

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗОНДА

Хрипливый Данила, Золкин Алексей, Б06-806

Февраль 2021

# 1 Теория

## 1.1 Физика плазмы

### 1.1.1 Введение

В данной работе объектом исследования является низкотемпературная (температура порядка нескольких электронвольт) неравновесная (температура электронов может отличаться от температуры ионов и нейтралов) плазма ВЧ-разряда (плазма генерируется при приложении высокочастотного мегагерцового электрического поля к промежутку, заполненному разреженным газом с давлением меньше торра).

Главная особенность коллектива заряженных частиц, составляющих плазму, состоит в появлении нового типа взаимодействия частиц этой среды – через дальнodelствующие электрические и магнитные поля. Вследствие дальнodelствующего характера кулоновских сил каждая заряженная частица в плазме одновременно взаимодействует с множеством других заряженных частиц. Именно благодаря дальнему действию электрических и магнитных сил газ заряженных частиц приобретает новые свойства, образуя нечто целое с электромагнитным полем. Это коллективное (самосогласованное) поле, с одной стороны, создается заряженными частицами, а с другой – существенным образом влияет на их движение.

При возникновении в плазме градиентов плотности частицы будут диффундировать из областей с большей плотностью в области с меньшей плотностью. Хотя задачи диффузии в незамагниченной плазме в чем-то похожи на задачи диффузии в обычных жидкостях, существует и фундаментальное различие. Из-за своей меньшей массы электроны стремятся диффундировать быстрее ионов, и в результате разделения зарядов возникает самосогласованное электрическое поле. Это поле способствует диффузии ионов и уменьшает скорость диффузии электронов, так что итоговая диффузия электронов и ионов происходит примерно с одинаковой скоростью. Этот процесс называют амбиполярной диффузией. Если к плазме приложено внешнее магнитное поле, то диффузия заряженных частиц поперек силовых линий магнитного поля уменьшается. Этот факт лежит в основе использования магнитных полей для удержания плазмы в лабораторных условиях.

### 1.1.2 Дебаевское экранирование

Рассмотрим плазму, в единице объема которой находится  $n_e$  электронов (каждый с зарядом  $-e$ ) и примерно столько же однозарядных ионов  $n_i$  (с зарядом  $+e$ ). Если вследствие теплового движения частиц в области с размером  $l$  произойдет разделение зарядов, т.е. самопроизвольно возникнет разность плотности электронов и ионов  $\delta n = n_e - n_i$ , это приведет к тому, что в данной области появится заряд с плотностью  $\rho_e = en_i - en_e = -e\delta n$ . Потенциал  $\phi$  электрического поля этого заряда можно определить, решая уравнение Пуассона:

$$\nabla^2 \varphi = -4\pi\rho_e = 4\pi e\delta n \quad (1)$$

Для грубой оценки можно принять  $\nabla^2 \varphi = \delta\varphi/l^2$ , здесь  $\delta\varphi$  – перепад потенциала на масштабе  $l$ . Из уравнения (1) можно найти, что по порядку величины

$$\delta\varphi \approx 4\pi e\delta n l^2 \quad (2)$$

Абсолютная величина  $e\delta\varphi$  не может существенно превышать среднюю кинетическую энергию частиц  $K$ , в противном случае возникший потенциал воспрепятствует разделению зарядов. Кинетическую энергию можно записать следующим образом:  $K \approx kT$  (здесь  $k =$

$1.38 \times 10^{16}$  эрг/град – постоянная Больцмана), следовательно,  $e\delta\varphi \leq kT$ , учитывая (2), получим

$$\frac{\delta n}{n} \leq \frac{kT}{4\pi n e^2 l^2} \quad (3)$$

Введем обозначение – дебаевскую длину

$$\lambda = \sqrt{\frac{kT}{4\pi n e^2}} \quad (4)$$

имеющее размерность длины, тогда можно утверждать, что выделенный элемент объема будет квазинейтральным, если его размер  $l$  велик по сравнению с  $\lambda_D$ , так как

$$\frac{\delta n}{n} \leq \frac{\lambda_D^2}{l^2} \quad (5)$$

Выделенный элемент объема будет квазинейтральным, если его размер  $l$  велик по сравнению с  $\lambda_D$ . Ионизованный газ квазинейтрален и, следовательно, является плазмой, если выполняется условие

$$L \gg \lambda_D \quad (6)$$

Величина флуктуаций числа частиц  $\delta N$  в объеме с линейными размерами  $L$  ограничена неравенством

$$\frac{\delta N}{N} \leq \frac{\lambda_D^2}{L^2} \quad (7)$$

существенно более жестким, чем условие (5), которое ограничивает величину флуктуации плотности в малых объемах с размером  $l \ll L$ . На поверхности электродов возникает дебаевский слой, величина которого обычно пропорциональна температуре плазмы. Дебаевские слои экранируют электрическое поле электродов, препятствуя его проникновению вглубь плазмы. Если электроды не изолированы от плазмы и находятся под большим потенциалом  $U \gg kT/e$ , вблизи поверхности электродов возникает ленгмюровский слой, в котором также нарушается условие квазинейтральности

### 1.1.3 Ленгмюровские колебания

Дебаевская длина характеризует пространственный масштаб, на котором происходит разделение зарядов. Характерное время существования флуктуаций плотности в объеме размером  $\delta_D$  можно оценить как  $\lambda_D/\nu_e$  (здесь  $\nu_e \approx \sqrt{\frac{kT}{m_e}}$  – тепловая скорость электронов:

$$t_p \approx \frac{\lambda}{\nu_e} \approx \sqrt{\frac{m_e}{4\pi n e^2}} \quad (8)$$

За это время тепловое движение электронов «замажет» возникшую флуктуацию. Если флуктуация плотности возникает в объеме с размером  $l \gg D$ , тепловое движение не успевает ее замазать за время  $t_p$ . В этом случае возникают чисто потенциальные колебания с длиной волны  $\lambda = l$ , в которых магнитное поле отсутствует. Они сопровождаются периодическим изменением плотности электронов около среднего значения, равного плотности ионов.

Действительно, выделим плоский слой электронов и для простоты пренебрежем тепловым разбросом скоростей (это оправданно, если  $\lambda \gg \lambda_D$ ). Ионы можно считать неподвижными, поскольку одинаковое по величине электрическое поле вызывает несравненно меньшее смещение ионов (по сравнению с электронами) из-за их большей массы. Если слой электронов сдвинулся вправо вдоль оси  $x$  перпендикулярно своей плоскости на расстояние

$dx = x - x_0$  от своего начального положения  $x_0$  (исходно плотность электронов была однородна и равна плотности ионов), то слева от слоя возникнет избыток положительного заряда с величиной  $\delta = en(x - x_0)$  на единицу площади слоя. Напротив, справа образуется избыточный отрицательный заряд  $-\delta$ . В результате образуется подобие плоского конденсатора, заряженные обкладки которого формируют электрическое поле  $E_x = 4\pi\delta$ . Оно тормозит электроны в слое, стремясь вернуть их в исходное положение. В этом случае можно написать уравнение движения электрона:

$$m_e x'' = 4\pi n e^2 (x - x_0) \quad (9)$$

Оно описывает потенциальное колебательное движение электронов с частотой

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m_e}} \quad (10)$$

около своего исходного значения  $x_0$ ;  $\omega_p$  называют ленгмюровской частотой.

#### 1.1.4 Плазменный параметр

Плазменным параметром называют куб отношения дебаевской длины  $\lambda_D$  к среднему расстоянию между частицами плазмы  $a \approx n^{-1/3}$ . Иногда уточняют, что имеется в виду полное число частиц (электронов и ионов) в сфере радиусом Дебая:

$$N_D = \frac{8}{3}\pi\lambda_D^3 n \quad (11)$$

## 1.2 Генерация плазмы в природных и лабораторных условиях

Плазму можно получить, повышая температуру вещества до тех пор, пока степень ионизации не станет достаточно большой. Другой способ генерации плазмы связан с процессами ионизации атомов или молекул при столкновении с высокоэнергетичными частицами: пучками электронов, ионов или фотонов.

В газовом разряде электрическое поле, приложенное к ионизованному газу, ускоряет свободные электроны до энергий, достаточно высоких, чтобы при столкновении с ними атомы ионизовались.

Разряд происходит, тк приложенное поле вытягивает заряды к электродам противоположного знака, что и регистрируется, как процесс протекания тока. При увеличении напряжения ток сначала возрастает, так как все большую часть зарядов удается вытянуть на электроды до того, как они успеют рекомбинировать. Но потом, когда поле успевает вытягивать все образующиеся заряды, ток перестает расти и достигает насыщения, ибо он лимитируется скоростью образования ионов. Далее, если увеличивать напряжение, при некотором его значении происходит пробой - самостоятельная лавина электронов.

### 1.2.1 Виды разрядов

- Тлеющий разряд - один из наиболее применяемых типов разряда, возникает при небольших давлениях (например, 1–10 Торр) и большом электрическом сопротивлении внешней цепи, которое не позволяет течь большому току. Для него характерны небольшая сила тока ( $I \approx 10^{-6} - 10^{-1}$  А в трубках радиусом  $R \approx 1$  см) и довольно высокое напряжение (сотни и тысячи вольт).
- Дуговой разряд - при высоком давлении, порядка атмосферного, и малом сопротивлении внешней цепи, так что цепь может пропустить сильный ток. Для дуги

характерны достаточно сильный ток ( $I > 1 \text{ A}$ ), низкое напряжение (десятки вольт) и ярко светящийся разрядный столб.

Дуговой разряд существенно отличается от тлеющего тем, что протекание тока в нем обеспечивается электронной эмиссией с катода (без катодной эмиссии не мог бы течь постоянный ток). В тлеющем разряде электроны выбиваются с поверхности холодного металла под действием вытягиваемых на катод положительных ионов. В дуговом разряде из-за сильного тока катод разогревается либо по всей поверхности, либо локально, и происходит термоэлектронная эмиссия.

- Искровой разряд - происходит при давлении  $p \approx 1 \text{ атм}$ , расстоянии между электродами  $L > 10 \text{ см}$  и достаточно высоких напряжениях. Пробой при этом осуществляется стримерным механизмом – быстрое прорастание плазменного канала от одного электрода к другому. Потом происходит как бы короткое замыкание электродов сильно-ионизованным искровым каналом.
- Коронный разряд - может возникнуть в сильно неоднородных полях, недостаточных для пробоя всего промежутка. Светящаяся корона появляется около острий, где концентрируется поле (усиливается напряженность электрического поля).

### 1.2.2 Разряды в быстропеременных полях

- Индукционный (Н-типа): Через катушку пропускается ток высокой частоты (на практике катушка вполне может состоять из одного или нескольких витков). Магнитное поле этого тока, также переменное, внутри катушки направлено вдоль ее оси. Под действием переменного магнитного потока внутри катушки индуцируется вихревое электрическое поле. Силовые линии его представляют собою замкнутые окружности, соосные с витками катушки. Это электрическое поле может зажигать и поддерживать разряд, причем токи также замкнуты и протекают вдоль круговых линий электрического поля. Практически в катушку вставляют диэлектрическую трубку, наполненную исследуемым газом, и при соответствующих условиях в газе возникает пробой и может стационарно гореть однажды зажженный разряд.
- Емкостный (Е-типа): напряжение подают на электроды. В простейшей и наиболее употребительной геометрии это два параллельных плоских электрода. Электроды могут быть оголенными и непосредственно соприкасаться с разрядной плазмой, а могут быть изолированными от плазмы диэлектриками. Система двух электродов ведет себя по отношению к переменному напряжению как конденсатор. Емкостный разряд зажигают и в трубке, создавая продольное поле при помощи пары кольцевых электродов, наложенных поверх стекла у концов трубки. Это позволяет наблюдать разряд через торцы.

## 1.3 Модели описания плазмы

Для эффективной ионизации вещества его температура, как можно предположить, должна была бы приближаться к энергии ионизации отдельного атома, которая по порядку величины составляет 10 эВ. Поэтому иногда плазму подразделяют на **низкотемпературную** ( $T < 10 \text{ эВ}$ ) и **высокотемпературную** ( $T > 10 \text{ эВ}$ ). Такое деление до некоторой степени условно и отражает тот факт, что в лабораторных условиях высокотемпературная водородная плазма полностью ионизована, тогда как в низкотемпературной плазме обычно велика доля нейтральных атомов. Поскольку в процесс ионизации вклад вносят в том числе и высокоэнергичные частицы из «хвоста» максвелловского распределения, то высокая степень ионизации для не очень плотной плазмы может быть достигнута при

температурах, в 5–10 раз меньших энергии ионизации.

Если средняя кинетическая энергия частиц  $K = 3kT/2$  превышает энергию электростатического взаимодействия, приходящуюся на одну частицу  $W = -e^2/(2\lambda D)$ , то есть  $|W| \ll K$ , говорят об **идеальной** плазме. В обратном случае,  $|W| \geq K$ , плазму называют **неидеальной**.

Термодинамические свойства идеальной плазмы мало отличаются от свойств идеального газа. Например, ее внутренняя энергия вычисляется по формуле

$$U = 2 \times \frac{3}{2} nkT \left(1 - \frac{1}{9N_D}\right) \quad (12)$$

тогда как для идеального газа  $U = 3/2 nkT$ . Множитель 2 в (12) связан с тем, что электроны и ионы дают одинаковый вклад, а второе слагаемое в скобках, связанное с кулоновским взаимодействием частиц плазмы, мало; во многих задачах им можно пренебречь.

**Когда квантовые моменты несущественны:** При заданной энергии  $\varepsilon$  частицы с массой  $m$  ее импульс равен  $p = \sqrt{2m\varepsilon}$ . Соотношение неопределенности Гейзенберга:

$$\Delta p \Delta x \geq h \quad (13)$$

где  $h = 6.58 \times 10^{-16}$  эВ\*с. Полагая, что неопределенность импульса  $\Delta p$  не может быть больше самого импульса  $p$ , находим, что минимальная неопределенность в положении частицы  $\Delta x$  равна **длине волны де Бройля**:

$$\lambda_B = \frac{h}{\sqrt{2m\varepsilon}} \quad (14)$$

Если  $\lambda_B$  мала по сравнению с межчастичным расстоянием  $a \approx n^{-1/3}$ , то из волн де Бройля можно составить пакет, отождествляемый с частицей.

Так как при равной энергии длина волны де Бройля для электронов существенно больше, чем для более тяжелых ионов, при понижении температуры условие  $\lambda_B \ll n^{-1/3}$  сначала нарушается для электронов, а уж затем для ионов, когда температура понизится еще в  $m_i/m_e = 1836$  раз. По этой причине, говоря о квантовых эффектах в плазме, имеют ввиду прежде всего электроны. Таким образом, плазма описывается классической физикой, если при  $\varepsilon \approx kT$  выполняется условие

$$\lambda_e \ll n^{-1/3} \quad (15)$$

Если ввести обозначение

$$\varepsilon \approx \frac{h^2 n^{2/3}}{2m_e} \quad (16)$$

условие (15) можно переписать в следующем виде:

$$kT \gg \varepsilon_F \quad (17)$$

$\varepsilon_F$  - *энергия Ферми (для электрона)*. По определению энергия Ферми равна энергии самого высшего уровня, на котором может находиться фермион (электрон или протон) при абсолютном нуле температуры. Так как энергия Ферми обратно пропорциональна массе, для ионов условие, аналогичное (16), фактически всегда выполняется, поэтому вплоть до экстремально низких температур ионы описываются классической физикой. Для свободных электронов в металлах, где их плотность очень велика, энергия Ферми варьируется в пределах от 1 до 3 эВ, так что неравенство (17) нарушается при комнатных температурах.

## 1.4 Основные принципы диагностики в исследованиях в области физики плазмы

Процессы, происходящие в плазме, при изучении которых можно определять ее параметры, т.е. температуру, концентрацию и давление ее подсистем (нейтралов, электронов и ионов различного заряда):

1. Для образования и поддержания плазмы необходимо затратить энергию, обеспечивающую ионизацию и диссоциацию первоначально нейтрального газа, а также сообщить ионам и электронам кинетическую энергию, необходимую для предотвращения их соединения и рекомбинации в процессе эксперимента. Как правило, сообщение плазме этой энергии основано на использовании образующейся плазмы в качестве переменного элемента электрической цепи. Таким образом, изучение зависимости от времени токов и напряжений в возникшем контуре является основным источником информации о средних по всему объему параметрах плазмы.
2. Наличие большого запаса энергии у вещества в плазменном состоянии приводит к тому, что свечение является свойством, характерным для плазмы; это обстоятельство используется в различных методах скоростной фотографии, позволяющих получить пространственно-временную картину общих изменений формы плазмы в процессе ее существования и распада.
3. В большинстве динамических способов получения плазмы ее заряженные компоненты взаимодействуют с магнитными полями, поэтому немаловажные сведения можно получить при тщательном изучении распределения в пространстве и во времени полей, окружающих плазму.
4. Процесс ионизации в плазме неизбежно приводит к образованию возбужденных атомов и ионов, излучающих при переходе на нижележащий уровень. Столкновение заряженных частиц в плазме сопровождается излучением за счет свободносвободных (тормозное излучение) и свободно-связанных (рекомбинационное излучение) переходов. Таким образом, горячая плазма, вообще говоря, излучает в широком диапазоне спектра электромагнитных волн. Следовательно, параметры плазмы можно изучать по ее излучению в различных спектральных диапазонах: по интенсивности как спектральных линий, так и континуума, а также по уширению спектральных линий.
5. Важная группа методик связана с изучением процессов прохождения, ослабления и рассеяния излучения плазмой. Спектральные области зондирующего излучения, используемого в этих методах, простираются в зависимости от плотности электронов в плазме от мягкого рентгеновского, оптического и до микроволнового диапазонов.
6. Отдельно можно выделить диагностики, связанные как с анализом частиц, вылетающих из плазмы, так и взаимодействием электронных, ионных и молекулярных пучков с плазмой
7. Одним из основных и самым старейшим методом исследования низкотемпературной плазмы газового разряда является метод энгмюровских зондов, с помощью которых можно измерять электронную и ионную плотности, электронную и ионную температуры и потенциал плазмы.

## 1.5 Основные положения метода исследования плазмы с помощью электрических зондов

### 1.5.1 Зонды

Электрический зонд – это небольшой металлический электрод, большая часть площади которого покрыта изоляцией, погруженный в плазму. Небольшая оголенная поверхность зонда (собирающая поверхность), контактирующая с плазмой, может иметь различную форму – плоскую, цилиндрическую, сферическую. Зонд соединяется с источником питания (рис. 1), позволяющим поддерживать на нем различные напряжения, положительные или отрицательные, относительно потенциала плазмы; для замыкания зондовой цепи используется опорный электрод (на рис. 1б для этой цели используется анод разрядной трубки). Величина тока, идущего при этом на зонд, и его зависимость от поданного потенциала дают сведения о параметрах плазмы.

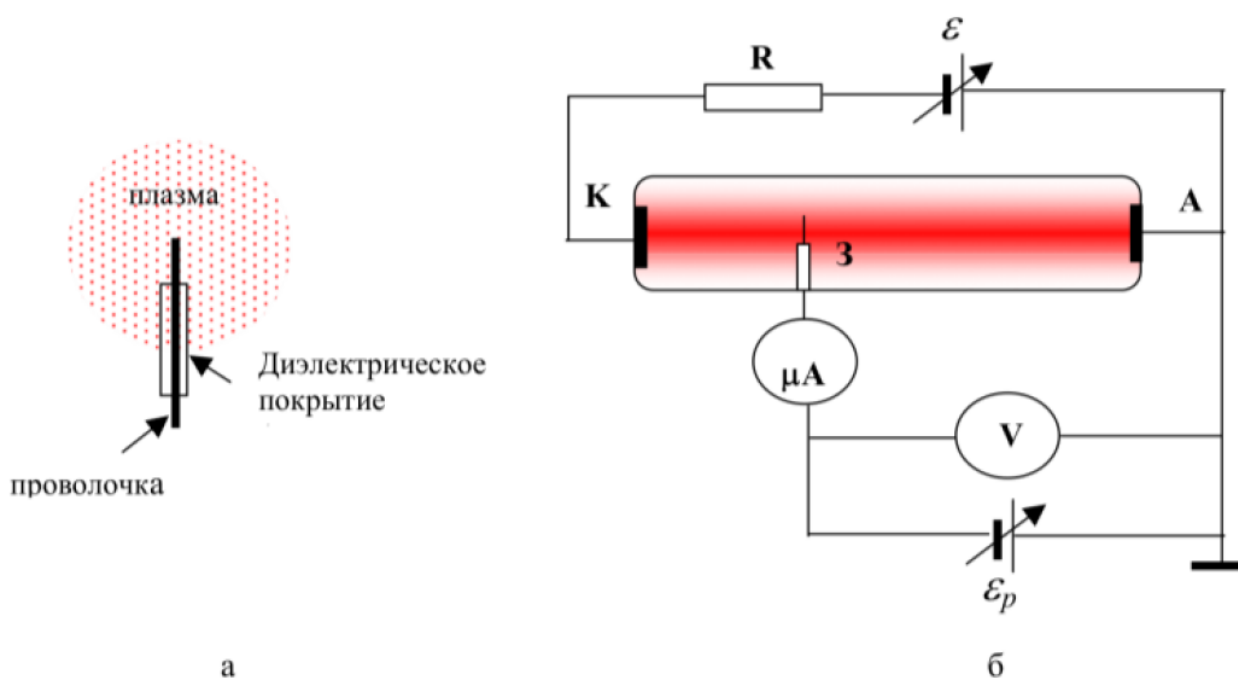


Рис. 1: Схематичный вид цилиндрического зонда, погруженного в плазму и простейшая зондовая схема. К, А – катод и анод разрядного промежутка, R – балластное сопротивление, З – зонд,  $\mathcal{E}$  – источник питания разряда,  $\mathcal{E}_p$  – регулируемый источник напряжения, подаваемого на зонд

*Зондовый метод работает с достаточной надежностью лишь в случае разреженной среды, когда длина свободного пробега заряженных частиц больше характерных размеров зонда и возмущенной области плазмы вокруг него.* В принципе с помощью зондов можно исследовать плазму в следующем диапазоне параметров:  $p \approx 10^{-5} - 10^2$  Торр,  $n_e \approx 10^6 - 10^{14}$  см $^{-3}$ . **Главный вывод основополагающей работы Ленгмюра и Мотт-Смита заключался в том, что во многих случаях слой плазмы, прилегающий к зонду, можно считать тонким и вплоть до границы слоя, положение которой определяется достаточно точно, справедливо условие квазинейтральности.**

Несмотря на трудности, возникающие при зондовых измерениях в горячей и замагниченной плазме, этот метод сохраняет свое значение благодаря важному преимуществу перед всеми другими диагностическими методами: он дает возможность производить измерения локальных параметров. Почти все другие методы дают информацию, усредненную по



некоторому объему плазмы.

### 1.5.2 Плазменный слой

*Плазменный слой* - пограничный слой примерно дебаевской толщины вблизи тела, помещенного в плазму, в котором плотности ионов и электронов различны. Внутри плазменного слоя потенциал монотонно растет от некоторого отрицательного значения на границе тела до величины, соответствующей потенциалу невозмущенной плазмы.

Заряженные частицы плазмы, соударяясь со стенкой во время своего хаотического теплового движения, по большей части теряются плазмой. Ионы в основном рекомбинируют на стенке и возвращаются в плазму уже как нейтральные частицы. Электроны могут либо «рекомбинировать» (быть захваченными атомами поверхности), либо попасть в зону проводимости, если поверхность стенки металлическая. В случае изотропной функции распределения хаотический поток частиц, т.е. количество частиц, сталкивающихся с единицей площади стенки в единицу времени только с одной стороны стенки, определяется формулой  $\Gamma_p = n_p \langle \nu_p \rangle / 4$ , где  $\nu_p$  – средняя скорость частиц сорта  $p$ . В случае максвелловского распределения по скоростям можно найти  $\langle \nu_p \rangle = \sqrt{\frac{8kT_p}{\pi m_p}}$ . т.е.  $\Gamma_p = n_p \sqrt{\frac{kT_p}{2\pi m_p}}$ .

Очевидно, что при равной концентрации электронов и ионов, поток электронов больше потока ионов, значит, *стенка будет накапливать отрицательный заряд*, пока не достигнет потенциала, при котором потоки будут равны.

### 1.5.3 Электрический потенциал стенки

Для оценки потенциала стенки рассмотрим стационарную задачу с граничными условиями  $\varphi(0) = \varphi_w$  и  $\varphi(\infty) = 0$ .

Предполагается, что электроны и ионы находятся в термодинамическом равновесии при одинаковой температуре  $T$ , под воздействием электрического поля, возникающего из-за наличия отрицательного потенциала на стенке. При  $x \rightarrow \infty$  плазма становится невозмущенной, концентрации электронов и ионов равными  $n_0$ . Тогда плотность электронов и ионов можно выразить в виде

$$n_e(r) = n_0 \exp\left(\frac{e\varphi(r)}{kT}\right), n_i(r) = n_0 \exp\left(-\frac{e\varphi(r)}{kT}\right) \quad (18)$$

Несмотря на то, что эти уравнения не учитывают дрейф частиц по направлению к стенке, формулы (18) могут быть полезны для оценок потенциала стенки.

В равновесии заряд на стенке остается постоянным  $\Rightarrow J_e(0) = J_i(0)$

Рассматривая только однозарядные ионы, получим соотношение

$$\sqrt{1/m_e} \exp(e\varphi/kT) = \sqrt{1/m_i} \exp(-e\varphi/kT) \quad (19)$$

Можно переписать в виде:

$$\exp(-2e\varphi_w/kT) = \sqrt{m_i/m_e} \Leftrightarrow \varphi_w = (-2e/kT) \ln \sqrt{m_i/m_e} \quad (20)$$

Заметим, что в (20) величина потенциальной энергии около стенки  $|e\varphi_w|$  по порядку величины совпадает со средней тепловой энергией частиц плазмы, поскольку

$$(e\varphi_w/kT) = \frac{1}{4} \ln \frac{m_i}{m_e} \quad (21)$$

Например, для водорода, согласно (21), отношение энергий примерно равно 2, а для более тяжелых ионов может быть близко к 3.

## 1.6 Одиночный зонд. Теория Ленгмюра

При изучении параметров плазмы можно использовать модель плоского зонда, т.е. теорию Ленгмюра, в том случае, если справедливы следующие утверждения:

1. Плазма неограниченна, однородна и в отсутствие зонда квазинейтральна;
2. Электроны и ионы имеют максвелловские распределения скоростей, характеризующиеся соответственно температурами  $T_e$  и  $T_i$ , причем  $T_e \gg T_i$ ;
3. Средние длины свободного пробега электронов  $\lambda_e$  и ионов  $\lambda_i$  велики по сравнению с характерными размерами зонда и плазменного слоя (если это условие не выполняется, теория становится сложной);
4. Каждая частица, столкнувшаяся с поверхностью зонда, поглощается и не вступает в химическую реакцию с материалом зонда;
5. Область перед поверхностью зонда, в которой параметры плазмы отличаются от параметров невозмущенной плазмы, ограничена плазменным слоем, имеющим резко очерченную границу. Потенциал пространства вне этой области считается постоянным;
6. Толщина плазменного слоя  $d$  мала по сравнению с поперечными размерами зонда. Это означает, что краевыми эффектами можно пренебречь

В этом случае температуру и плотность электронов можно получить, используя некоторые характерные значения зависимости тока от потенциала. Когда поверхность зонда плоская, вольт-амперная характеристика (ВАХ) зонда имеет вид, аналогичный кривой, представленной на рис. 2. В условиях равновесия полный ток через зонд равен нулю, и

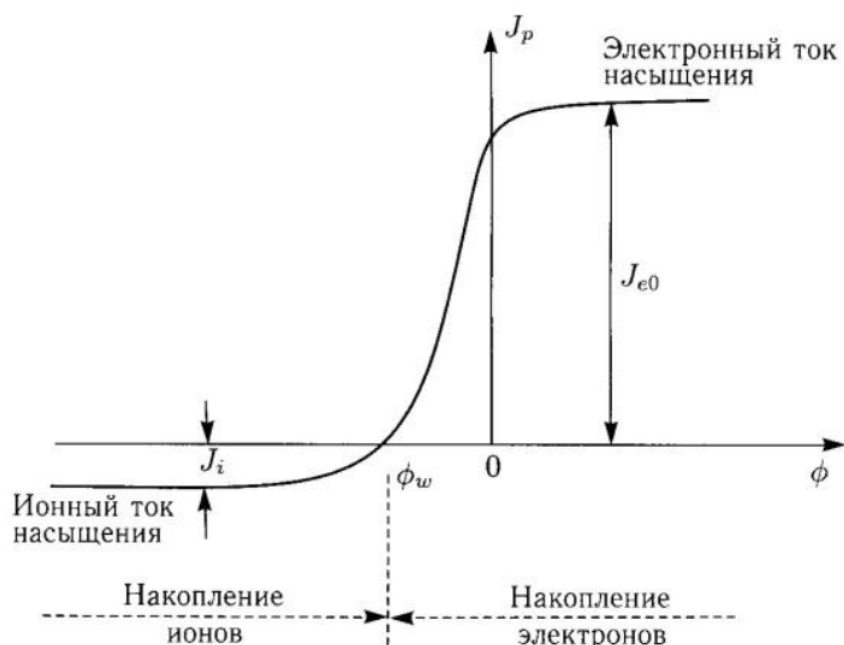


Рис. 2: Характерная вольт-амперная характеристика плоского электростатического зонда, помещенного в плазму. Плавающий потенциал зонда по отношению к потенциалу плазмы обозначен как  $\phi_w$

его потенциал равен плавающему потенциалу  $\phi_w$ .

Когда потенциал зонда делают меньше  $\phi_w$ , ток, создаваемый электронами, уменьшается,

поскольку сила, отталкивающая электроны вследствие наличия у зонда электрического поля, возрастает. Если потенциал уменьшить еще сильнее, то ток, создаваемый электронами, станет пренебрежимо мал и полный электрический ток асимптотически приблизится к постоянному отрицательному значению, соответствующему плотности электрического тока  $J_i$ , связанного только с потоком ионов. Ионы, которые приближаются к границе плазменного слоя, попадают в потенциальную яму, и на создаваемый ими ток уменьшение потенциала практически не влияет.

С другой стороны, когда значение потенциала увеличивается с некоторого отрицательного значения  $\varphi_w$ , количество электронов, достигающих зонда в единицу времени, становится больше количества ионов, поскольку сила, отталкивающая электроны, уменьшается, и полный электрический ток становится положительным. Если электрический потенциал равен нулю, т.е. потенциал зонда становится равным потенциалу плазмы, то, поскольку тепловая скорость электронов существенно выше тепловой скорости ионов, плотность электрического тока  $J_0$  становится намного больше плотности тока, создаваемого ионами. Если потенциал становится положительным, то возникает ситуация, когда током, создаваемым ионами, можно пренебречь, но все электроны, достигающие границы слоя, попадают на зонд. Для достаточно больших положительных значений  $\varphi$  плотность электронного тока становится постоянной. Область плато на вольт-амперной характеристике зонда называется областью *насыщения* электронного тока.

Приблизительное выражение для величины электронного тока вдали от области насыщения может быть получено из (18)

$$J_e = J_{e0} \exp\left(\frac{e\varphi}{kT_e}\right) \quad (22)$$

где  $J_{e0}$  – значение плотности тока при потенциале, равном нулю. Поскольку  $\Gamma_e = n_e \langle \nu \rangle_e / 4$  для  $\varphi = 0$ , подставляя значение тепловой скорости электронов, получаем

$$J_{e0} = en_e \sqrt{kT_e / 2\pi m_e} \quad (23)$$

где  $n_e$  – плотность электронов в невозмущенной плазме. Заметим, что когда  $\varphi$  отрицателен, ионы, попадающие на границу плазменного слоя, продолжают падать в потенциальную яму, создаваемую отрицательным потенциалом зонда, и, следовательно, ионная плотность тока  $J_i$  в области отрицательного потенциала остается постоянной. Таким образом, полную плотность тока для  $\varphi < 0$  можно выразить в виде

$$J_p = J_{e0} \exp\left(\frac{e\varphi}{kT_e}\right) - J_i \quad (24)$$

Откуда

$$T_e = \frac{e}{k} \left\{ \frac{d}{d\varphi} [\ln(J_p + J_i)] \right\}^{-1} \quad (25)$$

**С помощью выражения выше можно определить температуру электронов**

1. Потенциал электрода по отношению к плазме делается отрицательным настолько, чтобы ток создавался только ионами. Это измерение даёт значение  $J_i$
2. Измеряется ВАХ зонда и строится кривая зависимости  $\ln(J_p + J_i)$  от  $\varphi$ . Эта кривая в некоторой области (при значениях потенциала зонда, меньших потенциала плазмы) представляет собой прямую. Наклон этой прямой даёт значение  $\frac{d}{d\varphi} [\ln(J_p + J_i)]$ , которое после подстановки в (25) позволяет вычислить электронную температуру.

3. В соответствии с (23) можно оценить концентрацию электронов:

$$n_e = \frac{J_{e0}}{e\sqrt{2\pi m_e/kT_e}} \quad (26)$$

Значение  $J_{e0}$  определяется из измерений тока, соответствующего области плато (электронного насыщения) ВАХ зонда.

## 1.7 Двойной Зонд

### 1.7.1 Введение

Два ленгмюровских зонда вводятся в плазму, подсоединяются к источнику постоянного напряжения таким образом, чтобы можно было менять и величину напряжения между зондами, и полярность (см. рис. 3). Причем оба электрода должны находиться в одной и той же энергетической зоне плазмы (потенциалы плазмы в месте локализации обоих электродов должны мало отличаться). Кроме того, расстояние между электродами двойного зонда должно значительно превышать толщину заряженного слоя вокруг каждого из них (чтобы исключить влияние поля одного электрода на ток, текущий через другой электрод).

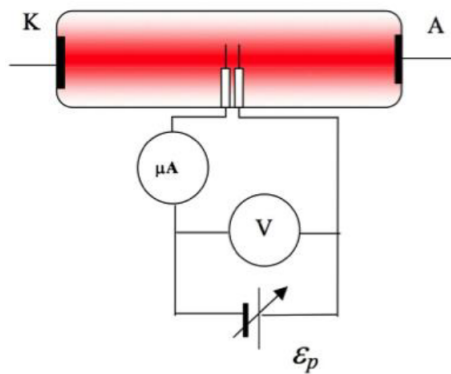


Рис. 3: Схема подключения двойного зонда: К — катод, А — анод,  $\varepsilon_p$  — регулируемый источник напряжения, V — вольтметр,  $\mu A$  — микроамперметр

Ниже на рис. 4 представлен ВАХ двойного зонда

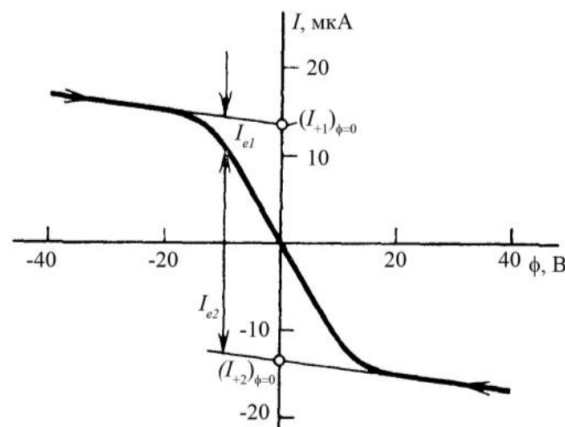


Рис. 4: Типичный вид ВАХ симметричного двойного зонда

Обозначим потенциал левого зонда относительно плазмы  $\varphi_{p1}$ , правого –  $\varphi_{p2}$ . Условимся о направлении отсчета напряжения:  $\varphi = \varphi_{p1} - \varphi_{p2}$ . Электрический ток  $I$  будем считать положительным, когда он течет из плазмы в левый зонд;  $I_e$ ,  $I_+$  – абсолютные значения электронного и ионного токов на зонд 2. Сколько положительного заряда втекает из плазмы в один из зондов, столько вытекает из другого в плазму; поэтому можно записать

$$I = I_{+1} - I_{e1} = -(I_{+2} - I_{e2}), I_{+1} + I_{+2} = I_{e1} + I_{e2} \quad (27)$$

Потенциал ни одного из зондов не может быть положительным. В самом деле, при  $\varphi_p > 0$  на зонд течет электронный ток насыщения. Согласно (27) на другом зонде он должен замыкаться ионным током, который существенно меньше. Таким образом, не только зондовая система в целом «плавает», т.е. заряжена отрицательно относительно плазмы, но и каждый из зондов непременно «отрицателен».

Поскольку потенциалы на обоих зондах отрицательны относительно плазмы, для описания электронных токов  $I_{e1}$ ,  $I_{e2}$  применима формула Ленгмюра (22). В соответствии с (27)

$$I = I_{+1}(\varphi_{p1}) - I_e \exp(e\varphi_{p1}/kT_e) = -I_{+2}(\varphi_{p2} + I_e \exp(e\varphi_{p2}/kT_e)) \quad (28)$$

### 1.7.2 построение ВАХ двойного зонда из двух однозондовых ВАХ

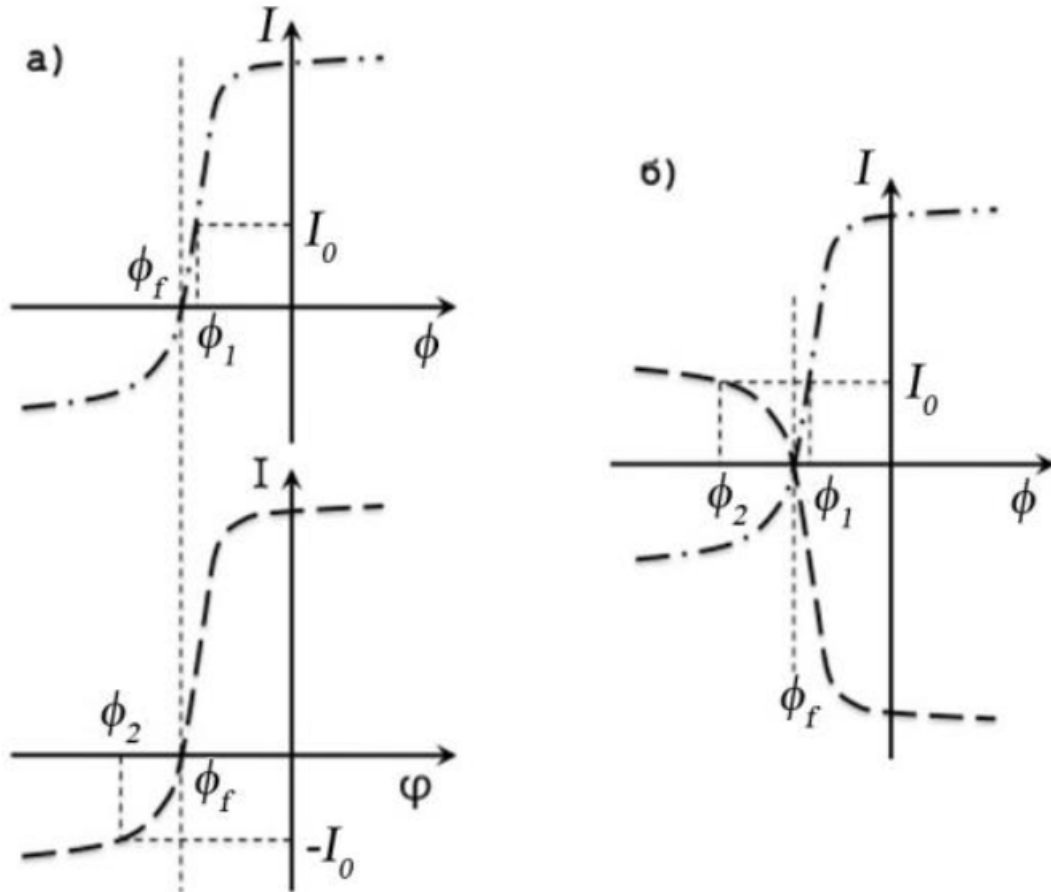


Рис. 5: Схема построения ВАХ симметричного двойного зонда из ВАХ двух одиночных зондов

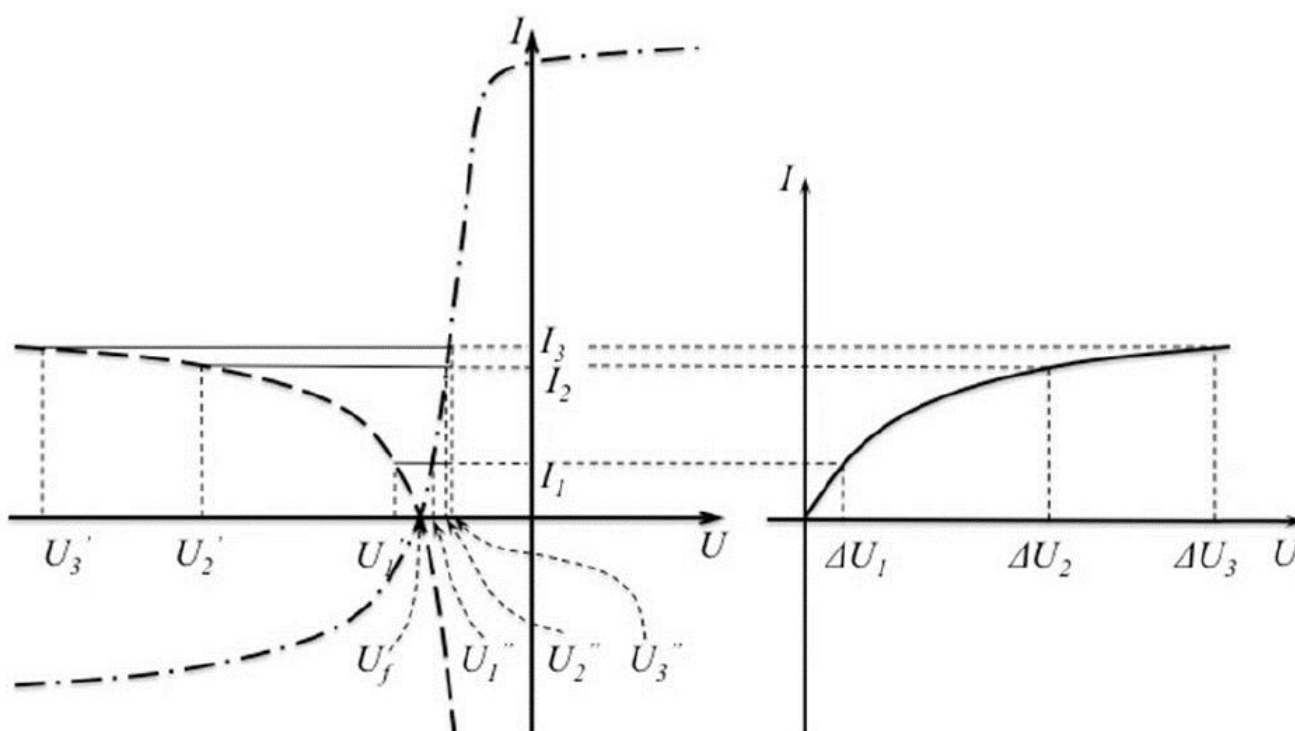


Рис. 6: Схема построения ВАХ симметричного двойного зонда по ВАХ двух одиночных зондов

Пусть амперметр показывает ток  $I_0$ . Это значит, что положительный электрод принимает из плазмы определенное число электронов в единицу времени, которое соответствует току  $I_0$  в зондовой цепи. На его однозондовой ВАХ это соответствует точке  $(\varphi_1; I_0)$  (рис. 5а); видно, что эта точка на однозондовой ВАХ лежит в той области, которая соответствует электронному току на одиночный зонд.

В то же время отрицательный электрод отдает такое же количество электронов в единицу времени в плазму – на его однозондовой ВАХ это соответствует точке  $(\varphi_2; I_0)$ , которая соответствует области ионного тока (рис. 5а). В этом случае приложенное напряжение будет равняться  $U_0 = \varphi_1 - \varphi_2$ . Если рассуждать более точно, первичным все-таки является напряжение, а значение тока устанавливается такое, чтобы разность  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  давали  $U_0$ . Значение тока  $I_0$  соответствует «высоте», на которой находится отрезок  $U_0 = \varphi_1 - \varphi_2$ , один конец которого должен лежать на ВАХ одного электрода, а другой конец – на перевернутой относительно оси потенциала ВАХ второго электрода (рис. 5б). На рис. 6 подробно поточечно изображено, как с помощью подобного построения получается ВАХ двойного зонда.

**Итак**, если к зондам приложить внешнее напряжение, то потенциал одного зонда станет выше, а другой ниже, чем потенциал изолированного зонда, вследствие чего в их цепи будет протекать ток, величину которого можно определить из однозондовой характеристики. При этом на один зонд преобладает ток электронов, на другой – ионов. Так как электронный ток экспоненциально возрастает с увеличением потенциала (как показано выше для одиночного зонда), то потенциал положительного электрода (того, на который и идет этот самый ток электронов) может быть лишь немного выше потенциала изолированного зонда. Поэтому при достаточно большой разности потенциалов почти вся она равна потенциалу отрицательного электрода относительно изолированного зонда ( $\Delta U \approx U_f - U'$ ).

### 1.7.3 Измерение параметров плазмы

Продифференцируем первое равенство (28) по  $\varphi$  в точке симметрии ВАХ, где  $I = 0$ . При этом  $I_{e1}(\varphi_f) = I_{+1}(\varphi_f)$ ; обозначим эту величину  $(I_{+1})_0$ . Тогда можно написать

$$\left(\frac{dI}{d\varphi}\right)_0 = \left[\left(\frac{dI_{+1}}{d\varphi_{p1}}\right)_0 - \frac{e}{kT_e}(I_{+1})_0\right]\left(\frac{d\varphi_{p1}}{d\varphi}\right)_0 \quad (29)$$

Если зондовый ток исчезает при нулевой разности потенциалов  $\varphi$ , то при перемене полярности напряжения зонды просто меняются ролями. Поэтому потенциалы зондов, помимо равенства  $\varphi = \varphi_{p1} - \varphi_{p2}$ , связаны еще функциональным равенством  $\varphi_{p1}(\varphi) = \varphi_{p2}(-\varphi)$ . Дифференцируя эти равенства по  $\varphi$ , находим  $1 = (d\varphi_{p1}/d\varphi)_\varphi - (d\varphi_{p2}/d\varphi)_\varphi$ ,  $(d\varphi_{p1}/d\varphi)_\varphi = (d\varphi_{p2}/d\varphi)_{-\varphi}$ . Отсюда следует, что в точке симметрии  $(d\varphi_{p1}/d\varphi)_0 = 1/2$ . Используя (29), получим

$$\frac{e}{kT_e} = (I_{+1})_0^{-1}[(dI_{+1}/d\varphi_{p1})_0 - 2(dI/d\varphi)_0] \quad (30)$$

Эту формулу используют для измерения электронной температуры. Производную  $(dI/d\varphi)_0$  находят по наклону измеренной ВАХ в точке, где  $I = 0$ . Ионный ток и его производную, которая, кстати сказать, гораздо меньше производной от полного тока, можно определить линейной экстраполяцией пологой части ВАХ к точке симметрии (рис. 4). При этом предполагается, что в области больших отрицательных напряжений  $\varphi \approx \varphi_p$ , т.е. измеренную в этой области функцию  $I_{+1}(\varphi)$ , можно рассматривать как  $I_{+1}(\varphi_{p1})$ , что и позволяет экстраполировать эту зависимость.

Применяется еще один способ нахождения  $T_e$ , который похож на используемый в однозондовом методе. Поделим второе равенство (27) на  $I_{e1}$ , воспользуемся формулой Ленгмюра (22) для электронных токов и прологарифмируем результат:

$$\ln\left(\frac{I_{+1} + I_{+2}}{I - I_{+1}} - 1\right) = \frac{e\varphi}{kT_e} \quad (31)$$

Определяя ионные токи экстраполяцией и построив полулогарифмический график (31) как функцию  $\varphi$ , по наклону «прямой» в области точки симметрии можно найти  $T_e$ .

## 2 Обработка результатов

Были сняты ВАХ двойного зонда  $I(\varphi)$  при различных условиях: давления и напряжения, питающего ВЧ-генератор:

1. Давление  $10^{-5}$  бар: 300, 350 и 400 V
2. Давление  $10^{-4}$  бар: 300, 350 и 400 V
3. Давление  $10^{-3}$  бар: 300, 350 и 400 V

Полученные данные графически представлены ниже:

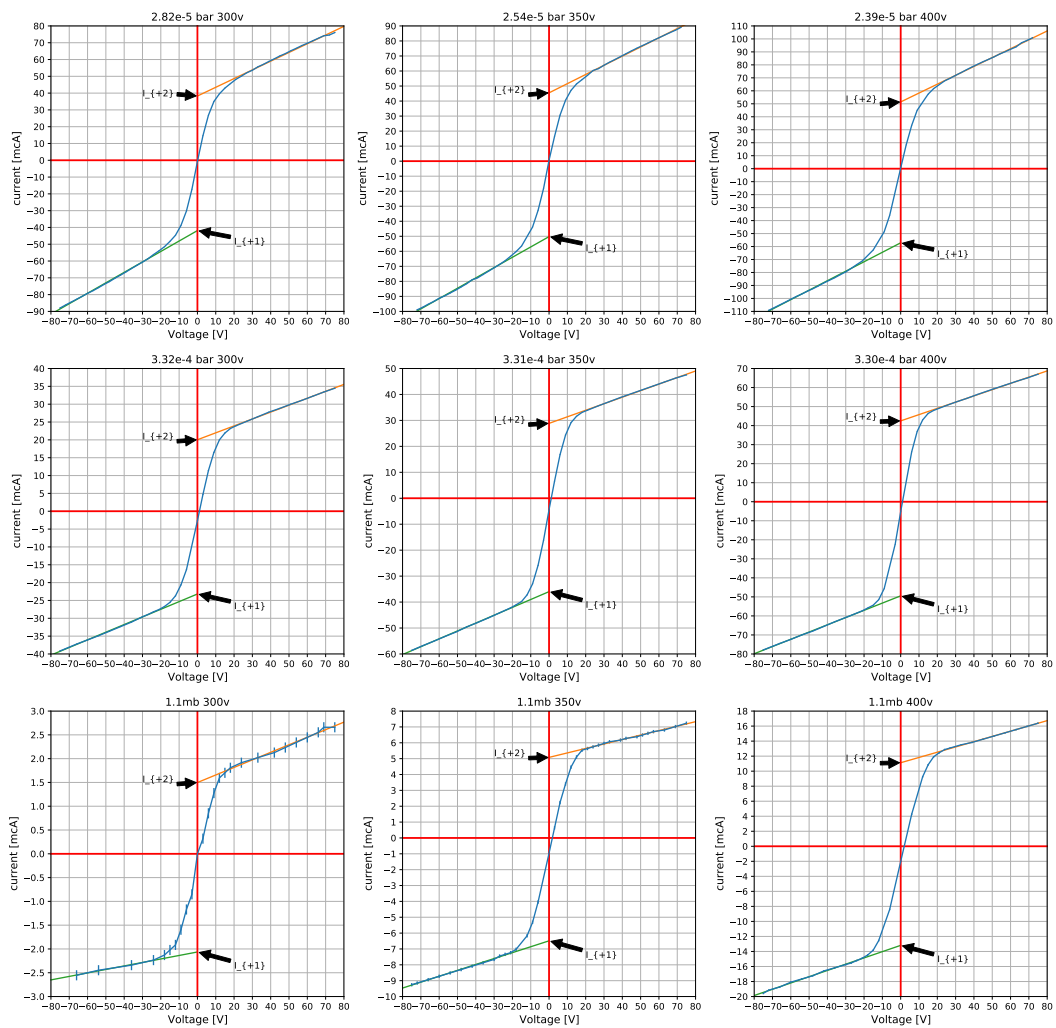


Рис. 7: Снятые ВАХ при различных условиях



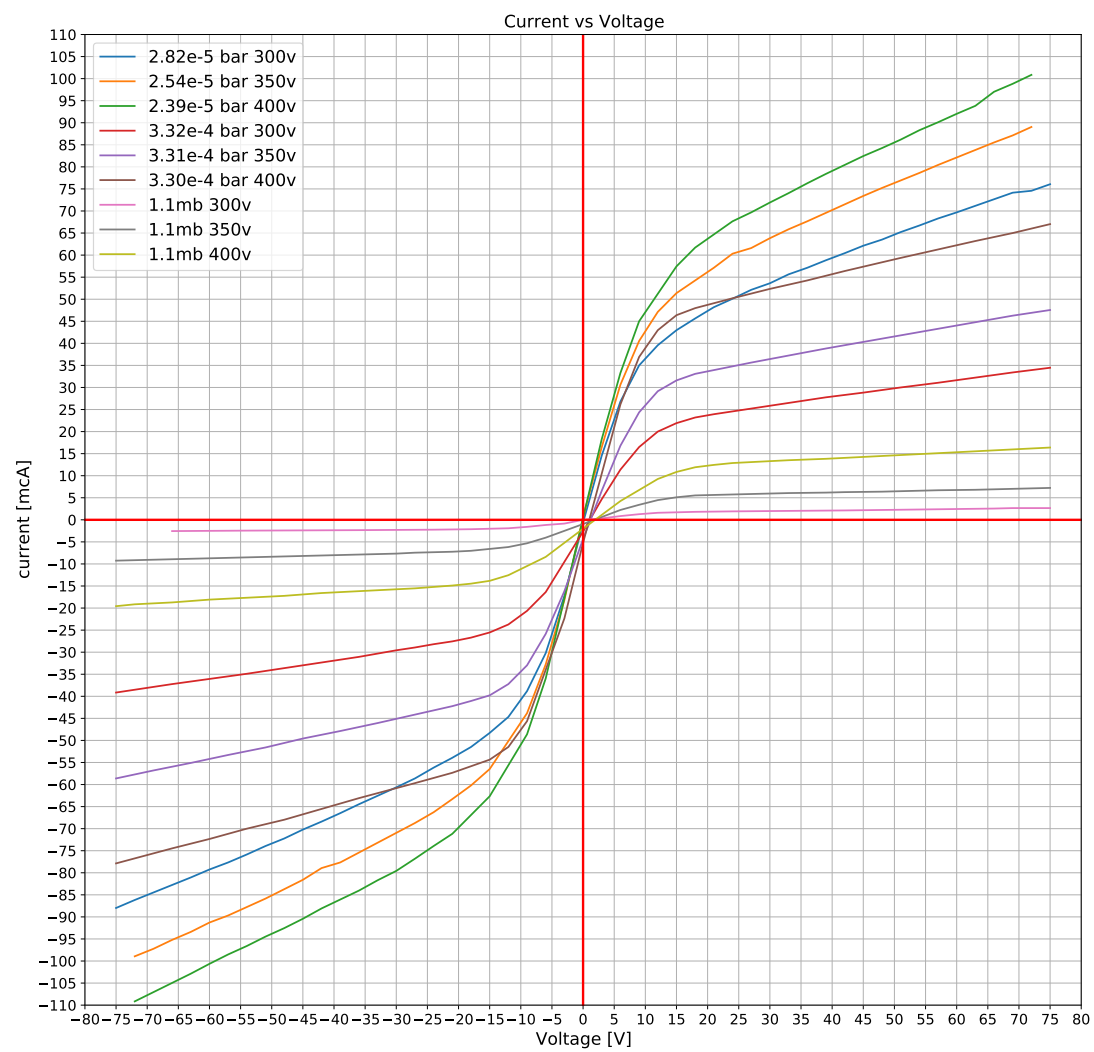


Рис. 8: Все снятые ВАХ

Экстраполяцией получены величины  $I_{+1}(\varphi)$  и  $I_{+2}(\varphi)$ , выраженные в мкА

	$(I_{+1})_0$	$\Delta((I_{+1})_0)$	$dI_{+1}/d\varphi$	$\Delta(dI_{+1}/d\varphi)$	$dI/d\varphi$	$\Delta(dI/d\varphi)$
$2,82 \cdot 10^{-5}$ bar 300 V	38.3	0.8	-0.519	0.015	4.9	0.3
$2,54 \cdot 10^{-5}$ bar 350 V	45.5	0.6	-0.611	0.013	5.4	0.3
$2,39 \cdot 10^{-5}$ bar 400 V	51.4	0.5	-0.684	0.010	5.8	0.3
$3,32 \cdot 10^{-4}$ bar 300 V	20.0	0.2	-0.194	0.004	2.32	0.04
$3,31 \cdot 10^{-4}$ bar 350 V	8.9	0.3	-0.252	0.005	3.60	0.12
$3,30 \cdot 10^{-4}$ bar 400 V	42.5	0.2	-0.328	0.004	5.4	0.2
$1,1 \cdot 10^{-3}$ bar 300 V	1.5	0.1	-0.0159	0.0015	0.17	0.03
$1,1 \cdot 10^{-3}$ bar 350 V	5.1	0.1	-0.0281	0.0011	0.523	0.007
$1,1 \cdot 10^{-3}$ bar 400 V	11.12	0.11	-0.070	0.002	1.055	0.010

Используя формулу (30) и полученные данные, можно найти электронную температуру:

$$T_e = \frac{e(I_{+1})_0}{k[(dI_{+1}/d\varphi)_0 - 2(dI/d\varphi)_0]} \quad (32)$$

Концентрация электронов в плазме определяется по формуле:

$$n_e = \frac{I_{+1}}{0.52 * S e \sqrt{kT_e/M}} \quad (33)$$

S -площадь рабочей поверхности электрода, имеющей диаметр 0,6 мм и длину 8 мм

Степень ионизации  $\alpha = n_e/n$ , где n - концентрация вещества в колбе, которую можно найти из формулы  $P = nkT$ . Тогда

$$\alpha = \frac{n_i kT}{P} \quad (34)$$

Все величины представлены в таблице ниже:

	$kT_e$ , эВ	$\Delta(T_e)$	$n_e, 10^{15} m^{-3}$	$\Delta(n_e)$	$\alpha, 10^{-8}$	$\Delta(\alpha)$
$2,82 \cdot 10^{-5}$ bar 300 V	4.2	0.3	5.7	0.2	809	57
$2,54 \cdot 10^{-5}$ bar 350 V	4.5	0.3	6.5	0.2	1028	46
$2,39 \cdot 10^{-5}$ bar 400 V	4.7	0.3	7.2	0.2	1207	46
$3,32 \cdot 10^{-4}$ bar 300 V	4.50	0.10	2.88	0.04	34.6	0.5
$3,31 \cdot 10^{-4}$ bar 350 V	4.2	0.1	4.3	0.1	52.0	1.0
$3,30 \cdot 10^{-4}$ bar 400 V	4.08	0.19	6.40	0.15	77.4	1.8
$1,1 \cdot 10^{-3}$ bar 300 V	4.5	0.8	0.21	0.02	0.8	0.1
$1,1 \cdot 10^{-3}$ bar 350 V	5.0	0.1	0.69	0.01	2.51	0.12
$1,1 \cdot 10^{-3}$ bar 400 V	5.5	0.1	1.45	0.017	5.3	0.2

По данным в таблице построим графики зависимости  $T_e$ ,  $n_e$ , и  $\alpha$  от давления P и напряжения на ВЧ-генераторе V

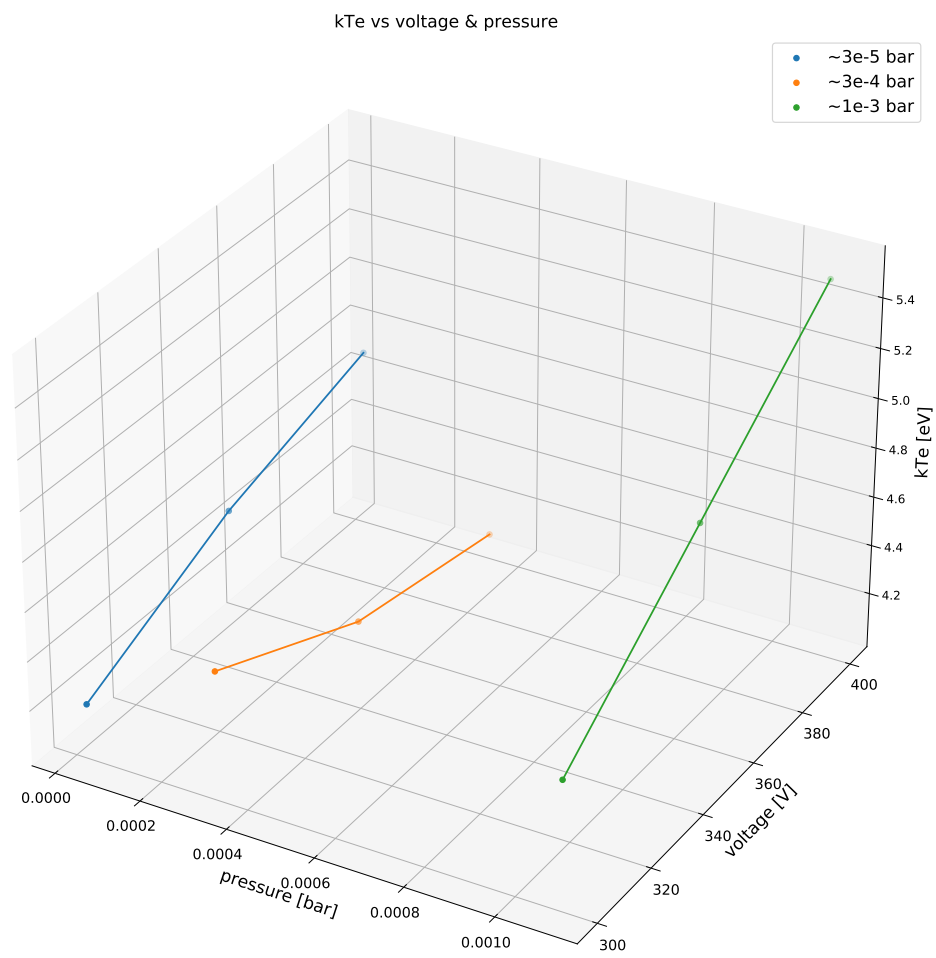


Рис. 9:  $kT_e$  от  $P$  и  $V$

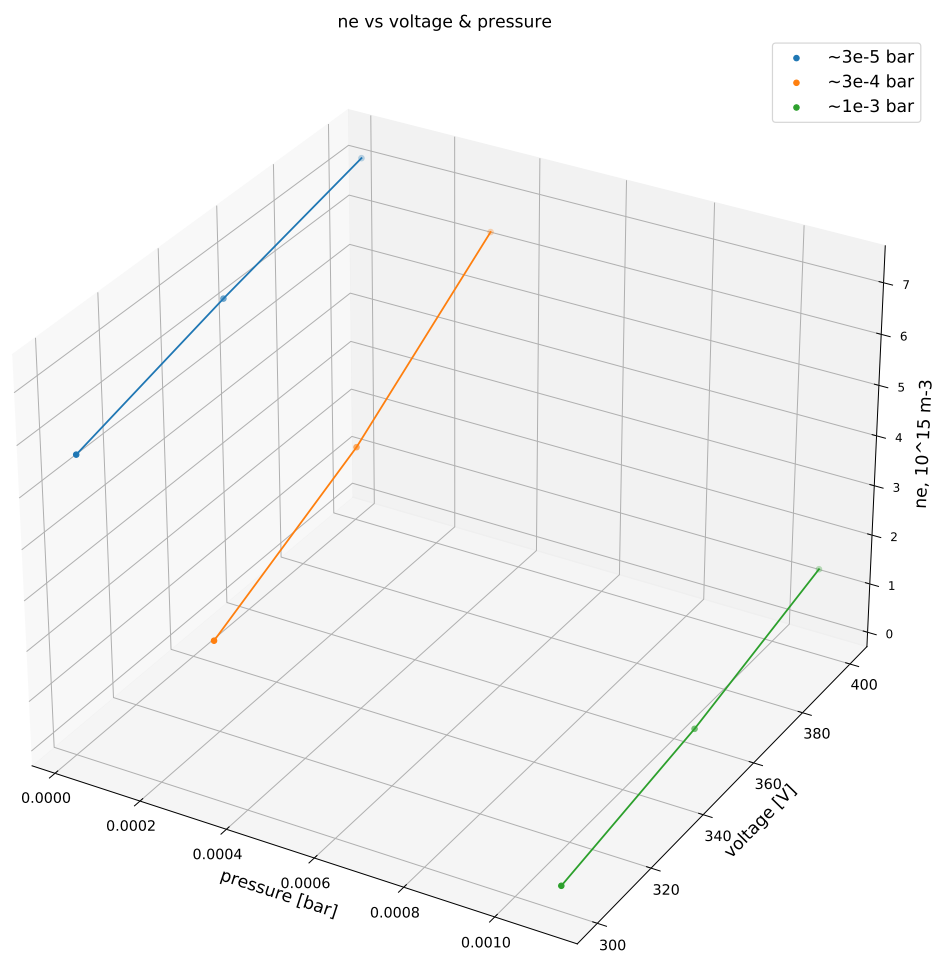


Рис. 10:  $n_e$  от P и V

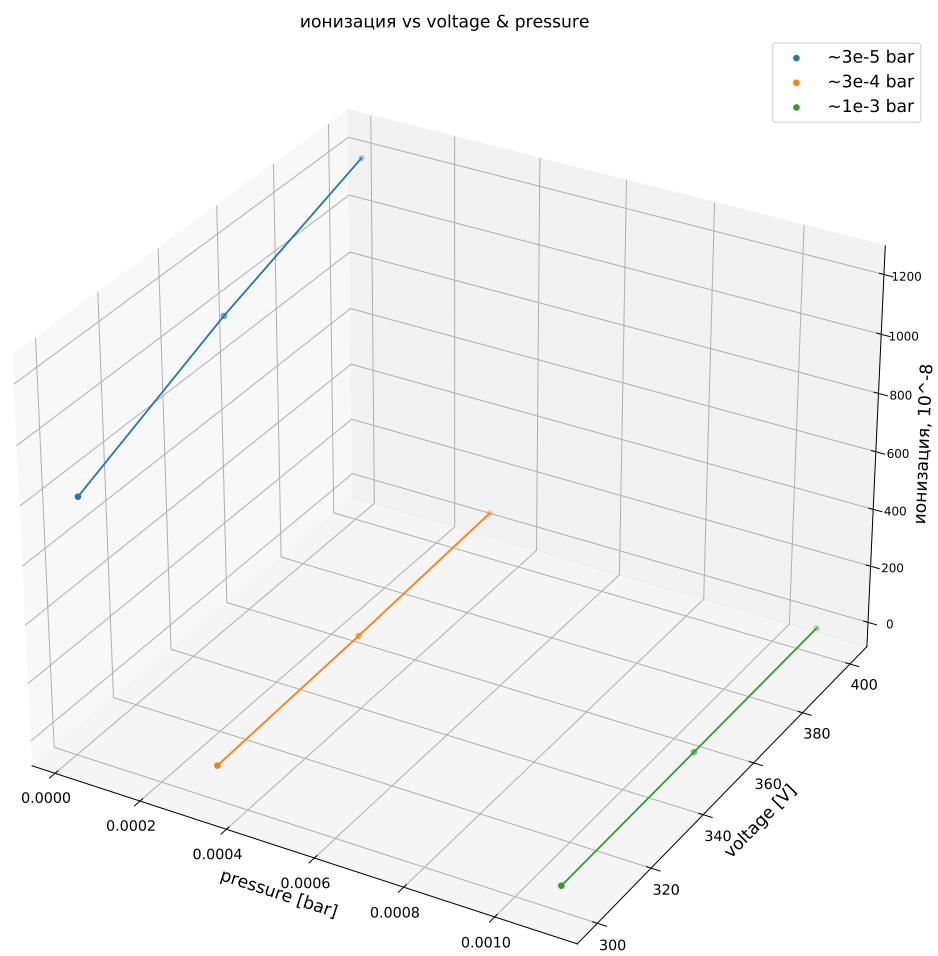


Рис. 11:  $\alpha$  от  $P$  и  $V$

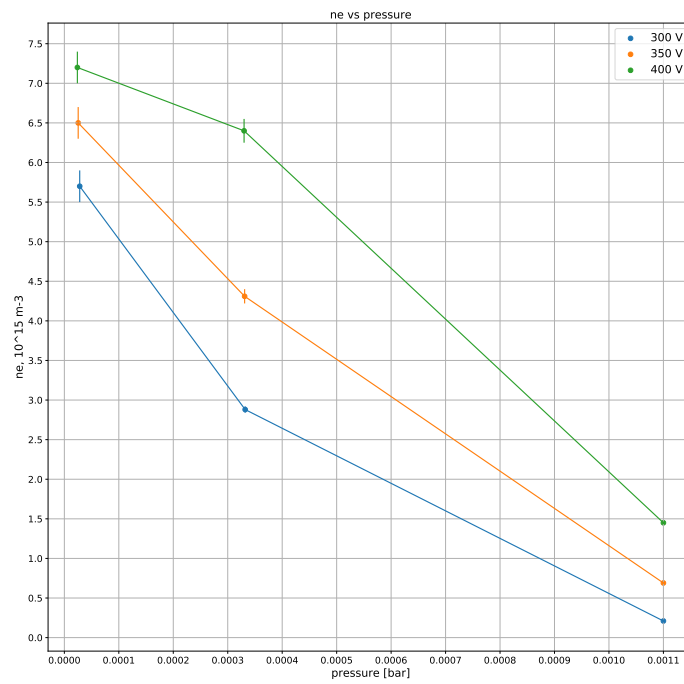


Рис. 12:  $n_e$  от  $P$

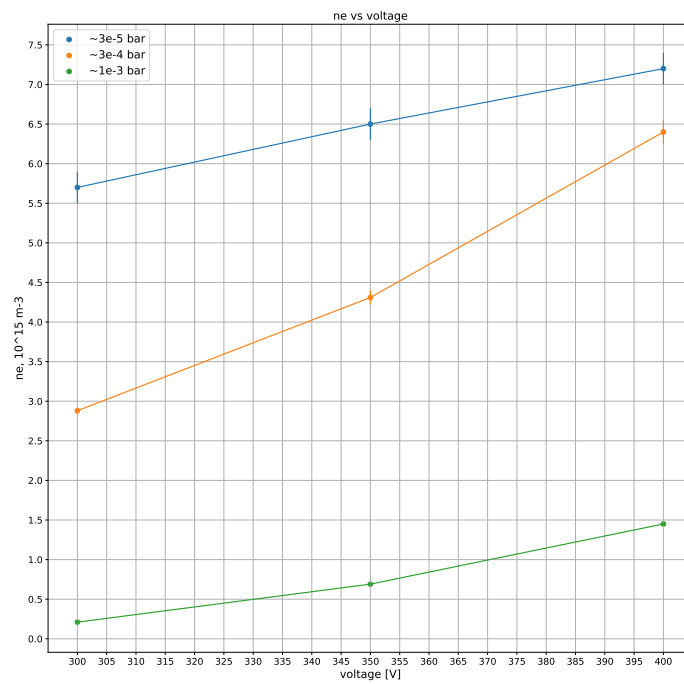


Рис. 13:  $n_e$  от  $V$

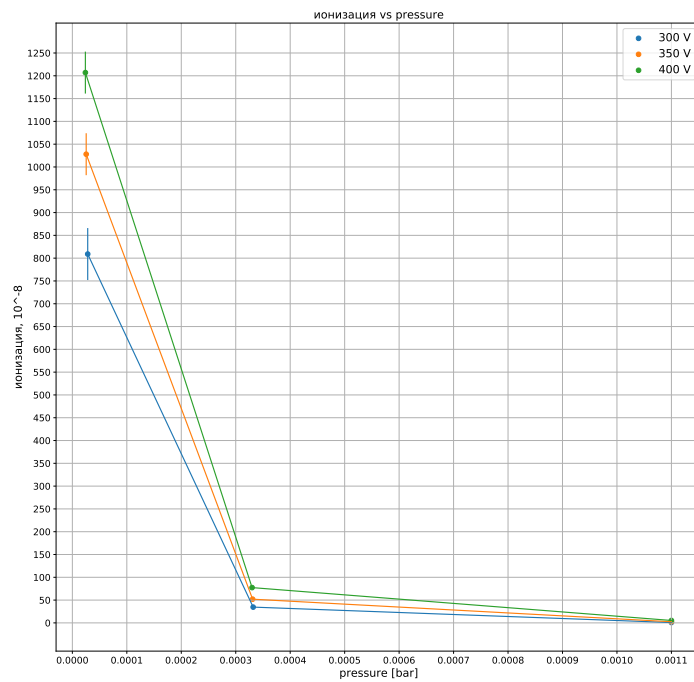


Рис. 14:  $\alpha$  от P

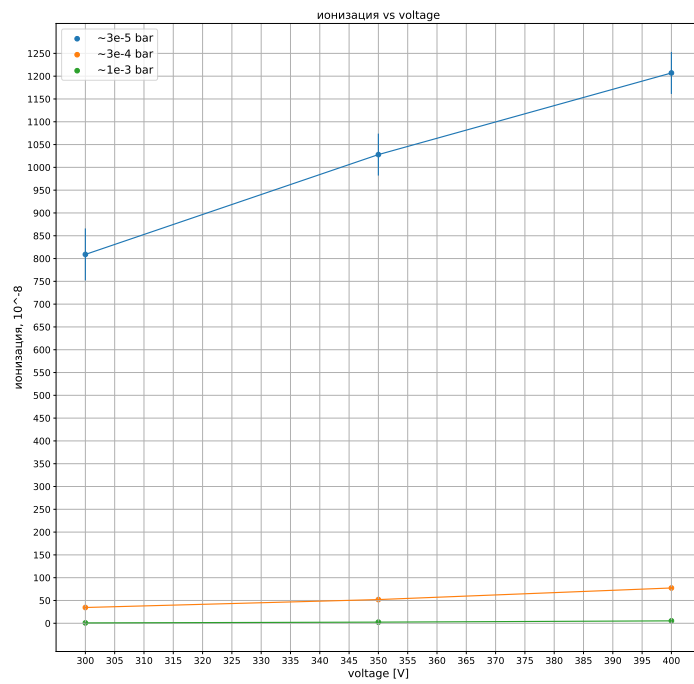


Рис. 15:  $\alpha$  от V

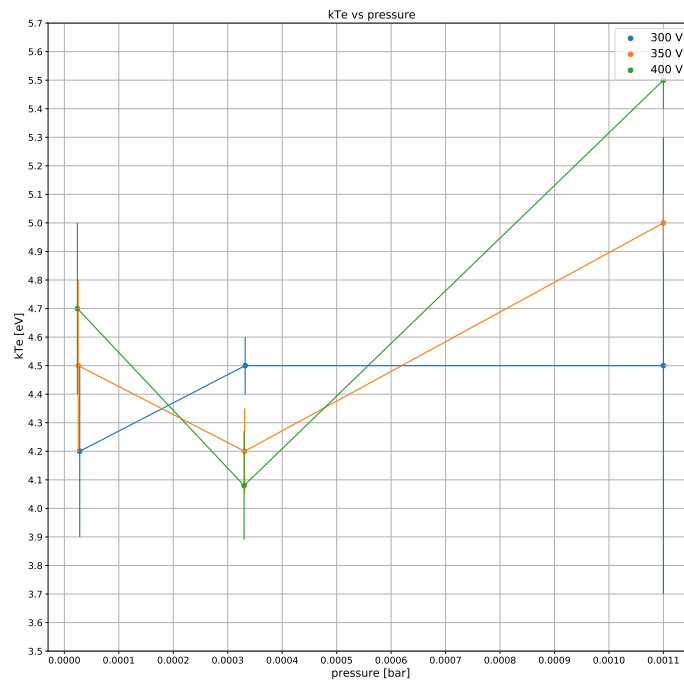


Рис. 16:  $kT_e$  от P

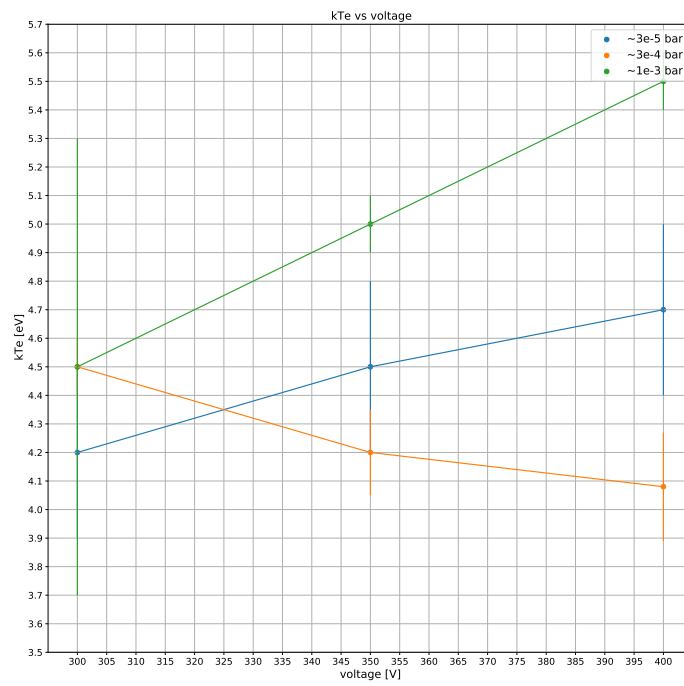


Рис. 17:  $kT_e$  от V



### 3 Выводы

1. При давлениях  $1 \div 10^2$  Па температура электронов составляет 4-5 эВ
2. При давлениях  $1 \div 10^2$  Па концентрация ионов азота составляет порядка  $10^{15} \text{ м}^{-3}$
3. При давлении порядка 10 Па температура электронов  $T_e$  в зависимости от разгоняющего напряжения ведёт себя противоположно остальным. Либо зависимость не линейная, а сложнее, и существуют различные зоны, либо эта серия измерений просто выброс. Если не брать во внимание эту серию, то можно сделать выводы:
  - Концентрация ионов растёт при уменьшении давления и увеличении разгоняющего напряжения
  - Соответственно, степень ионизации ведёт себя аналогично
  - Температура электронов растёт при увеличении давления и разгоняющего напряжения