

Московский физико-технический институт
(государственный университет)

Лабораторная работа по общему курсу физики
Электричество и магнетизм

Изучение плазмы газового разряда в неоне.

Таранов Александр
Группа Б01-206

Содержание

1	Теоретическое введение.	1
1.1	Идеальная и не идеальная плазмы	2
1.2	Плавающий потенциал	3
2	Экспериментальная установка.	5
3	Ход работы	5
3.1	Вольт-амперная характеристика разряда	5
3.2	Зондовые характеристики	5
4	Вывод	8

Цель работы: изучение вольт-амперной характеристики тлеющего разряда; изучение свойств плазмы методом зондовых характеристик.

В работе используются: стеклянная газоразрядная трубка, наполненная неон; высоковольтный источник питания; источник питания постоянного тока; делитель напряжения; потенциометр; амперметры; вольтметры; переключатели.

1. Теоретическое введение.

Рассмотрим условие квазинейтральности с точки зрения средних плотностей заряда. Пусть концентрация ионов равна n_i , концентрация электронов – n_e , и каждый ион отдаёт в плазму Z электронов. Тогда условие квазинейтральности запишется в виде:

$$-en_e + (Ze)n_i = 0,$$

$e > 0$ – элементарный заряд. Далее для простоты изложения будем рассматривать случай однократно ионизованной плазмы $Z = 1$.

Нарушение квазинейтральности плазмы в квазиодномерном случае

На микроуровне квазинейтральность плазмы может нарушаться из-за тепловых флуктуаций. Отклонение от квазинейтральности может происходить только на малых расстояниях и в течение малых промежутках времени. Оценим характерные расстояния, на которых может происходить разделение зарядов.

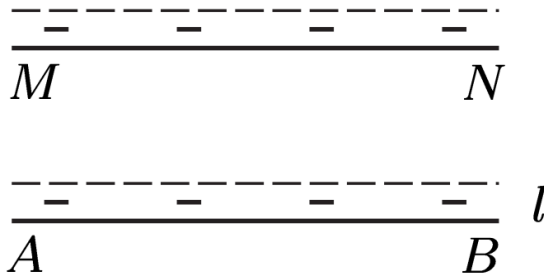


Рис. 1: Плазменные колебания.

Пусть в некотором слое толщиной l произошло разделение зарядов. В состоянии равновесия $n_i = n_e \equiv n$. В результате разделения зарядов на боковых плоскостях возникнут нескомпенсированные заряды с плотностью

$$\sigma = \frac{neV}{S} = nel$$

Выделенный слой можно рассматривать как плоский конденсатор. Напряженность электрического поля в плазме будет

$$E = 4\pi\sigma = 4\pi nel$$

. Объёмная плотность энергии такого поля равна

$$\omega_E = \frac{E^2}{8\pi}$$

. Так как электрическое поле было создано разделенными в результате тепловой флуктуации зарядами, то, согласно закону сохранения энергии, кинетическая энергия теплового движения преобразовалась в энергию электрического поля:

$$w_E = w_T$$

По теореме о равномерном распределении кинетической энергии по степеням свободы, так как случай одномерный, то

$$w_T = w_T^e + w_T^i = n \frac{kT}{2} + n \frac{kT}{2} = nkT$$

Тогда напряженность поля

$$E = \sqrt{8nkT}$$

и толщина слоя

$$l = \sqrt{\frac{kT}{2\pi ne^2}}$$

Величину $r_D = \frac{l}{2} = \sqrt{\frac{kT}{8\pi ne^2}}$ называют *дебаевским радиусом* или *дебаевской длиной*.

Оценим характерное время, в течение которого может происходить разделение зарядов. Рассмотрим смещение l зарядов в слое плазмы (рис. 1). На электроны действует электрическое поле:

$$E = 4\pi nel$$

Запишем уравнение движения электронов:

$$m\ddot{l} = -4\pi ne^2 l$$

Это уравнение, решением которого является гармонический осциллятор с частотой $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi ne^2}{m}}$, называемой *ленгмюровской* или *плазменной*.

Таким образом, ленгмюровская частота ω_p определяет время отклика плазмы на флуктуацию заряда, а дебаевский радиус определяет характерные размеры флуктуаций. То есть ленгмюровская частота и дебаевский радиус характеризуют временной и пространственный масштаб плазменных явлений.

Теперь можно дать количественное описание коллективного характера взаимодействия плазмы. Плазмой можно считать газ, дебаевский радиус которого много меньше характерного размера области d , занимаемой газом:

$$r_D = \sqrt{\frac{kT}{8\pi ne^2}} \ll d$$

Если характерный размер области меньше дебаевского радиуса, то тепловые флуктуации будут оказывать более значительное влияние, чем электромагнитные взаимодействия. Тогда можно будет рассматривать только взаимодействия частиц во время столкновений, а дальнodelствующими силами пренебречь.

1.1. Идеальная и не идеальная плазмы

Рассмотрим *дебаевскую сферу* – область в плазме, ограниченную сферой радиуса r_D . Концентрация частиц в сфере

$$N = \frac{4}{3}\pi r_D^3 n$$

В веществе объемом V и концентрацией частиц n находится $N = nV$ частиц, тогда каждая частица в среднем занимает объем $V_0 = \frac{V}{N} = \frac{1}{n} \sim d^3$, поэтому среднее расстояние между частицами $d \sim n^{-1/3}$. Тогда

$$N \sim \left(\frac{r_d}{d}\right)^3$$

Рассмотрим два предельных случая.

1. $N \gg 1$. То есть в дебаевской сфере находится очень много частиц. Так как экранирование на расстояниях порядка дебаевского радиуса r_D невелико, то заряженные частицы будут проявлять коллективные эффекты, связанные с электромагнитным взаимодействием. Заметим, что хотя количество частиц в сфере велико, плазма является *разреженной* из-за большого дебаевского радиуса:

$$r_D \sim \sqrt{\frac{kT}{8\pi n e^2}} \gg n^{-1/3} \Rightarrow n \ll \left(\frac{kT}{e^2}\right)^3$$

Покажем, что потенциальная энергия взаимодействия частиц мала по сравнению с их кинетической энергией. Условие разреженной плазмы можно переписать в виде:

$$w_E \sim \frac{e^2}{d} \ll w_T \sim kT$$

Плазму называют *идеальной*, если потенциальная энергия взаимодействия частиц мала по сравнению с кинетической энергией. В данном случае плазму с хорошей точностью можно рассматривать как идеальный газ.

2. $N \ll 1$. Из-за малого дебаевского радиуса, плотность плазмы велика:

$$n \gg \left(\frac{kT}{e^2}\right)^3$$

Такую плазму называют *плотной*, и её нельзя рассматривать как идеальный газ.

1.2. Плавающий потенциал

Для исследования свойств плазмы используется зондовый метод. Зонд, представляющий собой небольшой проводник, помещается в плазму и измеряет электрический потенциал. Измерив вольт-амперную характеристику зонда, можно определить температуру плазмы, её дебаевский радиус и ленгмюровскую частоту.

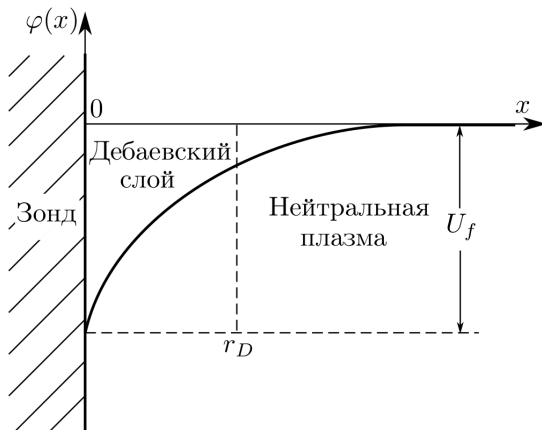


Рис. 2: Плавающий потенциал.

При внесении проводника в плазму он подвергается бомбардировке заряженными частицами, преимущественно электронами. Будем считать плазму идеальной. Тогда поток электронов на единичную поверхность равен:

$$j = \frac{1}{4} n \bar{v}$$

где $\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$ — средняя тепловая скорость движения частиц. Так как скорость электронов больше скорости ионов, то проводник зарядится отрицательно и приобретет отрицательный потенциал $-U_f$, называемый *плавающим*

потенциалом.

В начальный момент времени потенциал зонда равен 0, тогда электронный и ионный токи, которые называют *тепловыми* равны:

$$I_{e0} = -\frac{n\bar{v}_e}{4} eS, \quad I_{i0} = \frac{n\bar{v}_i}{4} eS$$

Когда потенциал зонда станет равен $-U_f$, то электроны будут замедляться зондовым полем, ионы ускорятся. Так как масса ионов большая, то потенциальный барьер зонда практически не повлияет на ионный ток:

$$I_i \approx I_{i0}$$

Электронный ток уменьшится, так как только электроны обладающие достаточной кинетической энергией способны преодолеть потенциальный барьер. Так как распределение электронов по энергии определяется распределением Больцмана, то электронный ток равен

$$I_e = I_{e0} \exp\left(-\frac{eU_f}{kT_e}\right)$$

В состоянии равновесия электронный и ионный токи равны $I_e = I_i$. Тогда

$$U_f = -\frac{kT}{e} \ln \frac{\bar{v}_i}{\bar{v}_e} = \frac{1}{2} \frac{kT}{e} \ln \frac{T_e m_i}{T_i m_e}$$

Измерение с помощью двойного зонда

Двойным зондом называется система, состоящая из двух зондов, расположенным на небольшом расстоянии друг от друга. Между зондами создаётся разность потенциалов U , которая по величине много меньше плавающего потенциала. При этом оба зонда имеют близкий к плавающему потенциалу потенциал.

$$U_1 = U_f + \Delta U_1$$

$$U_2 = U_f + \Delta U_2$$

Где U_1 – потенциал первого зонда, U_2 – потенциал второго зонда, $\Delta U_1, \Delta U_2 \ll U_f$.

$$U = \Delta U_2 - \Delta U_1$$

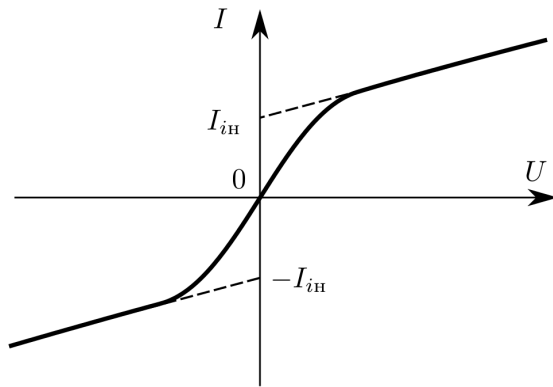


Рис. 3: Плавающий потенциал.

Вольт-амперная характеристика зонда представлена на рисунке 3. *Током насыщения* называется ток, которому соответствует точка пересечения наклонной асимптоты и оси ординат. На левой ветви в пределе $U \rightarrow -\infty$ электронный ток прекращается $I_e \rightarrow 0$, на правой ветви $U \rightarrow \infty$ прекращается ионный ток из-за потенциального барьера. Электронный ток насыщения можно оценить по формуле

$$I_e \approx I_{e0} \approx \frac{1}{4} n_e S \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}}$$

Для ионного тока такая оценка слишком груба, поэтому применяется полуэмпирическая формула Д. Бома:

$$I_i \approx 0,4 n_i e S \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}}$$

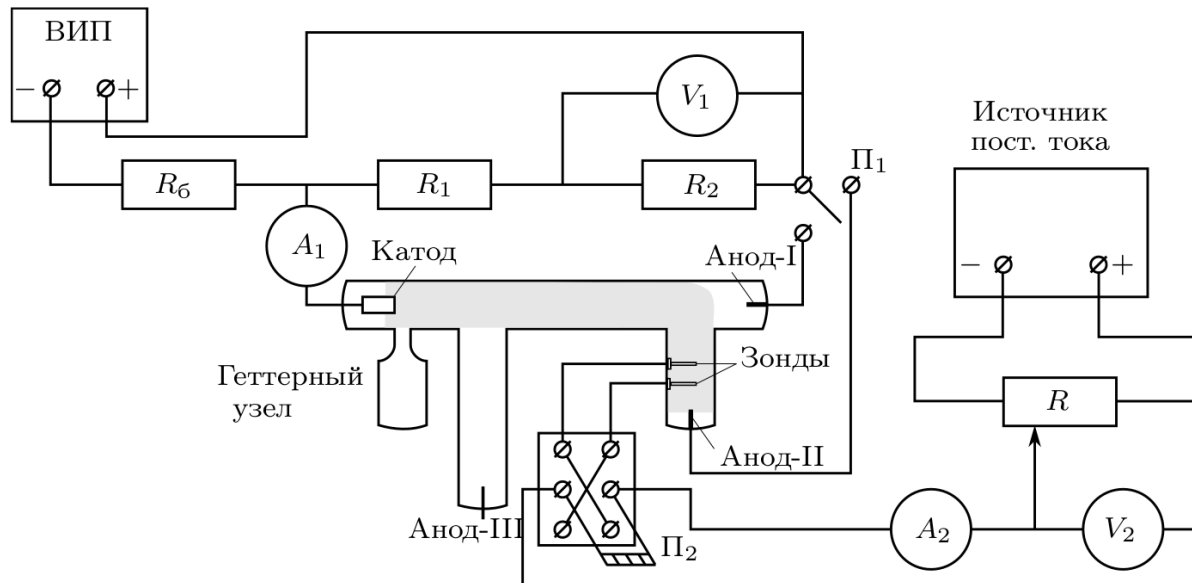
Приближенная зависимость, описывающая вольт-амперную характеристику двойного зонда:

$$I = I_i \operatorname{th}\left(\frac{eU}{2kT_e}\right)$$

Данная зависимость не учитывает наклонные асимптоты графика и с достаточной точностью применима при $|U| < |U_f|$.

2. Экспериментальная установка.

Схема экспериментальной установки изображена на рисунке:



Установка состоит из стеклянной газоразрядной трубки, в которой находится катод и три анода. В данной работе анод 3 не используется. Трубка наполнена изотопом неона ^{22}Ne при давлении 2 мм рт.ст. Катод и один из анодов с подключаются к высоковольтному источнику питания (ВИЧ) через балластный резистор $R_{\approx 450}$. Анод 1 и 2 можно подключать к ВИЧ через переключатель Π_1 . Миллиамперметр A_1 измеряет ток между анодом и катодом, а цифровой вольтметр V_1 измеряет напряжение в газоразрядной трубке. Вольтметр V_1 подключен через делитель напряжения с коэффициентом $K = 10$.

Во второй части работы исследуются характеристики плазмы с помощью двух зондов. Зонды изготовлены из молибденовой проволоки диаметром $d = 0,2$, длиной $l = 5,2$. С помощью источника постоянного тока на зонды подается ток, который измеряется миллиамперметром A_2 . Напряжение на зондах измеряется вольтметром V_2 . Для регулировки напряжения используется реостат R .

3. Ход работы

3.1. Вольт-амперная характеристика разряда

Определим напряжение зажигания разряда. Для этого будем плавно поднимать напряжение ВИП. В момент зажигания разряда $U_{\text{зж}} = 2140$ В.

Проведем измерения ВАХ газоразрядной трубки с помощью амперметра A_1 и вольтметра V_1 . Построим график $U_p(I_p)$ fig:urip.

Определим также максимальное дифференциальное сопротивление разряда $R_{\text{дифф}}$.

$$R_{\text{дифф}} = \frac{dU}{dI} = -44.8 \text{ кОм.}$$

3.2. Зондовые характеристики

Проведем измерения зондовых характеристик разряда при различных разрядных токах I_p . Измерения будем проводить при обоих полярностях зондов.

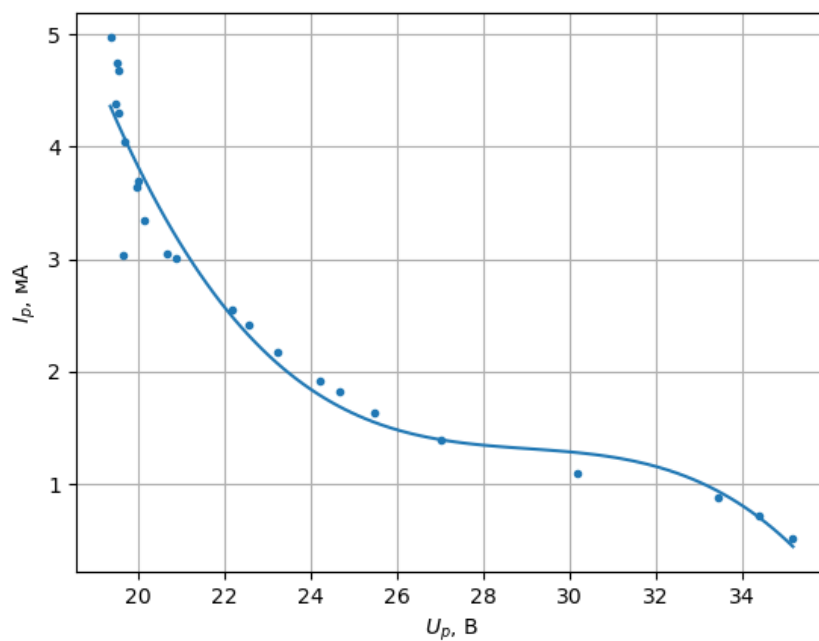


Рис. 4: ВАХ разрядной трубки

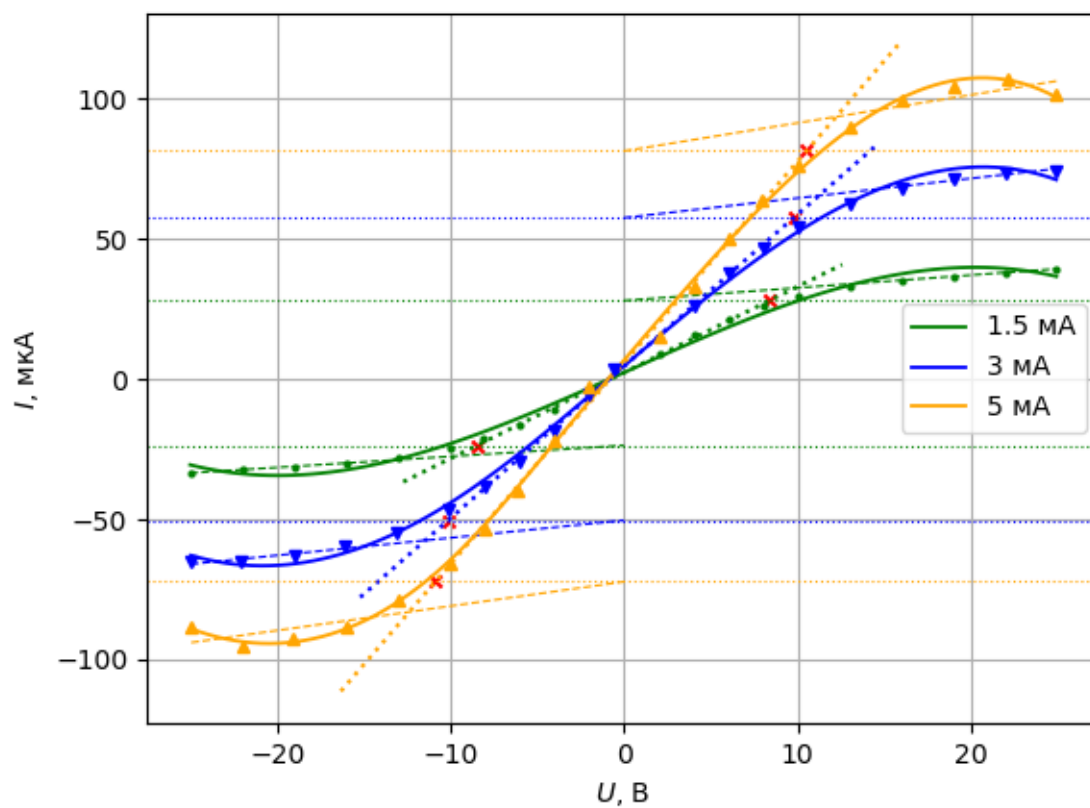


Рис. 5: Зондовые характеристики

Вычислим значение температуры электронов T_e .

$$kT_e = \frac{1}{2} \frac{eI_n}{\frac{dI}{dU}} \Rightarrow kT_e = \Delta U/2 \quad [\text{СИ}]$$

где ΔU – абсциссы точек, помеченных "крестиками".

Воспользуемся формулой Бома чтобы определить концентрацию электронов n_e . Будем считать, что $n_e = n_i$ – концентрации ионов.

$$I_n = 0.4n_e e S \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}} \Rightarrow n_e = \frac{I_n}{0.4eS} \sqrt{\frac{m_i}{2kT_e}} \quad [\text{СИ}],$$

где $S = \pi dl = 3.26 \text{ мм}^2$ – площадь зонда, $m_i = 22 \cdot 1.66 \cdot 10^{-27}$ – масса иона неона.

Также рассчитаем плазменную (ленгмюровскую) частоту ω_p :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}} \quad [\text{СГС}],$$

где m_e – масса электрона.

Определим характерные длины плазмы – поляризационную r_{De} и дебаевский радиус экранирования r_D .

$$r_{De} = \sqrt{\frac{kT_e}{8\pi n_e e^2}} \quad r_D = \sqrt{\frac{kT_i}{8\pi n_e e^2}} \quad [\text{СГС}],$$

где $T_i \approx 300 \text{ К}$ – температура ионов.

Оценим среднее число ионов в характерном объеме плазмы – дебаевской сфере.

$$N_d = \frac{4}{3} \pi r_d^3 n_i.$$

Давление в трубке оценивается значением $P \approx 2$ торр. Тогда можно оценить степень ионизации плазмы $\alpha = n_i/n$, где n – концентрация частиц в трубке. Концентрацию n определим из следующего соотношения:

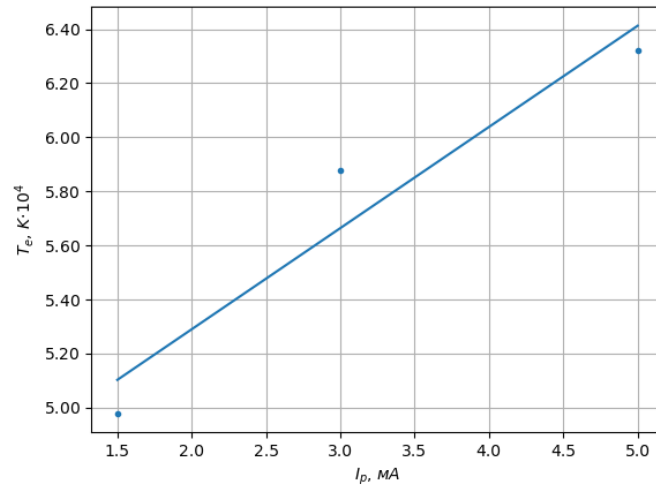
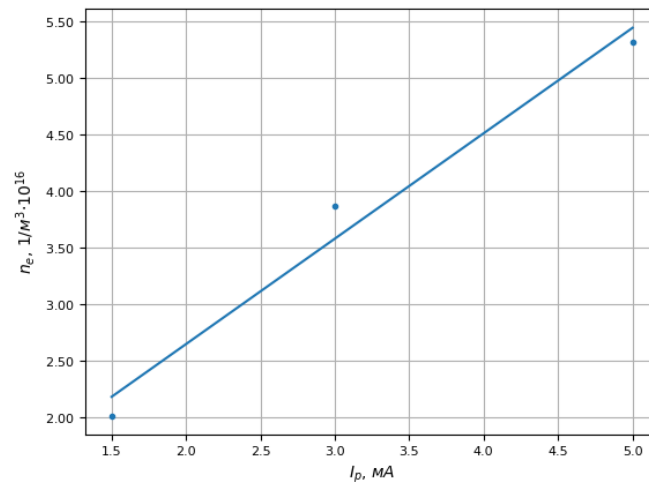
$$P = nkT_i.$$

Полученные результаты сведены в таблицу

I_p , мА	kT_e , эВ	$n_e \cdot 10^9$, 1/см ³	$\omega_p \cdot 10^9$, рад/с	r_{De} , мкм	r_D , мкм	N_d	$\alpha \cdot 10^{-6}$
1.5	4.2	20.1	7.9	76.76	5.96	17.8	0.317
3.0	5.0	38.7	11.0	60.17	4.30	12.9	0.609
5.0	5.4	53.1	12.9	53.23	3.67	11.0	0.836

Таблица 1: Характеристики плазмы

Построим графики зависимостей температуры электронов $T_e(I_p)$ и концентрации электронов $n_e(I_p)$, где I_p – разрядный ток.

Рис. 6: График зависимости T_e от тока в разрядеРис. 7: График зависимости n_e от тока в разряде

4. Вывод

В работе была получена вольт-амперная характеристика тлеющего газового разряда. Определено максимальное дифференциальное сопротивление разряда

$$R = (-2688 \pm 14) \text{ Ом}$$

Были определены основные характеристики плазмы при разных разрядных токах:

I_p , мА	kT_e , эВ	$n_e \cdot 10^9$, 1/см ³	$\omega_p \cdot 10^9$, рад/с	r_{De} , мкм	r_D , мкм	N_d	$\alpha \cdot 10^{-6}$
1.5	4.2	20.1	7.9	76.76	5.96	17.8	0.317
3.0	5.0	38.7	11.0	60.17	4.30	12.9	0.609
5.0	5.4	53.1	12.9	53.23	3.67	11.0	0.836

Так как $N_d \gg 1$, то плазма является разреженной, и такую плазму можно считать идеальной. Так как степень ионизации порядка 10^{-6} , то плазму можно считать слабо ионизованной.