

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ».

Физический факультет

Кафедра общей физики

Соколов Никита Андреевич

КУРСОВАЯ РАБОТА

Движение ионов и микрочастиц в неоднородном электрическом поле

Электромагнитный практикум, 2 курс, группа №18306

Научный руководитель:

к. ф.-м. н., В. В. Карасев

Оценка научного руководителя

« _____ » _____ 2019 г.

Преподаватель практикума:

д. ф.-м. н., проф. О. Е. Терещенко

Оценка преподавателя практикума

« _____ » _____ 2019 г.

Куратор практикума:

к. т. н., проф. В. Т. Астрелин

Итоговая оценка

« _____ » _____ 2019 г.

Новосибирск, 2019

Аннотация

Предметом исследования в данной работе является движение ионов и микрочастиц (аэрозолей) в электрическом поле, создаваемом в системе «игла-плоскость» с коронным разрядом. Коронный разряд возникает на игле, находящейся под напряжением -10 кВ.

Электрическое поле представлено в модели гиперболоида, что позволило рассчитать заряд на игле и плотность поверхностного заряда на плоском электроде. Также оценено уширение силовых линий из-за действия объемного заряда. Проведены оценки скоростей движения ионов и увлекаемых ионным потоком молекул воздуха. На собранной установке была проведена серия измерений тока от двух половин нижнего электрода при дискретных положениях иглы относительно линии разреза. Создана программа, которая позволила из экспериментальных данных получить радиальное распределение плотности тока на плоском электроде. Проведены оценочные расчеты по динамике зарядки аэрозольных частиц, а также найдена зависимость предельного числа ионов на них и скорости от радиуса. Из проведенных расчетов был сделан вывод, что электрический метод осаждения аэрозолей более эффективный по сравнению с гравитационным.

Ключевые слова: коронный разряд, ионы, аэрозольные частицы.

Работа выполнена в лаборатории горения конденсированных систем ИХКГ СО РАН.

Оглавление

Аннотация	2
1. Введение	4
2. Обозначение величин и их числовые значения	5
3. Теоретически-расчетная часть	6
3.1 Модельное поле, создаваемое иглой	6
3.1.1 Шарик	7
3.1.2 Гиперболоид	7
3.2 Заряд иглы	9
3.2.1 Заряд на острие иглы в модели маленького шарика	9
3.2.2 Заряд иглы в модели гиперболоида	10
3.3 Среднее поле в системе «игла-плоскость»	10
3.4 Скорость движения ионов в электрическом поле	11
3.5 Объемный заряд	12
3.6 Величина скорости увлекаемых ионным потоком молекул воздуха	13
4. Экспериментальная часть	14
4.1 Блок-схема экспериментальной установки	14
4.2 Описание эксперимента	15
4.3 Результаты эксперимента и их обсуждение	16
5. Параметры аэрозольных частицы движущихся в электрическом поле	19
5.1 Максимальное число ионов на аэрозольной частице	19
5.2 Кинетика зарядки частиц	20
5.3 Движение аэрозольной частицы в электрическом поле	21
6. Заключение	23
Приложение	25
7.1 Уравнение движения частиц под действием поля в воздухе	25
6.2 Программа для нахождения плотности тока, написанная на языке Python	26
7. Список литературы	27

1. Введение

Коронным разрядом называют самостоятельный разряд в газе под действием неоднородного электрического поля. Под самостоятельным разрядом подразумевается ионизация молекул, которая не требует постоянного действия внешнего ионизатора.

Обычной картиной для коронного разряда является система из двух электродов. Первый электрод называется «коронирующим» или «активным», а второй «противоэлектродом» [1, стр. 1331-1332]. Отличительной чертой электродов является радиус кривизны – для первого электрода он существенно меньше второго. Здесь и далее будем рассматривать систему игла-плоскость, с отрицательной короной, так как она является более устойчивой по сравнению, с положительной. В случаи с положительной короной более вероятно возникновение стримеров.

Для коронного разряда характерно наличие двух различных по свойствам

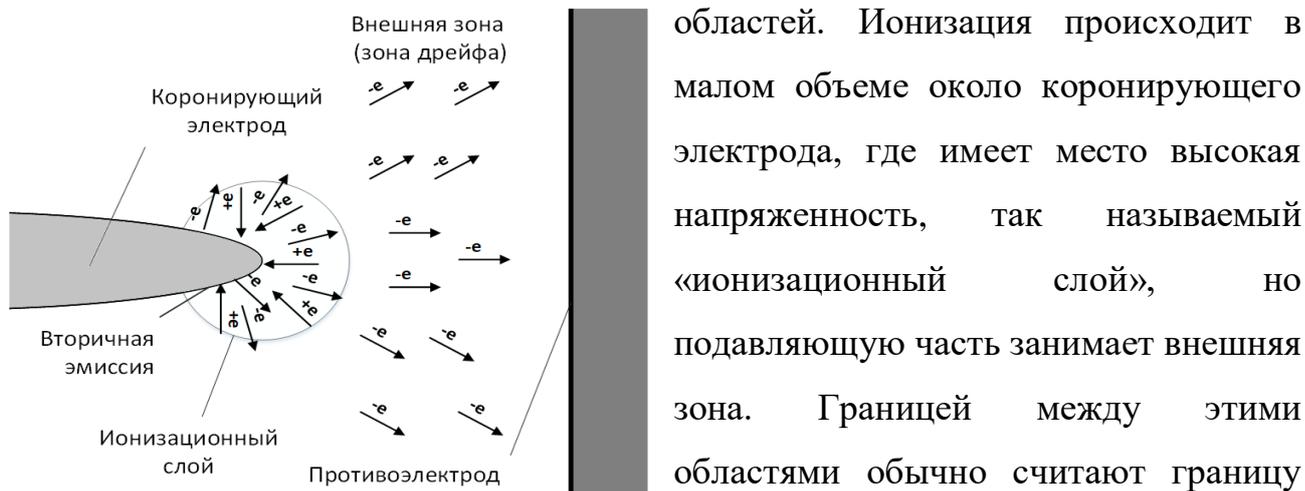


Рис. 1. Отрицательный коронный разряд области свечения коронного разряда. Напряженность во внешней зоне недостаточно большая, чтобы началась ионизация, поэтому ионы в этой зоне просто двигаются по силовым линиям.

Так как коронный разряд является самостоятельным, получается, что ионизация молекул будет происходить, даже если убрать источник ионизации. Это происходит за счёт вторичной ион-электронной эмиссии: положительный ион, попадая на электрод с некоторой вероятностью выбивает электрон, который

при дальнейшем движении служит причиной появления новых ионов. Процесс лавинообразен.

Таким образом, при отрицательном коронном разряде в системе игла-плоскость идет поток отрицательных ионов, попадающих на противоэлектрод. Из-за этого создается ток, который при симметричности иглы зависит только от расстояния R – радиус окружности, исходящей из точки проекции кончика иглы на плоскость.

Эти ионы могут быть использованы для управления движением аэрозолей (дисперсная система, состоящая из твердых или жидких частиц, в газообразной среде) следующим образом: ионы, полученные в ходе коронного разряда, будут осаждаться на аэрозоли, при внесении их в пространство между иглой и плоскостью, и они в последствии начнут двигаться по полю.

Цель работы: выяснить насколько эффективна система электродов «игла-плоскость» для зарядки и осаждения аэрозольных частиц на плоский электрод.

Задачами данной работы являются:

1. С помощью модельного представления конфигурации поля иглы сделать численные оценки зарядов иглы, на плоскости, объемного, а также скоростей движения ионов в системе «игла-плоскость» и увлекаемых ионным потоком молекул воздуха.

2. С помощью эксперимента и дальнейшего анализа полученных данных, установить зависимость плотности тока от радиуса окружности, исходящей из точки проекции кончика иглы на плоскость.

3. Выполнить теоретический расчет параметров аэрозольных частиц, движущихся в электрическом поле, таких как максимальное число ионов на частице, время зарядки и скорость движения.

2. Обозначение величин и их числовые значения

$\Delta\varphi = 10^4 \text{ В} = 33 \text{ СВ}$ – подаваемое напряжение

$r_{\text{и}} = 0,05 \text{ мм}$ – радиус острия иглы

$l_0 = 1,7 \text{ мм}$ – длина острия иглы

$l_{и} = 2 \text{ см}$ – длина иглы

$r_{ц} = 0,35 \text{ мм}$ – радиус цилиндрической части

$\lambda_1 = 9 \text{ мм}$ – расстояние от иглы до пластины

$r_{в} = 0,15 \text{ нм}$ – радиус молекулы воздуха

$\lambda_{в} = 60 \text{ нм}$ – длина свободного пробега воздуха

$\rho_{в} = 1,204 \text{ кг/м}^3$ – плотность воздуха

$\mu = 18,6 \cdot 10^{-6} \text{ Па} \cdot \text{с}$ – динамическая вязкость воздуха

$I = 36,9 \text{ мкА}$ – ток между иглой и подложкой с фольгой

$n_{в} = 2,7 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$ – концентрация воздуха при нормальных условиях

$\mu_{в} = 29 \text{ г/моль}$ – молярная масса воздуха

$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$ – число Авогадро

$r_{к} = 14 \text{ мм}$ – R , при котором сила тока равна 0

$\rho_a = 6500 \text{ кг/м}^3$ – плотность модельной аэрозольной частицы

$\varepsilon = 3$ – диэлектрическая проницаемость модельной аэрозольной частицы

$g = 9,81 \text{ м/с}^2$ – ускорение свободного падения

3. Теоретически-расчетная часть

Перед проведением эксперимента проведем оценку параметров рассматриваемой системы: игла (рис. 2) под напряжением и плоскость. А также приведем модели, которые в приближении могут описать зависимость возникшего в данной конфигурации поля от координат и величину заряда иглы и распределение зарядов на плоскости.

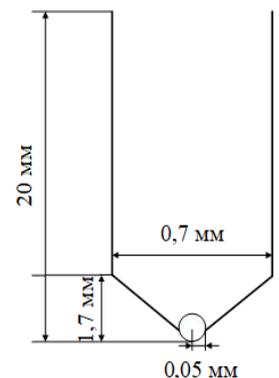


Рис. 2. Игла

3.1 Модельное поле, создаваемое иглой

Для начала рассмотрим электростатические задачи по нахождению полей на острие и всей иглы, то есть не будем учитывать наличие ионов, их движение и искажение поля.

3.1.1 Шарик

Оценим какое поле создается конусоидальной частью иглы, пренебрегая полем от цилиндрической части.

Положим этот конус шариком радиуса $r_{ш}$ (см. 3.2.1), тогда поле будет равно:

$$E_{ш} = \frac{q_{ш}}{r^2} \quad (3.1.1.1)$$

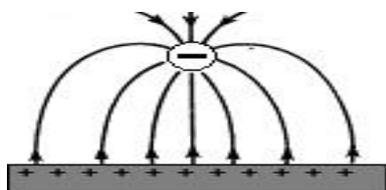


Рис. 3. Силовые линии шара

Силовые линии представлены на (рис. 3):

А распределение зарядов на поверхности задается формулой [2, стр. 46]:

$$\sigma_{ш}(R) = -\frac{q_{ш}}{2\pi} \frac{\lambda_1}{(\lambda_1^2 + R^2)^{3/2}} \quad (3.1.1.2)$$

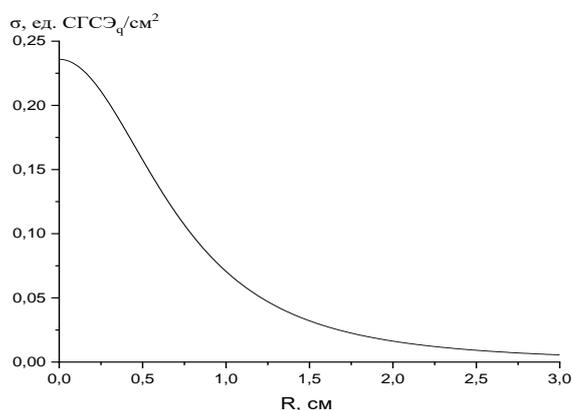


Рис. 4. Распределение заряда на поверхности

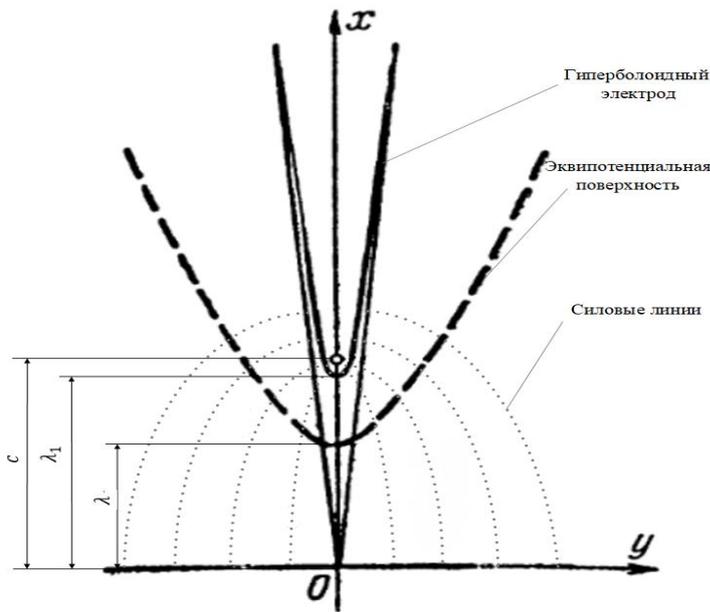
Используя найденную в (3.2.1) величину $q_{ш}$ можем получить график зависимости заряда индуцированного на плоскости от R .

3.1.2 Гиперboloид

Теперь рассмотрим поле, создаваемое всей иглой. Положим, что игла – это гиперboloид, находящийся на расстоянии λ_1 от плоскости. Поле в этом случае задается формулой [3, стр. 29]:

$$E = \frac{2\Delta\varphi}{\ln \frac{c+\lambda_1}{c-\lambda_1} \sqrt{\frac{x^2}{\lambda^4} + \frac{y^2+z^2}{(c^2-\lambda^2)^2}}} \frac{1}{\lambda(c^2-\lambda^2)} \quad (3.1.2.1)$$

Начало системы координат выбрано на плоскости прямо под иглой, ось x –



ось, соединяющая начало координат с осью симметрии гипербола, а оси y и z лежат в плоскости пластины. λ – расстояние от плоскости до эквипотенциальной поверхности, $c = \lambda_1 + r_{и}$. Уравнение эквипотенциальных поверхностей задается формулой:

Рис. 5. Система электродов «гиперболоид-плоскость»

$$\frac{x^2}{\lambda^2} - \frac{y^2+z^2}{c^2-\lambda^2} = 1 \quad (3.1.2.2)$$

При $\lambda = \lambda_1$ (3.1.2.2) является уравнением гиперболоида, на который мы «натягиваем» иглу.

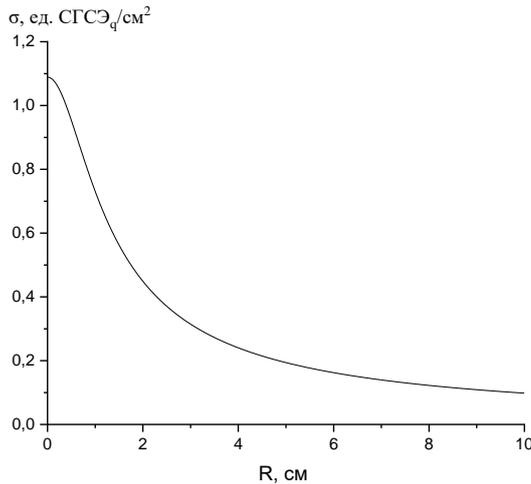
Картина силовых линий в этом случае представлена на (рис. 5).

Используя теорему Гаусса, можем сделать вывод, что поверхностная плотность заряда на игле и на плоскости задается формулой:

$$\sigma = \frac{E}{4\pi} \quad (3.1.2.3)$$

Где E значение поля на гиперболоиде и плоскости соответственно. Нас интересует распределение зарядов на плоскости, то есть случай, когда $\lambda = x = 0$. В этом случае подставляя (3.1.2.1) в (3.1.2.3) и преобразуя, получаем:

$$\sigma = \frac{2\Delta\varphi}{c^2 \cdot \ln \frac{c+\lambda_1}{c-\lambda_1} \sqrt{1+\frac{y^2+z^2}{c^2}}} = \frac{2\Delta\varphi}{c^2 \cdot \ln \frac{c+\lambda_1}{c-\lambda_1} \sqrt{1+\frac{R^2}{c^2}}} \quad (3.1.2.4)$$



В ходе преобразований сделали замену $y^2 + z^2 = R^2$, так как нас интересует зависимость от R . Выражение (3.1.2.4) дает возможность графически пронаблюдать, как меняется поверхностная плотность заряда от R .

Сравнивая (рис. 4) и (рис. 6),

Рис. 6. Распределение зарядов на поверхности можем сделать вывод, что заряд индуцируемый всей иглой в модели гиперboloида на плоскости имеет менее крутой спад плотности, в отличии от острия в модели шарика, причём, если в случаи шарика заряд быстро спадает до нуля, то у гиперboloида поверхностный заряд имеет не нулевое значение на больших расстояниях R , а максимальная плотность заряда индуцируемого гиперboloидом на плоскости, то есть при $R = 0$, превышает в 5 раз максимальную для шарика.

3.2 Заряд иглы

3.2.1 Заряд на острие иглы в модели маленького шарика

Острие иглы представляет собой конус с закруглением. Для оценки заряда создаваемым на его поверхности заменим его шаром с равным объемом. Радиус этого шара будет равен:

$$V_{\text{шар}} = V_{\text{конус}} \rightarrow \frac{4}{3}\pi r_{\text{ш}}^3 = \frac{1}{3}\pi r_{\text{ц}}^2 l_0 \rightarrow r_{\text{ш}} = \sqrt[3]{\frac{r_{\text{ц}}^2 l_0}{4}} = \sqrt[3]{\frac{(0,35 \text{ мм})^2 \cdot 1,7 \text{ мм}}{4}} \approx 0,37 \text{ мм}$$

$$q_{\text{ш}} = \Delta\varphi r_{\text{ш}} (\text{СГСЭ}) \quad (3.2.1.1)$$

$$q_{\text{ш}} = 33 \text{ СВ} \cdot 0,37 \text{ см} \approx 1,2 \text{ ед. СГСЭ}_q \approx 4 \cdot 10^{-10} \text{ Кл}$$

3.2.2 Заряд иглы в модели гиперboloида

Рассматривая случай из (3.1.2), когда игла заменена гиперboloидом, положив, что $\lambda = \lambda_1$ в (3.1.2.1), и подставив в (3.1.2.3), получим плотность заряда на поверхности иглы равна:

$$\sigma = \frac{2\Delta\varphi}{4\pi \cdot \ln \frac{c+\lambda_1}{c-\lambda_1} \sqrt{\frac{x^2}{\lambda_1^4} + \frac{R^2}{(c^2-\lambda_1^2)^2}}} \frac{1}{\lambda_1(c^2-\lambda_1^2)} \quad (3.2.2.1)$$

Разбив гиперboloид на кольца радиуса R получим, что заряд на таком кольце равен:

$$dq_k = \sigma dS = \frac{\Delta\varphi}{\ln \frac{c+\lambda_1}{c-\lambda_1} \sqrt{\frac{x^2}{\lambda_1^4} + \frac{\lambda_1^2-1}{c^2-\lambda_1^2}}} \frac{1}{\lambda_1 \sqrt{(c^2-\lambda_1^2)}} \sqrt{\left(\frac{x^2}{\lambda_1^2} - 1\right)} dx \quad (3.2.2.2)$$

Интеграл по длине иглы от этого выражения будет равен полному заряду иглы в модели гиперboloида. Этот интеграл представить в явном виде нельзя, но можно посчитать численно на интересующем нас промежутке $[\lambda_1; \lambda_1 + l_n]$ (методом трапеций). Прodelать это можно в программе Wolfram Alpha:

$$q_r = \int_{0,9}^{2,9} \frac{33 \sqrt{\frac{x^2}{0,9^2} - 1}}{0,9 \ln \left(\frac{0,905 + 0,9}{0,905 - 0,9} \right) \sqrt{0,905^2 - 0,9^2} \sqrt{\frac{x^2}{0,9^4} + \frac{\frac{x^2}{0,9^2} - 1}{0,905^2 - 0,9^2}}} dx \approx$$

$$\approx 12,3 \text{ ед. СГСЭ}_q \approx 4,1 \cdot 10^{-9} \text{ Кл}$$

Полученный в этом пункте заряд отличается от заряда шарика на порядок, что является закономерным результатом, так как модельный шарик дает оценку заряда с кончика иглы, в то время как гиперboloид весь заряд иглы.

3.3 Среднее поле в системе «игла-плоскость»

Посчитаем среднее поле $\langle E \rangle$ ($\langle E \rangle := E$) считая, что в любой точке пространства оно задано формулой (3.1.2.1), но для простоты будем полагать, что оно зависит только от высоты x , причем на этой высоте оно равно полю в точке $(0,0,x)$. Используя для вычисления снова Wolfram Alpha получаем:

$$E = \frac{1}{\lambda_1} \int_0^{\lambda_1} \frac{2\Delta\varphi}{\ln \frac{c+\lambda_1}{c-\lambda_1} \sqrt{\frac{1}{x^2} + \frac{y^2+z^2}{(c^2-x^2)^2}}} \frac{1}{x(c^2-x^2)} dx = \frac{1}{\lambda_1} \int_0^{\lambda_1} \frac{2\Delta\varphi}{\ln \frac{c+\lambda_1}{c-\lambda_1} (c^2-x^2)} dx =$$

$$= \frac{1}{0,9} \int_0^{0,9} \frac{2 \cdot 33}{\ln \frac{0,905+0,9}{0,905-0,9}} \frac{1}{(0,905^2-x^2)} dx \approx 40 \text{ ед. СГСЭ}_q / \text{см}^2 \approx 1,2 \cdot 10^6 \text{ В/м}$$

Данная оценка позволит упростить последующие вычисления. В реальности же поле неоднородно. Модель этого поля представлена в пункте (3.1.2). Помимо этого, есть еще поле, создаваемое движущимися ионами. Но нас не интересуют точные значения в каждой точке пространства, поэтому данное усреднение вполне уместно.

3.4 Скорость движения ионов в электрическом поле

Ионы, попадающие в зону дрейфа, начинают двигаться по силовым линиям. Сопротивление этому движению оказывают молекулы воздуха. Эта сила сопротивления определяется законом Стокса, но в силу малости ионов вводится поправка [4, стр. 61] C_c . Запишем уравнение движение для одного иона воздуха:

$$m_{\text{ион}} a = eE - \frac{6\pi\mu v_{\text{ион}} r_B}{C_c} \quad (3.4.1)$$

Использовать будем поле, полученное в (3.3). Решение этого уравнения (см. прил.) дает нам зависимость скорости от времени:

$$v(t) = \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \frac{eE\tau}{m_{\text{ион}}} \quad (3.4.2)$$

Где τ – инерционное время релаксации, которое находится по формуле (7.10). За время $t \gg \tau$ скорость выходит на константу ($e \rightarrow 0$) и мало зависит от времени. Найдем это время релаксации и скорость, а также отдельно поправку Каннингема по (7.7):

$$C_c = 1 + \frac{60 \text{ нм}}{0,15 \text{ нм}} \left[1,257 + 0,4 \cdot \exp\left(-\frac{1,1 \cdot 0,15 \text{ нм}}{60 \text{ нм}}\right) \right] \approx 663$$

$$\tau = \frac{2r_B^2 \rho_B C_c}{9\mu} = \frac{2(0,15 \text{ нм})^2 \cdot 1,204 \text{ кг/м}^3 \cdot 663}{9 \cdot 18,6 \cdot 10^{-6} \text{ Па} \cdot \text{с}} \approx 2,15 \cdot 10^{-13} \text{ сек}$$

$$v = \frac{eE}{m_{\text{ион}}} \frac{m_{\text{ион}} C_c}{6\pi\mu r_B} = \frac{eE C_c}{6\pi\mu r_B} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \cdot 1,2 \cdot 10^6 \text{ В/м} \cdot 663}{6\pi \cdot (18,6 \cdot 10^{-6} \text{ Па} \cdot \text{с}) \cdot 0,15 \text{ нм}} \approx 2420 \text{ м/с}$$

Также скорость можем определить, используя экспериментально полученную подвижность [4, стр. 149] $Z = 1,4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ с помощью формулы:

$$v = ZE \quad (3.4.3)$$

Тогда:

$$v = 1,4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с} \cdot 1,2 \cdot 10^6 \text{ В/м} \approx 168 \text{ м/с}$$

Получили разительные отличия между теоретическим и экспериментальным значением скорости. Объяснить это можно следующим образом: ионы воздуха при движении поляризуют нейтральные молекулы, тем самым они «тащат» их за собой, замедляясь при этом. Учесть это можно фиктивно увеличив вязкость. В нашем случае:

$$\mu_{\phi} = 14,4 \mu \quad (3.4.4)$$

3.5 Объемный заряд

Ионы по отдельности несут ничтожно маленький заряд по сравнению с зарядом, индуцируемым на игле, но число этих ионов велико и пренебречь этим зарядом уже нельзя.

Сила тока в зазоре между иглой и плоскостью известна и находится по формуле:

$$I = envS = \frac{q_0}{V} Sv = \frac{q_0}{\lambda_1} v \quad (3.5.1)$$

Здесь мы считали $V = \lambda_1 S$. Таким образом можем найти объемный заряд учитывая найденную в (3.4) скорость:

$$q_0 = \frac{I \lambda_1}{v} = \frac{36,9 \text{ мкА} \cdot 9 \text{ мм}}{168 \text{ м/с}} \approx 1,97 \cdot 10^{-9} \text{ Кл} \approx 5,93 \text{ ед. СГСЭ}_q$$

Полученный заряд лишь в два раза уступает заряду иглы, найденному в (3.2.2), отсюда можем сделать вывод, ионы в зоне дрейфа значительно искажают реальную картину движение по сравнению с модельной, расталкивая друг друга в разные стороны.

3.6 Величина скорости увлекаемых ионным потоком молекул воздуха

В рассматриваемой конфигурации на иглу подается напряжение от генератора, который имеет некоторую мощность. Для оценки будем считать, что вся эта мощность расходуется на кинетическую энергию ионов и молекул воздуха.

По закону Джоуля-Ленца можем записать:

$$A = I\Delta\varphi t = I\Delta\varphi \frac{\lambda_1}{v} \quad (3.6.1)$$

Это тепло, которое выделяет система за время равное пролету одного иона от иглы до плоскости, тогда получаем, что:

$$I\Delta\varphi \frac{\lambda_1}{v} = \frac{m_{\text{ион}}v^2}{2} n_{\text{ион}}V + \frac{m_{\text{в}}v_{\text{ни}}^2}{2} n_{\text{в}}V \quad (3.6.2)$$

Считаем, что $m_{\text{в}} = m_{\text{ион}} = \mu_{\text{в}}/N_{\text{А}}$, $V = \pi r_{\text{к}}^2 \lambda_1$ (рассматриваем только объем, на который падает ток, и считаем его цилиндром). Концентрация ионов определяется по формуле (3.5.1):

$$n = \frac{I}{evS} = \frac{36,9 \text{ мкА}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \cdot 168 \text{ М/с} \cdot \pi \cdot (14 \text{ мм})^2} \approx 2,23 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$$

Таким образом мы можем определить скорость движения молекул воздуха, выражая ее из (3.6.2):

$$v_{\text{ни}} = \sqrt{\frac{I\Delta\varphi \frac{\lambda_1}{v} \frac{2N_{\text{А}}}{\mu_{\text{в}} \pi r_{\text{к}}^2 \lambda_1} - v^2 n_{\text{ион}}}{n_{\text{в}}}} = \sqrt{\frac{36,9 \text{ мкА} \cdot 10^4 \text{ В} \cdot 2 \cdot 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1} - (168 \frac{\text{М}}{\text{с}})^2 \cdot 2,23 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}}{2,7 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}}} \approx$$

$$\approx 2,34 \text{ М/с}$$

Получили, что молекулы тоже двигаются в системе игла-плоскость, создавая тем самым ветер, который при запуске в зазор аэрозолей также может влиять на их движение, увлекая за собой.

4. Экспериментальная часть

4.1 Блок-схема экспериментальной установки

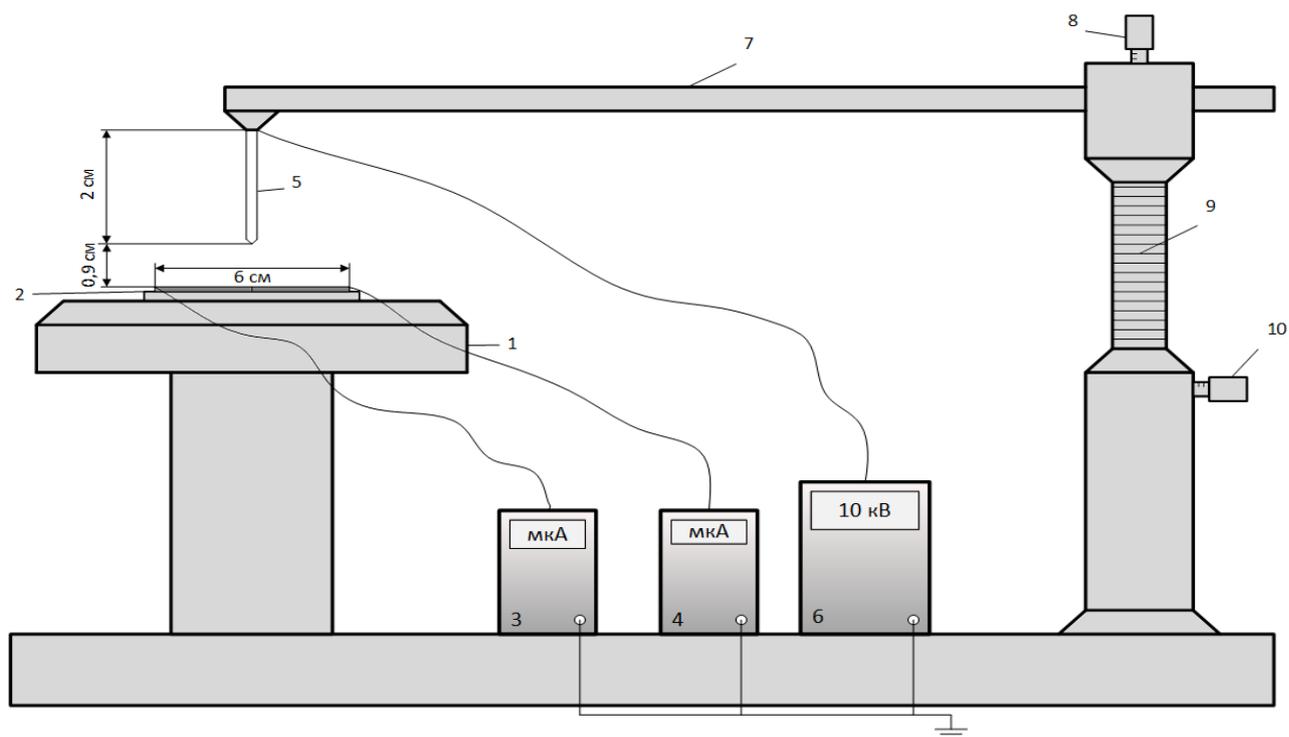


Рис. 7. Схема установки

Экспериментальная установка состоит из зафиксированной подставки (1, рис. 7), на которой расположена также зафиксированная подложка (2, рис. 7), с нанесенной на ней фольгой. Фольга разрезана вдоль на две не контактирующие между собой части, причём ширина разреза составляет 0,2 мм. От левой и правой части опущены два провода, каждый из которых идет к микроамперметру (предел измерения 50 мкА) (3, рис. 7) и (4, рис. 7) соответственно.

На расстоянии λ_1 от разреза расположена закрепленная на Г-образной подставке стальная игла длиной $l_{и}$ (5, рис. 7) с подсоединенным проводом, который отходит к блоку питания (6, рис. 7). С него на иглу подается напряжение равное -10 кВ. Г-образная подставка дает возможность перемещать иглу в горизонтальном и вертикальном направлениях. Перемещение по горизонтали происходит за счёт подвижного горизонтального блока (7, рис. 7), который при повороте винта микроперемещения (8, рис. 7) может перемещаться вправо, влево. На винте нанесена линейка, позволяющая с точностью до 10 мкм

померить сдвиг в ту или другую сторону. Аналогично движение по вертикали обеспечивается вертикальным блоком (9, рис. 7) с таким же винтом (10, рис. 7), который отвечает за перемещение вверх, вниз.

4.2 Описание эксперимента

Эксперимент проводился следующим образом: на закрепленную иглу подавалось напряжение, в следствие чего возникал коронный разряд, за счёт которого молекулы воздуха ионизировались и начинали двигаться под действием поля иглы, создавая электрический ток. Передвигая иглу с интервалом 1 мм по горизонтали, снимали показание амперметров, отражающих силу тока на каждом из электродов. Было проведено два прохода до расстояния r_k в обе стороны. Полученные данные были занесены в программу, написанной специально для этого эксперимента на языке Python.

Программа приведена в (6.2), а алгоритм её работы следующий:

1) Считывает данные, полученные в ходе эксперимента. Считая, что ток симметричен при проходах в разные стороны, находит среднее отношение тока на заданном расстоянии ко всему току на электроде.

2) Ищет функцию плотности тока в виде:

$$j(R) = a + \frac{b}{R^d + c}$$

Перебирая, d и c в диапазоне $[0,05; 4]$ и $[100; 1000]$, а a и b находя из начальных условий: $j(r_k) = 0$, $j(0) = 100$. Первое условие обусловлено тем, что при $R = r_k$ ток будет равен нулю. Условие в точке ноль выбрано произвольно. В дальнейшем рассуждении будет ясно, что это не повлияет на правильность конечного ответа.

3) Так как зависимость тока радиальная, то оборот искомой функции вокруг оси дает фигуру вращения такую, что объем находящийся над некоторой площадью электрода, отвечает силе тока, падающей на эту площадь. Пользуясь этим, программа, перебирая фигуры, для каждой сравнивает отношение объема, над участком на который падает ток, ко всему объему с отношением

экспериментально полученного тока на этом же участке ко всему току и методом наименьших квадратов определяет наиболее близкую к истинной функцию.

4) Умножение, полученного уравнения на константу, не меняет отношение сравниваемых объемов. Общий объем должен быть равен суммарной силе тока с электродов. Таким образом программа считает объем получившейся фигуры и делит его на абсолютное значение тока, тем самым получая нужный коэффициент. Деление ранее найденной функции на него дает искомую зависимость плотности тока от R .

4.3 Результаты эксперимента и их обсуждение

В ходе эксперимента были получены зависимости силы тока на частях

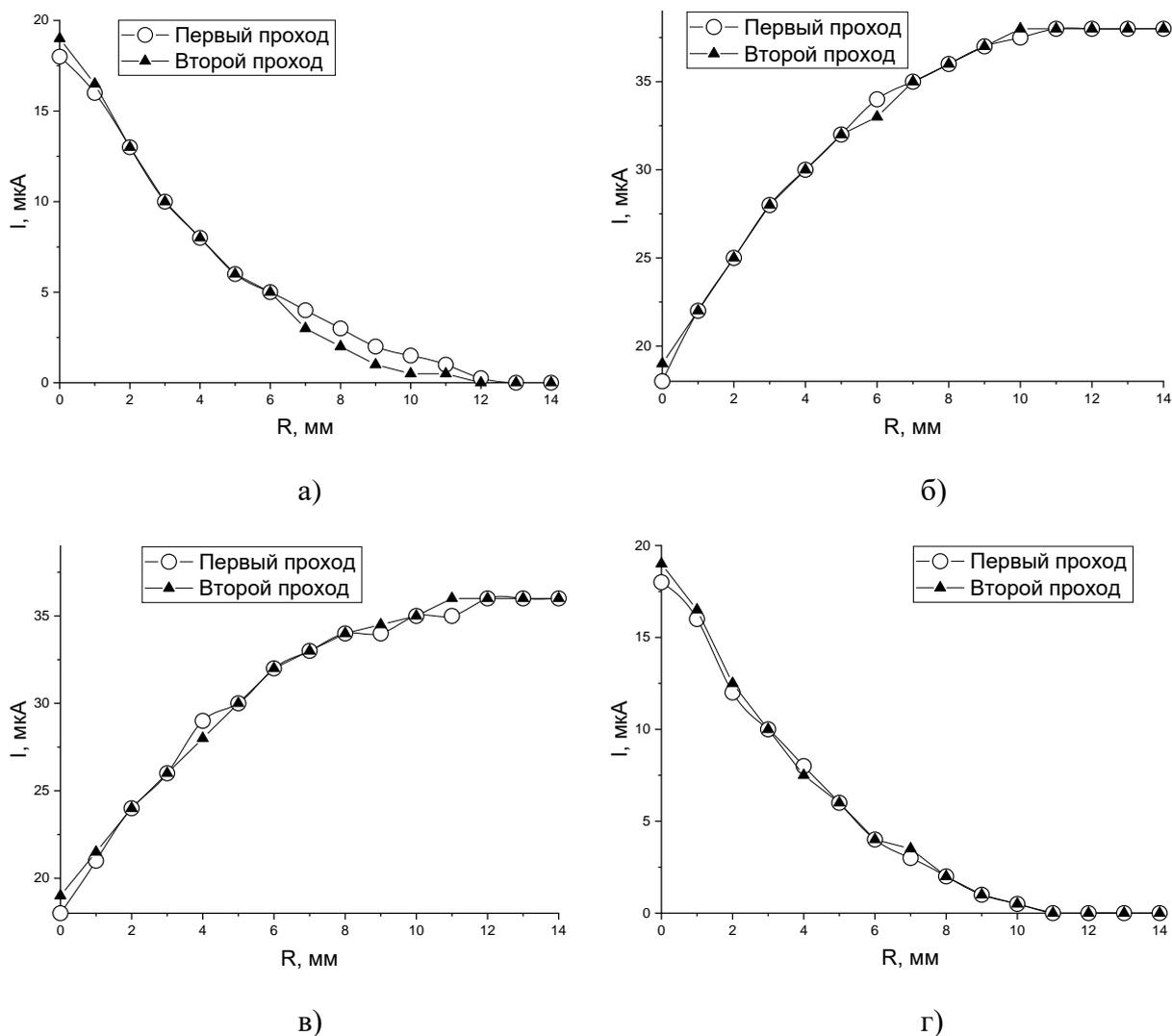


Рис. 8. Зависимость силы тока от сдвига иглы для: (а) левого электрода и (б) правого при проходе в сторону правой, (в) левого и (г) правого при проходе в сторону левой.

электродов от расстояния, на которое переместили иглу вдоль горизонтали. Было совершенно по два прохода в сторону каждой части.

Полученные значения тока были использованы в программе для нахождения зависимости плотности тока от R и уравнение зависимости имеет вид:

$$j(R) = -0.05 + \frac{26.57}{R^{2.3} + 100}$$

Графически это представляется следующим образом:

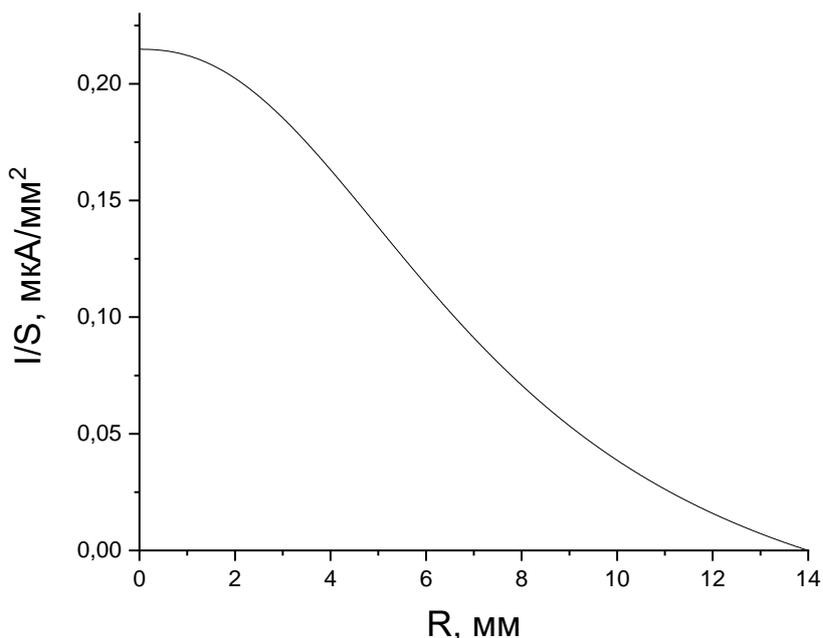


Рис. 9. Зависимость плотности тока на электроде от расстояния R

Проанализировав график, можем заметить следующие вещи: в окрестности нуля ток распределен равномерно. На графике это отражено пологостью при R близком к нулю. Далее наблюдается плавный спад, то есть, не имеется область с резко различающимися приходящими токами. Спад происходит плавно и приходит в ноль при $R = 14$ мм.

Сравним наш график, с полученным экспериментальным [5, стр. 94], но с другими параметрами, а именно: расстояние между иглой и плоскостью – 3,1 см, радиус острья – 95 мкм.

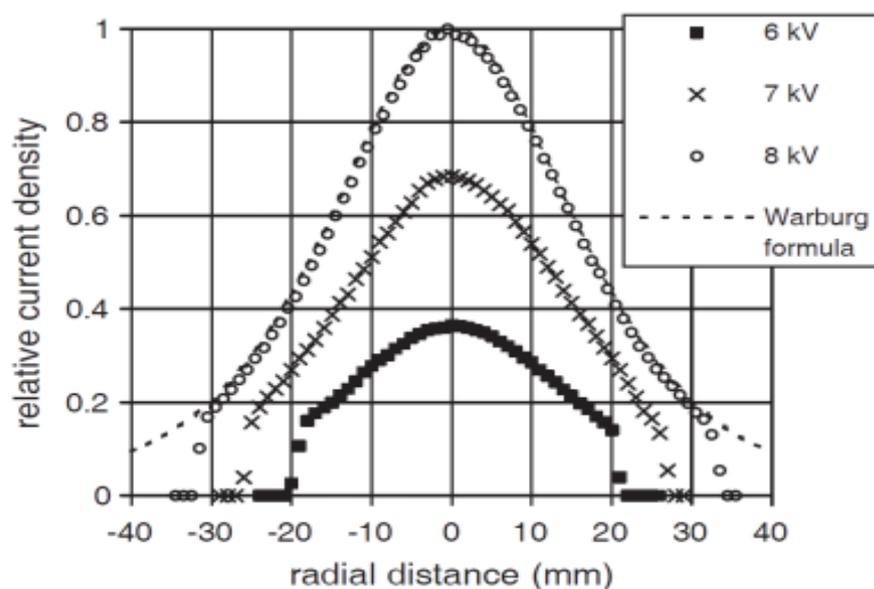


Рис. 10. Зависимость абсолютной плотности тока от R

Видим, что графики имеют схожую форму, что позволяет судить о том, что найденная функция достаточно близко к реальному описывает распределение плотности тока.

Помимо этого, функция плотности тока позволяет найти кривые спадания и роста тока на электродах, то есть, как на (рис. 8). Сравним эти кривые с экспериментальными усредненными:

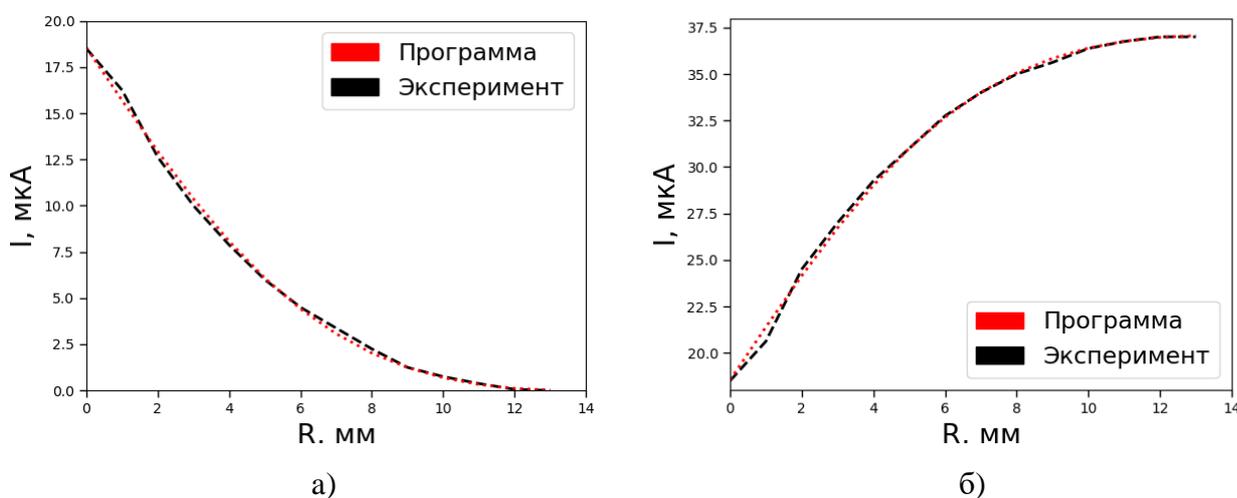


Рис. 11. Зависимость силы тока от R , полученная программой и усредненная экспериментальная при (а) спадании и (б) росте.

Полученная программой зависимость силы тока от расстояния хорошо аппроксимирует экспериментальную кривую, то есть можно говорить о том, что

найденная функция плотности тока действительно отражает реальную картину распределения плотностей.

Нашей теоретической целью было управление аэрозолями в электрическом поле. Построенный график плотности тока отражает число ионов, приходящих в единицу времени на некоторую площадь электрода. Таким образом наиболее эффективное воздействие ионов на аэрозольную частицу будет в области под иглой, так как там наибольший поток ионов. Отсюда можем сделать вывод, что для осаждения потока аэрозолей эффективнее всего было бы расположить много близко лежащих игл рядом.

5. Параметры аэрозольных частицы движущихся в электрическом поле

Будем рассматривать модельную частицы с плотностью и диэлектрической проницаемостью, указанной в пункте 2.

5.1 Максимальное число ионов на аэрозольной частице

Предельный такой заряд аэрозольной частицы, находящейся в однородном поле E , определяется формулой [4, стр. 149]:

$$q_{\text{п}} = \zeta E r^2 \text{ (СГСЭ)} \quad (5.1.1)$$

Где $\zeta = 3 \varepsilon / (\varepsilon + 2)$. Предельный заряд позволяет определить число ионов на частице:

$$N_{\text{п}} = \frac{q_{\text{п}}}{e} \quad (5.1.2)$$

Графически зависимость числа ионов на частицы от ее радиуса выглядит следующим образом:

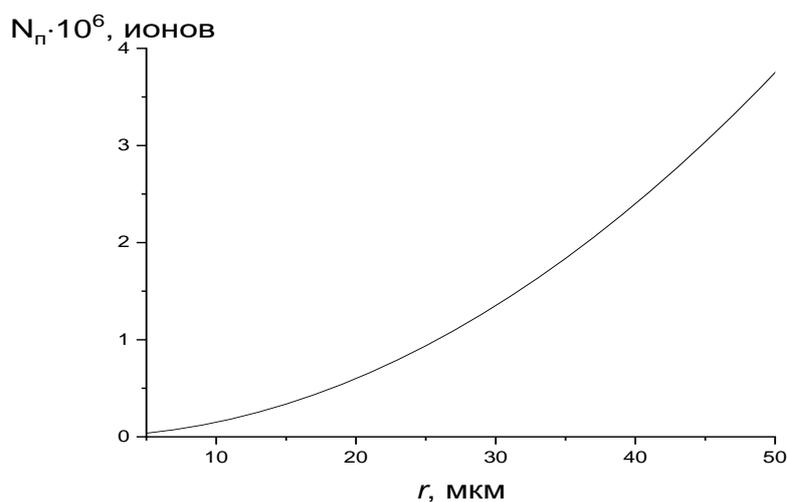


Рис. 12. Зависимость числа ионов на частицы от ее радиуса

Но концентрация ионов имеет порядок 10^9 см^3 . Таким образом, чем меньше радиус аэрозольной частицы, тем большее их число можно зарядить.

5.2 Кинетика зарядки частиц

Зависимость заряда на частице от времени выражается формулой [4, стр. 150]:

$$q(t) = \frac{q_p t}{t+t_0} \quad (5.2.1)$$

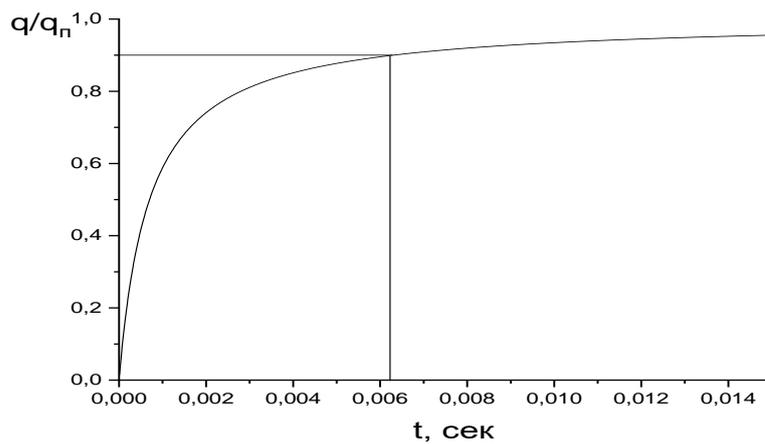
Где t_0 - постоянная времени зарядки аэрозольной частицы [4, стр. 150] равная:

$$t_0 = \frac{1}{\pi e n Z} \quad (5.2.2)$$

n – концентрация ионов, найденная в (3.6). Численное значение t_0 равно:

$$t_0 = \frac{1}{\pi \cdot 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ ед. СГСЭ}_q \cdot 2,23 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3} \cdot 420 \text{ см}^2 / \text{ед. СГСЭ}_q} \approx 7 \cdot 10^{-4} \text{ с}$$

График зависимости отношения заряда к предельному от времени:



Причём из графика видно, что зарядка до $q = 0,9q_{п}$ происходит за $t' \approx 0,0063$ с, а дальнейшая зарядка замедляется.

Рис. 13. Зависимость отношения заряда к предельному от времени

5.3 Движение аэрозольной частицы в электрическом поле

Теперь рассмотрим движение аэрозольной частицы в однородном поле равном выше усредненному полю иглы. Запишем уравнение движение для аэрозольной частицы в этом электрическом поле:

$$ma = qE - F_c \quad (5.3.1)$$

Где F_c – сила сопротивления, находящая по закону Стокса. Решения уравнения (5.3.1) согласно формуле (7.10) имеет вид:

$$v(t) = \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \frac{qE\tau}{m} \quad (5.3.2)$$

Где τ время инерционной релаксации находится по (7.11):

$$\tau = \frac{m}{6\pi\mu r} = \frac{2r^2\rho_a}{9\mu} \quad (5.3.3)$$

График зависимости τ от радиуса аэрозольной частицы:

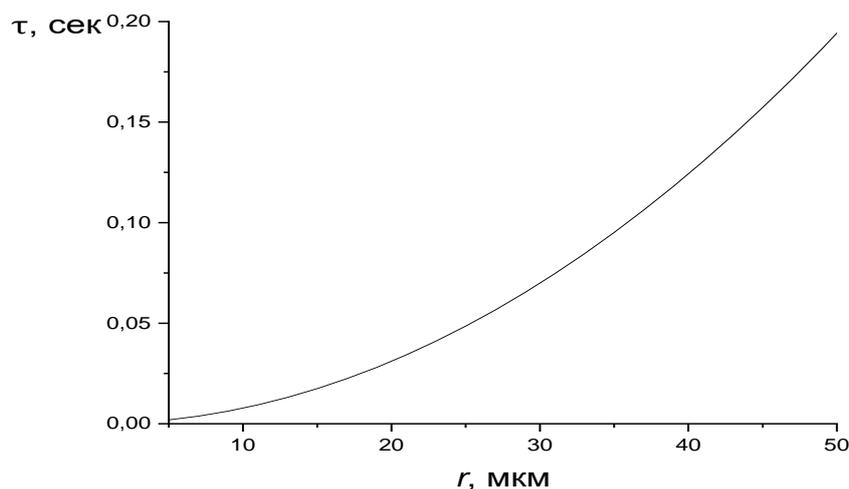


Рис. 14. Зависимость времени инерционной релаксации от радиуса аэрозольной частицы

Из графика видно, что для аэрозольных частиц $\tau > t'$, где t' – время, найденное в (5.2), за которое аэрозольная частица в однородном поле зарядится до $q = 0,9q_{\text{п}}$.

При $t \gg \tau$ $e \rightarrow 0$, то есть будем считать скорость постоянной, а $q = 0,9q_{\text{п}}$, так как дальнейшая зарядка идет медленно. Таким образом скорость равна:

$$v = \frac{0,9q_{\text{п}}E}{6\pi\mu r} = \frac{3\varepsilon}{\varepsilon+2} \frac{0,9E^2 r}{6\pi\mu} \quad (5.3.4)$$

Для сравнения посмотрим, как происходит осадка в гравитационном поле. Уравнение движение аналогичное, только вместо силы электрической на частицу действует сила тяжести, то есть:

$$v_g = g \frac{2r^2 \rho_a}{9\mu} \quad (5.3.5)$$

Нанесем на один график зависимости этих скоростей от радиуса аэрозольной частицы:

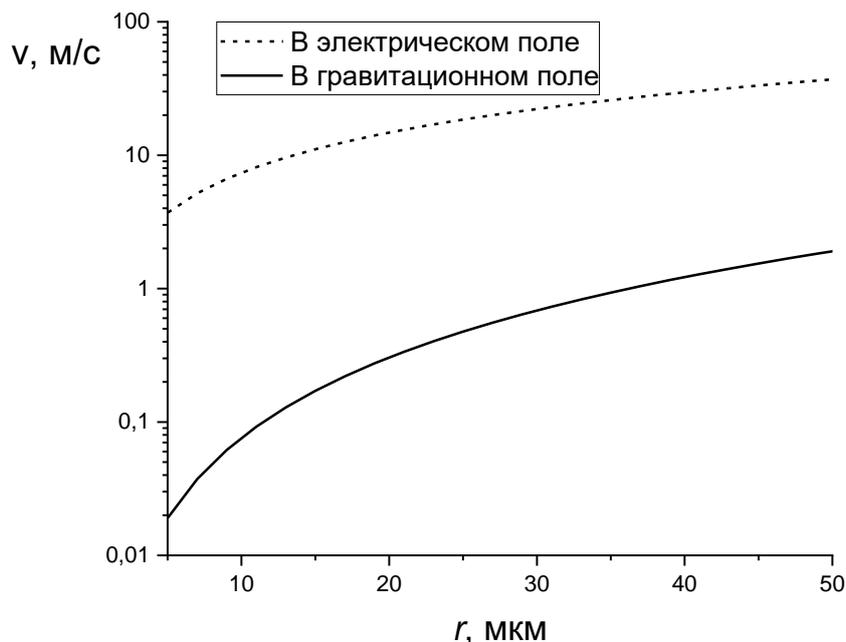


Рис. 15. Зависимость скорости от радиуса аэрозольной частицы

Видим, что скорости в электрическом поле больше чем на порядок превышают скорости в гравитационном при одинаковых радиусах. Получается осадка аэрозолей в электрическом поле происходит намного быстрее, чем в гравитационном, что говорит об эффективности изучаемого метода.

Также отметим, что, исходя из полученных графиков, скорость молекул воздуха, найденная в (3.6) и равная $2,34 \text{ М/с}$, оказывает существенный вклад при малых размерах частиц.

6. Заключение

С помощью модельного представления электрического поля иглы полем гиперблоида в системе «игла-плоскость» получена оценка заряда иглы и распределение индуцируемых на плоскости зарядов. Наибольший заряд на поверхности оказался сконцентрирован в области под иглой. При дальнейшем удалении от оси иглы наблюдался плавный спад.

Оценена скорость движения ионов в смоделированном поле и для учета взаимодействия ионов с молекулами среды введена поправка в величине вязкости.

Найден объемный заряд этих ионов. Он оказался в два раза меньше заряда иглы, в следствие чего были сделаны выводы, что ионы в зоне дрейфа значительно искажают поле. Это искажение выражается в том, что ионы уширяют силовые линии исходного поля, тем самым они отклоняются от траектории движения при отсутствии искажения поля.

Помимо этого, оценена скорость молекул воздуха, увлекаемых ионами. Она получилась на два порядка меньше скорости ионов, но так как концентрация молекул воздуха превышает концентрацию ионов на 10 порядков, было заключено, что при запуске аэрозолей в нашу систему, поток воздуха будет одним из факторов, увлекающих их на плоскость.

Далее был проведен эксперимент с целью нахождения зависимости плотности тока от радиуса окружности, исходящей из точки проекции кончика иглы на плоскость. Полученные данные были обработаны программой, написанной для этого эксперимента. Конечным ее продуктом являлось уравнение описывающее искомую зависимость. На фоне этого были сделаны следующие выводы: плотность тока имеет пологость в маленькой области плоскости прямо под иглой, далее наблюдается плавный спад, который уходит в ноль при расстоянии 14 мм. Это свидетельствует о высокой концентрации ионов около оси иглы.

Были теоретически рассчитаны параметры зарядки и движения аэрозолей.

Число ионов вмещаемых частицей на поверхности увеличивается пропорционально квадрату радиуса. Для больших аэрозолей с радиусом ~ 50 мкм это число $\sim 10^6$. А так как концентрация ионов 10^9 см⁻³, получаем, что можно зарядить до 10^3 аэрозолей в см³.

Кинетика зарядки частицы не зависит от ее размера, и за время равное 0,0063с она заряжается до 90% от предельного.

Скорость для частиц с радиусом от 5 мкм до 50 мкм растет со временем, стремясь к постоянной величине. Зависимость предельных скоростей от размера является линейной функцией радиуса, причем эта скорость больше чем на порядок превосходит скорости в аналогичной конфигурации при действии

гравитационного поля. Также для маленьких частиц оказывается существенно влияние скорости молекул воздуха, увлекаемых ионами.

Подводя итог, выше сказанному, заключаем, что коронный разряд, рассматриваемый в системе «игла-плоскость» является эффективным методом для управления и осаждения аэрозольных частицы.

7. Приложение

7.1 Уравнение движения частиц под действием поля в воздухе

$$ma = F - F_c \quad (7.1)$$

Где F – это сила действующая на частицу (электрическая или гравитационная), F_c – сила сопротивления равная:

$$F_c = C \cdot \pi r^2 \cdot \frac{\rho v^2}{2} \quad (7.2)$$

Это так называемый закон Стокса, а C – коэффициент, зависящий от числа Рейнольдса, который равен:

$$Re = \frac{2vr\rho}{\mu} \quad (7.3)$$

Связь между коэффициентом в законе Стокса и числом Рейнольдса для ламинарного потока ($Re < 1$) имеет вид:

$$C = \frac{24}{Re} = \frac{12\mu_b}{vr\rho} \quad (7.4)$$

Таким образом получаем формулу для силы сопротивления при ламинарном режиме течения:

$$F_c = \frac{12\mu}{vr\rho_b} \cdot \pi r^2 \cdot \frac{\rho_b v^2}{2} = 6\pi\mu r v \quad (7.5)$$

Также закон Стокса преобразуется для частицы малого диаметра:

$$F_c = \frac{6\pi\mu r v}{C_c} \quad (7.6)$$

Где C_c – поправка Каннингема находится по формуле [4, стр. 61]:

$$C_c = 1 + \frac{\lambda}{r} \left[A + Q \exp\left(-\frac{br}{\lambda'}\right) \right] \quad (7.7)$$

Здесь $A = 1,257$, $Q = 0,4$, $b = 1,1$ и λ' – длина свободного пробега.

Уравнение движения имеет решение (7.1) при силах сопротивления (7.5) и (7.6). В этих случаях получается линейное однородное дифференциальное уравнение, которое разрешимо относительно скорости (при допущении, что $v(0) = 0$):

$$v(t) = \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \frac{F\tau}{m} \quad (7.8)$$

Где τ – время инерционной релаксации:

$$\tau = \frac{m}{6\pi\mu r} = \frac{2r^2\rho}{9\mu} \quad (7.9)$$

$$\tau = \frac{mC_c}{6\pi\mu_B r} = \frac{2r^2\rho C_c}{9\mu} \quad (7.10)$$

Без учета и с учетом поправки Каннигема соответственно.

7.2 Программа для нахождения плотности тока, написанная на языке Python

```
import numpy as np
from scipy import integrate
import math as m

e1d = np.loadtxt('эк1_пад.txt')
e1u = np.loadtxt('эк1_рас.txt')
e2d = np.loadtxt('эк2_пад.txt')
e2u = np.loadtxt('эк2_рас.txt')
e3d = np.loadtxt('эк3_пад.txt')
e3u = np.loadtxt('эк3_рас.txt')
e4d = np.loadtxt('эк4_пад.txt')
e4u = np.loadtxt('эк4_рас.txt')
r = np.loadtxt('расстояние.txt')

CO = len(r)

tok3=[]
for n in range (0, CO):
    tok3.append((e1d[n]/(e1d[n]+e1u[n]) + e2d[n]/(e2d[n]+e2u[n]) + e3d[n]/(e3d[n]+e3u[n])
+ e4d[n]/(e4d[n]+e4u[n]))/4)

def system(c, d):
    b=100/((1/c)-(1/((14**d)+c)))
    a=-100*c/14**d
    return a, b

def volume(R, a, b, c, d):
    I1=a+b/(R**d+c)
    S = lambda y: (((-c+b/(y-a))**(1/d))**2)*(m.acos(R/(((-c+b/(y-a))**(1/d)))))-
m.sin(m.acos(R/((-c+b/(y-a))**(1/d))))*(-c+b/(y-a))**(1/d))*R
    V2, pog = integrate.quad(S, 0, I1)
    return V2

#Пусть функция имеет вид y=a+b/(x^d+c)
c=100
```

```

d=0.05
square=[]

while(d<=4):
    c=100
    while(c<=1000):
        a, b = system(c, d)
        x = lambda y: ((-c+b/(y-a)) ** (2/d))
        V, pog = integrate.quad(x, 0, 100)
        V1 = m.pi * V
        V2V1 = []
        for n in range (0, C0-1):
            V2V1.append((abs(volume(r[n],a,b,c,d)/V1-tok3[n]))**2)
        square.append(sum(V2V1)**(1/2))
        c+=100
    d+=0.05

true=min(square)

for n in range (0, len(square)):
    if(square[n]-true==0):
        d= ((n)//10)*0.05+0.05
        c=(n%10)*100+100
        a, b = system(c, d)

x = lambda y: ((-c + b / (y - a)) ** (2 / d))
V, pog = integrate.quad(x, 0, 100)
V1 = m.pi * V

tok4=[]
for n in range (0, C0):
    tok4.append(((e1d[n]+e1u[n]) + (e2d[n]+e2u[n]) + (e3d[n]+e3u[n]) + (e4d[n]+e4u[n]))/4)

kof=V1*C0/sum(tok4)
a1=a/kof
b1=b/kof
print('y =',a1,'+',b1,'/ ( x ^',d,'+',c,')')

```

8. Список литературы

1. Ю.К. Стишков, А.В. Самусенко, И.А. Ашихмин. Коронный разряд и электрогазодинамические течения в воздухе //Журнал «Успехи физических наук», 2018. 1331–1345 стр.
2. В. И. Яковлев. «Классическая электродинамика. Часть 1. Электричество и магнетизм». Москва–Ижевск, 2016. 348 стр.
3. И. П. Верещагин, В. И. Левитов, Г. З. Мирзабекян, М. М. Пашин. «Основы электрогазодинамики дисперсных систем». «Энергия» Москва, 1974. 478 стр.
4. П. Райст. «Аэрозоли. Введение в теорию». Перевод с английского под редакцией д-ра хим. наук Б. Ф. Садовского. Москва «Мир», 1987. 277 стр.

5. K. Adamiak, P. Atten Simulation of corona discharge in point–plane configuration
//Journal of Electrostatics 61, 2004. p. 85–98.