

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования

**«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО»**

Кафедра общей физики

**Тепловое состояние автоэмиссионных катодов для вакуумной
микроэлектроники**

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

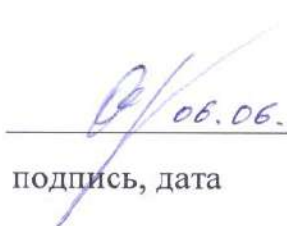
Студентки 4 курса 431 группы

направления 03.03.02. «Физика» физического факультета

Остапчук Юлии Дмитриевны

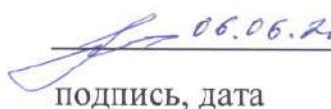
Научный руководитель

к. ф.-м. н., доцент

 06.06.2019 С. В. Овчинников
подпись, дата

Зав. кафедрой

д. ф.-м. н., профессор

 06.06.2019 А. А. Игнатьев
подпись, дата

Саратов 2019

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования

**«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО»**

Кафедра общей физики

**ТЕПЛОВОЕ СОСТОЯНИЕ АВТОЭМИССИОННЫХ КАТОДОВ
ДЛЯ ВАКУУМНОЙ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ**

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

Студентки 4 курса 431 группы направления 03.03.02. «Физика»
физического факультета

Остапчук Юлии Дмитриевны

Научный руководитель,

к. ф.-м. н., доцент _____ С. В. Овчинников

Зав. кафедрой общей физики,

д. ф.-м. н., профессор _____ А. А. Игнатьев

Саратов 2019

Введение

Одним из перспективных направлений развития современной электроники является так называемая «вакуумная микроэлектроника» [1,2]. Этот термин используется для описания приборов или компонентов, имеющих микронные геометрические размеры (с нанометровыми допусками на эти размеры), принцип действия которых основан на явлении автоэлектронной эмиссии [2, 3].

Для создания автоэмиссионных приборов используется явление эмиссии электронов из материала в вакуум под влиянием сильного электрического поля. Автоэлектронный (или полевой) катод микронных размеров для устройств вакуумной микроэлектроники – это единственный источник электронов, который не требует энергетических затрат на акт эмиссии, способен работать в широком диапазоне температур от гелиевой до точки плавления материала, устойчив к радиации. Безынерционность работы автокатода при изменении внешнего электрического поля и другие свойства открывают функционально новые возможности для совершенствования известных и создание новых приборов микроэлектронной техники СВЧ [2].

Главной причиной, ограничивающей величину тока с одного острейшего эмиттера, является разогрев острия джоулевым теплом. При достаточно большом токе, протекающем по острию катода, выделяющееся в его объеме тепло приводит к повышению температуры, в том числе температуры эмитирующей поверхности. Это приводит к двум следствиям [2, 4].

- 1) Удельное сопротивление металла увеличивается с ростом температуры, следовательно, еще больше возрастает количество выделяющегося тепла.
- 2) При разогреве эмитирующей поверхности растет ток автоэмиссии, что снова приводит к дополнительному нагреванию острия, а эмиссия из чисто полевой становится термополевой.

Оба эти фактора ведут к возникновению тепловой неустойчивости автоэмиссионных катодов, что может привести к флуктуациям эмиссионного тока и даже к разрушению автокатода в области эмитирующей поверхности.

Таким образом, тепловой режим полевого микрокатода является одним из важнейших факторов надежности вакуумной микросистемы. Поэтому целью настоящей выпускной квалификационной работы является разработка простой линеаризованной теплофизической модели автоэмиссионного микрокатода, учитывающей температурные зависимости теплопроводности и электрического сопротивления его материала и возможность лучистого теплообмена с его поверхности с окружением.

Кроме того, на кафедре общей физики преподается учебная дисциплина «Физическая надежность микро- и наноэлектронных систем». Несколько лекционных часов планируется уделить вакуумной микроэлектронике СВЧ диапазона. Поэтому второй целью настоящей работы является разработка раздела к данному курсу лекций для студентов направления 03.03.02 «Физика», посвященного ознакомлению с принципами функционирования и причинами отказов устройств вакуумной СВЧ микроэлектроники.

Основное содержание работы

Выпускная квалификационная работа содержит введение, три основных раздела, заключение, список использованных источников из 22 наименований и приложение.

Первые два раздела работы посвящены краткому описанию теории полевой эмиссии из металлов (модель Р. Фаулера и Л.В. Нордгейма) и типовым конструкциям полевых катодов для вакуумной микроэлектроники.

В разделе 1 «Краткое описание полевой эмиссии электронов из металлов») качественно изложена теория Фаулера – Нордгейма, из которой следует, что максимальная плотность тока для металлических автокатодов составляет порядка $10^9 \dots 10^{11}$ А/см². Для достижения такой величины

плотности эмиссионного тока электрическое поле вблизи поверхности катода должно составлять величину порядка 10^9 В/м, что в случае широкого автоэммитера неизбежно приводит к необходимости работать с высокими напряжениями в десятки киловольт. По этой причине на практике используются катоды, имеющие форму острия или лезвия.

В разделе 2 «Автоэмиссионные катоды для вакуумной микроэлектроники» отмечены следующие проблемы автоэмиссионных катодов.

1. Для катода в виде острия или лезвия значения коэффициента усиления поля различны для различных элементов эмитирующей поверхности, и коэффициент усиления становится функцией координат этой поверхности.

2. На поверхность реального острия, даже если оно монокристаллическое, выходят разные грани кристалла. А работы выхода для монокристаллического эмиттера с различных граней кристалла в общем случае различны, то есть и работа выхода становится функцией координат эмитирующей поверхности.

3. При адсорбции остаточных газов на поверхность эмиттера происходит локальное изменение работы выхода. Бомбардировка эмиттера ионами остаточных газов, образовавшимися в промежутке между катодом и анодом, может привести к изменению геометрии катода, вследствие чего изменяется локальная напряженность тянущего поля.

4. Поверхностная миграция атомов по катоду в сильном электрическом поле становится заметной при достаточно высокой температуре катода (порядка 1000° С) и может ощутимо изменить его геометрию и локальную напряженность поля.

5. Превышение некоторого предельного значения тока автоэмиссии приводит к тепловой неустойчивости острия и к развитию вакуумного пробоя. При этом ток, снимаемый с острия, возрастает за очень короткое время (порядка 10^{-9} с) в тысячи раз, острие расплавляется и автоэмиссия срывается.

Переход к приборам со сверхмалыми размерами, в которых межэлектродные расстояния имеют величину порядка нескольких микрометров, а радиус скругления эмитирующего острия или кромки тонкой металлической пленки меньше 50 нм, дало возможность уменьшить рабочие напряжения до нескольких сотен вольт, а в отдельных случаях до нескольких десятков вольт и одновременно несколько снизить требования к качеству вакуума, поскольку длина свободного пробега электронов даже для вакуума порядка 1 мм рт. ст. оказывается сравнимой с расстоянием между электродами.

По этой причине отдельно рассмотрен тонкопленочный катод Спиндта и катодные матрицы на этой основе. Отмечено, что сих пор катоды спиндтовского типа – единственные полевые эмиттеры, которые удалось использовать в электронных устройствах и которые потенциально могут найти практическое применение.

В заключение раздела приведены принципиальные ограничения использования автоэмиссионных катодов в мощных СВЧ приборах:

- высокая (непредсказуемая) нестабильность тока эмиссии катода от времени работы;
- провоцирование автоэмиссионными катодами вакуумных пробоев;
- катастрофическое выгорание автоэмиссионных катодов любого типа при вакуумном пробое.

Кроме того, кратко рассмотрены кремниевые микрокатоды. В литературе отмечается, что кремний является очень удобным материалом для изготовления автокатодов. Он имеет работу выхода 4,2 эВ, сравнимую с работой выхода электронов из металлов, его механические, электрические и химические свойства хорошо изучены, технология работы с кремнием тщательно отработана при разработке сверхбольших интегральных схем. Главным параметром, по которому автоэмиссионные катоды из кремния проигрывают металлическим катодам, является более низкая плотность тока, что связано с физической природой механизма проводимости в

полупроводниках. Основную роль в ограничении автоэмиссионного тока играет тот факт, что скорость носителей заряда в полупроводнике быстро насыщается при увеличении напряженности поля. Возможным способом преодоления этого ограничения является использование кремниевых эмиттеров, покрытых тонким слоем достаточно тугоплавкого металла.

Разделы 1 и 2 представляет собой материал, включаемый в курс лекций по учебной дисциплине «Физическая надежность микро- и нанoeлектронных систем», и рассчитан на 2 лекции (4 академических часа), посвященных вакуумным микроэлектронным системам.

Оригинальная часть работы представлена в разделе 3 «Тепловая модель остриинных автоэмиссионных катодов». В нем предлагаются две относительно простые теплофизические модели автоэмиссионного металлического острия. Они основаны на аналитическом решении одномерной стационарной задачи теплопроводности в линейной постановке, но могут учитывать температурные зависимости коэффициента теплопроводности и электрического сопротивления материала эмиттера, а также лучистый теплообмен эмиттера со своим окружением. Такая нелинейность реализуется в рамках итерационного процесса.

Тепловая неустойчивость полевой эмиссии рассматривалась во многих работах, например [1, 2, 5–8]. В некоторых из них решалась задача теплопроводности для острейного эмиттера [1, 2, 7, 8]. Причем учитывались температурные зависимости коэффициента теплопроводности и удельной электропроводности материала эмиттера на основе закона Видемана–Франца. Однако ни в одной из указанных работ не приведены конкретные данные о температурных перепадах по телу эмиттера.

Линейная теплофизическая модель катода в виде цилиндрического острия графически показана на рис. 1. Она имеет вид цилиндра с термозависящими параметрами, выбираемыми в соответствии с его средней температурой – коэффициентом теплопроводности λ и удельным электрическим сопротивлением ρ .

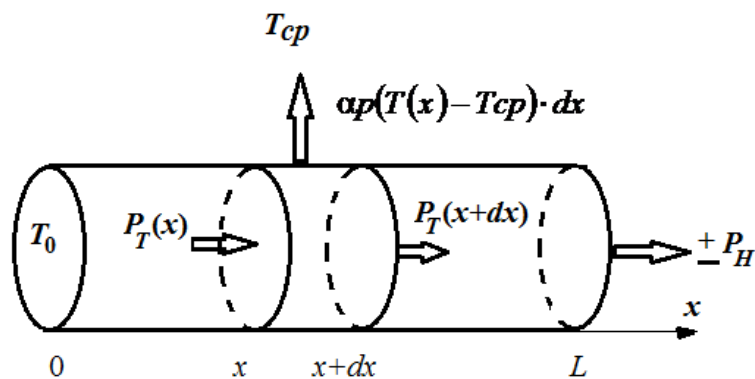


Рис.1 – К линейной теплофизической модели цилиндрического острья

Через катод протекает ток I , L – длина катода, S – площадь поперечного сечения катода, p – периметр этого сечения, α – эффективный коэффициент теплоотдачи с боковой поверхности катода, характеризующий в рамках линейной задачи лучистый теплообмен, T_0 – температура основания катода, T_{cp} – некоторая средняя температура системы тел, окружающих острие, необходимая для оценки лучистого теплообмена. Любое поперечное сечение катода считается изотермическим.

Распределение температуры $T(x)$ по длине цилиндра ищется из соответствующего уравнения теплопроводности:

$$\frac{d^2T(x)}{dx^2} - m^2T(x) + \left(\frac{I^2\rho}{\lambda S^2} + m^2T_{CP} \right) = 0, \quad (1)$$

где $m^2 = \frac{\alpha p}{\lambda S}$.

Уравнение (1) дополняется следующими граничными условиями:

$$T|_{x=0} = T_0; \quad -\lambda \frac{dT}{dx} \Big|_{x=L} = \frac{P_H}{S} = Zn \cdot \frac{I}{eS^2} \cdot \frac{\pi k_b T}{\sin(\pi c_0 k_b T)}, \quad (2)$$

где P_H – тепло, соответствующее эффекту Ноттингема, k_b – постоянная

Больцмана, $c_0^{-1} = 0,976 \cdot 10^{-4} \frac{E}{t(y)\sqrt{\varphi}}$; $y = 3,795 \cdot 10^{-2} \frac{\sqrt{E}}{\varphi}$,

E (В/мкм) – напряженность электрического поля вблизи эмитирующей поверхности В/мкм, ϕ (эВ) – работа выхода,

$$t(y) = 1,0 + 0,013y - 0,275y^2 - 0,363y^3 + 0,268y^4 - 0,082y^5.$$

Вспомогательный параметр Zn принимает следующие 2 значения: $Zn = +1$, если $T > T_i$, и $zn = -1$, если $T < T_i$, где $T_i = 0,5 \cdot (c_0 k_b)^{-1}$ – температура инверсии [2]

Эквивалентный коэффициент теплоотдачи, характеризующий лучистый теплообмен между катодом и его окружением, определяется следующим выражением [9]:

$$\alpha = \frac{\langle \phi_{12} \rangle \varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 \varepsilon_2 + \langle \phi_{12} \rangle (1 - \varepsilon_1) \cdot \varepsilon_2 + \langle \phi_{21} \rangle (1 - \varepsilon_2) \cdot \varepsilon_1} \cdot \Psi(T_1, T_2), \quad (3)$$

где $\Psi(T_1, T_2) = 0,05673 \left(\frac{T_1}{100} + \frac{T_2}{100} \right) \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^2 + \left(\frac{T_2}{100} \right)^2 \right] \left(\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}} \right)$, ε_1 и ε_2 – степени черноты соответствующих тел, $\langle \phi_{12} \rangle$ и $\langle \phi_{21} \rangle$ – средние угловые коэффициенты излучения, определяющие доли лучистых потоков, попавших с поверхности 1 на поверхность 2 и наоборот. Их значения для теплообменивающихся поверхностей различной конфигурации и значения степеней черноты берут из справочных данных, например, из [10].

Решение задачи (1)–(2) имеет вид:

$$T(x) = T_{\text{ср}} + \frac{I^2 \rho}{m^2 S^2 \lambda} + \frac{P_{\text{н}}}{\lambda S m} \left(\frac{e^{-m(x+L)} - e^{-m(L-x)}}{1 + e^{-2mL}} \right) + \left(T_0 - T_{\text{ср}} - \frac{I^2 \rho}{m^2 S^2 \lambda} \right) \frac{e^{-m(2L-x)} + e^{-mx}}{1 + e^{-2mL}}. \quad (4)$$

Вычисления распределения температуры по длине цилиндрического острья проводим методом последовательных приближений.

На первой итерации пренебрегается лучистым уносом тепла с боковой поверхности цилиндрического острья и теплом Ноттингема, а значения λ и ρ выбираются соответствующими температуре T_0 . На основе (4) в этих условиях вычисляется средняя температура $\langle T \rangle$ острья и температура

эмитирующей поверхности По значению $\langle T \rangle$ определяем величину α при условии $\langle T \rangle = T_1$ и $T_{cp} = T_2$. А по величине $T(L)$ определяем температуру инверсии T_i , мощность тепла Ноттингема P_H , а также значения λ и ρ . Далее с помощью (4) опять определяем $\langle T \rangle$ и $T(L)$. Итерационный процесс прекращается, когда на двух последовательных итерациях значения $T(L)$ разнятся не более, чем на 5... 10 К.

Решение нелинейной задачи теплопроводности для конического острия, учитывающей как лучистую теплоотдачу, так и эффект Ноттингема возможно только численными методами. Однако для предварительных оценок желательно иметь относительно простую методику, основанную на аналитическом решении линейной задачи теплопроводности, а нелинейные эффекты учитывать, как и ранее, последовательными приближениями. Для этих целей предлагается следующая простая итерационная теплофизическая модель катода в виде цилиндрического или конического острия.

Пусть острие теплофизической модели автокатода имеет цилиндрическую или конусообразную форму. Верхний торец моделируется плоскостью с диаметром, соответствующим характерному размеру собственно эмитирующей поверхности, см. рис. 2. Условными сечениями, перпендикулярными оси острия, катод разбивается на несколько элементов, каждый из которых может иметь форму ограниченного прямого цилиндра или усеченного конуса. Пусть таких элементов N штук ($i = 1, 2, \dots, N$). Они образуют последовательную цепь, по которой протекает эмиссионный ток I . В процессе разогрева джоулевым теплом элементы будут иметь разные температуры и, в силу температурных зависимостей теплопроводности и удельного электрического сопротивления, соответствующие параметры элементов будут различными. Температурные зависимости соответствующих параметров модели учитываются по справочным данным.

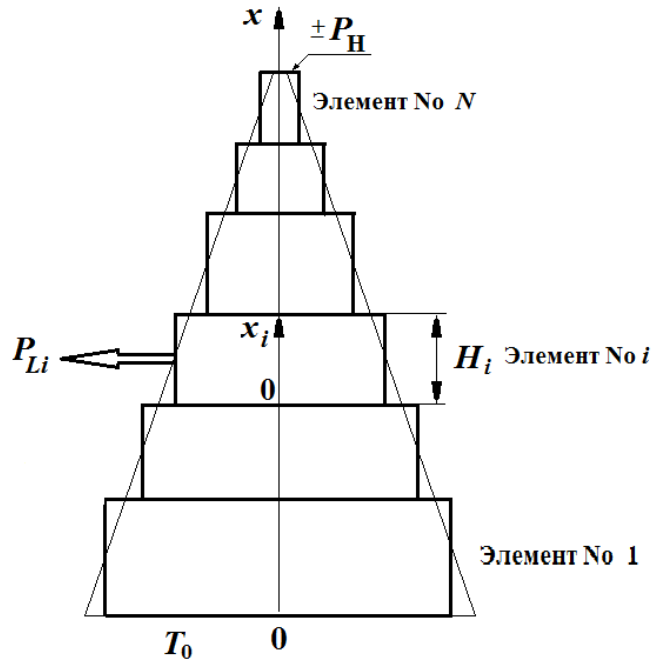


Рис. 2 – К секционной теплофизической модели для расчета стационарного температурного поля автокатода

Распределение температуры по i -му элементу модели определено в виде:

$$T_i(x_i) = -\frac{W_i x_i^2}{2\lambda_i} + C_i x_i + D_i, \quad 0 \leq x_i \leq H_i, \quad i = 1, 2, \dots, N. \quad (5)$$

где $W_i = (P_{Ti} - P_{Li})/V_i$, $P_{Ti} = I^2 \cdot R_i$ – мощность джоулева тепловыделения в i -м элементе, R_i – омическое сопротивление элемента, V_i – объем элемента,

$$P_{Li} = \frac{\phi_{i_ок} C_0 \varepsilon_i \varepsilon_{ок} (T_i^* - T_{ок}) \left(\frac{T_i^*}{100} + \frac{T_{ок}}{100} \right) \left[\left(\frac{T_i^0}{100} \right)^2 + \left(\frac{T_{ок}}{100} \right)^2 \right]}{\left[\varepsilon_i \varepsilon_{ок} + \phi_{i_ок} (1 - \varepsilon_i) \varepsilon_{ок} + \phi_{ок_i} (1 - \varepsilon_{ок}) \varepsilon_i \right] \cdot 100} \cdot S_i \quad - \quad \text{лучистый}$$

тепловой поток с поверхности S_i i -го элемента, $C_0 = 5,673 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – приведенный коэффициент излучения абсолютно черного тела;

$\phi_{i_ок}$ и $\phi_{ок_i}$ – средние угловые коэффициенты излучения, определяющие доли лучистых потоков, попавших с поверхности S_i на окружающие острия и наоборот (окружающие тела обозначаем индексом «ок»),

ε_i и $\varepsilon_{ок}$ – степени черноты поверхности S_i элемента и усредненной условной окружающей поверхности, T_i^* – средняя температура элемента, $T_{ок}$ – усредненная температура окружения.

Постоянные интегрирования C_i и D_i определяются простыми рекуррентными соотношениями. Сначала с помощью обратной рекурсии определяются все C_i :

$$C_N = \frac{W_N H_N}{\lambda_N} - \frac{P_H}{\pi \lambda_N r_{N+1}^2};$$

$$C_i = \frac{W_i H_i}{\lambda_i} + \frac{\lambda_{i+1}}{\lambda_i} C_{i+1},$$

где P_H – тепловая мощность эффекта Ноттингема.

Затем вычисляются все D_i :

$$D_1 = T_0;$$

$$D_{i+1} = D_i + C_i H_i - \frac{W_i H_i^2}{2\lambda_i}, \quad i = 1, 2, \dots, N.$$

Наконец, средняя температура элемента

$$T_i^* = \frac{1}{H_i} \int_0^{H_i} T_i(x_i) dx_i = -\frac{W_i H_i^2}{6\lambda_i} + \frac{1}{2} C_i H_i + D_i.$$

Таким образом, получены все выражения для организации итерационного процесса по расчету температуры эмитирующего острья. Итерационный процесс организован точно так же, как и в предыдущем случае.

Предлагаемый метод расчета легко реализуется на компьютере. В качестве примера приведем результаты расчета температуры эмитирующей поверхности вольфрамового острья в виде усеченного конуса со следующими параметрами: высота острья 15 мкм, диаметр нижнего основания 4 мкм, диаметр верхнего основания (модель эмитирующей поверхности) 1 мкм.

Коэффициент теплопроводности вольфрама и его удельное электрическое сопротивление аппроксимировались следующими зависимостями:

$$\lambda_w(T) = 106,12 + 146,3 \cdot \exp(-T/389,7) \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)};$$

$$\rho_w(T) = (-1,9243 + 0,023 \cdot T + 3,41 \cdot 10^{-6} \cdot T^2) \cdot 10^{-8} \text{ Ом}\cdot\text{м}.$$

Эти зависимости получены с помощью аппроксимаций методом наименьших квадратов табличных данных [11, 12]. Эффект Ноттингема не учитывался.

На рис. 3 показана зависимость температуры эмитирующей поверхности от величины эмиссионного тока. Поскольку эмитирующее острие выбрано достаточно большим, то эмиссионный ток варьировался до максимального значения 0,5 А. Но при токе 0,5 А температура превысила 2700 К и вышла за пределы области определений взятых для данного примера аппроксимаций.

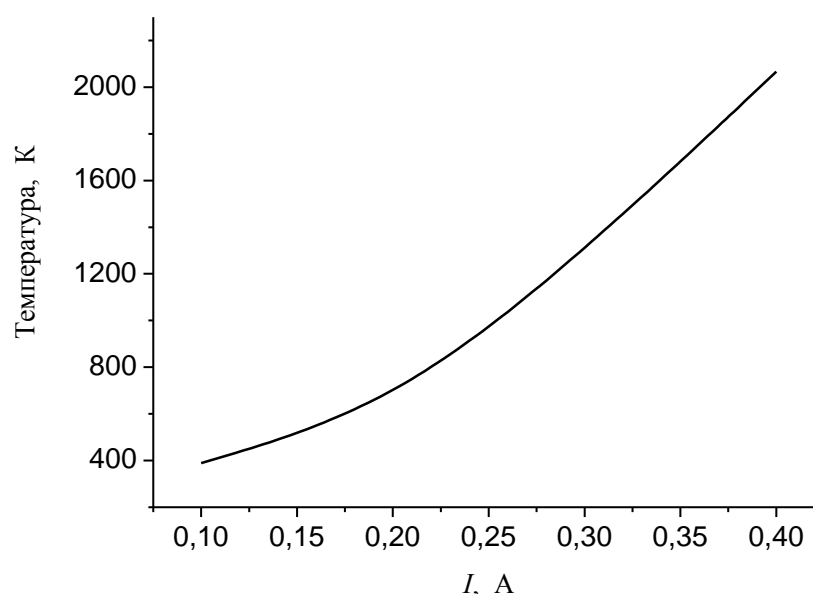


Рис. 3 – Зависимость температуры эмитирующей поверхности вольфрамового катода от величины эмиссионного тока

Число разбиений модели на элементы было выбрано равным восьми и десяти. Расхождение в результатах не превысило 6,5%. Итерационный

процесс с погрешностью 10 К сошелся на 9 итерациях для $N=8$ и на 12 итерациях для $N=10$. Расчет подтверждает возможность теплового разрушения автоэмиссионного катода за счет разогрева протекающим по нему током.

В приложении представлены справочные данные о теплопроводности и удельном электрическом сопротивлении молибдена и вольфрама [11, 12]

Заключение

В настоящей работе предложены простые теплофизические модели острижных катодов, основанные на аналитическом решении линейной задачи теплопроводности. С применением метода последовательных приближений предлагаемые модели учитывают такие нелинейные температурные эффекты, как температурные зависимости коэффициента теплопроводности и удельного электрического сопротивления материала катода, возможность учета лучистой теплоотдачи с наиболее горячей части катода, а также эффект Ноттингема. Модели просто реализуются на любом компьютере и предназначены для оценочных вычислений температуры катода. Модели применимы для тепловых оценок металлических катодов, то есть для катодов из таких конструктивных материалов, для которых закон Джоуля – Ленца выполняется строго.

Предлагаемый метод расчета температуры эмитирующей области катодного острия можно совместить с формулами Фаулера и Нордгейма для плотности тока автоэмиссии или для связи между током эмиссии I и напряжением U между эмиттером и анодом с соответствующими функциональными коэффициентами. Так можно построить простую и взаимосвязанную оценочную модель автоэмиссионной катодной системы.


Материал, изложенный в разделах 1 и 2 работы предназначен для лекционного курса по учебной дисциплине «Физическая надежность микро- и наноэлектронных систем» для студентов физического факультета СГУ направления 03.03.02 «Физика», раздел «Вакуумная микроэлектроника».

Библиографический список

1. Zhu W. Vacuum Microelectronics. – Wiley-Interscience, 2001. – 396 p.
2. Трубецков Д. И., Рожнев А. Г., Соколов Д. В. Лекции по сверхвысокочастотной вакуумной микроэлектронике. – Саратов: Изд-во ГосУНЦ "Колледж", 1996. – 238 с.
3. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. Т. 2. – М.: Физматлит, 2004. – 648 с.
4. Елинсон М. И., Васильев Г.Ф. Ненакаливаемые катоды. – М.: Наука, 1974.– 278 с.
5. Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Автоэмиссионные и взрывоэмиссионные процессы при вакуумных разрядах // УФН.– 1983. –Т. 139.– Вып. 2.– С. 265–302.
6. Мелешкевич П.М. О возможности применения автоэмиссионных катодов в мощных приборах СВЧ // Электронная техника. Сер. 1. СВЧ-техника. – 2016.– Вып. 4 (531). – С. 6 –14.
7. Литвинов Е.А., Шубин А.Ф. Катодное инициирование вакуумного пробоя при постоянном напряжении // Изв. вузов. Физика.– 1974.– №11.– С. 90 – 93.
8. Бочаров Г.С., Елецкий А.В. Тепловая неустойчивость холодной полевой эмиссии углеродных нанотрубок // Журнал технической физики. – 2007.– Т. 77. – Вып. 4. – С.107 – 112.
9. Дульнев Г.Н., Семяшкин Э.М. Теплообмен в радиоэлектронных аппаратах. – Л.: Энергия, 1968. – 360 с.
10. Теплообмен излучением: Справочник / А.Г. Блох, Ю.А. Журавлев, Л.Н. Рыжков. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 432 с.
11. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах: Справочное издание / Зиновьев В.Е.– М.: Metallurgy, 1989. – 384 с.
12. Теплопроводность твердых тел: Справочник / Под ред. А.С. Охотина. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 320 с.

Библиографический список

1. Zhu W. Vacuum Microelectronics. – Wiley-Interscience, 2001. – 396 p.
2. Трубецков Д. И., Рожнев А. Г., Соколов Д. В. Лекции по сверхвысокочастотной вакуумной микроэлектронике. – Саратов: Изд-во ГосУНЦ "Колледж", 1996. – 238 с.
3. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. Т. 2. – М.: Физматлит, 2004. – 648 с.
4. Елинсон М. И., Васильев Г.Ф. Ненакаливаемые катоды. – М.: Наука, 1974.– 278 с.
5. Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Автоэмиссионные и взрывоэмиссионные процессы при вакуумных разрядах // УФН.– 1983. –Т. 139.– Вып. 2.– С. 265–302.
6. Мелешкевич П.М. О возможности применения автоэмиссионных катодов в мощных приборах СВЧ // Электронная техника. Сер. 1. СВЧ-техника. – 2016.– Вып. 4 (531). – С. 6–14.
7. Литвинов Е.А., Шубин А.Ф. Катодное инициирование вакуумного пробоя при постоянном напряжении // Изв. вузов. Физика.– 1974.– №11.– С. 90 – 93.
8. Бочаров Г.С., Елецкий А.В. Тепловая неустойчивость холодной полевой эмиссии углеродных нанотрубок // Журнал технической физики. – 2007.– Т. 77. – Вып. 4. – С.107 – 112.
9. Дульнев Г.Н., Семяшкин Э.М. Теплообмен в радиоэлектронных аппаратах. – Л.: Энергия, 1968. – 360 с.
10. Теплообмен излучением: Справочник / А.Г. Блох, Ю.А. Журавлев, Л.Н. Рыжков. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 432 с.
11. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах: Справочное издание / Зиновьев В.Е.– М.: Металлургия, 1989. – 384 с.
12. Теплопроводность твердых тел: Справочник / Под ред. А.С. Охотина. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 320 с.


06.06.2019