений (3.5) перестает быть верной и необходима другая постановка задачи.

Граничные условия для системы уравнений (3.5) записывается следующим образом:

$$n'_{1,2}(z' = z'_0) = 0, \quad n'_{1,2}(z' \rightarrow \infty) = 1, \quad E'(z'' \rightarrow \infty) = 1 \text{ или } E'(z'' = z''_0) = 1, \quad (3.7)$$

где z_0 - параметр шероховатостей земной поверхности.

Возможны другие граничные условия по $n'_{1,2}$, учитывающие неполное поглощение ионов земной поверхностью [47,111] и в первом случае имеющие вид :

$$D_T(z_0) \cdot \frac{dn'_{1,2}}{dz} \Big|_{z=z_0} = k_{1,2} n'_{1,2}(z_0), \quad (3.8)$$

где $k_{1,2}$ - константы скоростей реакций, протекающих на земной поверхности с участием ионов и приводящих к их осаждению.

При $k_{1,2} \rightarrow \infty$ из (3.8) следует первое граничное условие в (3.7). В работе [111] вводится условие, похожее на условие (3.8), но связанное с различной физикой переноса импульса гидродинамического течения пассивной примеси и определяемой безразмерным числом :

$$B_n^{-1} = \frac{\langle n(z) \rangle}{n_*} - \frac{\langle u(z) \rangle}{u_*} = \frac{\langle n(z_0) \rangle}{n_*}, \quad (3.9)$$

где $n_* = -\frac{\langle n' \omega' \rangle}{u_*}$ - турбулентный масштаб для концентрации ионов,

$u_* = \langle u' \omega' \rangle \Big|_0$, u' , ω' - горизонтальная и вертикальная составляющие пульсаций скорости ветра.

При $n_* u_* = -k \frac{d\langle n \rangle}{dz}$ получаем для ионов граничное условие :

$$\frac{d\langle n_{1,2} \rangle}{dz} \Big|_{z=z_0} = -\frac{\langle n_{1,2}(z_0) \rangle}{B_n^{-1} k z_0}. \quad (3.10)$$

При $B_n^{-1} \rightarrow 0$ также получаем первое условие в (3.7). В дальнейшем мы будем использовать граничные условия (3.7), причем по E будет использоваться первое граничное условие.

Рассмотрим другой аспект заданных граничных условий. Введение параметра шероховатости z_0 означает, что коэффициент турбулентной диффузии на поверхности $z=z_0$ не зануляется, а становится равным некоторому значению. Физически это означает, что в тонком слое вблизи поверхности действует молекулярная диффузия.

Willet [109] решал задачу об электродном эффекте в приближении сильного турбулентного перемешивания с учетом слоя молекулярной диффузии. Решение уравнений сначала находилось в этом слое, а затем сшивалось с решением в области действия турбулентной диффузии. Сравнение результатов, полученных в этой работе и работе [33], показывает, что такая подробная детализация задачи вблизи поверхности не приводит к каким-либо существенным отличиям в решении (рис.3.1). Таким образом можно считать вполне достаточным решение задачи в области действия турбулентной диффузии с введением параметра z_0 . Решение задачи в постановке работы [109] необходимо, когда масштаб шероховатости становится значительным (порядка 0,1-1 м). Такую задачу рассмотрел Willet в работе [111].

Из представленного выше вида системы уравнений (3.5) видно, что

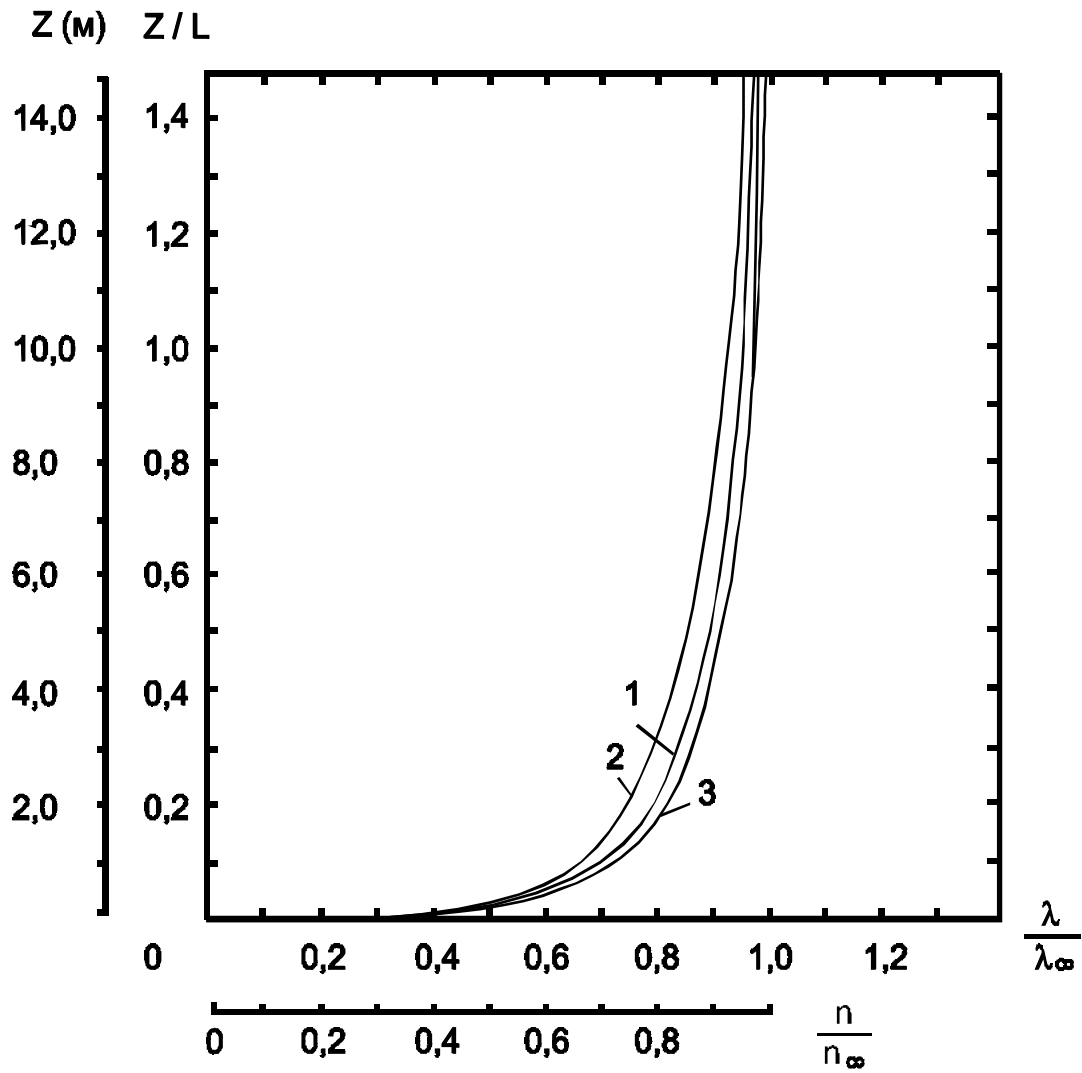


Рис. 3.1.
Профили концентрации легких ионов в приближении сильного турбулентного перемешивания ((1) - по работе /109/ , (2,3) - по работе [33])

решение этой системы при граничных условиях (3.7) определяется параметрами ξ_1, ξ_2, γ . При $|\gamma| \ll 1$ плотностью электрического заряда, создаваемого ионами, можно пренебречь. При $\xi_{1,2} \gg 1$ задача сводится к задаче о классическом электродном эффекте в приземном слое [74]. Рассмотрим противоположный случай, когда выполнено условие: $\xi_{1,2} \ll 1$. Представим решение уравнения (3.5) для концентрации ионов $n'_{1,2}$ в виде следующего разложения [32,29,36,88]:

$$n'_{1,2} = n'_{1,2}{}^0 + \xi_{1,2} n'_{1,2}{}^1 + \xi_{1,2}^2 n'_{1,2}{}^2 + \dots \quad (3.11)$$

Подставляя (3.11) в исходную систему уравнений (3.5), получим следующую совокупность систем уравнений, определяющих члены разложения (3.11):

$$\begin{aligned} \xi_{1,2}^0 : & -\frac{d}{dz'} \cdot \left(z'^m \frac{dn'_{1,2}{}^0}{dz'} \right) = \frac{q(z')}{q_\infty} - n_1^0 n_2^0, \\ \xi_{1,2}^1 : & -\frac{d}{dz'} \cdot \left(z'^m \frac{dn_1^1}{dz'} \right) + \frac{d}{dz'} \cdot (n_1^0 E_1) = -\left(n_1^0 n_2^1 \cdot \frac{\xi_2}{\xi_1} + n_2^0 n_1^1 \right), \\ & -\frac{d}{dz'} \cdot \left(z'^m \cdot \frac{dn_2^1}{dz'} \right) - \frac{d}{dz'} \cdot (n_2^0 E_1) = -\left(n_1^0 n_2^1 + n_2^0 n_1^1 \cdot \frac{\xi_1}{\xi_2} \right); \\ & \frac{dE_1'}{dz'} = \gamma (\xi_1 n_1^1 - \xi_2 n_2^1); \\ \xi_{1,2}^2 : & -\frac{d}{dz'} \cdot \left(z'^m \cdot \frac{dn_1^2}{dz'} \right) + \frac{d}{dz'} \cdot (n_1^1 E_2) = -\left(n_1^1 n_2^1 \cdot \frac{\xi_2}{\xi_1} + \right. \\ & \left. + n_1^0 n_2^2 \cdot \left(\frac{\xi_2}{\xi_1} \right)^2 + n_2^0 n_1^2 \right), \\ & -\frac{d}{dz'} \cdot \left(z'^m \cdot \frac{dn_2^2}{dz'} \right) - \frac{d}{dz'} \cdot (n_2^1 E_2) = -\left(n_1^1 n_2^1 \cdot \frac{\xi_1}{\xi_2} + \right. \\ & \left. + n_2^0 n_1^2 \cdot \left(\frac{\xi_1}{\xi_2} \right)^2 + n_1^0 n_2^2 \right); \\ & \frac{d^2 E_2'}{dz'^2} = \gamma \left[(\xi_1 n_1^1 - \xi_2 n_2^1) + (\xi_1^2 n_1^2 - \xi_2^2 n_2^2) \right], \end{aligned} \quad (3.12)$$

.....
Для каждого приближения можно получить систему уравнений:

$$\begin{aligned} -\frac{d}{dz'} \cdot \left(z'^m \cdot \frac{d\rho_k}{dz'} \right) &= \frac{d}{dz'} \cdot (\lambda_{k-1} E_k'), \quad \rho_k = \xi_1^k n_1^k - \xi_2^k n_2^k, \\ \lambda_{k-1} &= \xi_1^k n_1^{k-1} + \xi_2^k n_2^{k-1}, \\ \frac{dE_k'}{dz'} &= \gamma \left[(\xi_1 n_1^1 - \xi_2 n_2^1) + \dots + (\xi_1^k n_1^k - \xi_2^k n_2^k) \right] \end{aligned} \quad (3.14)$$

где $\kappa=1,2 \dots \dots \dots$

Интегрируя уравнение для ρ_{κ} , получим:

$$-z'^m \cdot \frac{d\rho_{\kappa}}{dz'} = -\lambda_{\kappa-1} E'_{\kappa} + C_{\kappa} \quad (3.15)$$

При $z' \rightarrow \infty$, $\frac{d\rho_{\kappa}}{dz'} \rightarrow 0$, $E'_{\kappa} \rightarrow 1$, $\lambda_{\kappa-1} = 0$, $\kappa > 1$, $\lambda_0 = \xi_1 + \xi_2$, откуда следует:

$$C_{\kappa} = 0, \kappa > 1, C_1 = \xi_{11} + \xi_2.$$

Граничные условия для $n_{1,2}^{\kappa}$ имеют вид :

$$n_{1,2}^{\kappa} \Big|_{z'=z'_0} = 0, n_{1,2}^{\kappa} \Big|_{z' \rightarrow \infty} = 0, \kappa > 1. \quad (3.16)$$

Определяя ρ_{κ} и E'_{κ} и подставляя их в исходную систему уравнений (3.12), можно получить для определения $n_{1,2}^{\kappa}$ и $n_{2,2}^{\kappa}$, которые вместе с граничными условиями (3.16) дают возможность найти эти поправки к концентрациям ионов.

Далее мы рассмотрим решение системы уравнений (3.12), используя нулевое и первое приближения по $\xi_{1,2}$. В этом случае рассматриваемая система уравнений сводится к следующей :

$$\begin{aligned} -\frac{d}{dz'} \cdot \left(z'^m \cdot \frac{dn_{1,2}^0}{dz} \right) &= \frac{q(z')}{q_{\infty}} - n_{1,2}^{02}; \\ -z''^m \cdot \frac{d^2 E'}{dz''^2} + \frac{\lambda(z'')}{\lambda_{\infty}} \cdot E' &= 1, \lambda(z'') = e(b_1 n_1^0 + |b_2| n_2^0); \\ \rho &= \left(\frac{E_{\infty}}{4 \pi L_m} \right) \cdot \frac{dE'}{dz''}, \rho' = dE' / dz'', \end{aligned} \quad (3.17)$$

$$\text{где } z'' = \frac{z}{L_m}, L_m = \left(\frac{D_m}{4 \pi \lambda_{\infty}} \right)^{\frac{1}{2-m}}.$$

Новые граничные условия для системы (18)-(20) имеют вид :

$$n_{1,2}^0 \Big|_{(z'' = z'_0)} = 0, n_{1,2}^0 \Big|_{(z \rightarrow \infty)} = 1, \frac{dE'}{dz''} \Big|_{z''=z'_0} = 0, E'(z'' \rightarrow \infty) = 1 \quad (3.18)$$

Система уравнений (3.17) описывает электрическое состояние приземного слоя в так называемом случае “сильного турбулентного перемешивания”. В отличие от классического электродного эффекта [28,74] в этом случае в приземном слое имеет место турбулентный электродный эффект. Как следует из вышеприведенного рассмотрения, система уравнений (3.5) - (3.6) расщепляется на систему линейных по электрическому полю уравнений и в нулевом приближении концентрация ионов не зависит от напряженности электрического поля, а определяется турбулентным обменом, процессами ионизации и рекомбинации. Распределение ионов по высоте z , как мы увидим ниже, определяется масштабом L_m , который представляет расстояние, проходимое ионом за счет турбулентной диффузии за время своей жизни. В то же время распределение напряженности электрического поля E с высотой определяется изменением электрической проводимости $\lambda(z)$ с высотой и характерным масштабом L_m . Физически масштаб L_m представляет тол-

щину турбулентного электродного слоя и, например, при $m=0$, соответствует толщине ленгмюровского слоя [1]. Впервые на такой подход к решению задач электричества приземного слоя было обращено внимание в работе [109] и в более общем виде в работах [32,29]. Фактически физическим условием, контролирующим реализацию турбулентного электродного эффекта в приземном слое является выполнение условия $\xi_{1,2} \ll 1$, которое можно записать в следующем виде :

$$\xi_{1,2} = \frac{b_{1,2} E_{\infty} \tau}{(D_m \tau)^{1/2-m}} \ll 1. \text{ При } m=1 \text{ из этого условия (неравенства) получим, что}$$

$D_1 \gg |b_{1,2}| \cdot E_{\infty} = 1,4 \cdot 10^{-4} E \text{ м/с}$, где E измеряется в $\text{В} \cdot \text{м}^{-1}$. В случае нейтральной стратификации $D_1 = \chi u_*$. Профиль скорости ветра можно представить в следующем виде [8] :

$$u = \frac{u_*}{\chi \ln\left(\frac{z}{z_0}\right)}. \quad (3.19)$$

Тогда :

$$D_1 = \frac{\chi^2 u}{\ln\left(\frac{z}{z_0}\right)}. \quad (3.20)$$

Выражение (3.20) определяет связь коэффициента D_1 со скоростью ветра u , измеренной на высоте z . В этом случае скорость ветра является тем метеорологическим параметром, который определяет изменчивость электрических параметров в приземном электродном слое. При $u \rightarrow 0$ имеет место классический электродный эффект. При термически неустойчивой стратификации приземного слоя электрические параметры зависят также и от параметров, характеризующих неустойчивую стратификацию приземного слоя. В табл. 3.1 приведены численные значения параметров $\xi_{1,2}$ от u , D_1 и напряженности электрического поля E_{∞} .

Таблица 3.1

Значения параметров $\xi_{1,2}$ при различных значениях скорости ветра u , коэффициента турбулентного перемешивания D_1 и напряженности электрического поля E_{∞}

$z = 2 \text{ м} / u(\text{м/с})$	D_1 (м/с)	$E_{\infty}=100 \text{ В/м}$	$E_{\infty}=50 \text{ В/м}$
		$\xi_{1,2}$	$\xi_{1,2}$
1	0,02	0,6	0,3
2	0,05	0,24	0,12
3	0,07	0,18	0,09
4	0,09	0,14	0,07
5	0,11	0,11	0,054
6	0,13	0,08	0,04

Рассмотренные выше модели турбулентного электродного эффекта являются стационарными. Обычно в наблюдениях за атмосферным электричеством используются среднечасовые значения величин, поэтому применимость стационарных моделей в этом случае представляется оправданной. Однако при решении специальных физических задач, связанных с выделением коротко периодических вариаций атмосферного электрического поля, необходимо учитывать нестационарность процессов в электродном слое.

Нестационарная модель турбулентного электродного эффекта разработана Latham, Poor [89]. Модель, исходными уравнениями которой являются уравнения баланса для концентрации легких ионов и уравнение Пуассона, учитывает турбулентное перемешивание в атмосфере и наличие аэрозольных частиц. При этом уравнения сильно упрощены: $D_T; q = \text{const}$. Граничные условия в стационарном случае имели вид: при $z=0$ $n_2=N_2=0$, $\frac{\partial n_1}{\partial z} = \frac{\partial N_1}{\partial z} = \frac{\partial N_0}{\partial z} = 0$, $j_0 = \text{const}$. В начальный момент времени задаются распределения по высоте концентраций положительно и отрицательно заряженных легких ионов $n_{1,2}$, положительных, отрицательных и нейтральных тяжелых ионов, $N_{1,2,0}$, а также напряженности электрического поля E и затем решается нестационарная задача. К сожалению авторы не описали, какой именно численный метод они применили для решения уравнений. Это не позволяет сделать каких-либо выводов о корректности решения задач, и поэтому можно обсуждать лишь полученные результаты. Получено, что время релаксации электродного эффекта составляет приблизительно 15 мин., при увеличении значения коэффициента турбулентности оно возрастает. Присутствие аэрозольных частиц приводит к разделению заряда в атмосфере.

Н. В. Красногорской [18] проведен анализ нестационарного электродного эффекта при условии постоянного электрического поля, не меняющегося с высотой. Это предположение оправдано в случае очень сильных электрических полей и малых значениях объемного заряда, что следует из анализа второго уравнения системы (3.5), когда $\gamma \ll 1$. Реально это условие не выполняется при наличии электродного эффекта. Это допущение сказалось также и на результатах, полученных в этой работе: время релаксации электродного эффекта уменьшается с увеличением турбулентной диффузии, что противоречит результатам работы [89].

Таким образом, по мнению авторов, модели, наиболее полно отражающие физическую картину, разработаны в следующих работах [74,75,78,109,111,29,33,35]. Для решения задач, связанных с выделением глобальных возмущений электрического поля атмосферы на фоне его локальных вариаций, особый интерес представляет изменчивость электрических характеристик на высоте нескольких метров, где обычно устанавливается измерительная аппаратура. Такая изменчивость обусловлена прежде всего метеорологическими факторами, поэтому актуальность задачи исследования электродного эффекта в зависимости от значений коэффициента турбулентной диффузии, который и определяется метеорологией, не вызывает сомнений.

3.2. Аналитические решения задач для случаев устойчивой и нейтральной стратификаций приземного слоя

Используя систему уравнений (3.17) с граничными условиями (3.18), рассмотрим аналитические решения задачи о структуре турбулентного электродного приземного слоя, соответствующего устойчивой и нейтральной стратификациям.

Рассмотрим вначале случай устойчивой стратификации приземного слоя, возникающей в случае резкой инверсии температуры и малых значений динамической скорости [26]. В этом случае, как указывается в [26], “турбулентный обмен между различными слоями воздуха затруднен, и турбулентность существует лишь в форме мелких вихрей и приобретает локальный характер : при $z \gg L$, где L - масштаб Монина-Обухова ($L \rightarrow 0$) характеристики турбулентности не зависят от z ”. В этом случае процессы переноса, обусловленные турбулентностью, можно описывать постоянным коэффициентом турбулентного обмена (диффузии) : $D_T(z) = D_0$. Предполагая, что интенсивность ионообразования от z не зависит, полагая $m = 0$, получим вместо (3.17) систему уравнений :

$$-\frac{d^2 n_1^{0,0}}{dz^2} = 1 - n_{1,2}^{0,0}; \quad (3.21)$$

$$-\frac{d^2 E'}{dz''^2} + \frac{\lambda(z'')}{\lambda_\infty} \cdot E' = 1, \quad \lambda(z'') = e \cdot (b_1 n_1^0 + |b_2| \cdot n_2^0); \quad (3.22)$$

$$\rho = \frac{E}{4\pi L_0} \rho', \quad \rho' = \frac{dE'}{dz''}. \quad (3.23)$$

В размерном виде граничные условия имеют следующий вид :

$$n_{1,2}^0(z = z_0) = 0, \quad n_{1,2}^0(z \rightarrow \infty) = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}, \quad \left. \frac{dE}{dz} \right|_{z=z_0} = 0, \quad (3.24)$$

$$E(z \rightarrow \infty) = \frac{j_0}{\lambda_0}.$$

Уравнение (3.21) для концентрации ионов интегрируется в квадратурах и в размерном виде имеет вид :

$$n_{1,2}(z) = n_\infty \left[1 - \frac{1,21 \cdot e^{-\sqrt{2} \cdot (z-z_0)/l_0}}{\left(1 + 0,1 \cdot e^{-\sqrt{2} \cdot (z-z_0)/l_0}\right)^2} \right]. \quad (3.25)$$

Полученное решение (3.25) имеет автомодельный характер, так как определяется характерным масштабом l_0 . График зависимости $n_{1,2}/n_\infty$ от z приведен на рис. 3.2. Определив концентрации n_1 и n_2 можно найти электрическую

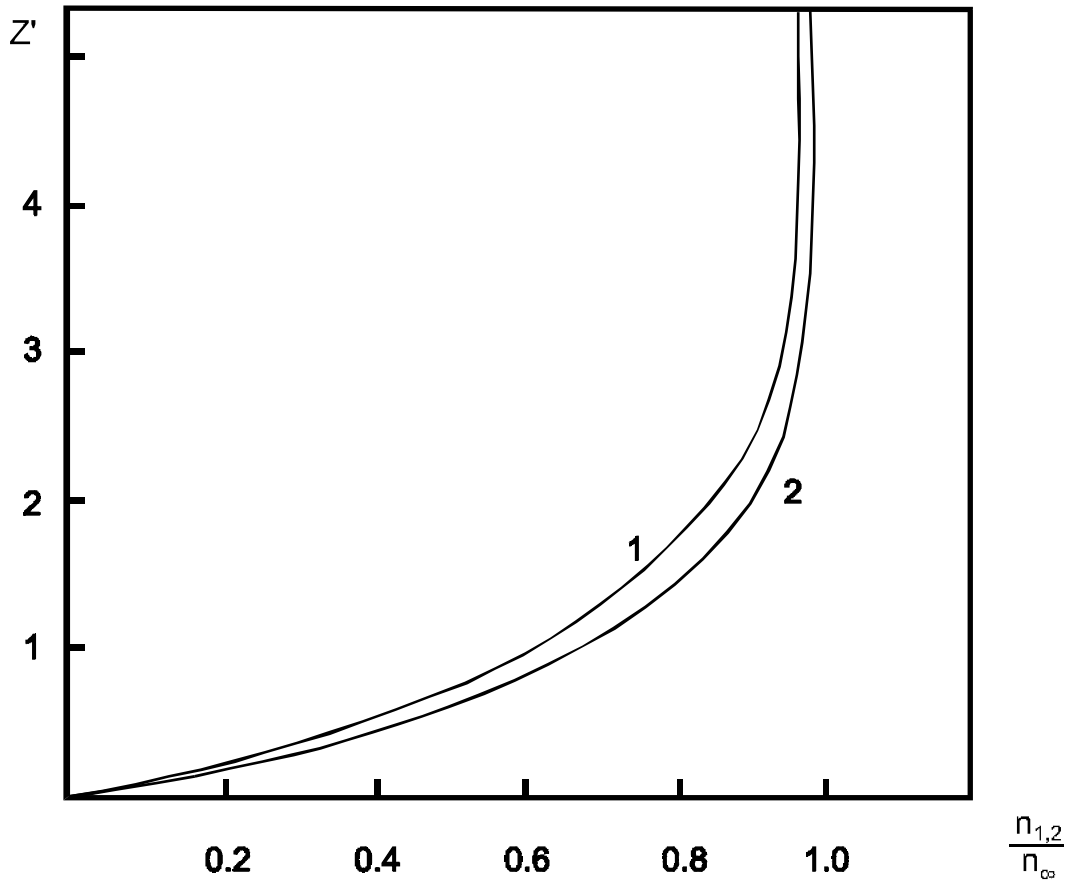


Рис. 3.2.

Зависимость $n_{1,2} / n_{\infty}$ от высоты для устойчивой стратификации.

- 1 - концентрация ионов определяется выражением (3.25);
- 2 - концентрация ионов определяется выражением (3.30).

проводимость $\lambda(z)$ и перейти к решению задачи о распределении напряженности электрического поля. Подставляя $\frac{\lambda(z'')}{\lambda_\infty}$ в уравнение (3.22), имеем :

$$-\frac{d^2 E'}{dz''^2} + \left[1 - \frac{1,21 \cdot e^{-\sqrt{2} \cdot \tilde{\alpha} \cdot z''}}{\left(1 + 0,1 \cdot e^{-\sqrt{2} \cdot \tilde{\alpha} \cdot z''}\right)^2} \right] \cdot E' = 1; \quad (3.26)$$

$$\left. \frac{dE'}{dz''} \right|_{z''=0} = 0, \quad E'(z'' \rightarrow \infty) = 1, \quad (3.27)$$

$$\text{где } \tilde{\alpha} = \sqrt{\frac{\tau_\lambda}{\tau}} = \frac{L_0}{l_0}, \quad \tau_\lambda = (4\pi \lambda_\infty)^{-1}, \quad z'' = \frac{z - z_0}{L_0}.$$

В общем случае получить аналитическое решение уравнения (3.26) при граничных условиях (3.27) не представляется возможным. Можно попытаться найти его, если воспользоваться следующим приближенным представлением для $\lambda(z)$, которое следует из выражения (3.25) для концентрации ионов :

$$\lambda(z) = \begin{cases} \lambda_\infty \alpha_1 z'', & \alpha_1 = 0,71\tilde{\alpha}, \quad 0 \leq z'' \leq l_0/L_0 = \tilde{\alpha}^{-1} \\ \lambda_\infty \left(1 - 1,21 \cdot e^{-\sqrt{2} \cdot \tilde{\alpha} \cdot z''}\right), & l_0/L_0 \leq z'' < \infty \end{cases} \quad (3.28)$$

Можно также искать приближенное решение уравнения (3.21) методом коллокации [13]:

$$n'_{1,2}(z') = 1 + a_1 e^{-(z'-z_0)} + a_2 e^{-2(z'-z_0)}. \quad (3.29)$$

Из граничного условия при $z'=z'_0$ найдем, что $a_1 + a_2 = -1$. Подставляя (3.29) в уравнение (3.21) и считая, что $z'=z'_0$ (3.29) точно удовлетворяет этому уравнению, получим $a_1 = -1, a_2 = 0$. Тогда приближенное решение уравнения (3.21) имеет вид:

$$n_{1,2} = n_\infty \left(1 - e^{-z-z_0/l_0}\right), \quad \lambda(z) = \lambda_\infty \left(1 - e^{-(z-z_0)/l_0}\right). \quad (3.30)$$

Для ошибки решения имеем формулу : $\varepsilon = e^{-z'}(1 - e^{-z'})$. Максимальное значение ε равно 0,25.

Для представления (3.30) решение уравнения (3.22) находится в аналитическом виде методом вариации произвольных постоянных [12,33], и оно определяется выражением :

$$E''(z'') = \tilde{c}_1 J_\nu \left(\nu e^{\frac{\tilde{\alpha} \cdot z''}{2}} \right) - \frac{\pi}{\alpha} \cdot \left[J_\nu \left(\nu e^{\frac{\tilde{\alpha} \cdot z''}{2}} \right) \cdot \int_0^{z''} y_\nu \left(\nu e^{\frac{\tilde{\alpha} \cdot z'''}{2}} \right) \cdot dz''' + \right. \\ \left. + y_\nu \left(\nu e^{\frac{\tilde{\alpha} \cdot z''}{2}} \right) \cdot \int_{z''}^\infty J_\nu \left(\nu e^{\frac{\tilde{\alpha} \cdot z'''}{2}} \right) \cdot dz''' \right] \quad (3.31)$$

$$\tilde{c}_1 = \frac{\pi}{\tilde{\alpha}} \cdot \frac{y_\nu(\nu)}{J'_\nu(\nu)} \cdot \int_0^\infty J_\nu \left(\nu e^{\frac{\tilde{\alpha} \cdot z''}{2}} \right) dz'',$$

где $J_\nu(x)$ - функция Бесселя, $y_\nu(x)$ - функция Неймана, $\nu = \frac{2}{\tilde{\alpha}}$, $\tilde{\alpha} = \frac{L_0}{l_0}$.

Для безразмерной плотности электрического заряда ρ' , используя (3.31), получим:

$$\begin{aligned} \rho'(z'') = e^{\frac{\tilde{\alpha} \cdot z''}{2}} \left\{ \frac{\pi}{\tilde{\alpha}} \left[J_\nu \left(\nu e^{\frac{\tilde{\alpha} \cdot z''}{2}} \right) \int_0^{z''} y_\nu \left(\nu e^{\frac{\tilde{\alpha} \cdot z'''}{2}} \right) \cdot dz''' + \right. \right. \\ \left. \left. y'_\nu \left(\nu e^{\frac{\tilde{\alpha} \cdot z''}{2}} \right) \int_{z''}^\infty J_\nu \left(\nu e^{\frac{\tilde{\alpha} \cdot z'''}{2}} \right) dz''' \right] - \tilde{c}_1 J'_\nu \left(\nu e^{\frac{\tilde{\alpha} \cdot z''}{2}} \right) \right\} \end{aligned} \quad (3.32)$$

Для безразмерной напряженности электрического поля при $z''=0$ имеем

$$E'(0) = \frac{1}{J'_\nu(\nu)} \int_0^\infty J_\nu \left(\nu e^{\frac{\tilde{\alpha} \cdot z''}{2}} \right) dz''. \quad (3.33)$$

В случае, если электрическая проводимость определяется выражением (3.28), решение уравнения (3.22) представляется в следующем виде :

$$\begin{aligned} E'_1(z'') = c_2 \left(\frac{\pi\sqrt{3}}{3} \cdot y_1(z'') + y_2(z'') \right) + \frac{2}{3} \cdot \left[y_2(z'') \int_0^{z''} y_1(z''') dz''' - \right. \\ \left. - y_1(z'') \int_0^{z''} y_2(z''') dz''' \right], 0 \leq z'' \leq z'_1 = \ell_0 / L_0. \end{aligned} \quad (3.34)$$

$$\begin{aligned} E'_2(z'') = c_3 J_\nu \left(\sqrt{2a} \nu e^{\frac{\sqrt{2}}{2} \tilde{\alpha} \cdot z''} \right) - \frac{\pi}{\sqrt{2\tilde{\alpha}}} \left[J_\nu \left(\sqrt{2a} \nu e^{\frac{\sqrt{2}}{2} \tilde{\alpha} \cdot z''} \right) \cdot \right. \\ \int_{z'_1}^{z''} y_\nu \left(\sqrt{2a} \nu e^{\frac{\sqrt{2}}{2} \tilde{\alpha} \cdot z'''} \right) dz''' + y_\nu \left(\sqrt{2a} \nu e^{\frac{\sqrt{2}}{2} \tilde{\alpha} \cdot z''} \right) \cdot \\ \left. \int_{z''}^\infty J_\nu \left(\sqrt{2a} \nu e^{\frac{\sqrt{2}}{2} \tilde{\alpha} \cdot z'''} \right) dz''' \right], z > z_1, \end{aligned} \quad (3.35)$$

$$z_1 = \ell_0 / L_0, y_1(z'') = \sqrt{z''} J_{1/3} \left(\frac{2}{3} \sqrt{\alpha_1 z''^3} \right),$$

где $a=0,605$,

$$Y_2(z'') = \sqrt{z''} \cdot K_{1/3} \left(\frac{2}{3} \sqrt{\alpha_1 z''^3} \right),$$

$J_{1/3}(x)$ - модифицированная функция Бесселя, $K_{1/3}(x)$ - функция Макдональда, C_2, C_3 - постоянные, $\nu = \sqrt{2/\tilde{\alpha}}$.

Постоянные C_2 и C_3 находятся из условий непрерывности напряженности электрического поля и плотности электрического заряда при $z'' = z_1'' = 1_0/L_0$:

$$E'_1 \Big|_{z''=z_1''} = E'_2 \Big|_{z''=z_1''}, \quad \frac{dE'_1}{dz''} \Big|_{z''=z_1''} = \frac{dE'_2}{dz''} \Big|_{z''=z_1''}. \quad (3.36)$$

С использованием полученных выше выражений для E' и следующих из них выражений для ρ' были проведены численные расчеты.

Интересно отметить, что индекс функций Бесселя, Неймана и Макдональда, входящих в решение задачи, определяется коэффициентом рекомбинации ионов и

их подвижностью : $\tilde{\alpha} = \left[\frac{\alpha}{4\pi e(b_1 + |b_2|)} \right]^{1/2}$. При $\alpha = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$, $b_{1,2} = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, $e = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ ед. СГСЕ}$, $\tilde{\alpha} = 0,542$, $\nu = 2,61$, если λ определяется представлением (3.28) и $\nu = 3,62$ для представления (3.30). Для расчета функций Бесселя и Неймана использовались следующие интегральные представления для них [7] :

$$I_\nu(x) = \frac{2 \left(\frac{x}{2} \right)^\nu}{\sqrt{\pi} \Gamma(\nu + 1/2)} \cdot \int_0^1 (1-t^2)^{\nu-1/2} \cos xt dt ;$$

$$y_\nu(x) = \frac{2 \left(\frac{x}{2} \right)^\nu}{\sqrt{\pi} \Gamma(\nu + 1/2)} [J_1 - e^x J_2], \quad J_1 = \int_0^1 \sin xt (1-t^2)^{\nu-1/2} dt ;$$

$$J_2 = \int_0^1 e^{-x/t} \frac{(1-2t+t^2)^{\nu-1/2}}{t^{2\nu+1}} dt. \quad (3.37)$$

а для расчета функций $y_2(z'')$ и $y_1(z'')$ и их производных использовались следующие интегральные представления для функций $J_\nu(x)$ и $K_\nu(x)$ [7] :

$$I_\nu(x) = \frac{2 \left(\frac{x}{2} \right)^\nu}{\sqrt{\pi} \Gamma(\nu + 1/2)} \int_0^1 (1-t^2)^{\nu-1/2} \text{ch} xt dt ;$$

$$K_\nu(x) = \frac{\sqrt{\pi} \left(\frac{x}{2} \right)^\nu}{\Gamma(\nu + 1/2)} \int_1^\infty e^{-xt} (t^2 - 1)^{\nu-1/2} dt. \quad (3.38)$$

Результаты численных расчетов с использованием приведенных выше формул для специальных функций приведены на рис.3.3;3.4. При этом значения постоянных C_2 , C_3 и C_1 получились равными : $C_2 = 11,26$, $C_3 = 11,59$, $C_1 = 5,03$. При

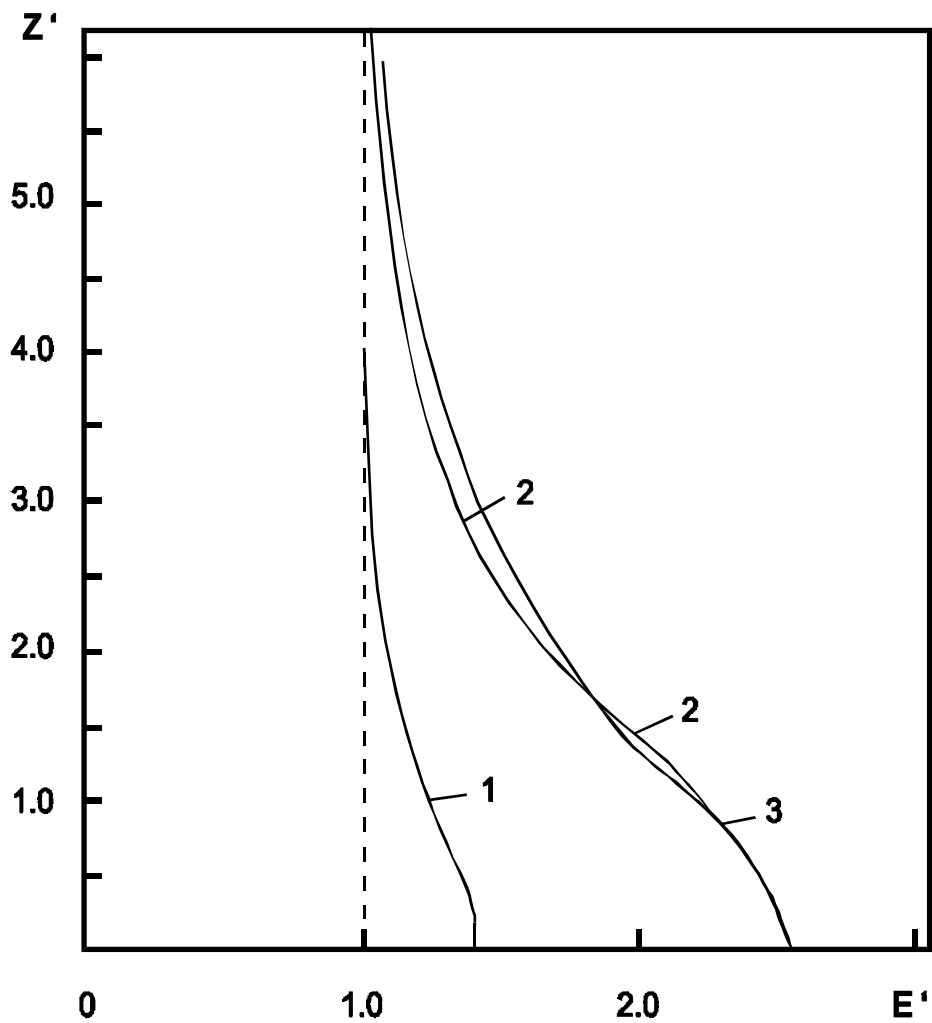


Рис. 3.3.

Зависимость напряженности электрического поля от высоты для устойчивой стратификации приземного слоя.

- 1 - распределение, соответствующее концентрации аэрозольных частиц $N = 10^{16} \text{ м}^{-3}$;
- 2 - проводимость воздуха определяется выражением (3.28), $N = 0$;
- 3 - проводимость воздуха определяется выражением (3.30), $N = 0$.

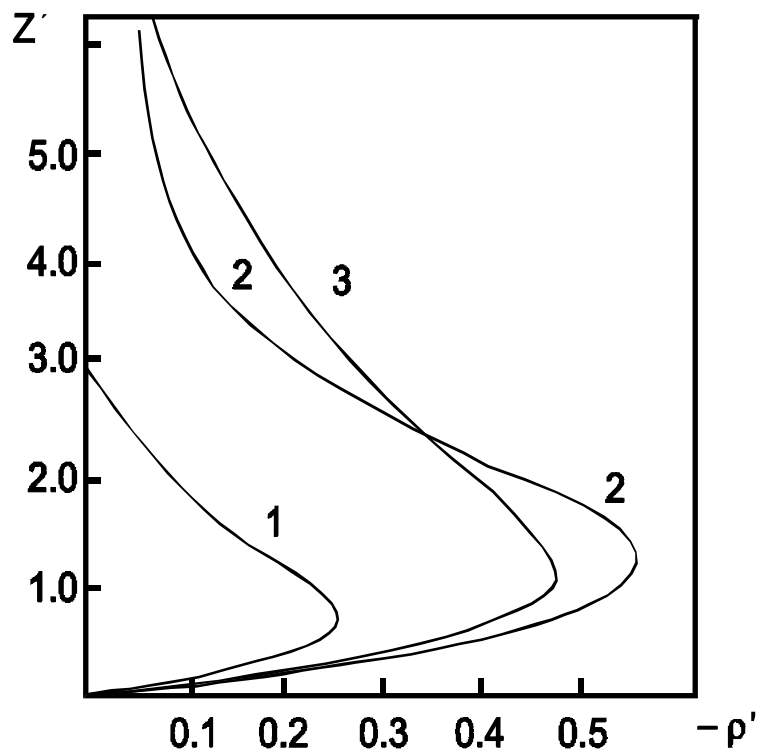


Рис. 3.4.
Зависимость плотности заряда для устойчивой стратификации приземного слоя.

- 1 - распределение, соответствующее концентрации аэрозольных частиц $N = 10^{10} \text{ м}^{-3}$;
 2 - проводимость воздуха определяется выражением (3.28), $N = 0$;
 3 - проводимость воздуха определяется выражением (3.30), $N = 0$.

заданных α_1 ; $b_{1,2}$ вычисленные значения постоянных имеют в некотором смысле универсальный характер, т. к. не зависят от коэффициента турбулентного обмена D_0 , и полученные распределения $E'(z')$ и $\rho'(z')$ могут быть использованы для построения зависимостей $E(z)$ и $\rho(z)$ от z для любых значений D_0 в соответствии с формулами :

$$E(z) = \frac{j_0}{\lambda_\infty} E' \left(\frac{z - z_0}{L_0} \right), \quad \rho(z) = \frac{j_0}{4\pi\lambda_\infty L_0} \rho' \left(\frac{z - z_0}{L_0} \right). \quad (3.39)$$

Отметим, что с физической точки зрения рассмотрение электрических процессов в приземном слое с постоянным коэффициентом турбулентного обмена соответствует ситуации, когда масштаб Монина-Обухова L гораздо меньше масштабов l_0 и L_0 , характеризующих изменение концентрации ионов $n_{1,2}$ и напряженности электрического поля E с высотой z .

Обратимся теперь к рассмотрению задачи о распределении концентрации ионов, напряженности электрического поля и плотности электрического заряда в приземном слое с нейтральной стратификацией. Полагая в системе уравнений (3.17) $m=1$, имеем систему уравнений :

$$-\frac{d}{dz''} \left(z' \frac{dn'_{1,2}}{dz'} \right) = 1 - n'_{1,2}{}^2; \quad (3.40)$$

$$-z'' \frac{d^2 E'}{dz''^2} + \frac{\lambda(z'')}{\lambda_\infty} E = 1, \quad \lambda(z'') = e \left(b_1 n_1^0 + |b_2| n_2^0 \right); \quad (3.41)$$

$$\rho = \frac{E_\infty}{4\pi L_1} \rho', \quad \rho' = \frac{dE'}{dz''}. \quad (3.42)$$

Решение уравнения (3.40) находится следующим образом. Производя в нем замену переменной : $s = \ln z'$, получим в области $z' \ll 1$ решение :

$$n'_{1,2}{}^0 = C \ln \frac{z'}{z'_0} = C \ln \frac{z}{z_0}, \quad (3.43)$$

где C - постоянная величина.

В области $z' \geq 1$ решение уравнения (3.40) представляется в виде :

$n'_{1,2}{}^0 = 1 - f(z')$, где $f(z') \ll 1$ и соответствующее решение имеет вид

$$n'_{1,2}{}^0 = 1 - C_0 K_0 \left(2\sqrt{2} z'^{1/2} \right), \quad (3.44)$$

где $K_0 \left(2\sqrt{2} z'^{1/2} \right)$ - функция Макдональда [7,12], c_0 - постоянная. Постоянные c и c_0 находятся из условия, что при $z'=z' \ll 1$ решения (3.43) и (3.44) и их производные должны совпадать :

$$- = \left(\ln \frac{z'_1}{z'_0} + \frac{K_0 \left(2\sqrt{2} z'_1{}^{1/2} \right)}{\sqrt{2} z'_1 K_1 \left(2\sqrt{2} z'_1{}^{1/2} \right)} \right)^{-1}, \quad c_0 = \frac{c}{\sqrt{2} z_1 K_1 \left(2\sqrt{2} z_1{}^{1/2} \right)}, \quad (3.45)$$

где $K_1(x)$ также является функцией Макдональда.

Выбирая $z'_1=0,1$, $D_1=0,2 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$, $q=10^7 \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$, $\alpha=1,6\cdot 10^{-12} \text{ м}^3\text{с}^{-1}$, $z_0=2,5\cdot 10^{-3} \text{ м}$, получим $l_1=50 \text{ м}$, $\tau=250 \text{ с}$, $z_1=0,1l_1=5\text{м}$, $C=0,11$, $C_0=0,34$. При $z_1=5\text{м}$, $n_{1,2}^0=0,83$, $f(z_1)=0,17$ и пренебрежение квадратичным членом в уравнении для $n_{1,2}^{\prime 0^2}$ вполне законно.

Таким образом приближенное решение уравнения (3.40) для концентрации ионов $n_{1,2}^0$, записанное в размерном виде, представляется следующим образом:

$$n_{1,2}^0 = \begin{cases} n_\infty \text{cln} \frac{z}{z_0}, z_0 \leq z \leq z_1 = 0,1l_1 \\ n_\infty \left(1 - c_0 K_0 \left(2\sqrt{2} \left(\frac{z}{l_1} \right)^{1/2} \right) \right), 0,1l_1 \leq z < \infty. \end{cases} \quad (3.46)$$

Из рассмотрения решения (3.46) следует, что изменение концентрации ионов $n_{1,2}$ и электрической проводимости $\lambda(z)$ с высотой z до небольших высот в случае сильного турбулентного перемешивания имеет для нейтральной стратификации приземного слоя логарифмический характер, то есть ведет себя как профиль скорости ветра для данной стратификации [22]. Зависимость $\frac{n_{1,2}^0}{n_\infty}$ от z для $D_1=0,1\text{м/с}$, $0,2\text{м/с}$ приведена на рис. 3.5.

Используя (3.46), получим для напряженности электрического поля уравнения :

$$z'' \frac{d^2 E'}{dz''^2} - c_0 \ln \frac{z''}{z_0} E' = -1, z_0'' \leq z'' \leq z_1''; \quad (3.47)$$

$$z'' \frac{d^2 E'}{dz''^2} - [1 - c_0 K_0 (2\sqrt{2\alpha_2 z''})] E' = -1, z_1'' \leq z < \infty, \alpha_2 = \frac{L_1}{l_1}. \quad (3.48)$$

Рассмотрим приближенные аналитические решения уравнений (3.47), (3.48). Для этого разобьем кривую $\lambda(z)$ на три участка : (z_0, \bar{z}_1) , (\bar{z}_1, \bar{z}_2) , (\bar{z}_2, z_3) и аппроксимируем изменение $\lambda(z)$ с высотой на каждом участке линейными функциями :

$$\lambda(z) = \begin{cases} \lambda_1 \frac{z - z_0}{\bar{z}_1 - z_0}, \lambda_1 = \lambda_\infty c \ln \frac{\bar{z}_1}{z_0}, z_0 \leq z \leq \bar{z}_1, \\ a_1 z + b_1, a_1 = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\bar{z}_2 - \bar{z}_1}, b_1 = \frac{\lambda_1 \bar{z}_2 - \lambda_2 \bar{z}_1}{\bar{z}_2 - \bar{z}_1}, \\ \lambda_2 = \lambda(\bar{z}_2), \bar{z}_2 < z_2, \bar{z}_1 \leq z \leq z_2 \\ d_1 z_2 + b_2 = \lambda_\infty, z_2 \leq z < \infty \end{cases}, \quad (3.49)$$

где $z_3 = \infty$.

Используя это представление для $\lambda(z)$, получим вместо (3.47) и (3.48) следующую систему уравнений :

$$z'' \frac{d^2 E'_0}{dz''^2} - A(z'' - z''_0) E'_0 = -1, \quad z''_0 \leq z'' \leq z''_1; \quad (3.50)$$

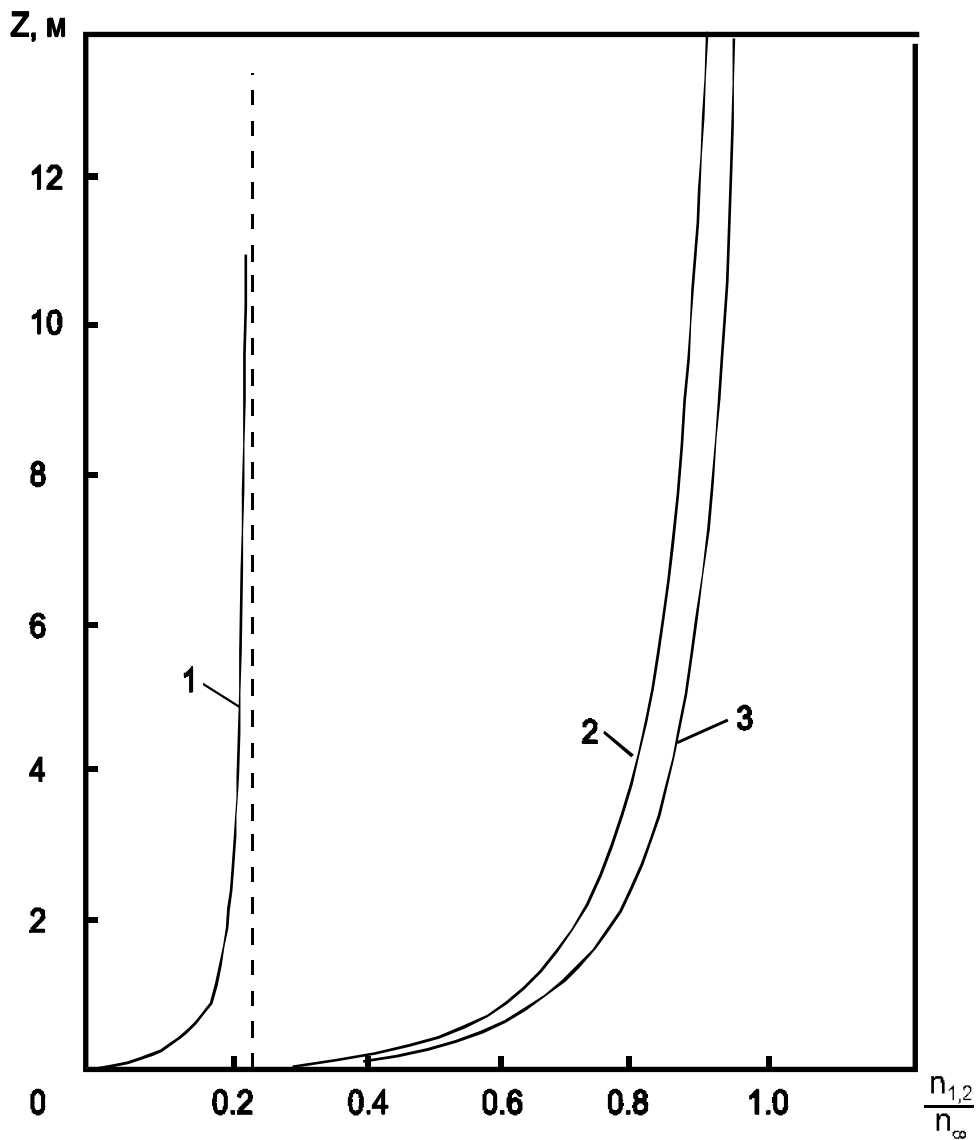


Рис. 3.5.

Распределение $n_{1,2} / n_{\infty}$ высотой для приземного слоя с нейтральной стратификацией

- 1 - при $D_1 = 0,2$ м/с и концентрации аэрозольных частиц $Z = 10^{-6}$ м⁻³;
- 2 - при $D_1 = 0,2$ м/с, $N = 0$;
- 3 - при $D_1 = 0,1$ м/с, $N = 0$.

$$z'' \frac{d^2 E_1'}{dz''^2} - (\bar{a}_1 z'' + \bar{b}_1) E_1' = -1, \quad \bar{z}_1'' \leq z'' \leq z_2''; \quad (3.51)$$

$$z'' \frac{d^2 E_2'}{dz''^2} - E_2' = -1, \quad z_2'' \leq z'' < \infty, \quad (3.52)$$

где

$$A = c \cdot (\bar{z}_1'' - z_0'')^{-1} \ln \frac{\bar{z}_1''}{z_0''}, \quad \bar{a}_1 = c \cdot (\bar{z}_2'' - \bar{z}_1'')^{-1} \ln \frac{z_2''}{z_1''},$$

$$\bar{b}_1 = c \cdot (\bar{z}_2'' - \bar{z}_1'')^{-1} \cdot \left(\bar{z}_2'' \cdot \ln \frac{\bar{z}_1''}{z_0''} - \bar{z}_1'' \cdot \ln \frac{\bar{z}_2''}{z_0''} \right).$$

Полученная система уравнений (3.50)-(3.52) имеет аналитическое решение. Решение первых двух уравнений выражается через функцию Уиттекера [12,33] и записывается в следующем виде :

$$E_0'(z'') = M_{k,m} \left(2\sqrt{A} z'' \right) \left[\bar{c}_1 + \bar{c}_2 \int_{z_0''}^{z''} \frac{dz''}{z_0'' M_{k,m}^2 \left(2\sqrt{A} z'' \right)} - \int_{z_0''}^{z''} \frac{dz'''}{z_0'' M_{k,m}^2 \left(2\sqrt{A} z'' \right)} \cdot \int_{z_0''}^{z'''} \frac{M_{k,m} \left(2\sqrt{A} z^{IV} \right)}{z^{IV}} dz^{IV} \right], \quad (3.53)$$

$$E_1'(z'') = M_{k_1,m} \left(2\sqrt{\bar{a}_1} z'' \right) \left[\bar{c}_3 + \bar{c}_4 \int_{\bar{z}_1''}^{z''} \frac{dz'''}{\bar{z}_1'' M_{k_1,m} \left(2\sqrt{\bar{a}_1} z'' \right)} - \int_{\bar{z}_1''}^{z''} \frac{dz'''}{\bar{z}_1'' M_{k_1,m}^2 \left(2\sqrt{\bar{a}_1} z'' \right)} \cdot \int_{\bar{z}_1''}^{z'''} \frac{M_{k_1,m} \left(2\sqrt{\bar{a}_1} z^{IV} \right)}{z^{IV}} dz^{IV} \right], \quad (3.54)$$

$$M_{k,m}(-x) = x e^{-x/2} {}_1F_1(1-k, 2, x)$$

$${}_1F_1(1-k, 2, x) = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(1-k)(2-k)\dots(n-k)}{n!(n+1)!} x^n,$$

где $m=1/2$, $k = 1/2\sqrt{A}z_0''$, $k_1 = -\bar{b}_1/2\sqrt{\bar{a}_1}$, $M_{k,m}(x)$ – функция Уиттекера,

${}_1F_1^1(1-k, 2, x)$ – ряд Похгаммера, сходящийся при всех x , $\bar{c}_1, \bar{c}_2, \bar{c}_3, \bar{c}_4$ – постоянные.

Решение третьего уравнения (3.52) с учетом условия $E_2' \rightarrow 1$ при $z'' \rightarrow \infty$ имеет следующий вид [12]:

$$E_2'(z) = 1 + c_5 \sqrt{z''} \cdot K_1(2\sqrt{z''}), \quad (3.55)$$

где c_5 – постоянная.

В области $z_0'' \leq z'' < \bar{z}_1''$ выражение для $E_0'(z'')$ может быть преобразовано с учетом граничного условия $\left. \frac{dE_0'}{dz''} \right|_{z''=z_0''} = 0$ к следующему более простому виду:

$$E_0'(z'') \approx \bar{c}_2 \left(e^{\sqrt{A}z''} - \sqrt{A}z'' e^{\sqrt{A}z_0''} \right) - z'' \left(\ln \frac{z''}{z_0''} - 1 \right) - z_0'' \quad (3.56)$$

Для определения постоянных $\bar{c}_2, \bar{c}_3, \bar{c}_4, c_5$ необходимо воспользоваться условиями непрерывности напряженности электрического поля и плотности электрического заряда в точках \bar{z}_1 и z_2 , аналогичных условиям (3.36). Были проведены численные расчеты распределений $E'(z'')$ и $\rho'(z'')$ в зависимости от z'' при $D_1=0,2 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$, $\bar{z}_1 = 1\text{м}$, $\bar{z}_2 = 5\text{м}$, $L_1 = 15\text{м}$ при $\lambda_\infty=1,08\cdot 10^{-3}\text{с}^{-1}$. Численные значения постоянных $\bar{c}_2, \bar{c}_3, \bar{c}_4, c_5$ при этом равны: $\bar{c}_2 = 2,19$, $\bar{c}_3 = 22,86$, $\bar{c}_4 = -4,64$, $c_5 = 4,03$. Значения параметров $A, k, \bar{a}_1, \bar{b}_1, k_1$ равны соответственно: $9,89, 2,67\cdot 10^{-4}, 0,66, 0,68, -0,38$. Кривые распределений $E'(z'')$ и $\rho'(z'')$ приведены на рис.3.6. Качественный характер этих кривых совпадает с результатами численных расчетов [109,111]. Отличие от численных расчетов [111] составляет для $\rho'(z'')$ -50%, для $E'(z'')$ -10%. Переход к размерным значениям $E(z)$ и $\rho(z)$ осуществляется по формулам (3.39), в которых L_0 заменяется на L_1 , а $z-z_0$ на z .

В предельном случае, когда динамическая скорость u_* и $L \rightarrow 0$, а градиент температуры в приземном слое больше, чем $1^0/100 \text{ м}$, приземный слой становится термически неустойчивым и переходит в турбулентное состояние, причем источником турбулентности является тепловая энергия. В этом случае процессы переноса в приземном слое можно описывать коэффициентом турбулентной диффузии, для которого имеет место представление [8,17]:

$$D_T(z) = D_{4/3} z^{4/3}, \quad D_{4/3} = \frac{3\chi^{4/3}}{Cu} \left(\frac{\beta H}{c_p \rho_0} \right)^{1/3}, \quad (3.57)$$

где $\chi=0,43$, $c_u=1,25$, $\beta=g/T_0$.

При значениях $\beta=0,033 \text{ м/с}^2 \text{ град}$, $H=67 \text{ кал}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$, $c_p=240 \text{ кал}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{град}^{-1}$, $\rho=1,3 \text{ кг/м}^3$ [8], $D_{4/3}=0,15 \text{ м}^2/\text{с}$.

Система уравнений (3.17) в этом случае принимает вид:

$$-\frac{d}{dz'} \left(z'^{4/3} \frac{dn_{1,2}'^0}{dz'} \right) = 1 - n_{1,2}'^0{}^2; \quad (3.58)$$

$$-z''^{4/3} \frac{d^2 E'}{dz''^2} + \frac{\lambda(z'')}{\lambda_\infty} = 1; \quad (3.59)$$

$$\rho = \frac{E_\infty}{4\pi L_{4/3}} \rho', \quad \rho' = \frac{dE'}{dz''}. \quad (3.60)$$

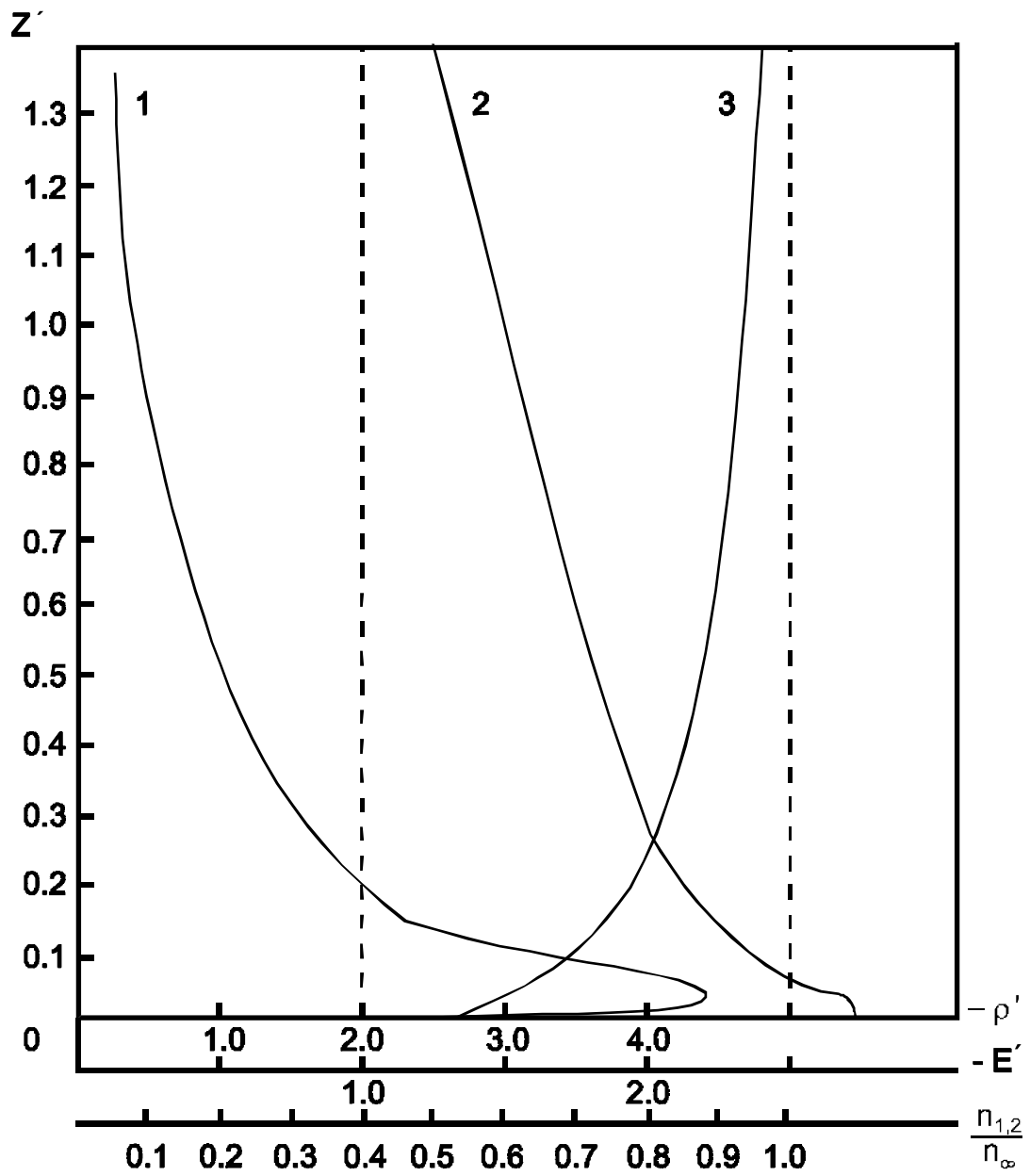


Рис. 3.6.
Аналитические распределения E' и ρ' с высотой при $D_1 = 0,2$ м/с

Рассмотрим решение уравнения (3.58) при граничных условиях (3.18). Производя в этом уравнении замену переменной $S=z'^{-1/3}$ получим что в области $S^4/g \gg 1$ ($z' \ll 0,2$), где основную роль в формировании распределения $n_{1,2}^0$ с высотой играет турбулентная диффузия, решение имеет вид:

$$n_{1,2}^0 = c(s - s_0) = c(z'^{-1/3} - z_0^{-1/3}), \quad (3.61)$$

где c - постоянная.

Интересно отметить, что распределение концентрации ионов $n_{1,2}$ (3.61) и соответствующее ему распределение электрической проводимости в этой области такое же, как и распределение температуры $T(z) - T(z_0) \sim (z^{-1/3} - z_0^{-1/3})$ [8,27].

В области $z' \geq 0,2$. Решение ищется в виде : $n_{1,2}^0 = 1 - f_1(z')$, $f_1(z') \ll 1$. Подставляя его в уравнение (61), пренебрегая квадратичным членом $f_1^2(z')$, получим следующее решение :

$$n_{1,2}^0 = 1 - c_1 z^{-1/3} e^{-3\sqrt{2}z^{1/3}}, \quad (3.62)$$

где c_1 - постоянная.

Постоянные c_1 и c находятся из условия, что при $z = z' \ll 0,2$ решения (3.61) и (3.62) и их производные должны совпадать. При $z_1 = 0,02$, а также, используя приведенную выше оценку для $D_{4/3}$, получим при $\tau = 250$ с, $z_0 = 2,5 \cdot 10^{-3}$ м : $l_{4/3} = 228$ м, $c_1 = 0,034$, $c = -0,023$, $c \cdot z_0^{-1/3} = -1,035$. Используя эти обозначения для постоянных, имеем для концентрации ионов представление :

$$n_{1,2}^0 = \begin{cases} 1,035 n_\infty \left[1 - \left(\frac{z_0}{z} \right)^{1/3} \right], & z_0 \leq z \leq 0,02 l_{4/3} \\ n_\infty \left\{ 1 - 0,034 \left(\frac{z}{l_{4/3}} \right)^{-1/3} e^{-\left[3\sqrt{2} \left(\frac{z}{l_{4/3}} \right)^{1/3} \right]} \right\}, & 0,02 l_{4/3} \leq z < \infty. \end{cases} \quad (3.63)$$

Кривая, соответствующая этому распределению концентрации ионов с высотой, приведена на рис. 3.7.

Представление (3.63) использовалось при решении уравнения (3.59), определяющего распределение напряженности электрического поля в приземном слое с термически неустойчивой стратификацией и удовлетворяющее граничным условиям :

$$\left. \frac{dE'}{dz''} \right|_{z''=z_0'} = 0, \quad E'(z'' \rightarrow \infty) = 1. \quad (3.64)$$

Сравнение численных расчетов с приближенными решениями (3.46), (3.63) показывает их удовлетворительное совпадение (рис. 3.8). Поэтому при численном решении уравнений (3.41) и (3.59) использовались аналитические профили $\lambda(z)$ на основе приближенных решений (3.46) и (3.63). Численные решения уравнений (3.41) и (3.59) для случаев нейтральной ($m=1$, $L_1=15$ м) и термически неустойчивой ($m=4/3$, $L_{4/3}=120$ м) стратификации приведены на рис. 3.9; 3.10, кривые 1,6.

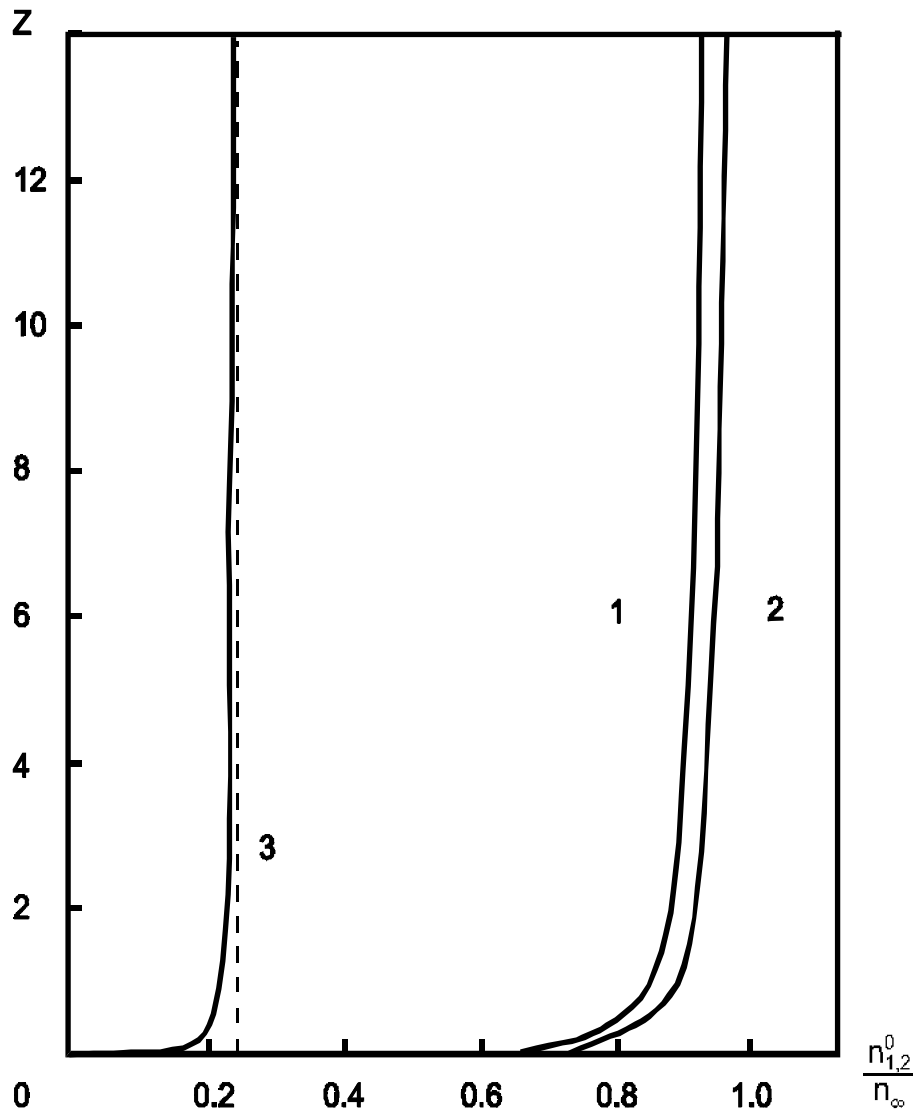


Рис. 3.7.

Зависимость $n_{1,2}^0 / n_{\infty}^0$ от высоты для термически неустойчивой стратификации приземного слоя

- 1 - концентрация ионов определяется выражением (3.63) при $D_1 = 0,2$ м/с; $N = 0$;
- 2 - концентрация ионов определяется выражением (3.63) при $D_1 = 0,1$ м/с; $N = 0$;
- 3 - концентрация ионов определяется выражением (3.78) при $N = 10^{-10}$ м $^{-3}$.

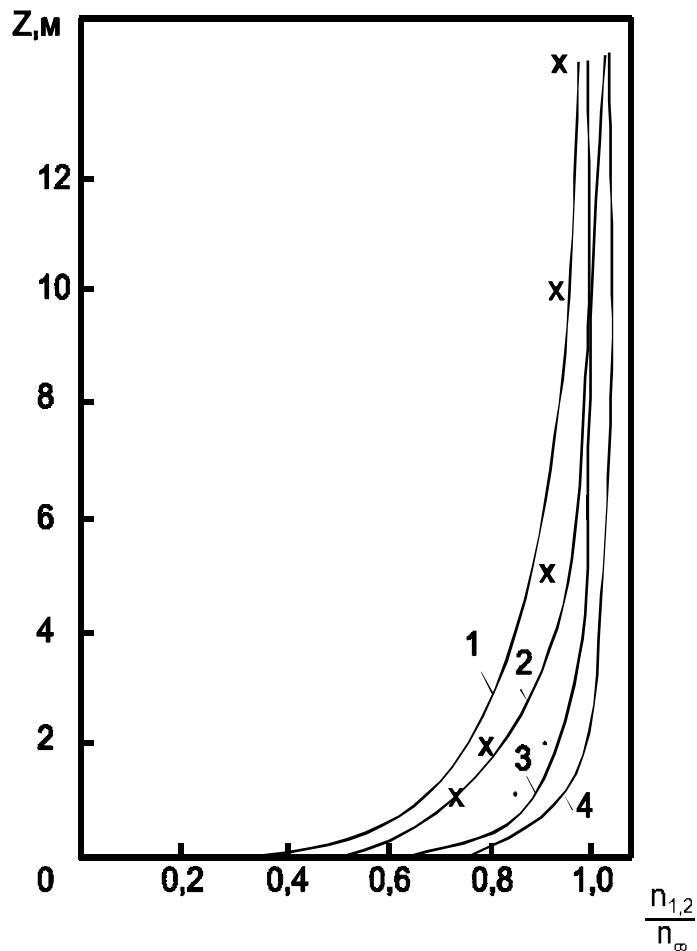


Рис. 3.8.

Сравнение результатов аналитических расчетов по (3.27) и (3.28) с численными решениями, обозначенными крестиками и точками.

1 - $D_1 = 0,2$ м/с; 2 - $D_2 = 0,1$ м/с; 3 - $x \ll 1$;
4 - $x > 1$; "крестик" - $m = 1$, $l_{\text{дз}} = 50$ м; "точка" - $m = 4/3$, $l_{\text{дз}} = 228$ м.

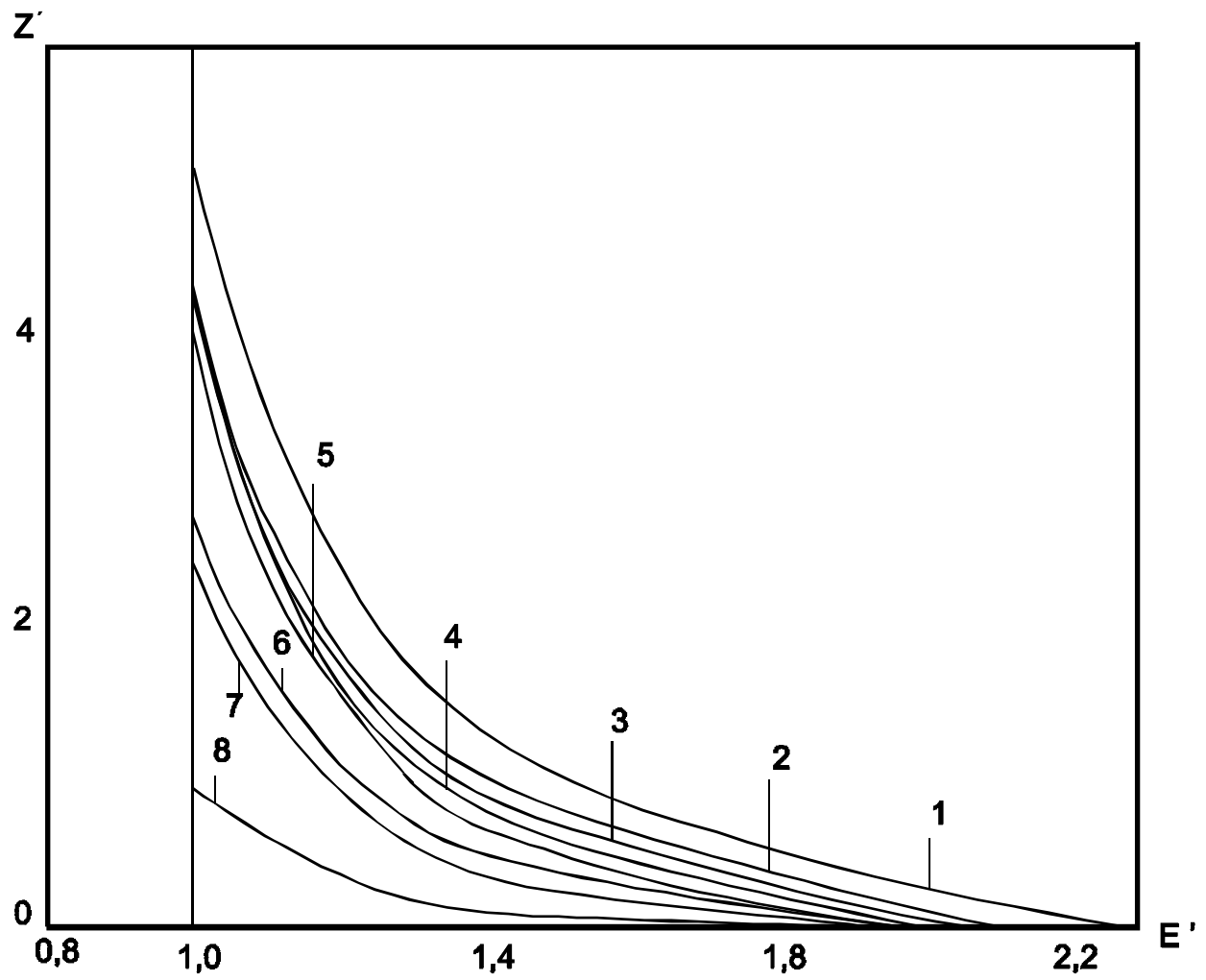


Рис. 3.9.
 Зависимость E' от Z' при $m = 1$, $L_{\text{н}} = 15$ м (1); 30 м (2); 40 м (3);
 50 м (4); 60 м (5) и при $m = 4/3$, $L_{\text{н}} = 120$ м (6); 300 м (7); 1000 м (8);

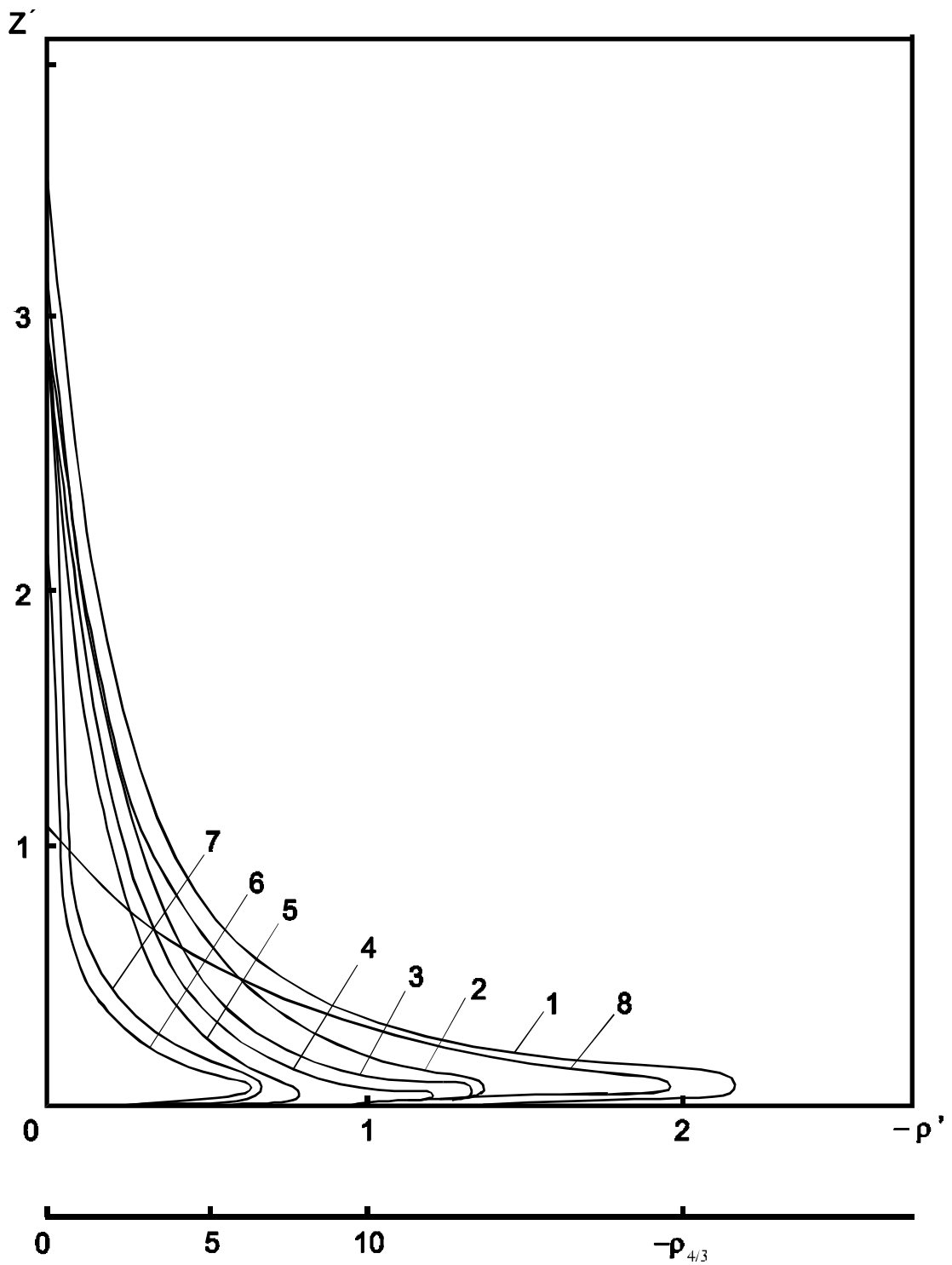


Рис. 3.10.
 Зависимость ρ' от Z' при $m = 1$, $L_1 = 15$ м (1); 30 м (2); 40 м (3); 50 м (4); 60 м (5) и при $m = 4/3$, $L_{4/3} = 120$ м (6); 300 м (7); 1000 м (8).

Характерный масштаб распределений E' и плотности электрического заряда $\rho' = \frac{dE'}{dz'}$ определяются толщиной турбулентного электродного слоя L_m . Плотность электрического заряда резко возрастает вблизи поверхности земли, а затем убывает. При термически неустойчивой стратификации этот скачок больше, что объясняется более резким изменением коэффициента турбулентности с высотой ($D_T(z) \sim z^{4/3}$) по сравнению с нейтральной стратификацией ($D_T(z) \sim z$).

3.3. Влияние аэрозольных частиц на распределение электрических характеристик в приземном слое атмосферы

3.3.1. Краткий обзор состояния проблемы

Присутствие аэрозольных частиц в земной атмосфере, как естественного, так и искусственного (антропогенного) происхождения, оказывает существенное влияние на электрическое состояние атмосферы, в частности ее приземного слоя. Так в работах [37,38,5] указывается на уменьшение электрической проводимости λ по данным, полученным рядом сетевых станций по измерению атмосферно-электрических параметров на территории бывшего СССР за последние 30 лет, что вызвано по всей видимости возросшей антропогенной деятельностью, приведшей к значительному повышению концентрации аэрозольных частиц в атмосфере. Согласно современным данным [28,38] их концентрация в том диапазоне размеров (0,01-0,2) мкм, в котором они оказывают влияние на параметры атмосферного электричества, составляют по порядку величины:

- над океаном, вдали от берегов - $(3-5) 10^8 \text{ м}^{-3}$;
- в континентальной сельской местности вдали от городов - $(1-5) \cdot 10^9 \text{ м}^{-3}$;
- в сельской местности вблизи городов - $(1-10) 10^9 \text{ м}^{-3}$;
- в городах - $(1-10) 10^{10} \text{ м}^{-3}$;

Изменение электрической проводимости, вызванное присутствием аэрозольных частиц, должно приводить к изменению напряженности электрического поля, плотности электрического заряда и плотности электрического тока, как в локальном, так и в глобальном смысле. Глобальные эффекты, связанные с присутствием аэрозоля в атмосфере, рассматривались в работах [91,97]. В настоящей монографии мы рассмотрим некоторые задачи, связанные с присутствием аэрозольных частиц в приземном турбулентном слое атмосферы.

Теоретические исследования влияния аэрозольных частиц на электрическую структуру приземного слоя проводились в работах [62,74,78,81,89,105]. В работе [89] решение задачи проводилось численными методами. В работах [62,74] решалось с помощью численных методов задача для классического электродного эффекта ($D_T=0$), при этом оказалось, что толщина электродного слоя с ростом концентрации аэрозольных частиц убывает. Это связано с тем, что характерная толщина электродного слоя определяется выражением $L=b_{\pm}E_{\infty}\tau$, где τ - толщина время жизни иона. В присутствие аэрозоля τ убывает с ростом его концентрации. В то же время, в случае турбулентного электродного слоя, его толщина растет, так как в этом случае его характерная толщина оценивается по формуле [28,35]:

$L_m=(D_m\tau_{\lambda})^{\frac{1}{2-m}}$, где τ_{λ} - время электрической релаксации, которое в присутствии аэрозольных частиц возрастает. Это было также отмечено в работе [89]. При этом увеличивается значение напряженности электрического поля за пределами турбулентного электродного слоя E_{∞} , оцениваемое по формуле: $E_{\infty}=j_0/\lambda_{\infty}$ при неизменном значении плотности электрического тока j_0 . В работе [81] получено аналити-

ческое решение задачи о влиянии аэрозольных частиц на электрическую проводимость и напряженность электрического поля в приземном турбулентном слое. Получены выражения для изменения электрической проводимости с высотой, но связанное с изменением λ изменение плотности электрического заряда ρ и напряженности электрического поля E с высотой исследовано не совсем корректно, так как не учтено влияние турбулентного переноса. Делается, например, следующее: ρ рассчитывается по формуле: $\rho = -\frac{j_0}{4\pi\lambda^2(z)} \cdot \frac{d\lambda}{dz}$, хотя при наличии турбулентного перемешивания плотность электрического заряда описывается следующими дифференциальным уравнением:

$$\frac{d}{dz} \left[\frac{D(z)}{\lambda(z)} \cdot \frac{d\rho}{dz} \right] - 4\pi\rho(z) = \frac{j_0}{\lambda^2} \frac{d\lambda}{dz}. \quad (3.65)$$

Аналогичная процедура для нахождения ρ и E без учета турбулентного переноса использовалась в работах [5,86].

Одним из важных вопросов, возникающих при исследовании влияния аэрозольных частиц на электрическое состояние атмосферы, является вопрос об определении степени загрязнения этой компонентой вещества атмосферы по измерению электрических параметров (электрической проводимости и напряженности электрического поля). Как мы отмечали выше, в работах [38,56] был сделан вывод о загрязнении по изменениям электрической проводимости. В работе [45] экспериментально исследовались вариации E в непосредственной близости от источника аэрозольных частиц, когда существенную роль играют электрические заряды аэрозольных частиц. В работе [50] было показано, что более точную характеристику степени загрязнения аэрозолю может дать электрическая плотность аэрозоля, представляющая коэффициент поглощения легких ионов аэрозольными частицами. В настоящей главе мы рассмотрим влияние аэрозольных частиц на структуру одномерного, стационарного электродного приземного слоя, с учетом влияния не только на λ , но и также на E и ρ .

3.3.2. Основные уравнения, описывающие влияние аэрозольных частиц на электрические характеристики приземного слоя

Влияние аэрозольных частиц на структуру электродного приземного слоя в стационарном, одномерном случае, описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} -\frac{\partial}{\partial z} \left(D_{\tau}(z) \frac{dn_{1,2}}{dz} \right) + \frac{\partial}{\partial z} (b_{1,2} n_{1,2} E_z) &= q(z) - \alpha n_1 n_2 - n_{1,2} \Phi_{1,2}, \\ -\frac{d}{dz} \left(D_{\tau}(z) \frac{dN_0(z)}{dz} \right) &= G_0(z), \\ -\frac{d}{dz} \left(D_{\square}(z) \frac{dN_{1,2}(z)}{dz} \right) + \frac{d}{dz} I_{z,1,2}^{(k)} &= G_{1,2}^{(k)}, \quad I_{z,1,2}^{(k)} = B_{1,2}^{(k)} \cdot N_{1,2}^{(k)} \cdot E_z, \\ \frac{dE_z}{dz} &= 4\pi\rho, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Phi_1 &= \int \sum_{r, k=0}^{\rho-1} \beta_{11}^{(k)}(r) N_1^{(k)}(r) dr + \int \sum_{r, k=1}^{\rho} \beta_{12}^{(k)}(r) N_2^{(k)}(r) dr, \\
\Phi_2 &= \int \sum_{r, k=0}^{\rho-1} \beta_{22}^{(k)}(r) N_2^{(k)}(r) dr + \int \sum_{r, k=1}^{\rho} \beta_{21}^{(k)}(r) N_1^{(k)}(r) dr, \\
G_0 &= n_1 \beta_{12}^{(1)} N_2^{(1)} + n_2 \beta_{21}^{(2)} N_1^{(1)} - n_1 \beta_{10}^{(0)} N_0 - n_2 \beta_{20}^{(0)} N_0, \\
G_1^{(k)} &= n_1 \beta_{11}^{(k-1)} N_1^{(k-1)} - n_1 \beta_{11}^{(k)} N_1^{(k)} + n_2 \beta_{21}^{(k+1)} N_1^{(k+1)} - n_2 \beta_{21}^{(k)} N_1^{(k)}, \\
G_2^{(k)} &= n_2 \beta_{22}^{(k-1)} N_2^{(k-1)} - n_2 \beta_{22}^{(k)} N_2^{(k)} + n_1 \beta_{12}^{(k+1)} N_2^{(k+1)} - n_1 \beta_{12}^{(k)} N_2^{(k)}, \\
\rho &= e(n_1 - n_2) + e \int \left(\sum_{k=1}^{\rho} k N_1^{(k)} - \sum_{k=1}^{\rho} k N_2^{(k)} \right) dr, \quad (3.66)
\end{aligned}$$

где $n_{1,2}$ - концентрация положительных и отрицательных легких ионов, $b_{1,2}$ - их подвижности, $N_0(r)$ - функция распределения нейтральных аэрозольных частиц по радиусу r , $N_i^{(k)}(r)$ - функции распределения заряженных аэрозольных частиц, $V_i^{(k)}$ - их подвижности, $\beta_{ij}^{(k)}$ - коэффициенты присоединения легкого иона полярности i к аэрозольной частице полярности j , имеющей k - элементарных электрических зарядов и радиус r .

Запись членов, описывающих взаимодействие легких ионов с аэрозольными частицами в уравнениях системы (3.66), использовалась в ряде работ [5,76,77,80] и обосновывается в работе [4], где условие записи этих членов имеет вид: $(n_{1,2} r^3) < 1$ и при $n_{1,2} \approx 10^3 \text{ см}^{-3}$, $r < 0,1 \text{ мкм}$, а при $n_{1,2} \approx 10^2 \text{ см}^{-3}$, $r < 0,2 \text{ мкм}$. Выделение группы легких ионов и группы аэрозольных ионов также имеет экспериментальное обоснование [49], хотя можно использовать более подробное описание группы однозарядных ионов [14].

При написании системы уравнений (3.66) мы пренебрегали скоростями седиментации. Поскольку мы рассматриваем аэрозольные частицы в диапазоне радиусов $r < 0,5 \text{ мкм}$, то вследствие их малости ими можно пренебречь и считать коэффициенты обмена для ионов и аэрозольных частиц равными.

Физика взаимодействия легких ионов и аэрозольных частиц в земной атмосфере состоит в том, что взаимодействие их приводит к возникновению заряженных аэрозольных ионов и к уменьшению концентрации легких ионов.

Пренебрегая потоками заряженных частиц аэрозоля $I_{z,1,2}^{(k)}$ в электрическом поле $T \approx 1,2$, складывая второе и третье уравнения системы (3.66) при $i=1,2$, получим, что суммарная концентрация этих частиц, включая и заряженные, удовлетворяет уравнению:

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dz} D_T(z) \frac{dN(r)}{dz} &= 0; \\
N &= N_0(r) + \sum_{k=1}^{\rho} N_1^{(k)}(r) + \sum_{k=1}^{\rho} N_2^{(k)}(r), \quad (3.67)
\end{aligned}$$

где ρ - максимальное число элементарных электрических зарядов на аэрозольных частицах.

Аналогично, используя первое и третье уравнение системы можно получить уравнение сохранения электрического заряда:

$$-\frac{d}{dz} D_T(z) \frac{d\rho}{dz} + \frac{d}{dz} (\lambda E) = 0, \lambda = e b_1 n_1 + e |b_2| n_2. \quad (3.68)$$

При выводе уравнения (3.68) предполагалось, что вклад заряженных аэрозольных частиц в электрическую проводимость мал, что справедливо, как показывают оценки, при концентрациях аэрозольных частиц в атмосфере $N < 10^{14} \text{ м}^{-3}$.

Отметим, что если характерные времена взаимодействия ионов с аэрозольными частицами малы в сравнении с гидродинамическими временами, в случае рассматриваемой задачи - это время переноса, обусловленное турбулентным обменом, то можно считать, что имеет место равновесное состояние между концентрациями заряженных и нейтральных частиц, обусловленное принципом детального равновесия [76,77]:

$$n_i \beta_{ii}^{(k-1)} N_i^{(k-1)} = n_j \beta_{ji}^{(k)} N_i^{(k)} \quad (i, j=1, 2). \quad (3.69)$$

Из соотношения (3.69) следует выражение, связывающее $N_i^{(k)}$ и N_0 :

$$\frac{N_i^{(k)}}{N_0} = \left(\frac{n_i}{n_j} \right)^k \prod_{m=1}^k \frac{\beta_{ii}^{(m-1)}}{\beta_{ji}^{(m)}}. \quad (3.70)$$

Используя соотношения (3.67) и (3.70), получим выражение, связывающее общую концентрацию аэрозольных частиц N радиуса r с концентрацией нейтральных аэрозольных частиц того же радиуса $N_0(r)$:

$$N = N_0 \left[1 + \sum_{k=1}^P \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^k \prod_{m=1}^k \frac{\beta_{11}^{(m-1)}}{\beta_{21}^{(m)}} + \sum_{k=1}^D \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^k \prod_{m=1}^k \frac{\beta_{22}^{(m-1)}}{\beta_{12}^{(m)}} \right]. \quad (3.71)$$

При $n_1 \approx n_2$ (что имеет место в приземном слое с сильным турбулентным перемешиванием) при известной функции $N(r)$ получим распределения $N_0, N_i^{(k)}$. В этом случае функции Φ_1 и Φ_2 можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \int_r \bar{\beta}_1(r) N(r) dr, \quad \Phi_2 = \int_r \bar{\beta}_2(r) N(r) dr, \\ \bar{\beta}_1 &= \frac{\beta_{11}^{(0)} + \sum_{k=1}^{P-1} \beta_{11}^{(k)} \prod_{m=1}^k \frac{\beta_{11}^{(m-1)}}{\beta_{21}^{(m)}} + \sum_{k=1}^P \beta_{12}^{(k)} \prod_{m=1}^k \frac{\beta_{22}^{(m-1)}}{\beta_{12}^{(m)}}}{1 + \sum_{k=lm=1}^P \prod_{m=1}^k \frac{\beta_{11}^{(m-1)}}{\beta_{21}^{(m)}} + \sum_{k=lm=1}^P \prod_{m=1}^k \frac{\beta_{22}^{(m-1)}}{\beta_{12}^{(m)}}}, \\ \bar{\beta}_2 &= \frac{\beta_{22}^{(0)} + \sum_{k=1}^{P-1} \beta_{22}^{(k)} \prod_{m=1}^k \frac{\beta_{22}^{(m-1)}}{\beta_{12}^{(m)}} + \sum_{k=1}^P \beta_{21}^{(k)} \prod_{m=1}^k \frac{\beta_{11}^{(m-1)}}{\beta_{21}^{(m)}}}{1 + \sum_{k=lm=1}^P \prod_{m=1}^k \frac{\beta_{11}^{(m-1)}}{\beta_{21}^{(m)}} + \sum_{k=lm=1}^P \prod_{m=1}^k \frac{\beta_{22}^{(m-1)}}{\beta_{12}^{(m)}}}. \end{aligned} \quad (3.72)$$

Как видно из (3.72) для вычисления эффективных коэффициентов $\bar{\beta}_1, \bar{\beta}_2$, необходимо знание коэффициентов $\beta_{ij}^{(k)}$. Существует хорошо разработанная теория расчета этих коэффициентов [5,76,77,80]. Зная функцию распределения $N(r)$, можно определить значения величин. Одним из наиболее используемых распределений $N(r)$ является распределение в диапазоне радиусов (0,01-0,2) мкм, полученное в работе [48]:

$$N(r) = \frac{A \exp \left[-K \left| \frac{r - r_0}{r} \right|^{v'} \right]}{r \ln 10 \cdot (r^v + |r - r_0|^{v_*})}. \quad (3.73)$$

Для тропосферного аэрозоля $K=0,42$, $r_0=0,03$ мкм, $v_*=3$, $v=0,74v_*$, $v'=0,47$. Постоянная A определяется из условия нормировки на полное число аэрозольных частиц. На основании расчетов, проведенных в работе [38], можно получить, для частиц с размерами по радиусу (0,01-0,2) мкм, значения $\Phi_1 \cong \Phi_2 = 0,85 \cdot 10^{-12} \bar{N}$, \bar{N} - полная концентрация аэрозольных частиц.

В реальных условиях вопрос о том имеет ли место равновесие между ионами и аэрозольными частицами зависит от того, как далеко находится источник этих частиц от места наблюдения в приземном слое. Как показывают численные оценки (смотри также работы [105,112]), если источник находится от места наблюдения на расстоянии порядка 10 км, то можно считать распределение аэрозольных частиц по зарядам равновесным, концентрации $N_0, N_i^{(k)}$ постоянными в приземном слое и уравнения для этих величин не рассматривать ($N_0, N_i^{(k)}$ равны в этом случае $N_0(\infty), N_i^{(k)}(\infty)$), а расчет n_i проводить на основе первого уравнения системы (3.66), используя найденные значения функций Φ_1 и Φ_2 . Такие большие расстояния определяются тем, что время установления равновесия по ионам, при $N > n_i$, меньше чем время установления равновесия между аэрозольными ионами. В случае, если $D_T=0$, то имеет место в приземном слое классический электродный эффект и $n_1 \neq n_2$. В этом случае расчет распределений N_0 и $N_i^{(k)}$ в приземном слое сложнее и надо исходить из решения системы уравнений для классического электродного эффекта.

Ниже рассматриваются задачи о влиянии аэрозольных частиц на структуру электродного приземного слоя при условиях сильного турбулентного перемешивания.

3.3.3. Влияние аэрозольных частиц на электрическую структуру турбулентного приземного слоя

В приближении сильного турбулентного перемешивания одномерного, стационарного приземного слоя, предполагая, что он заполнен аэрозольными монодисперсными частицами с постоянной концентрацией, имеет место следующая система уравнений:

$$\begin{aligned}
-\frac{d}{dz} \left[D_T(z) \frac{dn_1}{dz} \right] &= q - \alpha n_1^2 - \beta_{11}^{(0)} n_1 N_0 + \beta_{12}^{(1)} n_1 N_2^{(1)}; \\
-\frac{d}{dz} \left[D_T(z) \frac{dn_2}{dz} \right] &= q - \alpha n_2^2 - \beta_{22}^{(0)} n_2 N_0 + \beta_{21}^{(1)} n_2 N_1^{(1)}; \\
N_1^{(1)} &= \frac{\beta_{11}^{(0)}}{\beta_{21}^{(1)}} \frac{n_1}{n_2} N_0, \quad N_2^{(1)} = \frac{\beta_{22}^{(0)}}{\beta_{12}^{(1)}} \frac{n_2}{n_1} N_0; \\
D_T(z) \frac{d^2 E_z}{dz^2} - 4 \pi \lambda(z) E &= -4 \pi j_0.
\end{aligned} \tag{3.74}$$

Система уравнений учитывает только однократно заряженные аэрозольные ионы. Как указывается в работах [74,78,89], такое описание справедливо, в случае, если рассматриваются ядра Айткена. В дальнейшем примем, что $\beta_{11}^{(0)} = \beta_{22}^{(0)} = 1,4 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$, $\beta_{21}^{(1)} = \beta_{12}^{(1)} = 4 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$. Будем также предполагать, что $N = N_0 + N_1 + N_2 = \text{const}$, $n_1 \approx n_2$.

Тогда система уравнений (3.74) может быть преобразована к виду:

$$\begin{aligned}
-\frac{d}{dz} \left[D_T(z) \frac{dn_{1,2}}{dz} \right] &= q - \alpha n_{1,2}^2 - \bar{\beta} N n_{1,2}, \quad \bar{\beta} = \frac{2\beta_{22}^{(0)}}{1 + \frac{2\beta_{22}^{(0)}}{\beta_{21}^{(1)}}}; \\
D_T(z) \frac{d^2 E_z}{dz^2} - 4 \pi \lambda(z) E_z &= -4 \pi j_0, \quad \lambda = e n_1 b_1 + e |b_2| n_2.
\end{aligned} \tag{3.75}$$

Граничные условия решения системы (3.75) имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
n_{1,2}(z=z_0) &= 0, \quad n_{1,2}(z \rightarrow \infty) = n_\infty \\
\left. \frac{dE_z}{dz} \right|_{z=z_0} &= 0, \quad E_z|_{z \rightarrow \infty} = j_0 / \lambda_\infty.
\end{aligned} \tag{3.76}$$

Будем также предполагать, что интенсивность ионообразования q от высоты не зависит. Рассмотрим предельный случай, когда выполнено условие $\bar{\beta} N \rightarrow \alpha n_{1,2}$ (при $\bar{\beta} = 1,65 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$, $q = 10^7 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$, $\alpha = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$, $N \gg 2,5 \cdot 10^9 \text{ м}^{-3}$). В этом случае первое уравнение для системы (3.75) сводится к следующему:

$$-\frac{d}{dz} \left[D_T(z) \frac{dn_{1,2}}{dz} \right] = q - \bar{\beta} N n_{1,2}. \tag{3.77}$$

Пусть для $D_T(z)$ имеет место представление $D_T(z) = D_m z^m$, где $m = 0, 1, 4/3$. Тогда для уравнения (3.77), как и в работе [81], получим следующее решение:

$$n_{1,2} = n_0 \left[1 - \left(\frac{z}{z_0} \right)^{\frac{1-m}{2}} \frac{K_v \left(\alpha_m z^{\frac{2-m}{2}} \right)}{K_v \left(\alpha_m z_0^{\frac{2-m}{2}} \right)} \right], \quad n_0 = \frac{q}{\bar{\beta} N}, \tag{3.78}$$

где $\alpha_m = \frac{2}{2-m} \sqrt{\frac{\beta N}{D_m}}$, $K_\nu(x)$ - функция Макдональда, $\nu = \frac{1-m}{2-m}$. Отметим некоторые частные случаи выражения (3.78). Для устойчивой стратификации при $m=0$ имеем:

$$n_{1,2} = \frac{q}{\beta N} (1 - e^{-\alpha(z-z_0)}), \alpha_0 = \sqrt{\frac{\beta N}{D_0}}. \quad (3.79)$$

При $m=1$, что соответствует нейтральной стратификации приземного слоя:

$$n_{1,2} = \frac{q}{\beta N} \left[1 - \frac{K_0(\alpha_1 z^{1/2})}{K_0(\alpha_1 z_0^{1/2})} \right], \alpha_1 = \sqrt{\frac{\beta N}{D_1}}. \quad (3.80)$$

При $\alpha_1 z^{1/2} \ll 1$, $\alpha_1 z_0^{1/2} \ll 1$, используя асимптотическое представление для функции Макдональда [7]: $K_0(\alpha_1 z^{1/2}) \sim \ln \frac{2}{\gamma \alpha_1 z^{1/2}}$, получим для $n_{1,2}(z)$:

$$n_{1,2}(z) \approx \frac{q}{\beta NA} \ln \frac{z}{z_0}, \quad (3.81)$$

где $A = 2 \ln \frac{2}{\alpha_1 \gamma z_0^{1/2}}$, γ - число Эйлера: $\gamma = 1,781 \dots$. То есть при $z \ll \frac{1}{\alpha_1^2}$ для

нейтральной стратификации имеет место логарифмический закон распределения концентрации легких ионов, а следовательно и электрической проводимости. Наконец при $m=4/3$ для термически неустойчивой стратификации найдем:

$$n_{1,2}(z) = \frac{q}{\beta N} \left[1 - \left(\frac{z_0}{z} \right)^{1/3} e^{-\alpha_{4/3} (z^{1/3} - z_0^{1/3})} \right], \quad (3.82)$$

где $\alpha_{4/3} = 3 \sqrt{\frac{\beta N}{D_{4/3}}}$.

На рис. 3.5 (кривая 1), рис. 3.11, рис. 3.7 (кривая 3) приведены кривые, описывающие изменение $n_{1,2}/n_\infty$ с высотой для трех типов стратификаций. При $Z \rightarrow \infty$, $n_{1,2} \rightarrow \frac{q}{\beta N}$.

Рассмотрим случай, когда второй и третий члены в первом уравнении системы (3.75) сравнимы. Производя замену переменных:

$n'_i = n_i + \frac{\beta N}{2\alpha_1 q'}$ получим вместо этого уравнения:

$$\frac{d}{dz} \left(D_T(z) \frac{dn'_i}{dz} \right) = q' - \alpha n_i'^2. \quad (3.83)$$

Граничные условия для уравнения (3.83) имеют вид:

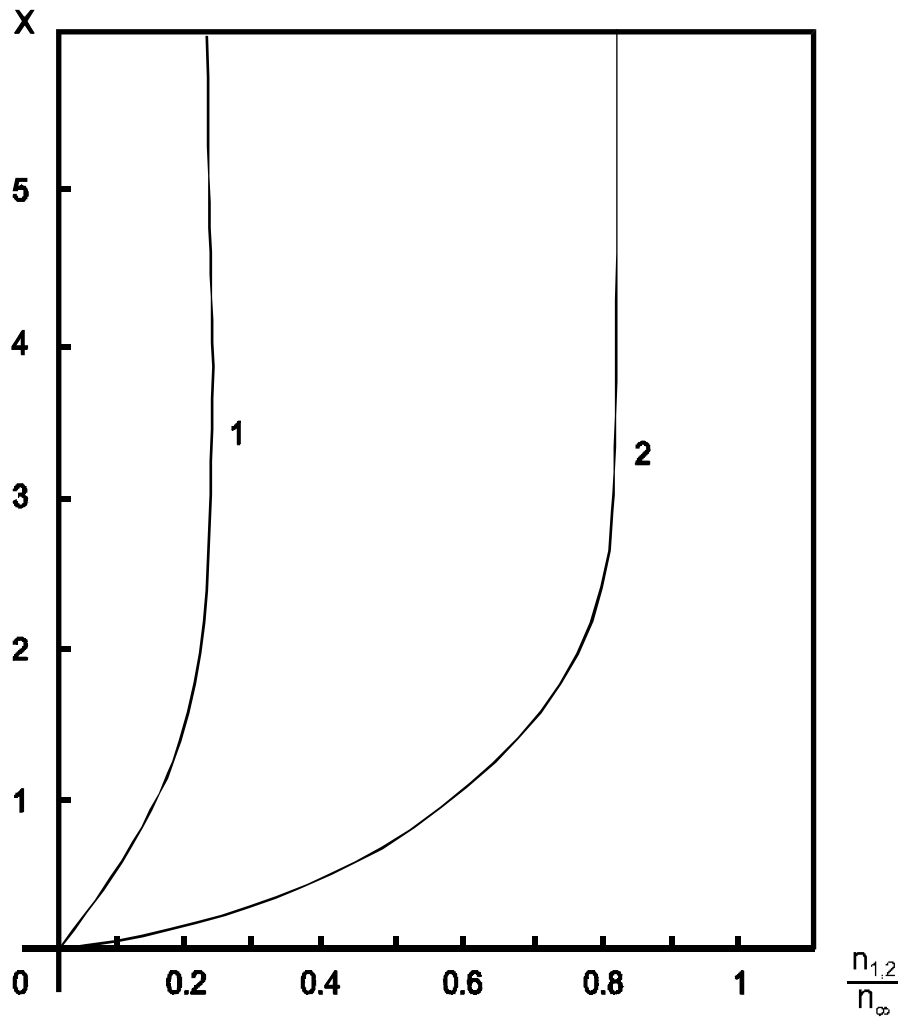


Рис. 3.11.
 Зависимость $n_{1,2}/n_{\infty}$ от высоты для устойчивой стратификации приземного слоя при наличии аэрозольных частиц, концентрацией N .
 1 - $N = 10^{10} \text{ м}^{-3}$, $x = z/l_0$, $l_0 = 7,8 D_{0,12}^{1/2}$ (см);
 2 - $N = 10^8 \text{ м}^{-3}$, $x = z/l_0$, $l_0 = 16 D_{0,12}^{1/2}$ (см);

$$n'_i|_{z=z_0} = \frac{\bar{\beta} N}{2\alpha}, n'_i|_{z \rightarrow \infty} = \sqrt{\frac{q'}{\alpha}} = n'_\infty. \quad (3.84)$$

Производя в уравнении (3.84) замену переменных:

$$y_1 = \frac{n'_i}{n'_\infty}, z' = \frac{z}{l_m}, l_m = (D_m \tau')^{\frac{1}{2-m}}, \tau' = (q'\alpha)^{-\frac{1}{2}}, \quad (3.85)$$

получим уравнение

$$\frac{d}{dz'} \left[z'^m \frac{dy'_i}{dz'} \right] = 1 - y'^2_i \quad (3.86)$$

с граничными условиями

$$y'_i|_{z=z_0} = \frac{\bar{\beta} N}{2(q'\alpha)^{\frac{1}{2}}}, y'_i|_{z' \rightarrow \infty} = 1. \quad (3.87)$$

Для решения уравнения (3.86) с граничными условиями (3.87) можно использовать метод решения, примененный ранее для решения уравнения (3.40). Пусть $m=1$., тогда в области z' для y'_i получим:

$$y'_i = y'_i(z_0) + c_1(s-s_0) = y'_i(z_0) + c_1 \ln \frac{z'}{z'_0}. \quad (3.88)$$

В области $z' > 1$ имеем

$$y'_i = 1 - c_2 K_0(2\sqrt{2z'}^{\frac{1}{2}}). \quad (3.89)$$

Для постоянных c_1 и c_2 найдем следующие выражения:

$$c_1 = \frac{1 - y'_i(z_0)}{\ln \frac{z'_1}{z'_0} + K_0(2\sqrt{2z'_1}^{\frac{1}{2}})}; \quad (3.90)$$

$$c_2 = \frac{1 - y'_i(z_0)}{\left[\frac{\sqrt{2z'_1} K_1(2\sqrt{2z'_1}^{\frac{1}{2}}) \ln \frac{z'_1}{z'_0}}{z'_0} + K_0(2\sqrt{2z'_1}^{\frac{1}{2}}) \right]}.$$

Таким образом, для высотного распределения концентрации легких ионов в приближении сильного турбулентного перемешивания для приземного слоя с нейтральной стратификацией имеем:

$$n_i = c_1 \sqrt{\frac{q}{\alpha} \left(1 + \frac{\bar{\beta}^2 N^2}{4q\alpha} \right)} \ln \frac{z'}{z'_0}, z'_0 \leq z' < z'_1;$$

$$n_i = -\frac{\bar{\beta} N}{2\alpha} + \sqrt{\frac{q}{\alpha} \left(1 + \frac{\bar{\beta}^2 N^2}{4q\alpha} \right)}^{\frac{1}{2}} \left(1 - c_2 K_0(2\sqrt{2z'}^{\frac{1}{2}}) \right), z'_1 \leq z < \infty. \quad (3.91)$$

В случае устойчивой стратификации приземного слоя, концентрация легких ионов определяется выражением:

$$n_{1,2} = \sqrt{\frac{q}{\alpha}} \left(1 + \frac{\bar{\beta}^2 N^2}{4q\alpha}\right)^{1/2} \left[1 - \frac{12c_1 e^{-\sqrt{2} \frac{z-z_0}{l_0}}}{\left(1 + c_1 e^{-\sqrt{2} \frac{z-z_0}{l_0}}\right)^2}\right] - \frac{\beta N}{2\alpha}, c_1 = \frac{1-u_1}{1+u_1},$$

$$u_1 = \sqrt{\frac{y'_{1,2}(0)+2}{3}}, y'_{1,2} = \frac{\bar{\beta} N}{2\sqrt{q\alpha} \left(1 + \frac{\bar{\beta}^2 N^2}{4q\alpha}\right)^{1/2}}. \quad (3.92)$$

Используя выражение для (3.78), получим для электрической проводимости:

$$\lambda(z) = \lambda_\infty \left[1 - \left(\frac{z}{z_0}\right)^{\frac{1-m}{2}} \cdot \frac{K_\nu\left(\alpha_m z^{\frac{2-m}{2}}\right)}{K_\nu\left(\alpha_m z_0^{\frac{2-m}{2}}\right)}\right]. \quad (3.93)$$

Обратимся теперь к уравнению в системе (3.75), описывающему распределение электрического поля E с высотой. Подставляя в него выражение для $\lambda(z)$, получим:

$$D_m z^m \frac{d^2 E}{dz^2} - 4\pi \lambda_\infty \left[1 - \left(\frac{z}{z_0}\right)^{\frac{1-m}{2}} \cdot \frac{K_\nu\left(\alpha_m z^{\frac{2-m}{2}}\right)}{K_\nu\left(\alpha_m z_0^{\frac{2-m}{2}}\right)}\right] E = -4\pi j_0. \quad (3.94)$$

Вводя масштаб $L_m = \left(\frac{D_m}{4\pi\lambda_\infty}\right)^{\frac{1}{2-m}}$ и производя в (3.94) замену переменных:

$z' = \frac{z}{L_m}$, $E' = \frac{E}{E_\infty}$, $E_\infty = \frac{j_0}{\lambda_\infty}$, имеем вместо (3.94) уравнение:

$$z'^m \frac{d^2 E'}{dz'^2} - \left[1 - \left(\frac{z'}{z'_0}\right)^{\frac{1-m}{2}} \frac{K_\nu\left(\bar{\alpha}_m z'^{\frac{2-m}{2}}\right)}{K_\nu\left(\bar{\alpha}_m z'_0^{\frac{2-m}{2}}\right)}\right] E' = -1, \quad (3.95)$$

где $\bar{\alpha}_m = \frac{2}{2-m} \left(\frac{\gamma}{4\pi\lambda_\infty}\right)^{1/2}$, $\gamma = \bar{\beta} N$.

Рассмотрим вначале случай устойчивой стратификации, при $m=0$ уравнение (3.45) сводится к следующему:

$$\frac{d^2 E'}{dz'^2} - [1 - e^{-\bar{\alpha}_0(z'-z'_0)}] E' = -1. \quad (3.96)$$

Используя решение (3.31), полученное ранее, имеем для напряженности электрического поля представление:

$$\begin{aligned} E'(z') = & c_1 J_\nu \left(\nu e^{\frac{-\bar{\alpha}_0(z'-z'_0)}{2}} \right) - \frac{\pi}{\bar{\alpha}_0} \bullet \\ & \bullet \left[J_\nu \left(\nu e^{\frac{-\bar{\alpha}_0(z'-z'_0)}{2}} \right) \int_{z'_0}^{z'} y_\nu \left(e^{\frac{-\alpha_0(z''-z'_0)}{2}} \right) dz'' + \right. \\ & \left. + y_\nu \left(\nu e^{\frac{-\bar{\alpha}_0(z'-z'_0)}{2}} \right) \int_{z'}^{\infty} J_\nu \left(\nu e^{\frac{-\bar{\alpha}_0(z''-z'_0)}{2}} \right) dz'' \right], \end{aligned} \quad (3.97)$$

где $\nu = \frac{2}{\bar{\alpha}_0}$.

Для безразмерной плотности электрического заряда ρ' имеем:

$$\begin{aligned} \rho' = \frac{dE'}{dZ'} = & e^{\frac{-\bar{\alpha}_0(z'-z'_0)}{2}} \left\{ \frac{\pi}{\bar{\alpha}_0} \left[J'_\nu \left(\nu e^{\frac{-\bar{\alpha}_0(z'-z'_0)}{2}} \right) \cdot \int_{z'_0}^{z'} y_\nu \left(\nu e^{\frac{-\bar{\alpha}_0(z''-z'_0)}{2}} \right) dz'' + \right. \right. \\ & \left. \left. + y'_\nu \left(\nu e^{\frac{-\bar{\alpha}_0(z'-z'_0)}{2}} \right) \cdot \int_{z'}^{\infty} J'_\nu \left(\nu e^{\frac{-\bar{\alpha}_0(z''-z'_0)}{2}} \right) dz'' \right] c_1 J'_\nu \left(\nu e^{\frac{-\bar{\alpha}_0(z'-z'_0)}{2}} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (3.98)$$

Постоянная c_1 определяется из условия: $\left. \frac{dE'}{dZ'} \right|_{z'=z'_0} = 0$ и равна:

$$c_1 = \frac{\pi}{\bar{\alpha}_0} \frac{y_\nu(\nu)}{J'_\nu(\nu)} y \int_{z'_0}^{\infty} J_\nu \left(\nu e^{\frac{-\bar{\alpha}_0(z''-z'_0)}{2}} \right) dz''. \quad (3.99)$$

Для напряженности электрического поля при $z' = z_0$ найдем:

$$E'(z'_0) = \frac{1}{J'_\nu(\nu)} \int_{z'_0}^{\infty} J_\nu \left(\nu e^{\frac{-\bar{\alpha}_0(z''-z'_0)}{2}} \right) dz''. \quad (3.100)$$

Для расчета распределений $E'(z'_0)$ и $\rho'(z')$ с высотой z' использовались интегральные представления для бесцелевых функций $J_\nu(x)$, $y_\nu(x)$ (смотри формулы (3.37)). Значения параметров, определяющих задание γ , $\frac{q}{\beta N}$, λ_∞ , α_0 , $\bar{\alpha}_0$, ν , L_0 в зависимости от N при $\beta=1,65 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}^{-1}$, $q=10 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ приведены в табл. 3.2

Значения параметров для устойчивой стратификации

$N(\text{м}^{-3})$	γ	$\frac{q}{\beta N}$	$\lambda_{\infty}(\text{с}^{-1})$	α_0	$\bar{\alpha}_0$	ν	$L_0(\text{м})$
10^{10}	$1,65 \cdot 10^{-2}$	$6,06 \cdot 10^2$	$2,62 \cdot 10^{-4}$	$\frac{0,128}{\sqrt{D_0}}$	2,24	0,89	$17,42 \sqrt{D_0}$
10^{11}	0,165	60,6	$2,62 \cdot 10^{-5}$	$\frac{0,406}{\sqrt{D_0}}$	22,4	0,089	$\frac{55,11}{(D_0)^{-1/2}}$
10^{12}	1,65	6,06	$2,62 \cdot 10^{-6}$	$\frac{1,28}{\sqrt{D_0}}$	223,9	0,0089	$\frac{174,3}{D_0^{-1/2}}$

Полученные в результате численных расчетов графики функций $E'(z')$ и $\rho'(Z')$ при $N = 10^{10} \text{ м}^{-3}$ приведены на рис. 3.3, 3.4. Кривые, описывающие эти функции, сдвигаются влево: $E'(z')$ уменьшается, максимальное значение $\rho'(z')$ также уменьшается.

В случае нейтральной стратификации для нахождения приближенного, оценочного решения, описывающего распределение $E'(z')$ и $\rho'(z')$, можно воспользоваться методом, изложенным в предыдущей главе. Согласно этому методу разобьем кривую $\lambda(z)$ на три участка (z_0, z_1) , (z_1, z_2) , (z_2, z_3) и аппроксимируем реальный ход электрической проводимости на каждом участке линейной зависимостью:

$$\lambda = \begin{cases} \frac{\lambda_1}{z_1 - z_0}(z - z_0), \lambda_1 = \lambda_{\infty} \left[1 - \frac{K_0(\alpha_1 z_1^{1/2})}{K_0(\alpha_1 z_0^{1/2})} \right], z_0 \leq z \leq z_1 \\ a_1 z + b_1, a_1 = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\bar{z}_2 - z_1}, b_1 = \frac{\lambda_1 \bar{z}_2 - \lambda_2 z_1}{\bar{z}_2 - z_1}, \lambda_2 = \lambda(\bar{z}_2), \bar{z}_2 < z_2, \\ z_1 \leq z \leq z_2 \end{cases} \quad (3.101)$$

$$\lambda = \lambda_{\infty} = a_1 z_2 + b_1, z_2 \leq z < \infty, z_3 = 0. \quad (3.102)$$

Тогда как и выше, вместо второго уравнения системы (3.75) для напряженности электрического поля получим на каждом из участков следующие уравнения:

$$z' \frac{d^2 E'_0}{dz'^2} - B(z' - z'_0) E'_0 = -1, z'_0 \leq z \leq z_1;$$

$$z' \frac{d^2 E'_1}{dz'^2} - (\bar{a}_1 z' + \bar{b}_1) E'_1 = -1, z'_1 \leq z \leq z'_2;$$

$$z' \frac{d^2 E'_2}{dz'^2} - E'_2 = -1, z'_2 \leq z \leq \infty;$$

$$\begin{aligned}
B &= \left[1 - \frac{K_0(\bar{\alpha}_1 z_1'^{1/2})}{K_0(\bar{\alpha}_1 z_0'^{1/2})} \right] (z_1' - z_0')^{-1}, \quad \bar{a}_1 = \frac{K_0(\bar{\alpha}_1 z_1'^{1/2}) - K_0(\bar{\alpha}_1 z_0'^{1/2})}{K_0(\bar{\alpha}_1 z_0'^{1/2})(\bar{z}'_2 - z_1')}, \\
\bar{b}_1 &= \frac{\left[K_0(\bar{\alpha}_1 z_0'^{1/2}) - K_0(\bar{\alpha}_1 z_0'^{1/2}) \right] \bar{z}'_2 - \left[K_0(\bar{\alpha}_1 z_0'^{1/2}) - K_0(\bar{\alpha}_1 \bar{z}'_2)^{1/2} \right] \bar{z}'_1}{K_0(\bar{\alpha}_1 z_0'^{1/2})(\bar{z}'_1 - z_1')}.
\end{aligned} \tag{3.103}$$

Решение полученных уравнений находится так же, как и в предыдущей главе, и имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
E'_0(z') &= M_{k,m}(2\sqrt{Bz'}) \left(c_1 + c_2 \int_{z_0'}^{z'} \frac{dz''}{M_{k,m}^2(2\sqrt{Bz''})} - \int_{z_0'}^{z'} \frac{dz''}{M_{k,m}^2(2\sqrt{Bz''})} \cdot \int_{z_0}^{z''} \frac{M_{k,m}(2\sqrt{Bz''''})}{z''''} dz'''' \right) \\
E'_1(z') &= M_{k_1,m}(2\sqrt{\bar{a}_1 z'}) \left(c_3 + c_4 \int_{z_1'}^{z'} \frac{dz''}{M_{k_1,m}^2(2\sqrt{\bar{a}_1 z''})} - \int_{z_1'}^{z'} \frac{dz''}{M_{k_1,m}^2(2\sqrt{\bar{a}_1 z''})} \cdot \int_{z_1}^{z''} \frac{M_{k_1,m}(2\sqrt{\bar{a}_1 z''''})}{z''''} dz'''' \right) \\
E'_2 &= 1 + c_6 \sqrt{z'} K_1(2\sqrt{z'}),
\end{aligned} \tag{3.104}$$

где $K = \frac{1}{2} \sqrt{Bz'_0}$, $K_1 = -\frac{\bar{b}_1}{2\sqrt{\bar{a}_1}}$, $m = 1/2$, $M_{k,m}(x)$ - функция Уиттекера, c_1, c_2, c_3, c_4, c_6 - постоянная, $K_1(2\sqrt{z'})$ - функция Макдональда.

Для нахождения постоянных c_1, c_2, c_3, c_4, c_6 необходимо воспользоваться граничными условиям при $z = z_0$ и условиями непрерывности E'_i и $\frac{dE'_i}{dz'}$ при $z' = z'_1$, и $z' = z'_2$:

$$\begin{aligned}
E_0(z'_1) &= E_1(z'_1), \quad \left. \frac{dE'_0}{dz'} \right|_{z'=z'_1} = \left. \frac{dE'_1}{dz'} \right|_{z'=z_1} \\
E'_1(z'_2) &= E'_2(z'_2), \quad \left. \frac{dE'_1}{dz'} \right|_{z'=z'_2} = \left. \frac{dE'_2}{dz'} \right|_{z'=z'_2}.
\end{aligned} \tag{3.105}$$

Значения параметров, определяющих задачу при $N=10^{10} \text{ м}^{-3}$, $D_1=0,2 \text{ м/с}$ равны: $\alpha_1=0,57$, $\bar{\alpha}_1=4,48$, $L_1=61 \text{ м}$, $B=46,78$, $k=14,1 \cdot 10^{-5}$, $k_1=-0,243$, $c_2=1,86$, $c_3=4,83$, $c_4=-6,36$, $c_6=1,24$.

Графики функций $E'(z')$, $\rho'(z')$, полученные в результате вычислений, приведены на рис. 3.12. Несмотря на уменьшение значения $E'(z')$ при $z = z_0$, асимптоти-

ческое значение напряженности электрического поля $E_{\infty} = j_0 / \lambda_{\infty}$ из-за уменьшения электрической проводимости растет.

Численные решения системы уравнений (3.75) с учетом влияния аэрозольных частиц для случаев нейтральной и термически неустойчивой стратификаций приземного слоя были получены в работе [35].

Влияние аэрозоля учитывалось в изменении толщины турбулентного электродного слоя: $L_m = (D_m \tau_{\lambda})^{1/2-m}$. В этом параметре менялось время электрической релакции $\tau_{\lambda} = (4 \pi \lambda_{\infty})^{-1}$. Профиль электрической проводимости брался таким же, как и в случае отсутствия аэрозольных частиц (3.43), (3.63). Расчеты профилей напряженности электрического поля и плотности электрического заряда были приведены для случая нейтральной стратификации при $L_{4/3} = 200, 300, 1000$ м и представлены на рис. 3.9, 3.10, 3.12. Полученные распределения напряженности электрического поля характеризуются также уменьшением начального значения $E(Z_0)$ при увеличении L_m , аналогично происходит уменьшение максимального значения ρ' с ростом L_m . Выбранные значения концентраций аэрозоля соответствуют условию $N < 10^{10} \text{ м}^{-3}$. С ростом L_m происходит выравнивание профиля $E \left(\frac{dE}{dZ} \rightarrow 0 \right)$, то есть $E(Z_0) \rightarrow E_{\infty}$.

Таким образом, в случае сильного турбулентного перемешивания в атмосфере распределение электрических величин в приземном слое определяется в основном турбулентной диффузией. Характерная толщина электродного слоя определяется параметром L_m , при этом она растет с увеличением турбулентности. Наличие аэрозольных частиц в приземном слое увеличивает толщину электродного слоя, а усиление ионизации воздуха приводит к ее уменьшению.

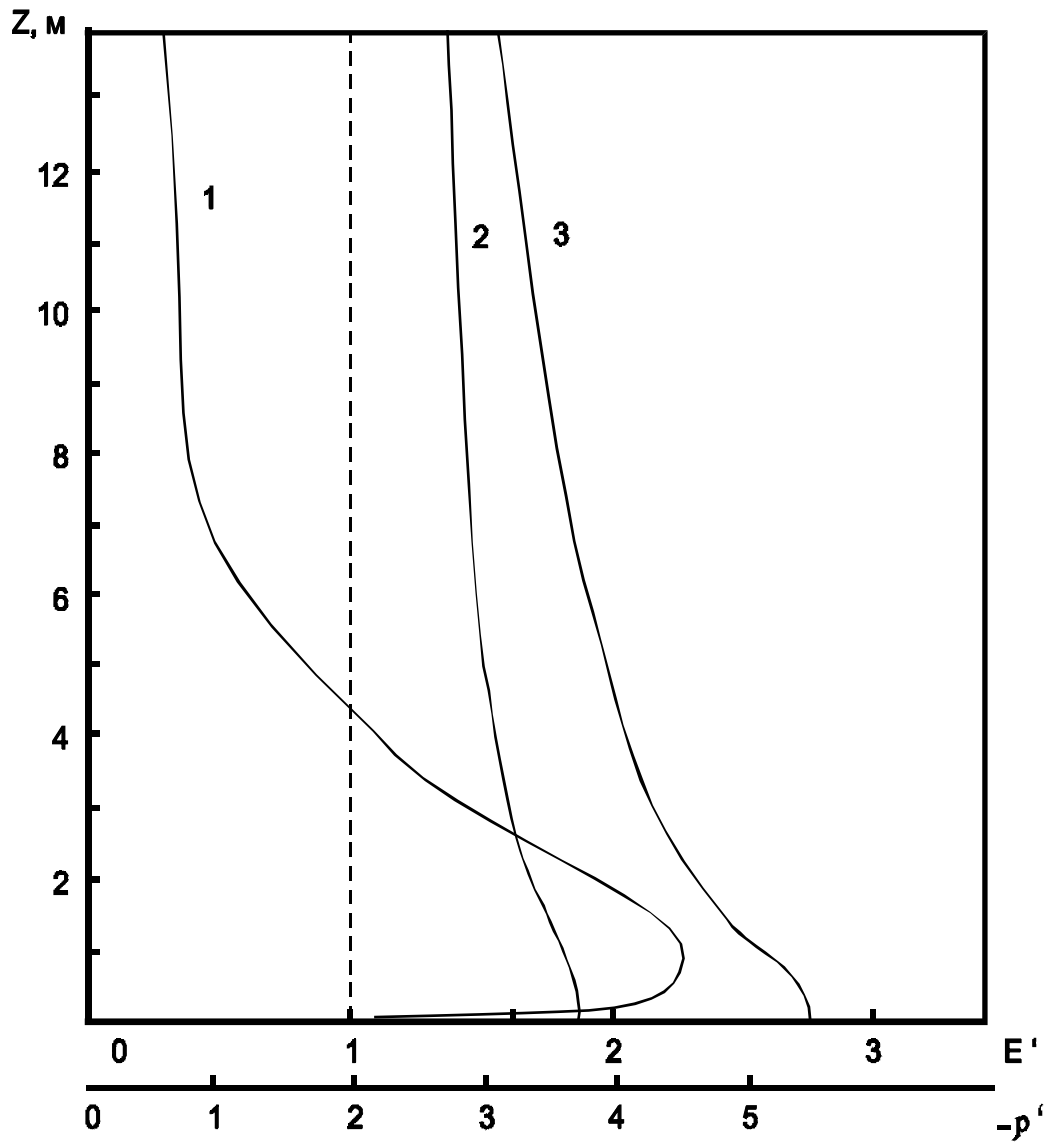


Рис. 3.12.
 Зависимость плотности электрического заряда (кривая 1) и напряженности электрического поля (кривая 2) от высоты в приземном слое при наличии аэрозольных частиц ($N = 10^{10} \text{ м}^{-3}$, $D_1 = 0,2 \text{ м/с}$);
 3 - распределение напряженности электрического поля в отсутствии аэрозольных частиц при $D_1 = 0,2 \text{ м/с}$

4. АДЕКВАТНОСТЬ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ РЕЗУЛЬТАТАМ

4.1. Сравнение теоретических расчетов с экспериментальными данными

Экспериментальные наблюдения электродного эффекта немногочисленны. Muhleisen [95] измерил профили электрического поля в случае большой устойчивости атмосферы и малых концентраций аэрозольных частиц над водной поверхностью. Его результаты, приведенные на рис. 4.1, а, хорошо согласуются с модельными расчетами, которые сделал Norpell [75].

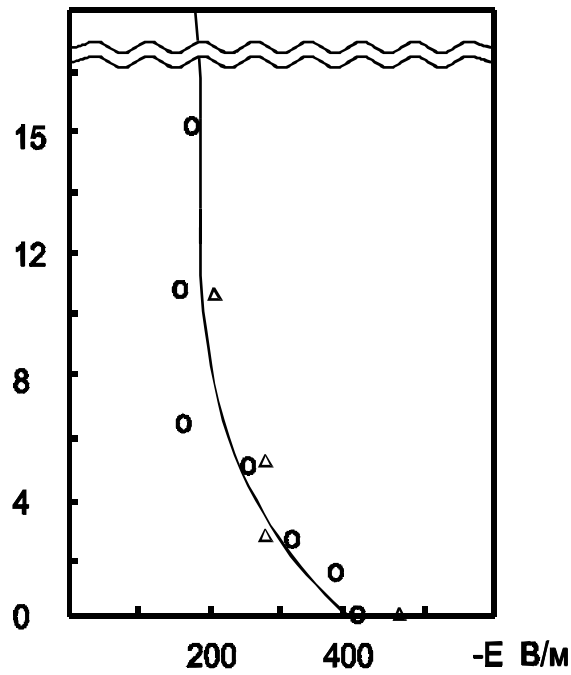
Нетурбулентный электродный эффект в чистой атмосфере был исследован также в работах Grozier и Viles [66,67]. Они измеряли профили напряженности электрического поля и величину объемного заряда. Кроме того были измерены распределения радона-220 вблизи поверхности земли. Все результаты классифицировались по скорости ветра и времени суток. Для сравнения на рис. 4.2 приведены ночные распределения E при скорости ветра менее $0,5 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$ и модельные расчеты классического электродного эффекта по работе [75] с использованием профилей интенсивности ионообразования по результатам [67]. На высоте 10-20 см., как в эксперименте, так и в теории наблюдается отрицательный объемный заряд или, как следствие этого, реверс электродного эффекта. На рис. 4.1б приведены экспериментальные профили, которые измерил Grozier [66] при скорости ветра больше $1 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$ и расчеты по турбулентной модели Norpell [75]. Совпадение экспериментальных результатов с теоретическими можно считать удовлетворительными. При значениях скорости ветра более $1 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$ реверс электродного эффекта в эксперименте не наблюдался.

Измерения, проводимые Pluvinage и Stahl в Гренландии [98], показали, что средние значения полярных проводимостей воздуха λ_+ и λ_- на высоте 1,5 м составили $1,64$ и $0,16 \cdot 10^{-14} \text{ ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$ соответственно, а коэффициент униполярности равен $\lambda_+/\lambda_- = 10,3$. Средние значения E и концентрации аэрозольных частиц на этой высоте составили $100 \text{ В}\cdot\text{м}^{-1}$ и $5 \cdot 10^8 \text{ м}^{-3}$ соответственно. Ruhnke [99] также в Гренландии получил следующие результаты: среднее значение $\lambda_+ = 3,3 \cdot 10^{-14} \text{ ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$ при $V < 0,5 \text{ м}^{-1}\cdot\text{с}^{-1}$, а значение λ_- увеличивается от $0,75 \cdot 10^{-14}$ на поверхности до $1,3 \cdot 10^{-14} \text{ ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$ на высоте 1,8 м. Коэффициент униполярности равен 2,75. По модельным расчетам работы Norpell [74] отношение $n_1/n_2 = 1,55$. Расхождение теоретических и экспериментальных результатов объясняется, вероятно, тем что при измерениях λ_{\pm} не учитывалось искажение электрического поля самими датчиками, что повлияло на измеренное значение λ_{\pm} .

Hogg [72] получил следующие результаты: при большом значении $E = 400 \text{ В}\cdot\text{м}^{-1}$ в чистой атмосфере λ_+ уменьшается с высотой, а λ_- увеличивается, а суммар-

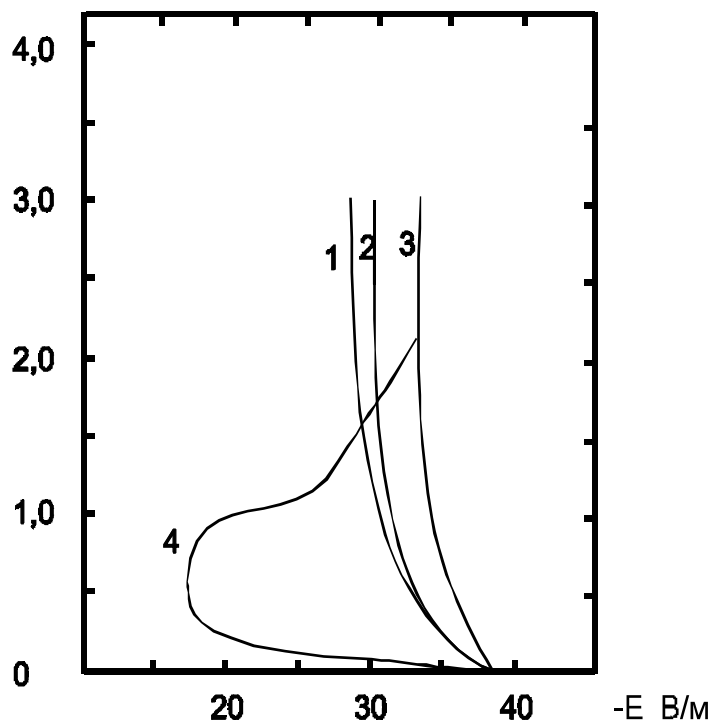
ная проводимость в итоге остается практически постоянной. Объемный заряд

Z, м



а

Z, м



б

Рис. 4.1.

Сравнение результатов расчета E по модели классического (а) и турбулентного (б) электродного эффекта с экспериментальными наблюдениями

- а) наблюдения Muhleisen /95/;
- 1 - $q(Z) = (7+75 \tanh(0,07/Z^{0,75})) \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$;
- 2 - профиль с учетом радиоактивности почвы /69,70/;
- 3 - Crozier /66/;
- 4 - расчетный профиль в нетурбулентном случае;

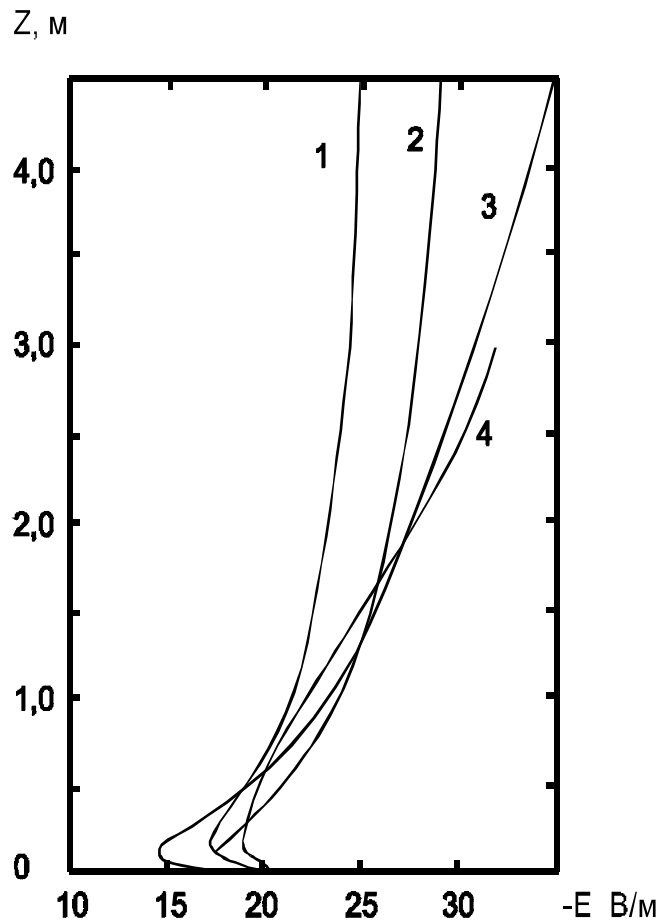


Рис. 4.2.
Сравнение теоретических расчетов в нетурбулентном случае
с экспериментальными наблюдениями

- 1 - расчетный профиль с $q_1 = (7+150 \tanh 0,015/Z) 10^6 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$;
- 2 - расчетный профиль с $q_2 = (7+200 \tanh 0,07/Z^{0,6}) 10^6 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$;
- 3 - расчетный профиль с q , при наличии аэрозоля,
с концентрацией $N = 10^6 \text{ м}^{-2}$;
- 4 - экспериментальный профиль.

при этом в отличие от измерений Crozier [66] остается положительным и реверса электродного эффекта нет. Аналогичные результаты получили Higazi и Chalmers [71]. Hogg указал, также на проблему влияния электрического поля, искаженного датчиками на измеренные значения λ_{\pm} .

Турбулентный электродный эффект в зависимости от степени устойчивости атмосферы наблюдали Pluvineau, Stahl [98] и Ruhnke [99] в Гренландии. Они получили, что коэффициент униполярности уменьшается с увеличением скорости ветра. При сильном турбулентном перемешивании профили λ_{+} и λ_{-} становятся близкими. Это совпадает с теоретическими результатами, полученными Noppel [75], Willet [109], Морозов [29,33], Куповых [19]. Noppel и Gatham [79] провели измерения λ_{+} и λ_{-} на высоте 1 м над поверхностью океана, где средняя концентрация ядер конденсации составила $N=(2-4)\cdot 10^8 \text{ м}^{-3}$. На основе полученных данных были рассчитаны соотношения, средние значения которых составили: $n_1/n_{\infty}=0,86$, $n_2/n_{\infty}=0,50$, $n_1/n_2=1,78$, при средних значениях $E=-150 \text{ Вм}^{-1}$ и $D_T=0,08 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$. Расчеты, сделанные по их модели турбулентного электродного эффекта [78], дают значения $n_1/n_{\infty}=0,94$, $n_2/n_{\infty}=0,51$, $n_1/n_2=1,85$ на высоте 1 м при $E_0=-150 \text{ В}\cdot\text{м}^{-1}$, $D_T(z=1)=0,08 \text{ м}^2\text{с}^{-1}$ и $N=0$. Если учесть наличие небольших концентраций аэрозольных частиц в эксперименте, которые согласно расчетам по этой же модели уменьшают значения $n_{1,2}/n_{\infty}$, то совпадение теоретических и экспериментальных результатов можно считать удовлетворительными.

Adkins [57] в Кавендише измерял концентрации ионов в чистой атмосфере на высоте ~ 1 м и определил, что при сильных электрических полях более $500 \text{ В}\cdot\text{м}^{-1}$ (но не приводящих к коронному разряду) концентрации ионов уменьшаются. Исходя из этого он предположил, что при сильных полях классический электродный эффект может преобладать над влиянием турбулентности, аэрозоля и радиоактивности.

Law [90], исследуя в Кавендише случай с малыми электрическими полями (менее 100 Вм), получил результат, что n_1 и n_2 уменьшаются с высотой в слое порядка 1 м над поверхностью, покрытой травой. Это уменьшение более резко выражено ночью. Он объяснил это эффектом уменьшения количества радиоактивных эманаций из почвы с высотой. Law также измерил плотность объемного заряда на высоте ≈ 50 см, пришел к выводу, что он имеет положительный знак днем и отрицательный ночью. Это совпадает с измерениями Crozier [66], где знак объемного заряда изменялся от времени суток. Необходимо отметить, что в работах [57,90] не учитывалось искажение электрического поля, создаваемого датчиками, хотя, конечно, у Law этот эффект вероятно был мал.

Для того, чтобы решить проблему, постоянна ли суммарная проводимость с высотой, как это было у Hogg в Кью, или уменьшается, как у Law в Кавендише, Higazi и Chalmers [71] повторили эксперимент Hogg в условиях близких к условиям Law. При среднем значении $E=115 \text{ Вм}^{-1}$ и $(\lambda_{+}+\lambda_{-})=1,1\cdot 10^{-14} \text{ см}^{-1}\text{м}^{-1}$ их результаты хорошо согласуются с измерениями Law: n_1 , n_2 уменьшаются до высоты ≈ 1 м, коэффициент униполярности на поверхности всегда больше, чем на некоторой высоте и уменьшается при увеличении скорости ветра.

В работе А. И. Петрова, Г. Г. Петровой [44] сопоставлены суточный ход суммарной проводимости воздуха λ и коэффициента турбулентности k на различных высотах. На уровне 0 - 0,5 м получена сильная корреляция между λ и k : с уменьшением k значения λ увеличиваются. На высоте 2-3 м эта зависимость исчезает. Эти результаты согласуются с теми, что получили Crozier и Biles [67].

В соответствии с предсказаниями теории, после Чернобыльского аварийного выброса, вследствие выноса радиоактивных веществ из воздуха на почву, вместе с ростом полярных электрических проводимостей воздуха у земли произошло уменьшение коэффициента униполярности K (отношение положительной электрической проводимости воздуха к отрицательной электрической проводимости). Как правило, при положительном градиенте потенциала $K > 1$, а в этом случае во множестве были отмечены среднечасовые значения $K < 1$, что говорит о превалировании концентрации легких отрицательных аэроионов над положительными. Другой пример, подтверждающий правильность основных положений теории – это результаты измерений на острове Вильсанди. Забор воздуха для измерения проводимости производился с высоты 2,5 м, а измерения градиента потенциала V' электрического поля атмосферы производились у земли. На острове, где воздух отличался высокой чистотой (концентрация аэрозольных частиц в атмосфере менее 10^9 м^{-3}), имели место следующие соотношения между измеряемыми и рассчитываемыми величинами: коэффициенты корреляции между V' и K , между плотностью электрического тока проводимости и K имели относительно высокие положительные значения при том, что корреляция между положительной проводимостью и K отсутствовала, а коэффициент корреляции между отрицательной проводимостью и K имел относительно высокое отрицательное значение.¹

Все приведенные выше работы отражают трудности проведения градиентных измерений электрических величин в приземном слое, связанные прежде всего с проблемой влияния на измеряемые параметры электрического поля, искаженно-го самими датчиками. Несмотря на это, имеющиеся экспериментальные данные качественно хорошо согласуются с расчетами по численным моделям классического и турбулентного электродного эффекта. Вышесказанное позволяет сделать два вывода: первый о возможности использования этих моделей для теоретического исследования электрического состояния приземного слоя, второй о необходимости развивать градиентные измерения электрических величин в приземном слое.

¹ Л.Г. Соколенко, Г.П. Ваюшина. «Измерение величин атмосферного электричества на острове Вильсанди» / Труды ГГО. – 1984 – Вып. 474. – с.98 – 107.

4.2. Рекомендации по методике анализа атмосферно-электрических данных наземной сети

На протяжении последних нескольких десятилетий ведется дискуссия о возможности выделения глобальных эффектов в атмосферном электричестве по данным наземной сети [92,68,19]. На этот счет существуют две крайние точки зрения: первая утверждает, что локальные возмущения приземного слоя и аэрозоль в атмосфере обуславливают и большую изменчивость электрических данных, и появление особенностей в суточном и сезонном ходах, что на их фоне невозможно выделение глобальных вариаций электрического поля [92], вторая предполагает, что при наличии длинных рядов наблюдений, используя специальные статистические методы и предъявляя жесткие требования к методике измерений, в особенности к размещению аппаратуры, подобная задача может быть решена [19,68]. Реально дело обстоит так, что в некоторых местах влияние локальных факторов мало и глобальные эффекты на их фоне легко выделяются, а в других это сделать практически невозможно. Ярким примером первого случая является глобальная унитарная вариация градиента потенциала, хорошо проявляющаяся при наблюдениях в океане [90,55]. Но на континентальных станциях решение этой задачи весьма затруднено [10,55]. Этот факт объясняется прежде всего большим загрязнением атмосферы аэрозольными частицами на континенте, чем в открытом океане [55].

Можно предполагать, что континентальные станции при отсутствии на них значительных загрязнений могут быть глобально-репрезентативными в электрическом отношении. Примером этому могут служить пункты наблюдения, расположенные в высокогорных районах [18,65], где отсутствуют сильные источники ионизации и концентрации аэрозольных частиц малы.

Таким образом, отбрасывая влияние изменений концентрации аэрозольных частиц в атмосфере, могущих при достаточно больших концентрациях влиять на ее электрическое состояние, остается рассмотреть вопрос об изменчивости электрических характеристик под влиянием электродного эффекта.

Как видно из анализа результатов моделирования нетурбулентного случая, приведенных во второй главе, электродный эффект во всем электродном слое (отношение E_0/E_∞) мало зависит от значения внешнего электрического поля E_∞ , однако, электродный эффект на высоте нескольких метров (отношение $E(z)/E_\infty$) при этом заметно меняется, но эти изменения уменьшаются с высотой.

Влияние интенсивности ионообразования велико вблизи поверхности земли и может приводить к реверсу электродного эффекта и появлению отрицательного объемного заряда у земли.

Анализ результатов моделирования электрического состояния турбулентного приземного слоя, полученных в третьей главе, показывают высокую изменчивость электрических характеристик вблизи поверхности земли под влиянием турбулентной диффузии, которая определяется метеорологическими факторами и подтверждает идею, высказанную в работе [10] о возможности создания турбулентного возмущения в приземном слое, сопоставимом с унитарной вариацией. Наряду с

этим показано, что при сильных электрических полях ($E_0 \sim 500 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$) влияние турбулентности ослабевает и распределения электрических характеристик становится близкими к нетурбулентному случаю.

Рассмотрим теперь вопрос о выделении на этом фоне глобальных эффектов в атмосферном электричестве. Для этого необходимо уточнить, как мы понимаем турбулентную диффузию в приземном слое: как глобальный или локальный фактор. Тот факт, что турбулентное перемешивание в атмосфере происходит в любом месте земной поверхности и при этом имеет четко выраженный суточный ход, обусловленный разницей ночных и дневных температур, отражает глобальную сторону этого метеорологического процесса [6,41]. С другой стороны, суточные колебания, связанные с турбулентной диффузией, происходят по местному времени, тогда как, например, глобальная унитарная вариация градиента потенциала электрического поля атмосферы проявляется одновременно на всем земном шаре вне зависимости от месторасположения пункта наблюдений во временном поясе [93]. Поэтому выделение такого периодического сигнала на фоне локальных факторов достаточно просто решаемая задача, особенно при использовании данных по нескольким станциям [42].

Гораздо сложнее обстоит дело, когда глобальное возмущение является эпизодическим, например, эффект влияния солнечной вспышки на электрическое поле. В этом случае необходимы детальный анализ возмущения, происходящего в электрическом поле, и определение, не связан ли он с локальными причинами, о которых говорилось выше.

Для решения подобных задач о выделении глобальных эффектов на фоне локальной изменчивости электрических данных на основании результатов моделирования электрического состояния приземного слоя можно сделать следующие выводы - рекомендации для станций наземной сети:

1. Для решения задач фоновый мониторинга атмосферного электричества необходимо размещать пункты наблюдения в таких районах, где концентрации аэрозольных частиц в атмосфере не превышают по порядку 10^9 м^{-3} . Такими районами, расположенными на континентах, могут быть полярные или высокогорные области.

2. Современную методику анализа электрических данных по условиям невозмущенной погоды следует детализировать, разбивая данные по значениям коэффициента турбулентности, измеренного в приземном слое. В случае невозможности проведения соответствующих измерений коэффициента турбулентности можно использовать разбивку по скорости приземного ветра в диапазонах $(1-3) \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ и $(4-6) \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, отдельно выделяя случаи штилевых условий.

3. Для уменьшения влияния электродного эффекта предлагается изменить способ и высоту установки датчиков. Лучше всего устанавливать датчики в одной плоскости и на максимально высокой (возможной, с конструктивной точки зрения) высоте, таким образом, уменьшая влияние электродного эффекта и делая данные более сопоставимыми с теоретическими расчетами. При этом необходимо, насколько это возможно, уменьшить конструктивным путем влияние на измеренные параметры искажений, создаваемых самими датчиками.

4. Целесообразно экспериментально проверить результат, полученный в теории, об уменьшении влияния метеорологических условий при усилении электрического поля, то есть для этого установить датчики в усиленном искусственном (способы установки) поле. Таким образом, полученные данные можно будет интерпретировать, с точки зрения классического электродного эффекта, где количество факторов, определяющих изменчивость ограничено. При этом необходимым остается условие о малых концентрациях аэрозольных частиц в атмосфере.

Заключение

В монографии приведено современное состояние теории электродного эффекта применительно к атмосфере. Эта теория описывает электрическое состояние приземного слоя.

Важность явлений, происходящих в приземном слое, обусловлена в первую очередь тем, что в нижних слоях атмосферы сосредоточена значительная часть человеческой деятельности. Понимание протекающих в этих слоях процессов является основой для разработки методов контроля антропогенного воздействия на атмосферу в целом.

Закономерности электрических явлений в нижней атмосфере могут быть получены в результате совместных решений уравнений электродинамики и гидротермодинамики, в которых вводятся упрощения, основанные на свойствах приземного слоя. Однако даже после такой схематизации аналитические решения задач оказываются довольно сложными из-за существенного влияния турбулентного перемешивания и нелинейности уравнений.

Определенный прогресс в решении атмосферно-электрических задач вносит применение численных методов их решения на базе современных вычислительных средств. Это принципиально расширяет возможности исследователей в части варьирования параметров уравнений и позволяет отказаться от тех существенных физических допущений, которые были необходимы при аналитических решениях. В настоящее время получен ряд важных решений нелинейных задач, значимость которых не снижается, несмотря на некоторую приближенность использованной полуэмпирической теории турбулентности.

Однако корректная формулировка и решение некоторых задач электричества приземного слоя пока сопряжена со значительными трудностями. К ним, в частности, относятся те, которые связаны с нестационарными процессами в атмосфере. Использование экспериментальных профилей интенсивности образования обусловлено отсутствием количественной теории механизма ионообразования под действием радиоактивности воздуха.

Существует определенный разрыв между теорией и экспериментом в части интерпретации данных, получаемых при наземных наблюдениях за атмосферным электричеством. Это обусловлено, как значительной изменчивостью экспериментальных данных под действием большого количества метеорологических факторов, так и несовершенством методики проведения экспериментов.

Недостаточно исследован в теоретическом плане механизм взаимодействия аэрозольных частиц с легкими ионами, что объясняет использование в расчетах эмпирических коэффициентов воссоединения аэрозоля с аэроионами.

Разработка всех этих трудных и важных проблем требует дальнейшего развития теории электричества приземного слоя, постановки и проведения специальных экспериментальных исследований. Однако уже сейчас при организации длительных наблюдений за атмосферным электричеством в приземном слое следует учесть рекомендации, сделанные в настоящей работе.

Литература

1. Альвен Г., Фельтхаммер К.Г. Космическая электродинамика М.: Мир, 1967. 260 с.
2. Афиногенов Л. П., Грушин С. И., Романов Е. В. Аппаратура для исследований приземного слоя атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1977. 319 с.
3. Бенндорф Г. Атмосферное электричество М.: ГТТИ, 1934. 123 с.
4. Борзилов В. А., Седунов Ю. С., Степанов А. С. Кинетическое уравнение ионной зарядки облачных частиц. //Изв. АН ССР. Физика атмосферы и океана, 1973. Т.9, № 4 С. 386 - 398.
5. Брикар Дж. Влияние радиоактивности и загрязнений на элементы атмосферного электричества // Проблемы электричества атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1969. С. 68 - 105.
6. Вагер Б. Г., Надежина Е. Д. Пограничный слой атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности. Л.: Гидрометеиздат, 1979. 136 с.
7. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Наука, 1971. 1102 с.
8. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы. Л.: Гидрометеиздат. 1970. 290 с.
9. Имянитов И. М., Чубарина Е. В. Электричество свободной атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1965. 240 с.
10. Имянитов И. М., Шифрин К. С. Современное состояние исследований атмосферного электричества // Успехи физических наук. 1962. Вып. 4, С. 593 - 642.
11. Исследование атмосферного электричества на горной станции “пик Чегет” /Аджиев А. Х., Вакалов И. А., Ваюшина Г. П. и др. // Труды ВГИ, 1991. Вып. 83 С. 87 - 91.
12. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям М.: Наука, 1971. 57 с.
13. Коллатц Л. Численные методы решения дифференциальных уравнений М.: ИА, 1953. 458 с.
14. Комаров Н. Н. Теория излучения ионизационного состояния атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 159 с.
15. Колоколов В. П., Шварц Я. М. Методы наблюдений элементов атмосферного электричества (обзор). Обнинск, 1976. 64 с.
16. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1984. 831 с.
17. Кофи Дж. Экспериментальные данные о пограничном слое атмосферы. // Атмосферная турбулентность и моделирование распространения примесей. Л.: Гидрометеиздат, 1985. С. 126 - 172.
18. Красногорская Н. В. Электричество нижних слоев атмосферы и методы его измерения. Л.: Гидрометеиздат, 1972. 323 с.
19. Куповых Г. В. К вопросу выделения глобальных вариаций величин атмосферного электричества // Труды конф. молодых ученых и специалистов ГГО им. А.

- И. Воейкова. Л.: 1990. С. 23 - 26. Деп. в ИЦ ВНИИГМИ-МЦД 05.06.91 № 1080 - ГМ 91.
20. Куповых Г. В., Электричество приземного слоя // Изв. Высш. уч. зав., СевКав. рег., Естест. науки, №4, 1995. С.32 - 34.
21. Лайхтман Д. Л. Профиль ветра и обмен в приземном слое воздуха // Изв. АН СССР. Серия географическая и геофизическая. 1944. Т. 8, № 1. С. 15.
22. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Л.: Гидрометеиздат 1970. 342 с.
23. Милин В. В. Ионизация воздуха в приземном слое и свободной атмосфере // Ученые записки Кировского пединститута. 1954. Вып. 8. С. 310.
24. Милин В. В. Распределение электрического поля и плотности объемных зарядов в связи с турбулентным перемешиванием в атмосфере // Ученые записки Кировского пединститута. 1954. Вып. 8. С. 11 - 20.
25. Милин В. В., Малахов С. Г. Проводимость воздуха и турбулентные перемешивания в атмосфере // Изв. АН СССР. Серия геофизическая. 1953. № 3. С. 264 - 270.
26. Монин А. С., Обухов А. Н. Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы. // Труды Геофизического института АН СССР – 1954. №24(151), С.163 - 187.
27. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Л.: Наука, 1965. Т. 1. 639 с.
28. Морозов В. Н. Атмосферное электричество. // Атмосфера. Справочник (справочные данные, модели). Л. : Гидрометеиздат, 1991. С. 394 - 408.
29. Морозов В. Н. К вопросу о физикоматематическом моделировании электрических процессов в нижних слоях атмосферы. // Атмосферное электричество: Труды II Всесоюзного симпозиума. Л.: Гидрометеиздат. 1984. С. 14 - 17.
30. Морозов В. Н. Модели глобальной атмосферноэлектрической цепи. Обзор. Обнинск, ВНИИГМИ - МЦД, 1981. 50 с.
31. Морозов В. Н. Некоторые задачи электричества приземного слоя // Атмосферное электричество. Труды III Всесоюзного симпозиума. Л.: Гидрометеиздат, 1988. С. 14 - 18.
32. Морозов В. Н. О физикоматематическом моделировании электрических процессов в нижних слоях атмосферы. // Труды ГГО. Вып. 484, 1984. С. 84 - 92.
33. Морозов В. Н. Распределение электрических характеристик в приземном турбулентном слое атмосферы. // Труды ГГО. 1986. Вып. 498. С. 106 - 118.
34. Морозов В. Н., Куповых Г. В. Влияние метеорологических процессов на распределение напряженности электрического поля в приземном слое атмосферы. // Методы и средства дистанционного зондирования атмосферы в интересах авиации. Тезисы докладов Всесоюзной научнотехнической конференции. 13 октября 1991. Киев, 1991 С. 94 - 95.
35. Морозов В. Н., Куповых Г. В. Влияние турбулентности и аэрозоля на распределение электрических параметров в приземном слое атмосферы // Труды ВГИ. 1989. Вып. 77. С. 15 - 21.
36. Найфе А. Методы возмущений. М.: Мир, 1976. 456 с.

37. Огуряева Л. В., Шварц Я. М. Анализ многолетнего хода величин атмосферного электричества в приземном слое по данным наблюдений. // Метеорологические исследования. 1982, №27. С.43 - 48.
38. Огуряева Л. В., Шварц Я. М. Многолетний ход величин атмосферного электричества в приземном слое // Метеорология и гидрология. 1987. №7. С. 59 - 64.
39. Огуряева Л. В., Шварц Я. М. Регулярные измерения электропроводности воздуха. // Метеорологические исследования. Атмосферное электричество. М.: МГК, 1982. №27. С. 37 - 42.
40. О критериях выбора и рекомендациях по месторасположению станций мониторинга фоновое загрязнения атмосферы. / Селезнева Е. С., Зайцев А. С., Русина Е. Н. и др. // Труды ГГО. 1979. Вып. 418. С. 319.
41. Орленко Л. Р. Строение планетарного пограничного слоя атмосферы. Л.: Гидрометеиздат. 1979. 270 с.
42. Парамонов Н. А. Метод выделения унитарных изменений элементов атмосферного электричества и пути повышения точности такого выделения // Атмосферное электричество: Труды I Всесоюзного симпозиума. Л.: Гидрометеиздат. 1976. С. 22 - 31.
43. Паркер Е. Космические магнитные поля. М.: Мир, 1982; Т. 2. 469 с.
44. Петров А. И., Петрова Г. Г., Панчишкина И. Н. Влияние индустриального загрязнения воздушного бассейна на электропроводность атмосферы в Ростове на Дону. // Труды ГГО. 1990. Вып. 527. С. 41 - 43.
45. Раменский Л. А., Дячук В. А. Исследование электрических характеристик дымовых факелов по данным самолетных и наземных наблюдений. 33 // Атмосферное электричество. Труды II Всесоюзного симпозиума. Л.: Гидрометеиздат, 1984. С. 39 - 41.
46. Распределение электрического поля, объемного заряда и концентрации ионов в атмосфере вблизи заряженных тел / Калита В. М., Лаптухов А. И., Москаленко А. М. и др. // Физические процессы в ионосфере и магнитосфере М.: Изво АН СССР. 1984. С. 110 - 115.
47. Седова Г. Л., Черный Л. Т. Уравнения электродинамики слабоионизированных аэрозолей с диффузионной зарядкой частиц дисперсной фазы // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1986. №1. С. 54 - 60.
48. Смеркалов В. А. Аппроксимация среднего распределения аэрозольных частиц по размерам. // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1984. Т. 20, №4.
49. Спектр подвижности аэроионов в приземном воздухе. // Таммет Х. Ф., Сальм Я. Й., Ихер Х. Р., Тамм Э. М., Мирме А. А., Кикас Ю. Э. Атмосферное электричество. Труды III Всесоюзного симпозиума. Л.: Гидрометеиздат, 1988. С. 45 - 50.
50. Таммет Х. Ф. Электрические параметры загрязненности воздуха. // Уч. зап. ТГУ 1977. Вып. 443 С. 48 - 51.
51. Таммет Х. Ф. Элементы атмосферного электричества как параметры загрязненности воздуха. // Труды ГГО. 1979. Вып. 418. С. 20 - 23.

52. Тверской П. Н., Тимофеев М. П. Турбулентность и вертикальный профиль напряженности электрического поля // Изв. АН СССР. Серия географическая и геофизическая. 1948. Т. 12. № 5. С. 377 - 386.
53. Френкель М. Т. Теория явлений атмосферного электричества Л.: ГИТГА. 1949. 155 с.
54. Хайпер Э., Нёрсет С., Ваннер Г. Решение обыкновенных дифференциальных уравнений. Нежесткие задачи. М.: Мир, 1990. 512 с.
55. Чалмерс Дж. А. Атмосферное электричество. Л.: Гидрометеиздат. 1974. 420 с.
56. Шварц Я. М. Электропроводность воздуха и аэрозоль. // Труды ГГО 1980. Вып. 401. С. 136 - 140.
57. Adkins C.J. The small ion concentration and space charge near the ground // Q.Journ.Roy.Met.Soc.1959.V.85.P.237-252.
58. Bechacker M. Zur Berechnung des Erdfeldes unter der Voraussetzung homogener Ionisierung der Atmosphäre // Sitzb. Akad.der Wiss.,math.-nat. Klasse.1910.Bd.119,Abt. 11a.S.675-684.
59. Bush N.E. The surface boundary layer (part 1) // Boundary Layer Meteorology 1973.v.4, N 1,2,3.P.213-240.
60. Chalmers J.A. Effects of condensation nuclei in atmosphere electricity // Geofis. Pur. Appl.1957a.V.36.P.211-217.
61. Chalmers J.A. The theory of the electrode effect I // J.Atm. and Terr.Phys.1966a.V.28.P.565-572.
62. Chalmers J.A. The theory of the electrode effect II // J.Atm. and Terr.Phys.1966a.V.28.P.573-579.
63. Chalmers J.A. The theory of the electrode effect III // J.Atm. and Terr.Phys.1966a.V.28.P.1029-1033.
64. Chalmers J.A. The theory of the electrode effect IV // J.Atm. and Terr.Phys.1967a.V.29 .P.217-219.
65. Cobb W.E., Phillips B.B. Atmospheric electric measurement results at Mauna Loa observatory // Tech. Pap.Washington D.1962N. P.46-252
66. Crozier W.D. Atmospheric electrical profiles below three meters // J.Geoph.Res.1965.V.70.P.2785-2792.
67. Crozier W.D., Biles N. Measurements of radon220(thoron) in the atmosphere below 50 centimeters // J. Geoph. Res.1966.V.71.P.4735-4741.
68. Dolezalek H. Zur Methodik Luftelektrischer // Messungen Beitrage zur Geophysik1962.V.71-82,S.77,b3,S.161,b4,S.242.
69. Hess V.P., Kesselbach V.J., Miranda H.A. Determination of the alphas ray emission of materials constituting the earth's surface // J.Geop.Res.1956.V.61.P.265-271.
70. Hess V.P., O'Donnell G.A. On the rate of ion formation at ground level and at one meter above ground // J.Geoph.Res.1951.V.56.P.557-562.
71. Higazi K.A., Chalmers J.A. Measurements of atmospheric electrical conductivity near the ground // J.Atm. and Terr.Phys.1966.V.28.P.327-330.
72. Hogg A.R. The conduction of electricity in the lowest levels of the atmosphere // Memoirs of the Commonwealth Solar Obs.Canberra,1939.N 7.

73. Holzer R.E. A program of simultaneous measurement of air-earth current density // Wentworth. Conf. 1955. P.96-100.
74. Hoppel W.A. Theory of the electrode effect // J. Atm. and Terr. Phys. 1967. V.29, N.6. P.709-721.
75. Hoppel W.A. Electrode effect: comparison of the theory and measurement // In: Planetary Electrodynamics, 2, S.C. Coroniti and J. Hughes; editors: Gordon and Breach Science Publishers, New York 1969. P.167-181.
76. Hoppel W.A. Ionaerosol attachment coefficients and diffusional charging of aerosols // Electr. Proces. in Atm. Verlag, Darmstadt, 1977. P.60-69.
77. Hoppel W.A. Ionaerosol attachment, ion depletion and charge distribution on aerosols // J. Geoph. Res. 1985. V.90. N D4. P.5917-5923.
78. Hoppel W.A., Gathman S.G. Determination of the eddy diffusion coefficients from atmospheric electrical measurements // J. Geoph. Res. 1971. V.76, N 6. P.1467-1477.
79. Hoppel W.A., Gathman S.G. Experimental determination of the eddy diffusion coefficient over the open ocean from atmospheric electrical measurements // J. Phys. Oceano 1972. V.2. P.248-254.
80. Hoppel W.A., Frick G.M. Ionaerosol attachment coefficients and the steady-state charge distribution on aerosols in a bipolar environment // Aerosol Scien. and Tech. 1986. V.5, N 1. P.121.
81. Jordanov D. On the stationary electric field in surface air layer // Pure and Appl. Geoph. 1970. V.79, N 1. P.85-91.
82. Israel H. Atmospheric electrical and meteorological investigations in high mountain ranges // Contract AP61 Final Report. 1957. P.514-640.
83. Israel H. Atmospheric electricity. // Ierusalem: Isr. prog. for sci. transl. 1973. V.2 796 p.
84. Israel H., Kasemir H.W., Wienart K. Luftelektrische Tagesgänge und Massenaustausch im Hochgebirge der Alpen // Arch. Met. Wien. A 1955. V.8. S.72-94.
85. Kasemir H.W. Zur Stromungstheorie des luftelektrischen Feldes III. Der Austauschgenerator // Arch. Met. Wien A. 1956. Bd.9. S.357-370.
86. Kojima H. Contribution of aerosols and ionization intensity to the electrical conductivity of the air // Research Lett. Atm. Elect. 1982. V.2, N 1. P.25-28.
87. Kraakevik I.H. Electrical conduction and convection currents in the troposphere // Recent Advances in Atmospheric electricity, Pergamon Press, London-New York, 1958. P.75.
88. Kupovykh G.V., Morozov V.N. Modeling of the electrode effect in surface layer // Proc. 9th Int. Conf. on Atm. El., St. Petersburg, V.2, Russia, 1992, P.615-618.
89. Latham D.G., Poor H.W. A time-dependent model of the electrode effect // J. Geoph. Res. 1972. V.77, N 15. P.2669-2676.
90. Law J. The ionization of the atmosphere near the ground in fair weather // Q. Journ. Met. Soc. 1959. V.85. P.237-252.
91. Makino M., Ogawa T. Quantitative estimation of global circuit // J. Geoph. Res. V.90, N 4. 1985. P.5961-5966.
92. Markson R., Kendra D. Ionospheric potential measurements at Hawaii and Christmas Islands // Proc. 9th Int. Conf. on Atm. El., St. Petersburg, V.1, Russia, 1992, P.18.

93. Mauchly S.J. Diurnal variation on the potential gradient of atmospheric // *Terr.Magn. Atm.El.*1923.V.28.P.61-81.
94. Muhleisen R. On the deviations of the course of elements of atmospheric electricity on continents from the worldwide course // *J.Atm.and Terr.Phys.*1956.V.8.P.146-157.
95. Muhleisen R. Electrode effect measurements above the sea // *J.Atm. and Terr.Phys.*1961.V.20.P.79-81.
96. Nichols E.H. Investigation of atmospheric electrical variations at sunrise and sunset // *Proc.Roy.Soc. A*1916.V.92.P.401-408.
97. Ogawa T. Fairweather electricity // *J.Geoph.Res.*1985.V.90,N D4.P.5951-5960.
98. Pluvinage P., Stahl P. La conductibilitie electrique de l'air sur l'inlandsis Groenlandais // *Annal. de Geophys.* 1953.V.9,S.34-43.
99. Ruhnke L.H. Electrical conductivity of air on the Greenland ice cap // *J.Geoph.Res.*1962.V.67.P.2767-2772.
100. Scholz J. Theoretische Untersuchungen uber die Feldund Ionenverteilung in einen strom durch flossenen Gas, das auch schwer bevegliche Electrizatstrager enthalt // *Sitz.Akad.der Wiss., math.naturv. Klasse* 1931.Bd.140,Abt. Iia.S.49-66.
101. Schweidler E.R. Uber die Ionenverteilung in den untersten Schichten der Atmosphere // *Sits.Akad. der Wiss.,math.naturw. Klasse* 1908 Bd.117,Abt.Iia.S.653-664.
102. Schweidler E.R. Einfurinrung in die Geophysic // *Sits. Akad. der Wiss.,math.naturw.Klasse* 1931.Bd.140,Abt.IIa.S.49.
103. Swan W.F.G. The atmospheric potential gradient and a theory as to the cause of its connection with other phenomena in atmosphere electricity, together with certain conclusions as to expression for the electric force between two parallel charged plates // *Terr.Magn,Atmos.Elec.*,18,1913.P.163-184.
104. Thomson J.J. Conduction of electricity through gases Cambridge:1903.566 p.
105. Tuomi T.J. The atmospheric electrode effect over snow // *J.Atm. and Terr.Phys.*1982.V.44.P.737-745.
106. Tsur I., Roble R.G. Ambipolar diffusion in the middle atmosphere // *J.Geoph. Res.*1984.V.89,N A1.P.338-344.
107. Voskresensky A.I., Gordyuk V.P., Shvarts Ya.M. Atmospheric electricity observations at Mirny station, Antarctic // *Proc. 8th Int.Conf. on Atm.EL.*,1988,Sweden.P.152-156.
108. Whipple F.I.W. On potential gradient and the aearth current // *Terr.Magn. and Atm.Electr.*1935.V.7 P.355.
109. Willet J.C. An analysis of the electrode effect in the limit of strong turbulent mixing // *J.Geoph.Res.*1978.V. 83.P.402-408.
110. Willet J.C. The Fairweather electric charge transfer by convection an unstable planetary layer // *J.Geoph. Res.* 1983.V.88,N 13.P.8455-8469.
111. Willet J.C. The turbulrnt electrode effect as influenced by interfacial ion transfer // *J.Geoph.Res.*1983.V.88.P.8453-8469.
112. Yair Y., Levin Z. Charging of polydispersed aerosol particles by attachment of atmospheric ions // *Proc.8 th Int.Conf. on Atm. EL.*, Sweden.Uppsala University.1988.P.100-105.