

Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования «Московский государственный
университет имени М. В. Ломоносова»

Физический факультет

Кафедра атомной физики, физики плазмы и микроэлектроники

Курсовая работа за 2 курс

Измерение функции распределения электронов по
энергиям в высокочастотной плазме методом вторых
гармоник

Студент 205 группы

Степанов Тимофей

Научный руководитель:

к.ф.-м.н. Лопаев Дмитрий Викторович

Москва, 2024

РЕФЕРАТ

Отчет: 26 с.; 14 рис.; 8 ист.

Ключевые слова: диагностика плазмы, ФРЭ, метод вторых гармоник, метод модуляции, зонд Ленгмюра.

Работа описывает цифровой метод диагностики высокочастотной плазмы с применением программы LabVIEW, основанный на методе вторых гармоник. Программа позволяет получать зондовую характеристику в требуемом диапазоне напряжений и вычислять параметры плазмы: функцию распределения электронов по энергиям, температуру и концентрацию. В работе описана структура программы, даны результаты измерений, приведен их анализ. Сравниваются два метода определения функции распределения электронов: численного дифференцирование и метод вторых гармоник, анализируются области их применимости, преимущества и недостатки. Результаты работы могут быть полезны в области диагностики плазмы и отраслях промышленности, связанных с ее применением.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1 Физическая постановка задачи	9
1.1 Описание метода	9
1.2 Экспериментальная установка	10
2 Описание программы	12
2.1 Контроль измерений	12
2.2 Обработка данных	14
3 Проведение эксперимента	16
4 Анализ результатов	18
Заключение	25
Список использованных источников	26

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность задачи

Определение основных характеристик плазмы является важной задачей для ее промышленных применений. В частности, плазменное травление, применяемое в микроэлектронной промышленности, требует точности задания характеристик разряда, в частности ФРЭ, которая определяет скорость плазмохимических процессов и взаимодействие плазмы с поверхностью.

Зондовый метод до сих пор является одним из основных методов диагностики плазмы ввиду простоты и надежности. Формула Дрювестейна позволяет хорошо определить ФРЭ разрядов низких давлений, но получение второй производной связано с трудностями качества измерений ВАХ и высокими погрешностями численного дифференцирования. Метод вторых гармоник хорошо зарекомендовал себя как надежный способ получения второй производной, минимизирующий погрешности [3].

С развитием АЦП и вычислительных мощностей персональных компьютеров пропала нужда использования громоздких аналоговых приборов для анализа сигналов. В данной работе описывается цифровой метод диагностики плазмы с применением программы LabVIEW, основанный на методе вторых гармоник. Программа позволяет получать зондовую характеристику и вычислять параметры плазмы, объединяя в себе функции синхронного усилителя и обработки результатов.

Цель работы

Целью данной работы является демонстрация надежности метода вторых гармоник в зондовой диагностике низкотемпературной высокочастотной плазмы и возможность его реализации посредством цифровых расчетов.

Содержание работы

В данной работе дается краткое описание метода вторых гармоник как метода зондовой диагностики плазмы, описывается программа, позволяющая реализовать его. Приведены результаты экспериментальных измерений и дан их анализ, сравнивающий метод численного

дифференцирования и метод вторых гармоник: приводятся недостатки и достоинства, области применимости обоих методов.

Определение и параметры плазмы

Плазма – квазинейтральный газ заряженных и нейтральных частиц, проявляющий коллективные свойства, что означает возможность возникновения дальнего действующего кулоновского взаимодействия между областями плазмы [1].

Одной из важных характеристик плазмы является ее температура. Заметно то, что плазма, в отличие от газа, может описываться двумя температурами: ионной и электронной, так как ионы и электроны характеризуются различными распределениями. При этом удобно измерять ее в электронвольтах. Так, при условии что частицы подчиняются распределению Максвелла, мы имеем среднюю кинетическую энергию каждой частицы:

$$E_{av} = \frac{3}{2}KT \quad (1)$$

Чтобы избежать путаницы в определении количества степеней свободы, будем работать с соотношением KT . Отсюда для энергии $KT = 1 \text{ эВ} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ Дж}$ имеем:

$$T = \frac{1.6 \times 10^{-19}}{1.38 \times 10^{-23}} = 11600 \quad (2)$$

Таким образом плазме с температурой в один электронвольт мы понимаем такую плазму, у которой $KT = 1 \text{ эВ}$ или $T = 11600 \text{ К}$.

Отметим, что большая температура не равна большому количеству теплоты. В лабораторных газовых разрядах с плотностями порядка 10^{-12} см^{-3} теплота, передаваемая стенкам, не является значительной.

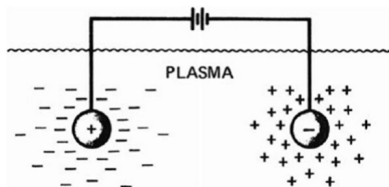


Рис. 1: Дебаевское экранирование [1]

Фундаментальной особенностью плазмы является ее способность экранировать действующие на нее электрические поля (дебаевское экранирование). Например, помещая заряженное тело, подключенное к источнику питания (для поддержания постоянного потенциала), он станет окружен облаком заряженных частиц.

При конечной температуре плазмы на границах заряженного облака достаточно энергетичные частицы могут покинуть потенциальную яму. Так, граница облака расположена на таком расстоянии, где потенциальная энергия создаваемого поля равна кинетической энергии электронов.

Расчеты показывают (при пренебрежении движением куда более тяжелых положительных ионов), что характерное расстояние экранирования, или дебаевская длина (радиус) будет равна:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 K T_e}{n e^2}} \quad (3)$$

где n – плотность плазмы. При этом распределение потенциала у бесконечной заряженной пластины с потенциалом ϕ_0 будет:

$$\phi(x) = \phi_0 e^{-\frac{|x|}{\lambda_D}} \quad (4)$$

Проанализируем выражение (3). Дебаевская длина увеличивается вместе с увеличением энергии электронов $K T_e$ (при этом ионы роли не играют), и при стремлении температуры к нулю слой экранирования будет вырождаться в бесконечно тонкий слой. При увеличении плотности λ_D наоборот, уменьшается, так как слой будет содержать большее количество электронов и больше заряда.

Используя (4) рассчитаем количество частиц в сферическом слое:

$$N_D = \frac{4}{3} \pi n \lambda_D^3 = 1.38 \times 10^6 T^{\frac{3}{2}} n^{-\frac{1}{2}} \quad (5)$$

Рассмотрев явление экранировки, мы можем определить понятие квазинейтральности: система называется квазинейтральной, если ее характерный размер L много больше λ_D , то есть при внесении внешнего потенциала или возникновении локальных концентраций заряда основной объем не содержит значительных электрических полей, но не настолько нейтрален, чтобы исчезли абсолютно все электромагнитные силы. При этом $n_i \approx n_e \approx n$.

Наконец, в системе при нарушении квазинейтральности возникают колебания, называемые плазменными (или ленгмюровскими), период t_D которых определяет время восстановления квазинейтральности [6].

Так, если в системе происходят процессы, изменяющие ее параметры, то их характерное время τ должно быть много больше периода плазменных колебаний.

Сейчас мы можем сформулировать критерий существования плазмы и ее отличия от ионизированного газа:

1. $\lambda_d \ll L$
2. $N_D \gg 1$

3. $\tau \gg t_D$

Функция распределения электронов

Как ясно из предыдущей главы, плазму можно характеризовать двумя параметрами: n и KT_e , которые задают особенности ее поведения, в частности функцию распределения электронов (ФРЭ) $f(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$. И наоборот: измерив экспериментально последнюю, можно получить n и KT_e . Так, плотность плазмы, в общем случае зависящая от координаты и времени, легко находится из ФРЭ:

$$n(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) d\mathbf{v} \quad (6)$$

Выражение (6) является условием нормировки ФРЭ. Стоит учитывать, что здесь $d\mathbf{v}$ не вектор, а элемент объема в пространстве скоростей $dv_x dv_y dv_z$. Нормируя $f(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$, получим функцию плотности вероятности $\hat{f}(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$. В таком случае функция распределения электронов будет задаваться выражением:

$$f(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) = n_e(t) \hat{f}(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) \quad (7)$$

здесь $[\hat{f}] = (\text{м/с})^{-3}$; $[f] = \text{с}^3 \text{м}^{-6}$.

Наиболее полезной и удобной для рассмотрения является функция распределения Максвелла, которая во многих случаях хорошо аппроксимирует реальную ФРЭ:

$$\hat{f} = \left(\frac{m}{2\pi KT} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{mv^2}{2KT} \right) \quad (8)$$

Не углубляясь в уравнения кинетической теории, перейдем к вопросу экспериментальных методов определения характеристик плазмы.

Основы зондовой диагностики

Зондовый метод исследования плазмы был предложен Ирвингом Ленгмюром в начале XX века. Он основан на измерении вольтамперной характеристики зонда: металлического проводника определенной формы, вводимого в плазму. Варьируя подаваемое на зонд напряжение, можно получить зависимость тока на зонд от его потенциала [8].

Зондовый метод имеет ряд преимуществ перед другими методами диагностики: в отличие от СВЧ или оптических методов он позволяет определять локальные характеристики плазмы

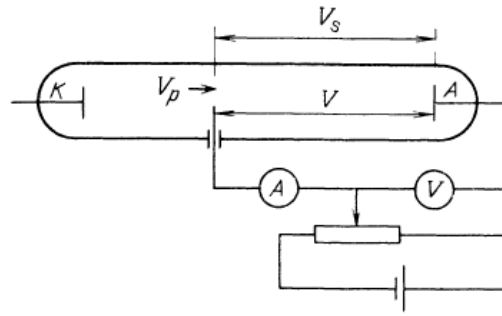


Рис. 2: Схема зондовых измерений [8]

в определенной области пространства. Простота конструкции позволяет модифицировать методику, применяя разные способы определения и обработки зондовой ВАХ или модифицируя конструкцию зонда.

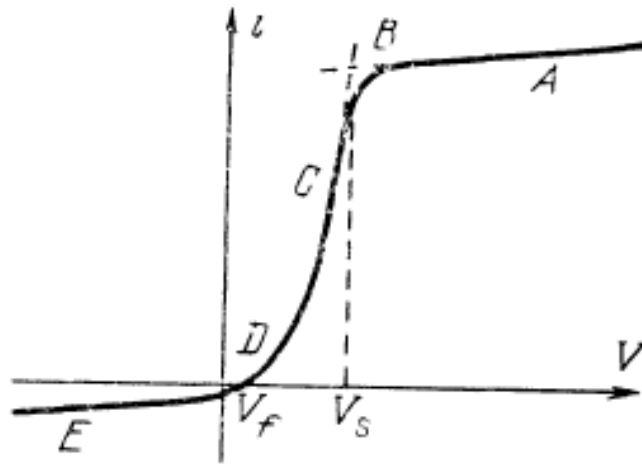


Рис. 3: Типичная зондовая ВАХ [8]

Кратко качественно рассмотрим зондовую характеристику, представленную на рис. 3. Пусть на зонд подано напряжение $V < V_f$ (участок ED), в таком случае ток $i < 0$, то есть он формируется тяжелыми положительно заряженными ионами (электроны зонд отталкивает), который при больших отрицательных напряжениях уходит в насыщение. При $V = V_f$ $i = 0$, так как ионный ток равен электронному $i_i = i_e$. V_f называют потенциалом изолированного зонда (или плавающим потенциалом); такой потенциал приобретает помещенное в плазму изолированное тело. При $V_f < V < V_s$ (участок DC) ток резко возрастает, так как все больше электронов обладают достаточной энергией для достижения поверхности зонда. В точке $V = V_s$, где V_s — плазменный потенциал относительно электрода, происходит излом ВАХ и ток выходит в насыщение при больших напряжениях (все электроны достигают поверхности зонда).

Для рассмотрения дальнейшей теории важно ввести ряд допущений:

1. Длина свободного пробега частиц много меньше области однородной плазмы и много больше радиуса зонда и толщины зондового слоя
2. Отсутствует генерация и рекомбинация частиц в зондовом слое
3. Отсутствует отражение и эмиссия электронов с зонда
4. Потенциал плазмы постоянен на характерных размерах зонда

Далее будем рассматривать только зонд Ленгмюра, представляющего из себя цилиндрический проводник. Рассчитаем плотность электронного тока на плоский зонд в области $V_f < V < V_s$ (поверхность зонда лежит в плоскости yz):

$$j_e = e \int_{-\infty}^{\infty} dv_y \int_{-\infty}^{\infty} dv_z \int_{v_t}^{\infty} f(v_x, v_y, v_z) v_x dv_x \quad (9)$$

где $v_t = \sqrt{\frac{2eV}{m}}$, то есть электрон может достигнуть поверхности зонда, обладая скоростью v_x большей v_t . Перейдя к полярным координатам, где θ – угол между нормалью и скоростью и принимая $f(v_x, v_y, v_z) \approx f_0(v)$, получим:

$$j_e = 2\pi e \int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta \int_{v_t/\cos \theta}^{\infty} v^3 f_0(v) dv = \frac{2\pi e}{m} \int_{v_t}^{\infty} \left(\frac{mv^2}{2} - eV \right) v f_0(v) dv \quad (10)$$

Перейдем к функции распределения по энергиям $\frac{mv^2}{2} = \varepsilon$, учитывая выражение для v_t :

$$j_e = \frac{2\pi e}{m^2} \int_{eV}^{\infty} (\varepsilon - eV) f_0(\varepsilon) d\varepsilon \quad (11)$$

Наконец, продифференцировав полученное выражение дважды по V , получим:

$$j_e'' = \frac{2\pi e^3}{m^2} f(eV) \quad (12)$$

Эта формула носит название формулы Дрювестейна и позволяет находить ФРЭ плазмы по зондовой характеристике. Именно метод Дрювестейна лежит в основе метода двух гармоник, применяемого в данной задаче.

Очевидно, что для второй производной по току формула примет вид:

$$i_e'' = S \frac{2\pi e^3}{m^2} f(eV) \quad (13)$$

где S – площадь зонда. Как можно видеть в [8, с. 194] формула (12), выведенная при рассмотрении плоского зонда, справедлива для любого малого зонда выпуклой геометрии.

1. Физическая постановка задачи

1.1 Описание метода

Численное нахождение второй производной по зондовой ВАХ связано с большими погрешностями и возможным зашумлением. Метод вторых гармоник, использующий модуляцию постоянного напряжения, прикладываемого к зонду, малым переменным напряжением, был впервые описан в 1934 году. Он позволяет получить требуемую вторую производную без численного дифференцирования с значительно меньшими погрешностями [5].

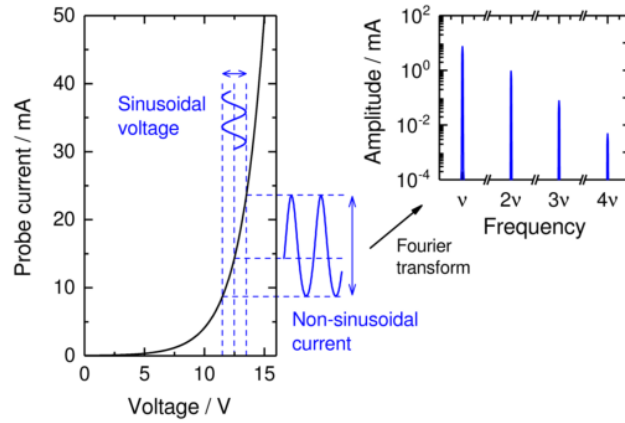


Рис. 1.1: Иллюстрация метода вторых гармоник: приложенная модуляция частотой ν дает негармонический ток, раскладываемый по гармоникам [3]

В этом методе наряду с постоянным напряжением V_0 вводится дифференцирующий сигнал $\Delta V = a \cos \omega t$ и измеряется зондовый ток i . В силу нелинейности импеданса призондового слоя ток i будет состоять из набора частот. Так, разлагая в степенной ряд:

$$\begin{aligned}
 i(V_0 + a \cos \omega t) = & \underbrace{\left(i(V_0) + \frac{a^2}{4} i'' + \frac{a^4}{64} i'''' + \dots \right)}_{\text{постоянная составляющая}} \\
 & + \underbrace{\left(a i' + \frac{a^3}{8} i'''' + \dots \right) \sin \omega t}_{\text{первая гармоника}} \\
 & - \underbrace{\left(\frac{a^2}{4} i'' + \frac{a^4}{48} + \dots \right) \cos 2\omega t + \dots}_{\text{вторая гармоника}} \quad (1.1)
 \end{aligned}$$

где дальнейшие члены разложения есть высшие гармоники. При условии $a \ll V_0$ амплитуда гармоники зондового тока на частоте n пропорциональна n -той производной. В случае $n = 2$ имеем:

$$i'' = \frac{4}{a^2} i_{2\omega} \quad (1.2)$$

здесь $i_{2\omega}$ – амплитуда второй гармоники.

В литературе существует множество вариаций формулы для определения итоговой ФРЭ, незначительно отличающихся коэффициентами. Так, в оригинальной работе Дрювестейна она имеет следующий вид [2]:

$$f(v) = \frac{4m}{Se^2} (V_s - V) i'' \quad (1.3)$$

где V_s – плазменный потенциал относительно зонда, см. главу «Основы зондовой диагностики».

В данной работе итоговая ФРЭ будет рассчитываться следующим образом, приведенным в [7]:

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{S} \sqrt{\frac{8m}{e^3}} (V_s - V) i'' \quad (1.4)$$

По наклону полученной ФРЭ легко определяется температура электронов:

$$\frac{kT_e}{e} = - \left(\frac{d(\ln i_e)}{dV} \right)^{-1} \quad (1.5)$$

из которой можно вычислить концентрацию электронов, подробнее см. главу 2.2.

1.2 Экспериментальная установка

Экспериментальная установка состоит из собственно установки с высокочастотным емкостным разрядом (capacitively coupled plasma или CCP) с зондом Ленгмюра, усилителя напряжений и измерительной платы NI USB-6259.

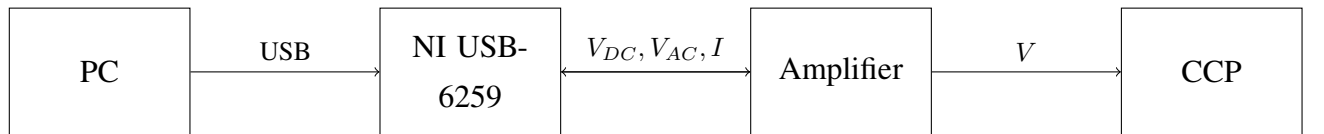


Рис. 1.2: Блок-схема установки

Измерительная плата NI USB-6259 позволяет генерировать аналоговые сигналы, заданные пользователем, и оцифровывать приходящие аналоговые сигналы. Она сопрягается с ПК с запущенной измерительной программой посредством USB.

На самой измерительной плате используется три канала: два выходных V_{DC} и V_{AC} и один входной I .

Усилитель подает на зонд суммарное напряжение $V = \alpha V_{DC} + V_{AC}$, где α – коэффициент усиления и снимает зондовый ток I , который передается на плату и затем на ПК.

Кратко рассмотрим механизм генерации плазмы в ССР установке.

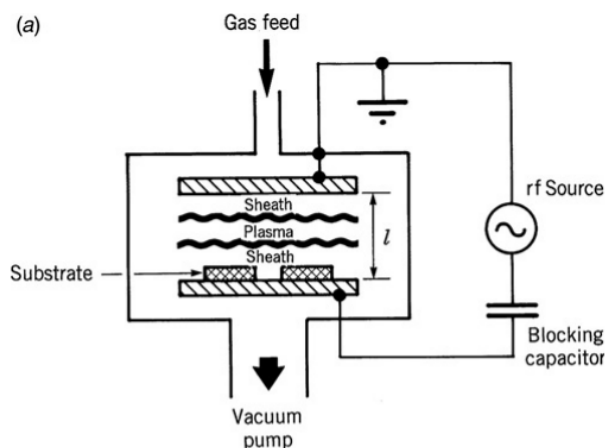


Рис. 1.3: Схема устройства [4]

Установка состоит из емкости с газом с давлением порядка 10-100 мторр и двух электродов на расстоянии порядка пары сантиметров, верхний из которых создает осциллирующее поле с частотой 80 МГц (нижний – 13.56 МГц) и напряжением порядка сотен вольт, вызывающий ударную ионизацию молекул газа [4].

Такая плазма относительно слабоионизирована с плотностью электронов порядка 10^{10} см^{-3} . Электроны в разряде осциллируют вместе с электрическим полем, в то время как движением куда более тяжелых ионов можно пренебречь. Таким образом, в приэлектродной области образуется положительно заряженный плазменный слой за счет убегания электронов, а в центре системы – осциллирующее электронное облако.

Зонд Ленмюра, используемый в установке, представляет из себя цилиндрический проводник с диаметром в 100 мкм и длиной 17 мм. Площадь зонда равна 5.34 мм^2 .

В общем случае зонд может быть установлен в любое место разряда, однако в нашей задаче измерения проводятся в центральной области, где нет влияния приэлектродных процессов. Как показывает эксперимент, ФРЭ в таких плазмах очень близка к максвелловской и хорошо подходит для нашей задачи.

2. Описание программы

2.1 Контроль измерений

Программа управления экспериментом, сбора результатов и их обработки была написана в среде LabVIEW 2015. Не вдаваясь в технические особенности, кратко опишем суть работы измерительного модуля.

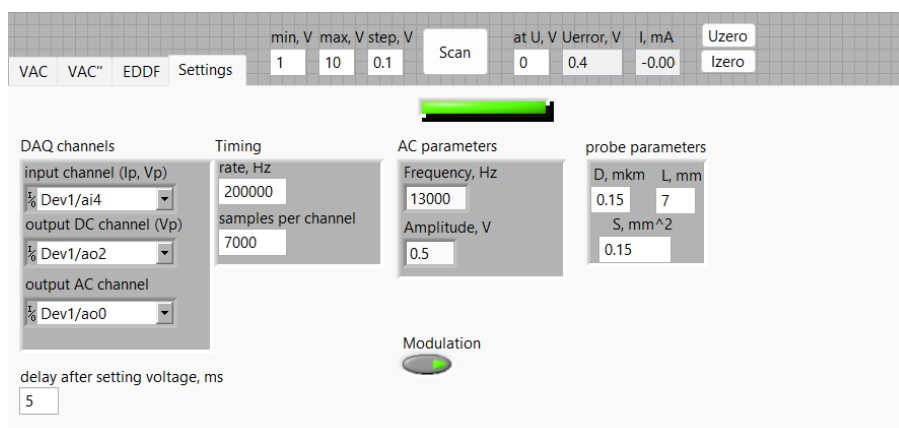


Рис. 2.1: Панель настроек программы

Пользователем задается входной и два выходных канала, частота сэмпирования $rate$, количество снимаемых сэмплов $samples\ per\ channel$, частота и амплитуда дифференцирующего сигнала, задержка перед записью $delay$, параметры зонда, диапазон напряжений $[V_{min}, V_{max}]$, в которых проводится измерение, и шаг V_{step} .

Для калибровки измерений программа автоматически измеряет значение тока при нулевом напряжении и в дальнейшем использует полученную величину для корректной установки напряжения.

После нажатия кнопки `scan` начинается процедура измерения. На i -ом шаге программа делает следующее:

1. Выставляет постоянное напряжение $V_{DC} = V_{min} + (i - 1)V_{step}$ на первый канал.
2. Посылает на второй канал задачу генерации гармонического сигнала заданной частоты и амплитуды $V_{AC}(t) = a \cos \omega t$ с частотой сэмпирования $\nu = 200$ кГц (в общем случае ν может также задаваться пользователем).

Зная известные коэффициенты на блоке усиления, итоговое напряжение на зонд будет $V(t) = V_{DC} + V_{AC}(t)$.

Снимаемый с зонда ток передается на аналоговый вход, откуда требуемое количество сэмплов (в данной работе $n = 8196$, что при заданной ν и ω примерно равно 500 осцилляциям) после настраиваемой задержки передается в программу.

Записанная характеристика $i(t)$ представляет из себя одномерный массив, из которого при помощи быстрого преобразования Фурье программа получает спектр сигнала $s(f)$ в виде одномерного массива:

$$s_k = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x_n e^{-i2\pi kn/N} \quad (2.1)$$

Как было получено ранее, амплитуда на частоте 2ω будет давать величину, пропорциональную второй производной (1.2). При этом $s(0)$, как можно видеть из (1.1) будет давать величину тока при постоянном напряжении V_{DC} .

Полученные величины тока i и i'' записываются в двумерные массивы VAC и VAC'' соответственно.

При этом в программе есть функция включения/отключения дифференцирующего сигнала, в таком случае снимаемый с тока зонд усредняется и на выходе снимается только ВАХ.

Подробнее рассмотрим выбранные в работе характеристики генерации и считывания сигнала.

Используемый в работе модуль позволяет проводить сэмплирование входного сигнала с частотой до 500 кГц, однако, как показано в [3], частоты в 200 кГц более чем достаточно для минимизации шумов и корректной записи переменного сигнала.

Так как в работе используется дискретное преобразование Фурье, важно учитывать частоту сэмплирования Найквиста для корректной записи всех гармоник в спектре. При выбранном ν частота Найквиста $\nu_N = 100$ кГц, что позволяет различать до 9 гармоник в спектре сигнала с генерируемой частотой в 10 кГц. При увеличении количества считываемых осцилляций, увеличивается разрешение спектра (сужаются пики). Как показано в той же работе, шумы минимизируются при значении числа осцилляций равного 500, следовательно около 7000 точек должно быть записано.

Амплитуда дифференцирующего сигнала должна быть достаточно большой, чтобы минимизировать шумы и в то же время достаточно маленькой, чтобы вторичными членами при гармониках в выражении (1.1) можно было пренебречь. Амплитуда $a = 0.5$ В вполне удовлетворяет этим требованиям.

Частота же дифференцирующего сигнала, помимо требований дискретизации и Фурье-анализа, должна быть много меньше частоты разряда (13.56 МГц) и достаточно большой, чтобы

не влиять на призондовый слой.

Для релаксации переходных процессов при установлении нового постоянного напряжения в программе предусмотрено выставление задержки перед началом записи тока. В случае данной задачи установлено время задержки в 5 мс.

Важно не забывать и про время измерений. Так, при диапазоне в 30 В с шагом в 0.5 В и задержкой в 5 мс время полного измерения будет составлять 5 с при частоте дифференцирующего сигнала в 10 кГц. При увеличении частоты сигнала можно потерять требуемые гармоники и получить некорректный спектр, при его увеличении – значительно замедлить время измерений и повлиять на характеристики призондового слоя.

2.2 Обработка данных

По результатам измерения программа строит пять графиков: ВАХ, вторая производная ВАХ (методом численного дифференцирования и непосредственно второй гармоники) и собственно ФРЭ (расчитанные по двумя разным вторым производным).

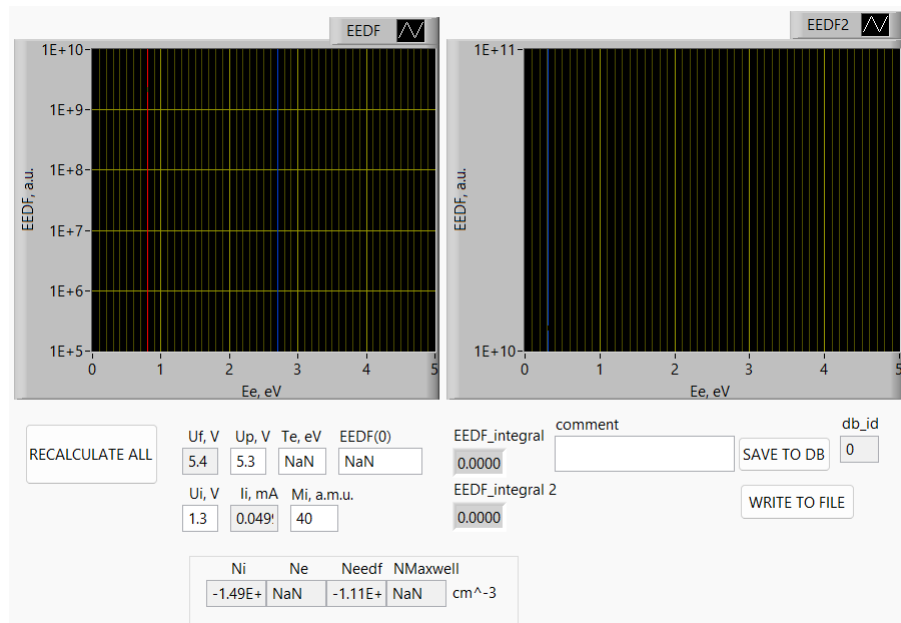


Рис. 2.2: Панель программы с двумя ФРЭ и рассчитываемыми по ним данными

Так, из массива $VAC = i(V)$ численно получаем массив производных:

$$i'' = \frac{i'_{n+1} - i'_{n-1}}{2(V_{n+1} - V_{n-1})} \quad (2.2)$$

где i' получено аналогично из i .

Имея значения $i''(V)$ и зная характеристики зонда, получаем две ФРЭ по формуле (1.4), при этом энергия электронов будет $E = V - V_p$ эВ (значение V_p задается вручную, подробнее см. гл. 3).

На графиках ФРЭ имеется возможность выставить диапазон энергий с помощью двух курсоров. В заданном диапазоне программа вычисляет интеграл методом трапеций и фитирует экспоненциальную кривую методом наименьших квадратов:

$$f(x) = ae^{bx} + c \quad (2.3)$$

откуда $T_e = -b^{-1}$ по формуле (1.5) и $a = \text{ФРЭ}(0)$. Из полученных параметров получаем концентрацию электронов, учитывая их максвелловское распределение:

$$N_{maxwell} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \text{ФРЭ}(0) T_e^{\frac{3}{2}} \quad (2.4)$$

При нажатии кнопки WRITE TO FILE полученные графики экспортируются в текстовый формат для дальнейшего анализа в сторонних программах.

3. Проведение эксперимента

Для проведения эксперимента был использован высокочастотный емкостный разряд аргона с частотой 80 МГц и мощностью 50 Вт под давлением в 50 мторр. Экспериментальная установка кратко описана в главе 1.2.

Для целей задачи было проведено 12 измерений с разными параметрами модуляции и шага напряжений. Во всех измерениях диапазон напряжений [-20, 35] В, частота модуляции – 10 кГц, частота сэмплирования – 200 кГц, количество точек – 8196.

Таблица 3.1: Параметры измерений

номер измерения	V_{mod} , В	V_{step} , В
1	0.3	0.6
2	0.6	0.6
3	0.9	0.6
4	0.3	0.3
5	0.3	0.6
6	0.3	0.9

Измерения с 1 по 3 проводятся с фиксированным шагом напряжений, с 4 по 6 – с фиксированной частотой модуляции и призваны показать зависимость качества измерений и диапазон применений обоих методов. Параметры пятого измерения, проведенного для качественного сравнения, совпадают с первым. Как показал эксперимент, частота модуляции в широких диапазонах не влияет на вид ФРЭ и качество определений параметров плазмы.

Каждая процедура измерения состояла из следующих шагов:

1. Выставить требуемые значения шага и амплитуды модуляции
2. Нажать кнопку SCAN и дождаться завершения измерения
3. По виду первого графика второй производной тока вычислить плазменный потенциал V_p следующим образом: как было показано во введении, в точке плазменного потенциала ВАХ зонда претерпевает перегиб, тогда вторая производная тока по напряжению должна принимать нулевое значение. Вообще говоря, в эксперименте практически невозможно получить идеальный график второй производной, и плазменный потенциал, в силу несимметричности графика, следует брать чуть выше чем точка пересечения с осью абсцисс.

4. Ввести полученное значение V_p и получить два графика ФРЭ.
5. Расположить курсоры так, чтобы между ними находилась верхняя линейная часть ФРЭ.
Записать вычисленные значения температуры и концентрации.
6. Сохранить графики.

4. Анализ результатов

Таблица 4.1: Измеренные параметры плазмы

номер измерения	первый метод		второй метод		V_p , В
	T_e , эВ	n_e , 10^{10} см $^{-3}$	T_e , эВ	n_e , 10^{10} см $^{-3}$	
1	2	1.37	3	0.911	29
2	1.9	1.57	2.1	1.03	29
3	1.8	1.73	2.2	1.03	29
4	2.2	1.2	1.9	1.26	29
5	2	1.42	1.8	1.32	29
6	1.9	1.64	2.2	1.01	29

В таблице 4.1 приведены вычисленные параметры для каждого из шести измерений. Сложно судить о надежности измерений только по этим данным, поэтому рассмотрим полученные графики.

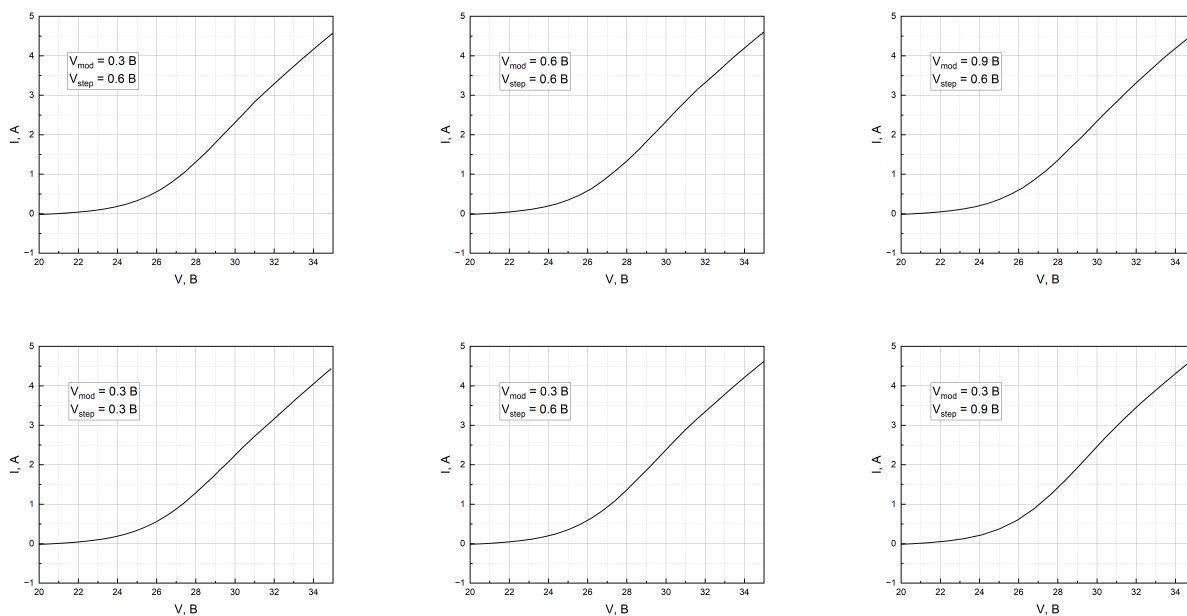


Рис. 4.1: Участок измеренных зондовых ВАХ в диапазоне от 20 до 35 В

На рис. 4.1 приведены конечные участки измеренных зондовых характеристик для шести

измерений. Весь диапазон напряжений не представляет интереса, так как вклад электронного тока очень мал и график представляет из себя пологую прямую. Визуально сложно заметить, но в районе $V = 29$ В происходит перегиб графика, то есть достигается плазменный потенциал.

Как можно видеть, амплитуда модуляции и шаг измерений практически не влияют на качество и вид зондовой характеристики.

Рассмотрим графики вторых производных и вычисленных ФРЭ (рис. 4.2 – 4.6). В каждом измерении сразу же можно заметить отличие методов: на графике второй производной, вычисленной первым методом, четко видна точка пересечения с осью абсцисс, и, тем самым, хорошо вычисляется плазменный потенциал. Тем не менее, по графику, полученному вторым методом, также можно вычислить плазменный потенциал: первый достигаемый минимум после пика дает схожую величину.

Что касается вычисленных ФРЭ, то первый метод дает куда большее разрешение в области больших энергий: функция становится полой (что означает зашумление) $E = 18$ эВ, в то время как второй метод дает разрешение порядка 15 эВ.

В большинстве случаев первая ФРЭ выглядит лучше второй; наибольшего преимущества первый метод достигает при большом шаге в 0.9 В (рис. 4.6). При среднем шаге и средне-высокой амплитуде модуляции лучшую ФРЭ дает второй метод (рис. 4.4 и 4.5).

Главным достоинством второго метода является то, что он дает большее разрешение в области низких энергий: там, где первый график ФРЭ загибается вниз в области плазменного потенциала (в то время как реальная ФРЭ идет дальше и достигает максимального значения в нуле), второй график еще дает надежную функцию. Хорошо измеренная область низкоэнергичных электронов куда важнее, нежели область высоких энергий, так как именно они дают больший вклад в основные плазменные процессы и качественное определение их параметров крайне важно для дальнейшего исследования плазменной кинетики [3].

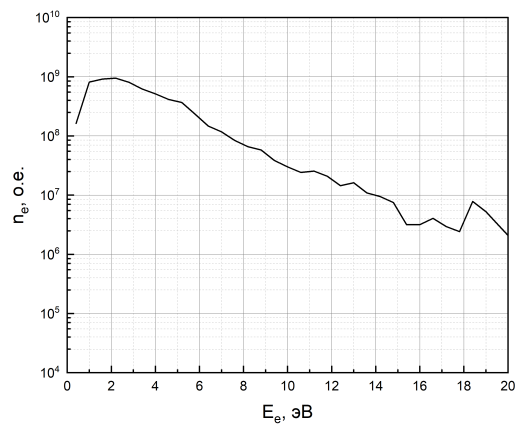
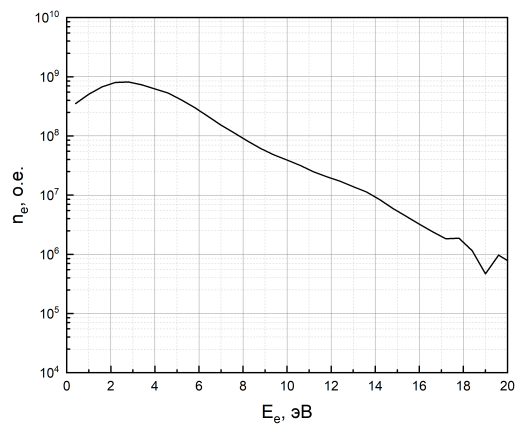
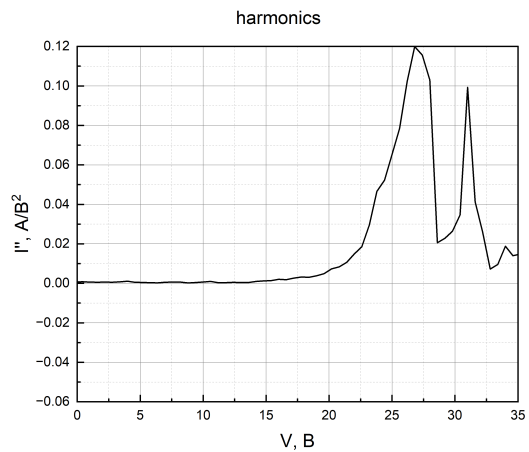
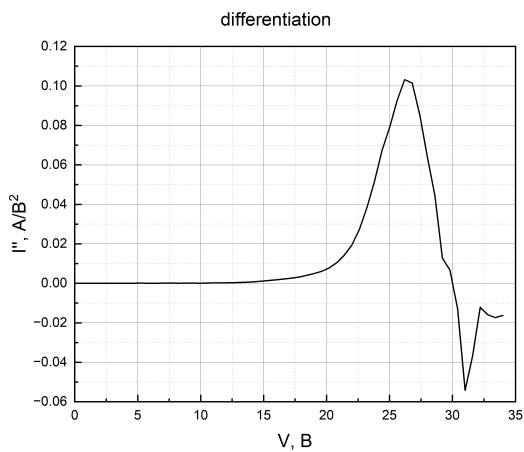


Рис. 4.2: $V_{\text{mod}} = 0.3$, $V_{\text{step}} = 0.6$

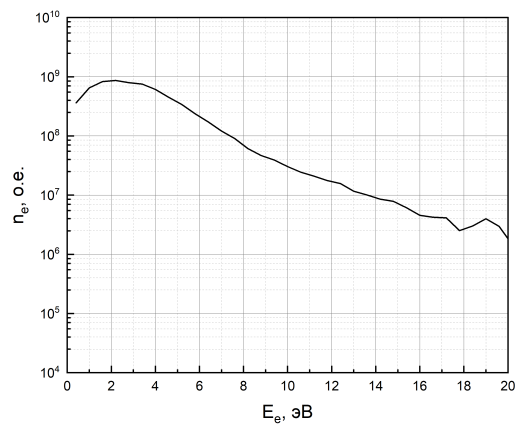
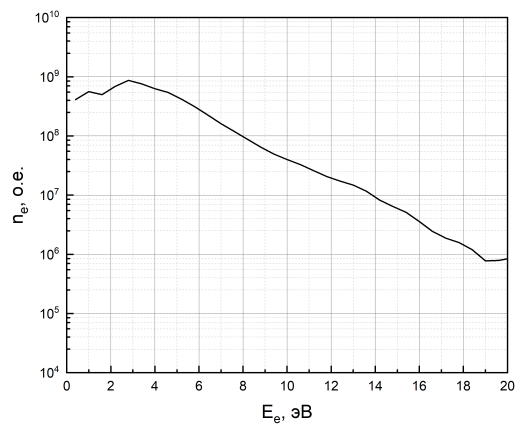
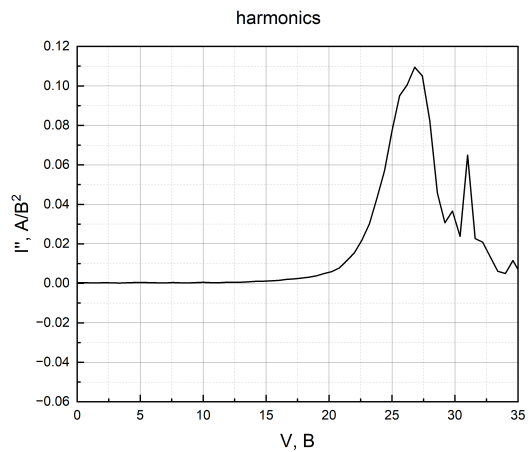
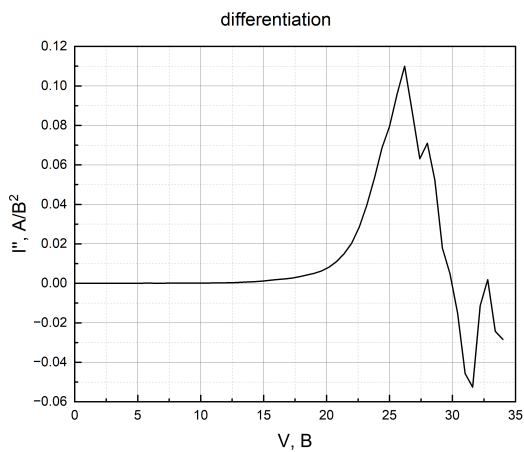


Рис. 4.3: $V_{\text{mod}} = 0.6$, $V_{\text{step}} = 0.6$

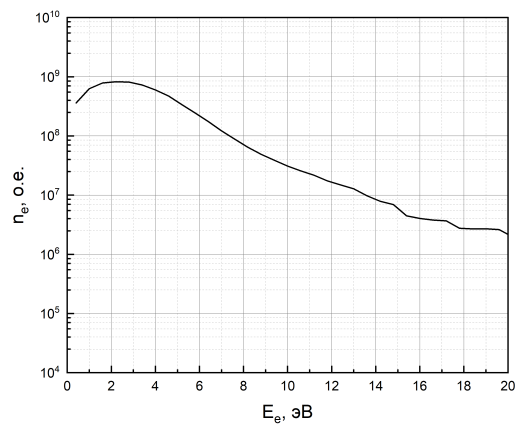
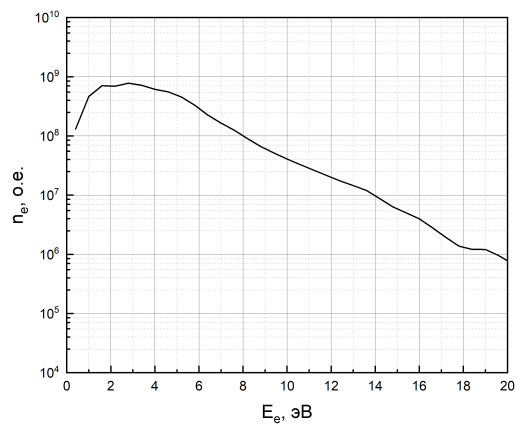
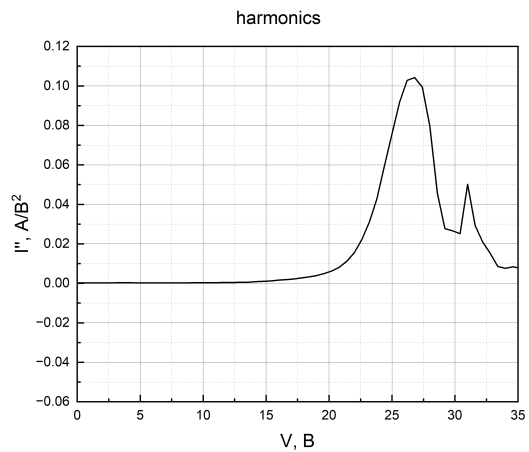
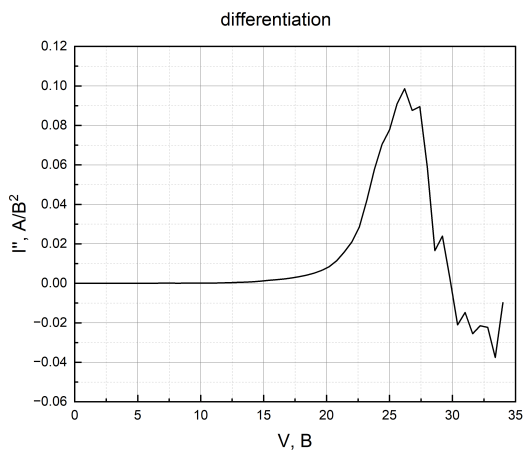


Рис. 4.4: $V_{\text{mod}} = 0.9$, $V_{\text{step}} = 0.6$

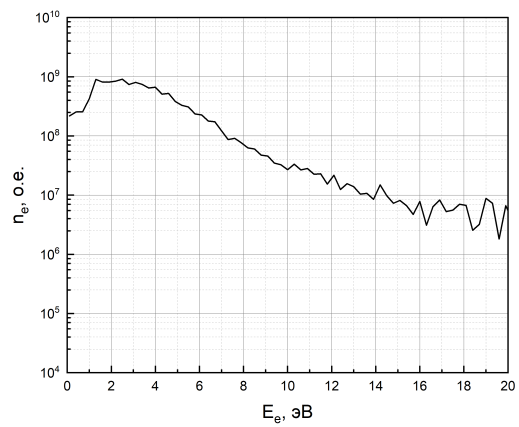
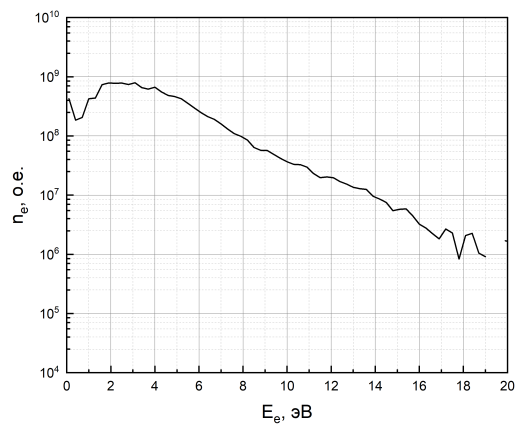
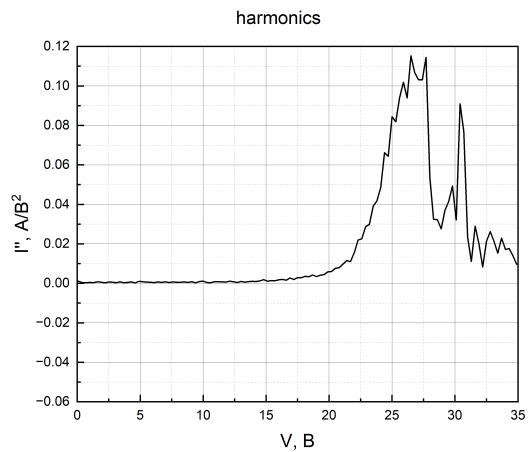
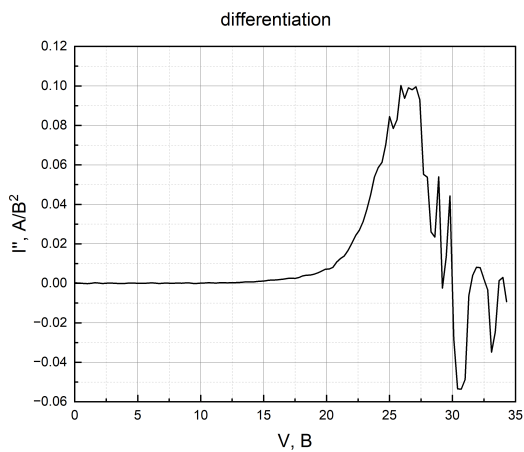


Рис. 4.5: $V_{\text{mod}} = 0.3$, $V_{\text{step}} = 0.3$

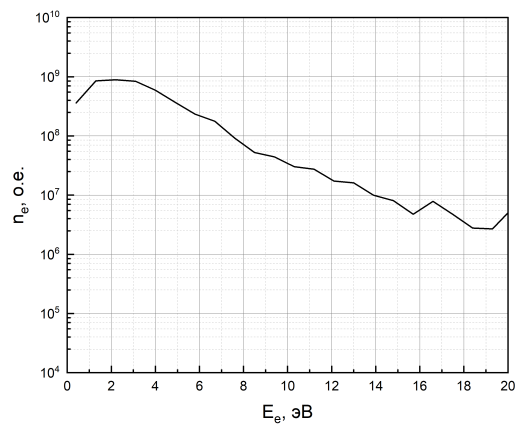
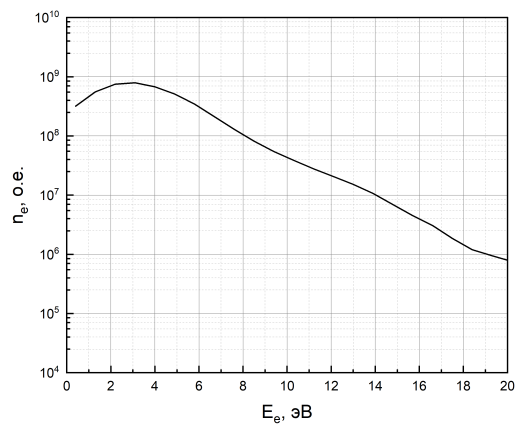
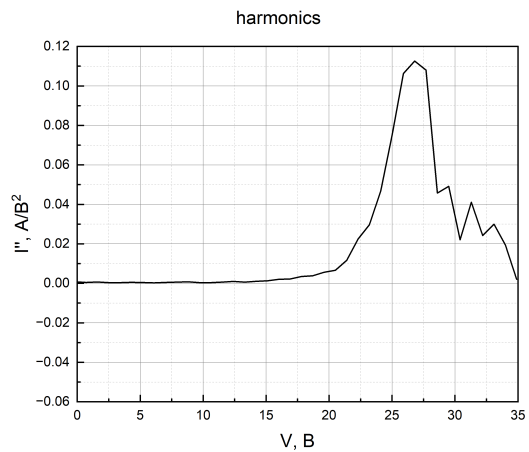
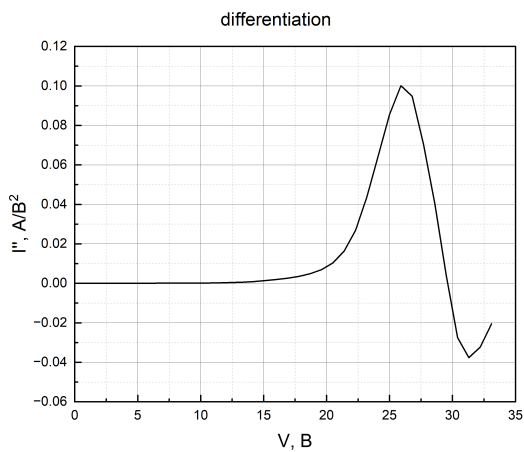


Рис. 4.6: $V_{\text{mod}} = 0.3$, $V_{\text{step}} = 0.9$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Метод вторых гармоник является надежным методом получения функции распределения электронов по энергиям в высокочастотной плазме низкого давления и имеет свои преимущества перед более распространенным методом численного дифференцирования: он позволяет получить надежную ФРЭ в области низких энергий с маленьким шагом измерения.

Продemonстрированная в работе программа позволяет измерять ФРЭ двумя методами, а гибкость цифровой обработки и генерации сигналов дает возможность настроить установку под нужды разных методик и исследуемых разрядов.

Дальнейшая работа может вестись в следующих направлениях: исследование и реализация других высокочастотных методов (демодуляции, биений, прямоугольных сигналов) и реализация функционала программы с помощью микроконтроллеров, чтобы исключить вспомогательную громоздкую аппаратуру и упростить процедуру измерений.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Chen F. F.* Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion. — Springer, 2016.
2. *Druyvesteyn M. J.* Der Niedervoltbogen // Zeitschrift für Physik. — 1930. — Т. 64, № 11. — С. 781—798.
3. *Heiler A., Friedl R., Fantz U.* Application of a Langmuir probe AC technique for reliable access to the low energy range of electron energy distribution functions in low pressure plasmas // Journal of Applied Physics. — 2020. — Март. — Т. 127, № 11.
4. *Lieberman M. A.* Principles of Plasma Discharges and Materials Processing. — John Wiley & Sons, Inc., 2005.
5. *Sloane R., MacGregor E.* XV. An alternating current method for collector analysis of discharge-tubes // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. — 1934. — Т. 18, № 117. — С. 193—207.
6. *Демидов.* Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. — Энергоатомиздат, 1996.
7. *Лебедев.* Электрические зонды в плазме пониженного давления. — Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН, 2003.
8. *Райзер.* Физика газового разряда. — Наука, 1992.