

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ  
ФЕДЕРАЦИИ  
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ)  
ФИЗТЕХ-ШКОЛА ЭЛЕКТРОНИКИ, ФОТОНИКИ  
И МОЛЕКУЛЯРНОЙ ФИЗИКИ

Кафедра вакуумной электроники  
Отчет  
по лабораторной работе  
**Автоэлектронная эмиссия**

Работу выполнили \_\_\_\_\_ Г. Луговцов  
\_\_\_\_\_ С. Казиков  
\_\_\_\_\_ А. Козлов

Работу принял, оценка \_\_\_\_\_

Долгопрудный, 2023 г.

## Содержание

<b>1</b>	<b>Цель работы</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Теория</b>	<b>2</b>
2.1	Введение . . . . .	2
2.2	Количественное описание автоэмиссии . . . . .	2
2.3	Одноэмиттерные системы . . . . .	4
2.4	Нестабильность автоэмиссионного тока . . . . .	4
<b>3</b>	<b>Выполнение работы</b>	<b>5</b>
3.1	Статистический метод, измерение ВАХ с помощью вольтметра . . . . .	5
3.2	Динамический метод. Нестабильность автоэмиссионного тока . . . . .	7
<b>4</b>	<b>Выводы</b>	<b>9</b>

# 1 Цель работы

Исследовать автоэмиссионные свойства вольфрамового острия. Изучить нестабильности автоэмиссионного тока с помощью осциллографа и вольтметра

## 2 Теория

### 2.1 Введение

Автоэлектронная эмиссия - это способ получения свободных электронов в вакуум при приложении к поверхности проводника сильного электрического поля порядка  $F = 10^7 - 10^8$  В/см. В этом случае происходит изменение формы, искривление поверхностного потенциального барьера, что позволяет электронам туннелировать сквозь него и выходить за границу проводника. При этом появляется область пространства вне тела, в которой электрон может существовать с той же полной энергией, которой он обладает, находясь в теле. В автоэлектронной эмиссии не тратится дополнительная энергия для возбуждения электронов

Для того чтобы создать такие сильные электрические поля, к обычным макроскопическим электродам необходимо было бы прикладывать напряжения в десятки миллионов вольт. Однако автоэлектронную эмиссию можно возбудить при гораздо меньших напряжениях, если придать катоду форму тонкого острия с радиусом вершины в десятые или сотые доли микрона

Среди эмиссионных явлений автоэмиссия занимает особое место, так как это чисто квантовый эффект, при котором для высвобождения электронов из катода не требуется затрат энергии на сам эмиссионный акт в отличие от термо-, фото-, вторичной эмиссии

### 2.2 Количественное описание автоэмиссии

Впервые Фаулер и Нордгейм объяснили автоэмиссию в 1928 году. Также они же получили формулу, описывающую взаимосвязь плотности автоэмиссионного тока  $j$  с напряженностью электрического поля  $E$

$$j = \frac{e^3}{4\pi^2\hbar} \cdot \frac{E_f^{1/2}}{W_a\varphi^{1/2}} \cdot E^2 \cdot \exp\left(-\frac{4}{3e} \frac{\sqrt{2m}}{\hbar} \cdot \frac{\varphi^{3/2}}{E}\right), \quad (1)$$

где  $\varphi = W_a - E_f$  - работа выхода,  $E_f$  - энергия Ферми,  $W_a$  - уровень вакуума (все энергии отсчитываются от дна зоны проводимости).

Эта формула получена для полубесконечного металла с плоской поверхностью, подчиняющегося модели Зоммерфельда и находящегося при температуре  $T = 0$  К. Фаулер и Нордгейм предположили, что потенциальный барьер имеет вид, показанный на рисунке 1 (кривые А и В).

Позднее в 1929 году Нордгейм предложил ввести в рассмотрение силы электростатического изображения (кривые С и D, рис. 1), то приводит к выражению

$$j = A \cdot \frac{E^2}{\varphi} \cdot \exp\left(-B \cdot \frac{\varphi^{3/2}}{E} \cdot \theta(y)\right), \quad (2)$$

где  $A \equiv \frac{e^3}{16\pi^2\hbar}$ ,  $B \equiv \frac{4}{3e} \cdot \frac{\sqrt{2m}}{\hbar}$ ,  $y \equiv \frac{\sqrt{e^3 E}}{\varphi}$ .

Здесь  $\theta(y)$  - спецфункция, которая получила название функций Нордгейма. При близких значениях к 0 или 1 спецфункций хорошо приближается аналитически

$$\theta(y) = 0,965 - 0,739 \cdot y^2 \quad (3)$$

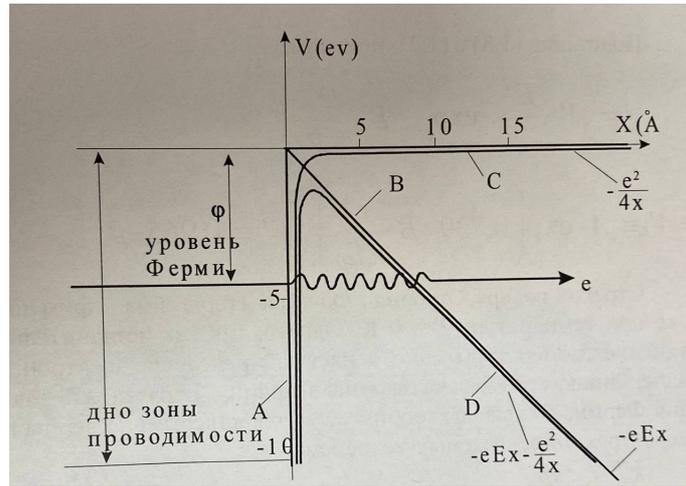


Рис. 1: Поверхностный потенциальный барьер на границе металла-вакуума в присутствии сильного электрического поля

Подставляя (3) в (2), получим

$$j = A' \cdot \frac{E^2}{\varphi} \cdot \exp(-B' \cdot \frac{\varphi^{3/2}}{E}), \tag{4}$$

где  $A' \equiv A \cdot \exp(0,739 \cdot B \cdot \frac{e^3}{\sqrt{\varphi}})$ ,  $B' \equiv 0,965 \cdot B$

Эта теория применима к температуре  $T = 0$  К, однако увеличение температуры незначительно меняет распределение электронов в металле, поэтому вывод из теории остаются качественно верны при температурах  $kT \ll \phi$

Позднее была создана теория для термоавтоэлектронной эмиссии. Мерфи и Гуд получили формулу, связывающую эмиссионный ток напряженностью приложенного поля и температурой металла. Для случая низких температур формула принимает вид

$$j(E, T) = \frac{e^3}{16\pi^2 \hbar t^2 (y_0)} \cdot \frac{E^2}{\varphi} \cdot \frac{\pi c_0 kT}{\sin \pi c_0 kT} \cdot \exp - \frac{4}{3e} \cdot \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} \cdot \nu (y_0 \cdot \frac{\varphi^{3/2}}{E}), \tag{5}$$

Для очень низких температур, когда  $\pi c_0 kT \ll 1$ , (5) сводится к уравнению Фраулера-Нордгейма

$$j = A'' \cdot \frac{E^2}{\phi} \cdot \exp(-B'' \cdot \frac{\phi^{3/2}}{E}), \tag{6}$$

где  $A'' \equiv \frac{e^3}{16\pi^2 \hbar t^2 (\frac{\sqrt{e^3 E}}{\phi})}$ ,  $B'' \equiv \frac{4}{3e} \cdot \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} \cdot \nu(\frac{\sqrt{e^3 E}}{\phi})$

Если подставить числовые значения постоянных, тогда мы получим

$$j = \frac{1,537 \cdot 10^{10}}{t^2 (3,79 \cdot \frac{\sqrt{E}}{\varphi})} \cdot \frac{E^2}{\varphi} \cdot \exp(-\frac{0,683 \varphi^{3/2}}{E} \cdot \nu(3,79 \cdot \frac{\sqrt{E}}{\varphi})), \tag{7}$$

где  $E$  измеряется в В/А, а  $\varphi$  в эВ,  $j$  А/см<sup>2</sup>

Если же построить график зависимости  $\ln \frac{j}{E^2}$  от  $\frac{1}{E}$ , то соответствующая кривая окажется практически прямой линией в узкой области напряженности поля, которая характерна для типичного автоэмиссионного эксперимента. Эта прямая называется график Фраулера-Нордгейма, а соответствующие координаты - координаты Фраулера-Нордгейма. Согласно (7) наклон графика Фраулера-Нордгейма выражается формулой

$$S_{FN} = \frac{d \ln j/E^2}{d(1/E)} = -0,683 \cdot s(\frac{3,79 \cdot \sqrt{E}}{\varphi}) \cdot \varphi^{\frac{3}{2}}, \tag{8}$$

где  $s(y) \equiv \nu(y) - \frac{y}{2} \cdot \frac{d\nu}{dy}$

В узкой области напряженности поля можно считать  $s(y)$  константой, поэтому зная напряженность поля над поверхностью образца, можно легко определить работу выхода и наоборот

### 2.3 Одноэмиттерные системы

Уравнение автоэлектронной эмиссии дает нам зависимость плотности тока автоэмиссии от напряженности поля (6). На практике мы измеряем полный ток  $I$  и приложенное напряжение  $U$ . Так как напряженность поля пропорциональна  $U$ , а полный ток пропорционален площади поверхности эмиттера  $S_s$ , то можно записать

$$I = S_s j \quad (9)$$

$$E = \beta U, \quad (10)$$

где  $\beta$  называется форм-фактором острия. Уравнение (7) преобразуется к виду

$$I = S_s \cdot \frac{1,537 \cdot 10^{10}}{t^2(y_0)} \cdot \frac{\beta^2 U^2}{\varphi} \exp\left(-0,683 \cdot \frac{\varphi^{3/2}}{\beta U} \nu(y_0)\right), \quad (11)$$

где константа  $y_0 = 3,79 \cdot \frac{\sqrt{\beta U}}{\varphi}$ ,  $U$  измеряется в В,  $\beta$  в  $1/\text{\AA}$ ,  $\varphi$  в эВ,  $I$  в А,  $S_s$  в  $\text{см}^2$

Таким образом, если построить  $\ln \frac{I}{U^2}$  как функцию от  $\frac{1}{U}$ , то мы получим прямую линию. Тогда получаем

$$\tan \alpha = -0,683 \cdot s\left(\frac{3,79 \cdot \sqrt{\beta U}}{\varphi}\right) \cdot \frac{\varphi^{3/2}}{\beta} \quad (12)$$

Если считать  $s(y)$  постоянной и равной 1, что приближенно справедливо в рабочем диапазоне токов и напряжений, то тангенс угла наклона прямой Фаулера-Нордгейма будет определяться более простой формулой

$$\tan \alpha = -0,683 \cdot \frac{\varphi^{3/2}}{\beta} \quad (13)$$

Следовательно, если известна работа выхода острия, то можно определить  $\beta$  и тем самым напряженность поля у поверхности острия.

### 2.4 Нестабильность автоэмиссионного тока

Основные причины нестабильности тока автоэлектронных катодов следующие.

1. Разрушение поверхности под действием ионной бомбардировки ионами остаточных газов, что может приводить к изменению микрогеометрии поверхности катода: размеров центров и межцентровых расстояний, а также к разрушению центров и изменению межэлектродного расстояния
2. Адсорбция и десорбция атомов остаточных газов, которая может вызвать изменение локальной работы выхода катода
3. Разрушение эмиссионных центров из-за разрушения теплового режима катода при больших плотностях отбираемого тока
4. Разрушение или изменение геометрии эмиссионных центров под действием пондеромоторных нагрузок

5. Механическая непрочность катода, приводящая к взаимному смещению элементов катода за счет электростатического отталкивания, и, как следствие, к изменению конфигурации электрического поля

Экспериментально нестабильность автоэмиссионного тока можно реализовать, снимая ВАХ катода через малые промежутки времени и построив по полученному набору точек зависимость  $A''$  от  $\ln B''$

В случае, когда флуктуации тока определяются изменением числа эмиссионных центров,  $A''$  изменится, а  $\ln B''$

В случае, когда флуктуация тока определяется изменением работы выхода,  $A''$  линейно зависит от  $\ln B''$  с коэффициентом 1,5

В случае, когда флуктуация тока определяется изменением размеров центров, зависимость  $A''$  от  $\ln B''$  принимает линейный характер в координатах  $A'' + 2 \cdot \ln B''$  от  $\exp(-\frac{A''}{2})$

### 3 Выполнение работы

#### 3.1 Статистический метод, измерение ВАХ с помощью вольтметра

В нашу схему входят:

- Вакуумная лампа с металлическим анодом и вольфрамовым катодом
- Источник напряжения
- Амперметр
- Вольтметр
- Осциллограф

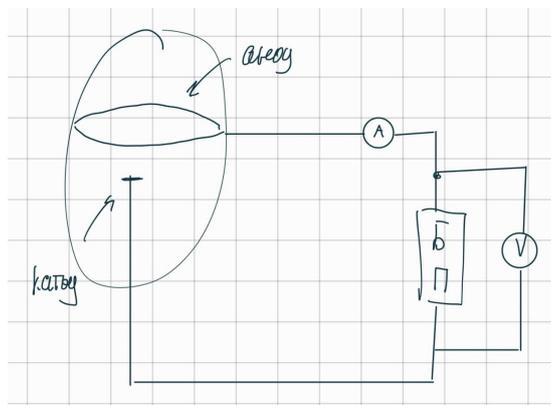


Рис. 2: Схема подключения лампы в схему

Сначала мы подключаем лампу к источнику тока как показано на рисунке 2. Измеряем напряжение с помощью вольтметра, а ток считываем на амперметре. Напряжение

на вольтметре - это напряжение между катодом и анодом, то есть под действием этого напряжения потенциальная яма катода меняется и электроны начинают вылетать из вольфрамового катода.

В динамическом режиме мы измеряем напряжение на лампе и на резисторе. Устройство см на рисунке 3

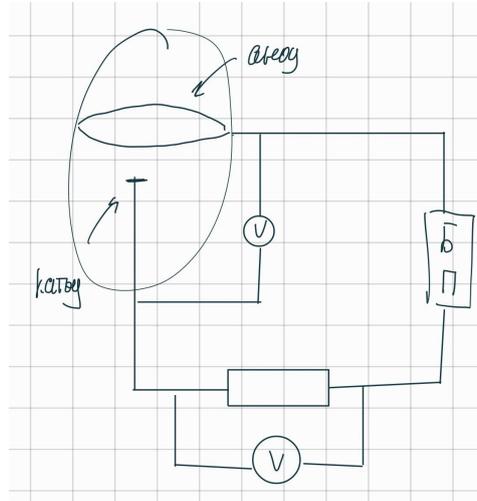


Рис. 3: Схема для динамического режима

Получили ВАХ характеристику при автоэлектронной эмиссии (см. рисунок 4). Чтобы найти форм-фактор острия  $\beta$ , нам нужно построить ВАХ характеристику в координатах Фаулера-Нордгейма  $\ln I/U^2$  от  $1/U$ . У нас получится линейная аппроксимация, у которой угол наклона вычисляется по формуле (13). Примем, что работа выхода из катода равна  $\varphi = 4,5$  эВ, и переведем напряжение на резисторе в силу тока, если сопротивление резистора равно  $R = 26.99 \cdot 10^3$  Ом

Итого мы получили  $\beta = 5.71 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{А}}$

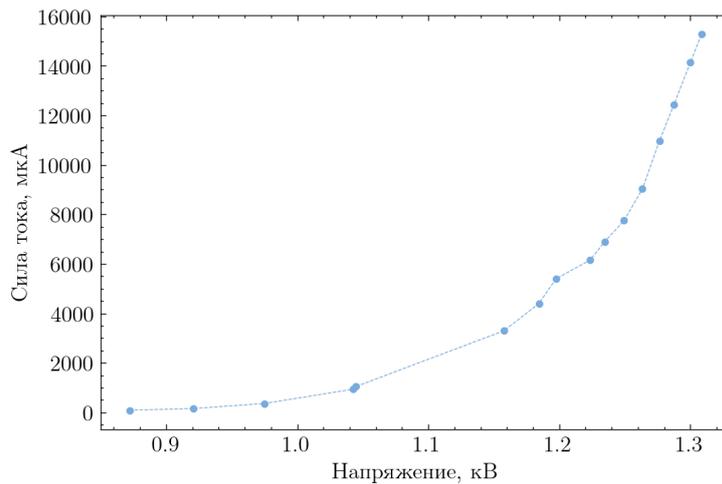


Рис. 4: ВАХ при ручной режиме

Также мы измерили ВАХ характеристику для динамического режима, когда напряжение между анодом и катодом изменятся за короткий промежуток времени. Фиксировали ВАХ характеристику с помощью осциллографа (см. рисунок 5) и брали среднее между значениями в одинаковых экспериментах.

По итогу получили  $\beta = 6.21 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{А}}$  и  $\beta = 8.69 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{А}}$

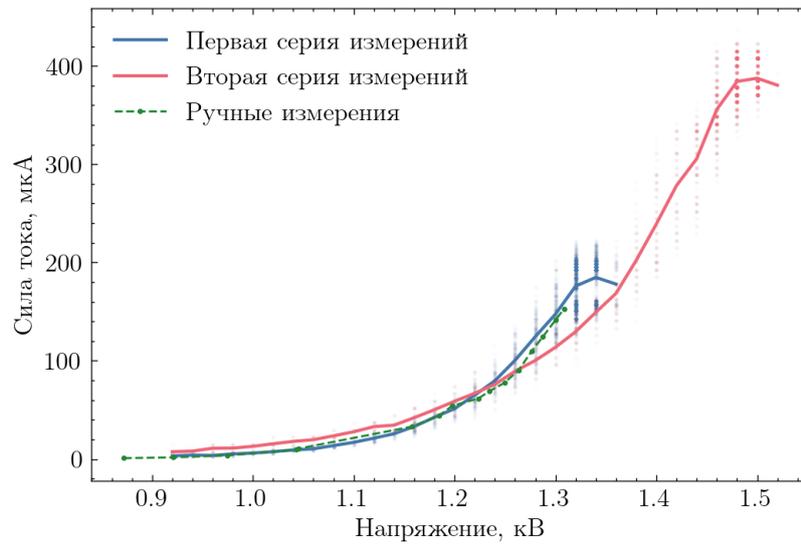


Рис. 5: ВАХ при динамическом и ручном режимах

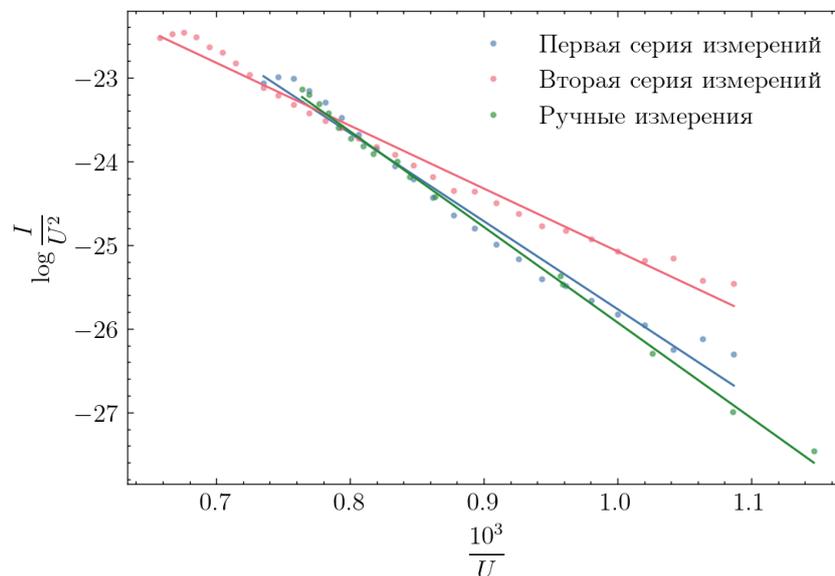


Рис. 6: График Фаулера-Нордгейма

Итоговые расхождения мы объясним в следующем пункте.

### 3.2 Динамический метод. Нестабильность автоэмиссионного тока

Если в статистическом методе мы измеряли средний ток, проходящий через нашу цепь, из-за чего мы не могли зафиксировать нестабильность автоэмиссионного тока, то в динамическом режиме мы фиксируем ВАХ в короткий промежуток времени. Это позволит нам установить причину флуктуации тока

Построим ВАХ характеристику для каждого эксперимента в координатах Фаулера-Нордгейма. Аппроксимируем точки каждого графика прямой. Получим 8 пар коэффициентов прямой  $y = kx + b$ . Они у нас разные, так как в динамическом режиме у нас наблюдается флуктуация тока.

Аппроксимируя полученные данные прямыми ( $kx + b$ ), получаем следующие коэффициенты:

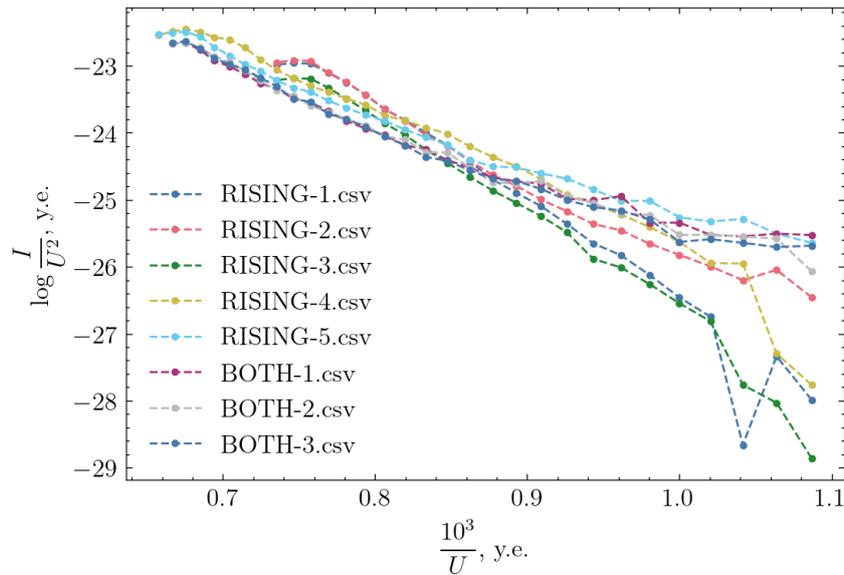


Рис. 7: ВАХ в координатах Фаулера-Нордгейма в динамическом случае

<b>k</b>	-15.31	-10.81	-15.25	-10.82	-7.69	-7.45	-7.95	-7.96
<b>b</b>	-11.32	-14.96	-11.58	-15.03	-17.53	-17.89	-17.49	-17.50

Таблица 1: Значения коэффициентов прямой для разных измерений

Построим зависимости коэффициентов  $k$  и  $b$ , чтобы определить причину флуктуации тока.

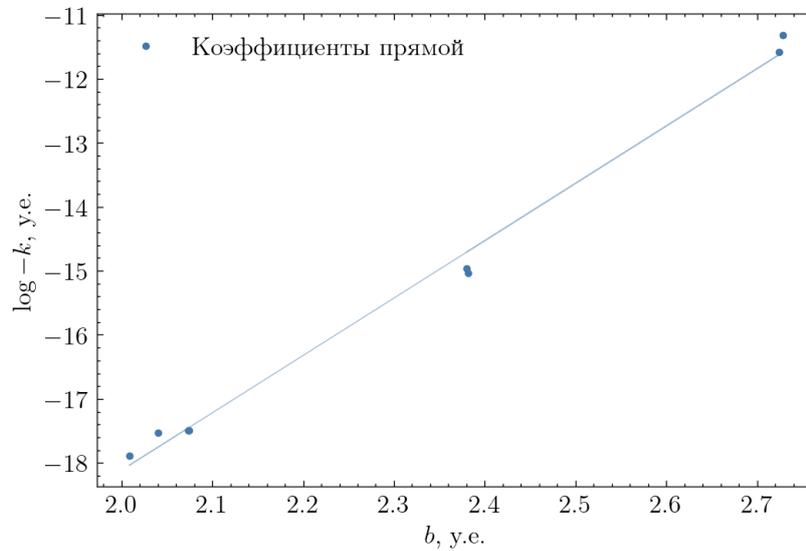


Рис. 8: Зависимость  $A''$  от  $\ln B''$

На рисунке 8 наблюдается явная пропорциональность с коэффициентов  $\frac{1}{k} = 0.111$ , однако такое поведение тока не может быть объяснено каким-то одним фактором, то есть на флуктуацию тока влияет несколько факторов, описанных в теоретической части

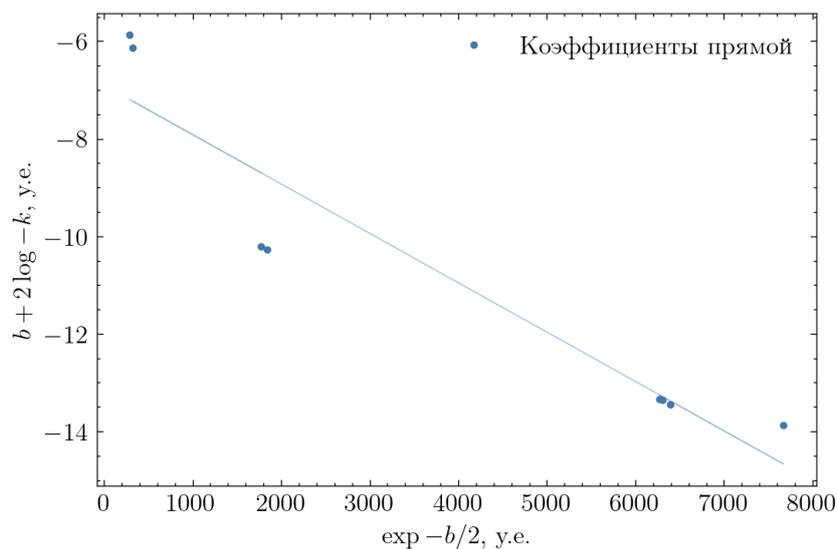


Рис. 9: Зависимость  $A'' + 2 \cdot \ln B''$  от  $\exp\left(-\frac{A''}{2}\right)$

## 4 Выводы

В ходе лабораторной работы было исследовано явление автоэлектронной эмиссии. Была исследована вольт-амперная характеристика катода в статическом и динамическом режиме, которая полностью согласуется с теоретической зависимостью, выражающей формулой (11). В ходе эксперимента была замечена нестабильность автоэмиссионного тока, которую нельзя объяснить какой-то одной причиной. На флуктуацию могли повлиять изменения геометрии эмиссионных центров при взаимодействии с ионами остаточных газов или внешнем взаимодействии, изменение работы выхода материала при адсорбции и десорбции атомов остаточных газов и разрушение центров вследствие различных термических или пандеромоторных нагрузок.