

ЭЛЕКТРОНИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

УДК 62-933.2, 62-932.4, 533.9

А.В. Молчанов, Д.А. Морозов, С.В. Устинов, М.В. Чиркин**МОДУЛЯЦИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ В КОЛЬЦЕВОМ ГЕЛИЙ-НЕОНОВОМ ЛАЗЕРЕ**

Разработана экспериментальная методика регистрации температурной зависимости для линейной реакции симметричного двухплечевого разряда постоянного тока в кольцевом гелий-неоновом лазере на возмущение внешним гармоническим сигналом. Развита техника разделения комплексных сопротивлений положительного столба и прикатодных областей тлеющего разряда. Обнаружен быстрый рост отрицательной активной составляющей комплексного сопротивления положительного столба в области частот выше 30 кГц, вызванный ростом температуры. Полученный результат интерпретирован как следствие сильной температурной зависимости у скорости передачи возбуждения при столкновениях метастабильных атомов гелия с атомами неона. Показана необходимость учитывать зарегистрированный эффект при выборе условий поддержания разряда в кольцевых лазерах.

Ключевые слова: кольцевой лазер, инерционные процессы, комплексное сопротивление, положительный столб, двухплечевой разряд.

Введение. Широкое применение лазерных гироскопов в качестве датчиков углового положения в инерциальных навигационных системах высокой точности требует обеспечить их надежное функционирование. Возбуждение активной среды кольцевого гелий-неонового лазера – основного элемента промышленно выпускаемых лазерных гироскопов осуществляется с помощью симметричного двухплечевого разряда постоянного тока [1]. Стабильность разряда в кольцевых лазерах должна быть достигнута в условиях длительной эксплуатации при минимальном возможном токе в широком диапазоне изменения температуры окружающей среды. Прогресс в области производства высококачественных зеркал, формирующих резонатор кольцевого лазера, создает условия для значительного уменьшения тока разряда, что позволяет снизить рассеиваемую тепловую мощность и увеличить ресурс непрерывной работы лазера до 100 тысяч часов.

Практической реализации появившейся возможности препятствует неустойчивость стационарного состояния электрической цепи разряда [2,3], который включает два протяженных участка положительного столба, обладающих падающей вольт-амперной характеристикой. Отрица-

тельное динамическое сопротивление плазмы, сохраняющееся до частот в сотни килогерц, приводит к самовозбуждению реактивных колебаний, если ток разряда оказывается меньше пороговой величины [4]. В диапазоне параметров $pr < 100$ Па·см, $I_0/r < 5$ мА/см, типичном для современных кольцевых гелий-неоновых лазеров (I_0 – ток разряда, p – давление газовой смеси, r – радиус разрядного канала), уменьшение тока сопровождается ростом модуля отрицательной действительной части комплексного сопротивления плазмы в высокочастотной области. В работах [5, 6] доказано, что в рассматриваемой ситуации механизм, вызывающий неустойчивость, заключается в переходе диффузии электронов к стенке разрядного канала от амбиполярного к свободному режиму. В этих же публикациях обоснована возможность подавления неустойчивости за счет Пеннинг-ионизации, если ввести в газовую смесь малое количество легко ионизируемой примеси. Эксперименты показали, что выделение кислорода из оптической стеклокерамики (ситалла), внедренного на стадии технологической обработки моноблока кольцевого лазера, позволяет в течение десятков тысяч часов поддерживать устойчивый разряд при малом токе [7].

Однако температура активной среды кольцевого гелий-неонового лазера в процессе его эксплуатации претерпевает значительные изменения: от отрицательных значений до $+95^{\circ}\text{C}$ [8]. Влияние температуры газа на динамические характеристики плазмы, определяющие порог развития неустойчивости, до настоящего времени не исследовано. Необходимую информацию для анализа устойчивости электрической цепи разряда способна предоставить частотная зависимость комплексного сопротивления разряда [1,2], которая отражает вклады различных процессов в отрицательное дифференциальное сопротивление.

Цель работы заключается в определении влияния температуры на частотную зависимость комплексного сопротивления газоразрядной плазмы в кольцевом гелий-неоновом лазере и на возможность подавить развитие в электрической цепи разряда высокочастотной неустойчивости. Чтобы получить информацию, необходимую для анализа устойчивости электрической цепи разряда в соответствии с подходом, развитым в работах [2-4], необходимо разработать методику раздельной регистрации частотных зависимостей комплексного сопротивления положительного столба и прикатодных областей в диапазоне малых токов разряда при различных температурах.

Экспериментальная установка и методика измерений. В качестве объекта исследований использован кольцевой лазер (рисунок 1), описанный в работе [1]. Прибор изготовлен на основе ситаллового моноблока и наполнен смесью гелия и неона в соотношении 16:1 до давления 720 Па. Разрядные промежутки ограничены медными анодами $A_{1,2}$ и холодным катодом K из алюминия, на поверхности которого сформировано эмиссионное окисное покрытие.

Номиналы элементов измерительной цепи на рисунке 1

Элемент	Номинал
R , кОм	$232,0 \pm 0,5$
R_a , Ом	$449,5 \pm 0,5$
R_d , Ом	$544,4 \pm 0,5$
R_c , Ом	$558,4 \pm 0,5$
R_1 , кОм	$246,5 \pm 0,5$
R_2 , кОм	$174,8 \pm 0,4$
$R_{b1,2}$, кОм	1329 ± 5
C , нФ	$4,190 \pm 0,025$
C_1 , нФ	$5,062 \pm 0,025$
C_2 , нФ	$5,257 \pm 0,025$

Прецизионное изготовление разрядных каналов (погрешность воспроизведения геометрических размеров – 0,01 мм) позволяет рассматривать плечи разряда как идентичные. Длина каждого плеча l составляет 63 мм, диаметр разрядных каналов – 2,70 мм. На рисунке 1 представлены

экспериментальная установка и схема замещения по переменному току электрической цепи разряда, которая включает два комплексных сопротивления плеч положительного столба Z и комплексное сопротивление Z_c прикатодной области, общей для обоих разрядных промежутков.

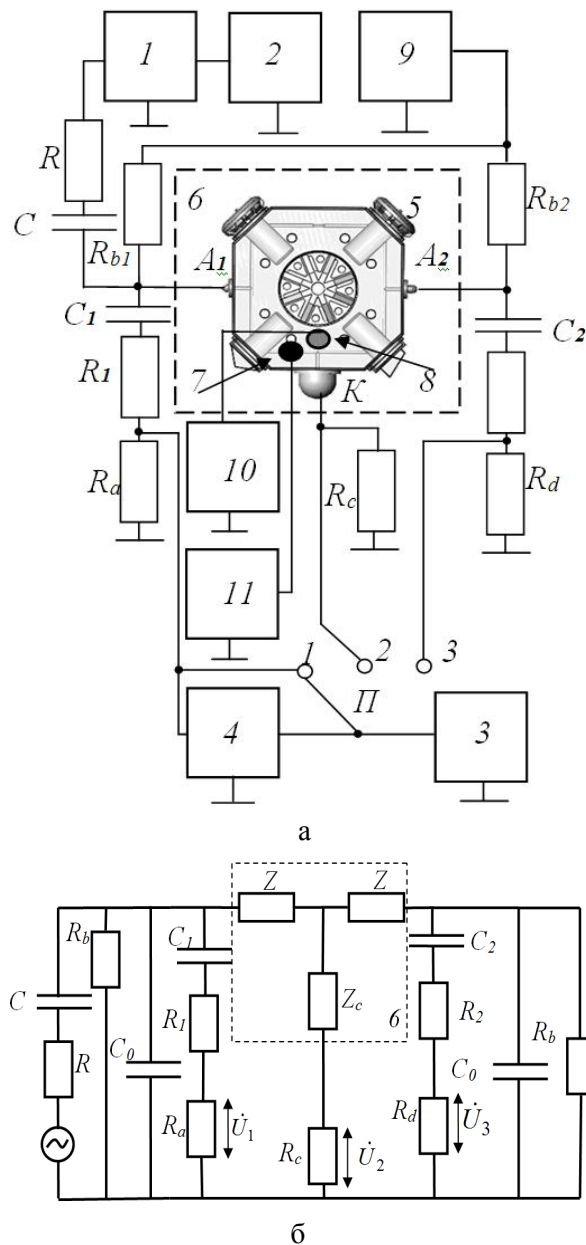


Рисунок 1 – Экспериментальная установка (а) и ее схема замещения по переменному току (б): 1 – генератор ГЗ – 111, 2 – частотомер ЧЗ-34, 3 – милливольтметр В7-27А/1, 4 – измеритель разности фаз Ф2-16, 5 – кольцевой лазер, 6 – термоизолированный объем, 7 и 8 – термодатчики ТА-300S (установлены около катода на ситалловом моноблоке лазера), 9 – источник высокого напряжения, 10 и 11 – мультиметры цифровые АРРА-207, A_1 и A_2 – аноды, K – катод, Π – трехпозиционный переключатель; $\dot{U}_1$, $\dot{U}_2$, $\dot{U}_3$ – комплексные амплитуды переменных составляющих регистрируемых напряжений

Высокое напряжение подается на аноды от стабилизированного источника 9 через балластные резисторы R_{b1} и R_{b2} . Частотные зависимости комплексных сопротивлений Z и Z_c измерены в диапазоне частот 0,2 – 70 кГц. Для этого модулирующий гармонический сигнал с выхода генератора 1 подается на одно из плеч симметричного двухплечевого разряда через RC -цепочку; его частота f контролируется с помощью частотомера 2. Делители анодных напряжений образованы цепочками R_a, R_l, C_1 и R_d, R_2, C_2 . Номиналы элементов измерительной цепи приведены в таблице. Их величины выбраны, с одной стороны, исходя из условий сохранения устойчивости разряда при установленном постоянном токе и, с другой, – для обеспечения амплитуд у регистрируемых гармонических напряжений, достаточных для измерения разностей фаз. Действующие значения переменных напряжений на резисторах $R_{a,c,d} - U_1, U_2$ и U_3 и разности фаз φ_2, φ_3 зарегистрированы с помощью милливольтметра 3 и фазометра 4 ($\varphi_1 \equiv 0$ – опорный канал фазометра). Переключатель Π предназначен для поочередного соединения фазометра и милливольтметра с измерительными резисторами. В положении «I» на оба входа фазометра подаются одинаковые сигналы, что позволяет производить установку нуля на каждой частоте модуляции. Амплитуда гармонического напряжения на выходе генератора 1 выбиралась так, чтобы гарантировать линейность измеряемого отклика разряда на возмущение внешним сигналом. Каждая серия измерений начиналась после двух часов горения разряда постоянного тока и предварительной проверки отсутствия паразитных колебаний в зондируемой электрической цепи.

Эксперименты выполнены при температурах моноблока кольцевого лазера, равных 36°C и 70°C. Перед проведением измерений кольцевой лазер был размещен внутри термоизолированного объема; требуемая температура устанавливалась с помощью специального нагревательного элемента. Величина температуры ситаллового моноблока регистрировалась с помощью двух термодатчиков 7, 8, соединенных с цифровыми мультиметрами 10, 11. Кроме термоизолятора кольцевой лазер отделен от измерительной электрической цепи заземленным металлическим экраном.

Анализ схемы замещения (рисунок 1,б), которая включает паразитные монтажные емкости C_0 между анодами и экраном, позволяет связать комплексные сопротивления Z_c и Z с непосредственно измеряемыми величинами:

$$Z = \frac{R_c}{R_a} \cdot \frac{U_1 Z_1 R_d - \dot{U}_3 Z_2 R_a}{\dot{U}_2 R_d + 2\dot{U}_3 R_c (1 + Z_2 Y)}, \quad (1)$$

где $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота модулирующего напряжения,

$$Z_{1,2} = R_{1,2} + R_{a,d} + (i\omega C_{1,2})^{-1}, Y = R_b^{-1} + i\omega C_0, \quad (2)$$

$$\dot{U}_{2,3} = U_{2,3} \exp(i\varphi_{2,3}). \quad (3)$$

Измерения величины монтажной емкости с помощью прибора Е7-20 при выключенном разряде и отсоединенной цепочке $C_2 - R_2 - R_d$ привели к результату $C_0 = 3,0 \pm 0,2$ пФ.

Однако соотношение (1) не учитывает токи смещения, текущие к экрану от модулированного разряда через ситалловый моноблок. Распределенная монтажная емкость между разрядным каналом и экраном зарегистрирована в условиях, когда кольцевой лазер был заменен ситалловым моноблоком, внутри каналов которого размещены металлические штыри. В рассматриваемом случае измеренная величина распределенной емкости составляет $c = 0,42 \pm 0,02$ пФ/см.

Расчет линии передачи, образованной положительным столбом разряда с комплексным сопротивлением единицы длины Z/l и распределенной емкостью c , позволяет определить в первом приближении по малому параметру $\omega c l |Z| \ll 1$ поправку ΔZ для комплексного сопротивления Z , рассчитанного по формуле (1):

$$\Delta Z = -2i\omega c l Z \dot{U}_3 R_c \frac{Z_2 + Z + Z_2 Z Y}{\dot{U}_2 R_d + 2\dot{U}_3 R_c (1 + Z_2 Y)}. \quad (4)$$

Комплексное сопротивление прикатодных областей разряда связано с измеренными величинами следующим образом:

$$Z_c = -R_c + \frac{\dot{U}_3 R_c}{\dot{U}_2 R_d} [(Z_2 + Z)(1 + i\omega c l Z) + \Delta Z]. \quad (5)$$

Результаты экспериментов для положительного столба. На рисунке 2 приведены экспериментально зарегистрированные частотные зависимости комплексного сопротивления положительного столба при температурах моноблока прибора 36°C и 70°C; данные прямых измерений обрабатывались с помощью соотношений (1) – (4). Оценка точности косвенных измерений выполнена с учетом как погрешностей отсчетов напряжений и разностей фаз, так и ошибок определения параметров элементов измерительной цепи. Результаты представлены в форме годографов на комплексной плоскости ($\text{Re } Z, \text{Im } Z$) для низкочастотного (а) и высокочастотного (б) участков. Около кривых указаны показания термодатчиков, а около точек – значения частоты модуляции в кГц.

В низкочастотной области (менее 1 кГц) обнаружена смена знака у мнимой части комплексного сопротивления. Такое изменение является признаком колебательного характера

процесса, формирующего в данном частотном диапазоне реакцию положительного столба на внешнее возмущение. Процессом с собственной частотой в сотни Гц является колебательная релаксация разности давлений газовой смеси у анодов и катода при изменениях тока разряда. Время, требующееся акустической волне для обхода каналов, высверленных в моноблоке исследуемого кольцевого лазера, составляет 0,3 мс.

Влияние на полученные результаты токов смещения между плазмой и экраном отражают различия данных, полученных с использованием соотношения (1) – пунктир, и с учетом поправки (4) – сплошная кривая. С увеличением частоты роль токов смещения быстро возрастает, что сопровождается ростом методической погрешности. Рост температуры сопровождается сдвигом годографа комплексного сопротивления в область отрицательных значений $\text{Re } Z$ и уменьшением величины реактивной составляющей $\text{Im } Z$ (рисунок 2,б). Таким образом, рост температуры создает предпосылку для развития неустойчивости в электрической цепи и перехода разряда в режим реактивных колебаний.

Полностью полученные зависимости приведены на рисунке 3. Они содержат три участка: до 1 кГц со сменой знака у реактивной части комплексного сопротивления, 1 - 30 кГц – линейный рост положительного реактивного сопротивления и более 30 кГц, для которого скорость увеличения реактивного сопротивления резко увеличивается. Время релаксации для концентрации метастабильных атомов в разрядных каналах кольцевых гелий-неоновых лазеров (10^{-5} с) [1] соответствует инерционному отклику ионизации метастабильных атомов на внешнее воздействие в диапазоне частот 1 – 30 кГц. Поэтому количественные различия между частотными зависимостями комплексного сопротивления положительного столба, соответствующими разным температурам, вызваны изменениями концентрации метастабильных атомов внутри разрядного канала.

Известно, что увеличение температуры приводит к быстрому росту константы скорости передачи возбуждения при столкновениях метастабильных атомов гелия с атомами неона [10]. В результате оптических переходов часть атомов неона оказываются в резонансных состояниях, девозбуждение которых сопровождается выходом вакуумного ультрафиолетового излучения. Как следствие, снижение скорости реакции Пеннинга не дает возможность подавить отрицательное динамическое сопротивление плазмы в высокочастотной области. Таким образом, сдвиг комплексного сопротивления положительного

столба в область отрицательных сопротивлений обусловлен уменьшением концентрации метастабильных атомов.

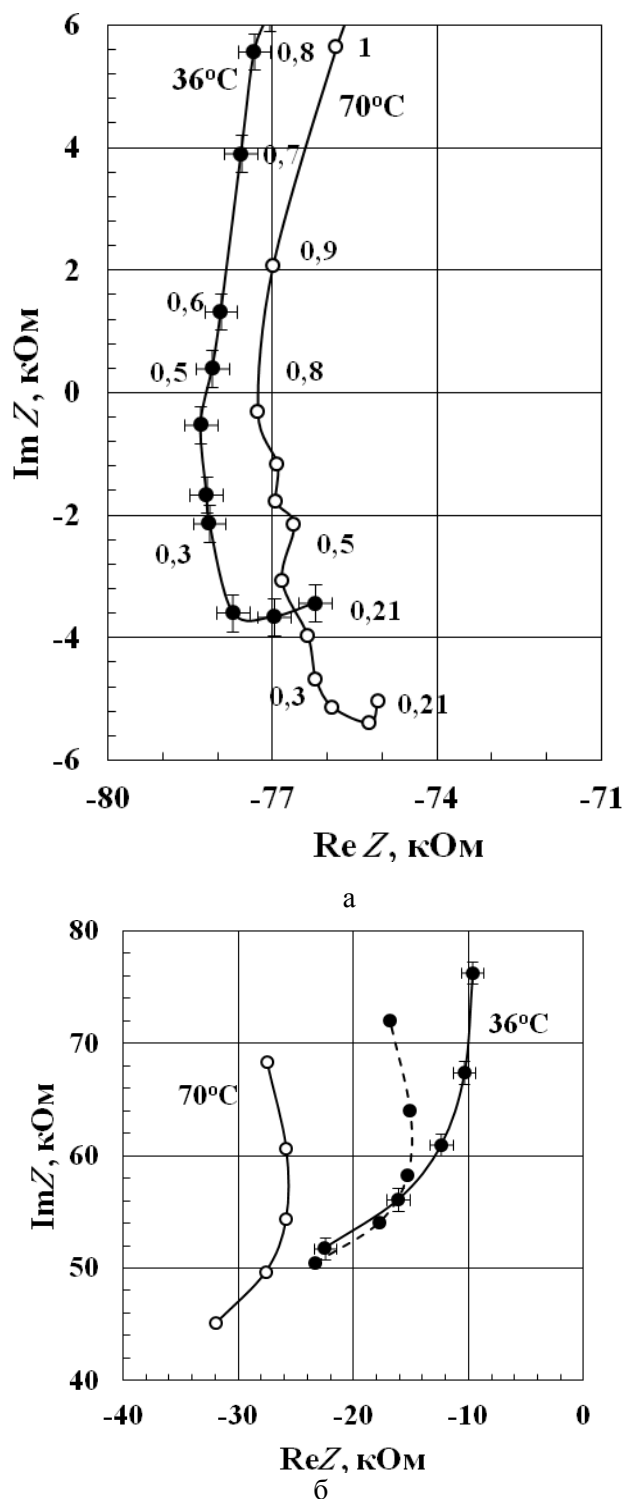


Рисунок 2 – Экспериментальные годографы частотных зависимостей комплексного сопротивления положительного столба. Около экспериментальных точек указаны частоты модуляции в кГц, около кривых – температуры ситаллового моноблока. Пунктир – расчеты по формуле (1), сплошные кривые – учтена поправка (4). Постоянная составляющая тока в разрядном канале – 0,75 мА

В случае частот, приближающихся к 100 кГц, возрастает вклад в комплексное сопротивление процесса релаксации плотности свободных электронов в разрядном канале, характеризующегося временем релаксации в десятки доли микросекунды [1]. Влиянием данного процесса объясняется быстрое увеличение мнимой части комплексного сопротивления в высокочастотном диапазоне.

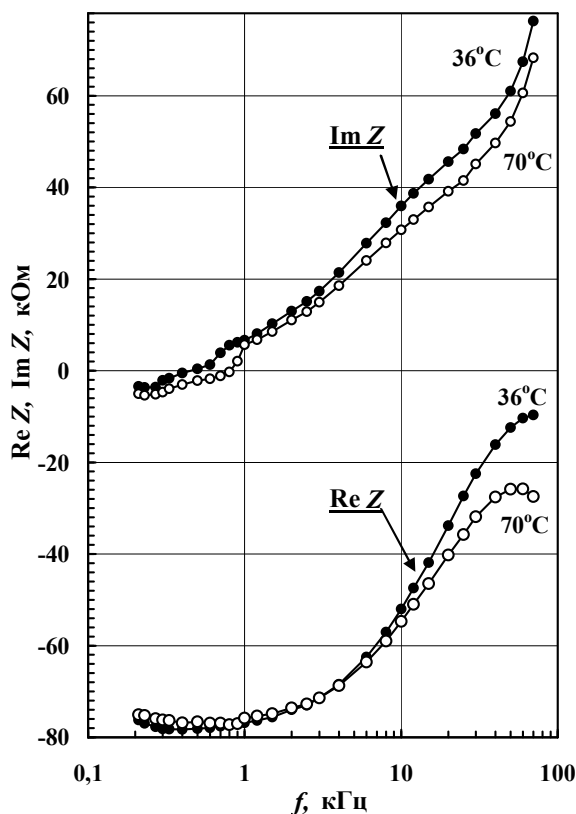


Рисунок 3 – Частотные зависимости действительной и мнимой частей комплексного сопротивления положительного столба разряда в кольцевом гелий-неоновом лазере. Ток в разрядном канале 0,75 мА. Около кривых указаны значения температуры ситаллового моноблока

Комплексное сопротивление прикатодной области разряда. Частотные зависимости комплексных сопротивлений прикатодных областей разряда, полученные в результате обработки экспериментальных данных с помощью соотношения (5), приведены на рисунок 4 для температур ситаллового моноблока кольцевого лазера, равных 36°C и 70°C, в форме годографов на комплексной плоскости ($\text{Re } Z_c$, $\text{Im } Z_c$). Двойная структура годографов качественно аналогична структуре, обнаруженной в работе [11] для комплексного сопротивления прикатодных областей тлеющего разряда в гелии при условиях, близких к реализованным в рассматриваемой ситуации.

В соответствии с результатами анализа, выполненного в [11], для частот ниже 10 кГц отклик

прикатодных областей определяется инерционностью установления концентрации возбужденных атомов в области отрицательного свечения. Однако комплексное сопротивление в низкочастотном диапазоне на изменения температуры не реагирует. При интерпретации полученного результата следует учитывать, что резонансное излучение в случае выхода из положительного столба поглощается стеклокерамикой, а в рассматриваемом случае достигает холодного катода и вызывает фотоэлектронную эмиссию. Поэтому при нагреве газа в первом случае вклад возбужденных атомов в ионизационный баланс уменьшается, а во втором – остается неизменным.

Для частот в десятки килогерц на протекание переменного тока через область катодного падения потенциала оказывает влияние инерционность установления объемного положительного заряда в катодном слое. Зарегистрированное влияние температуры на годограф комплексного сопротивления в высокочастотном диапазоне является индикатором изменений в особенностях режима формирования катодного слоя, происходящих при нагреве газа.

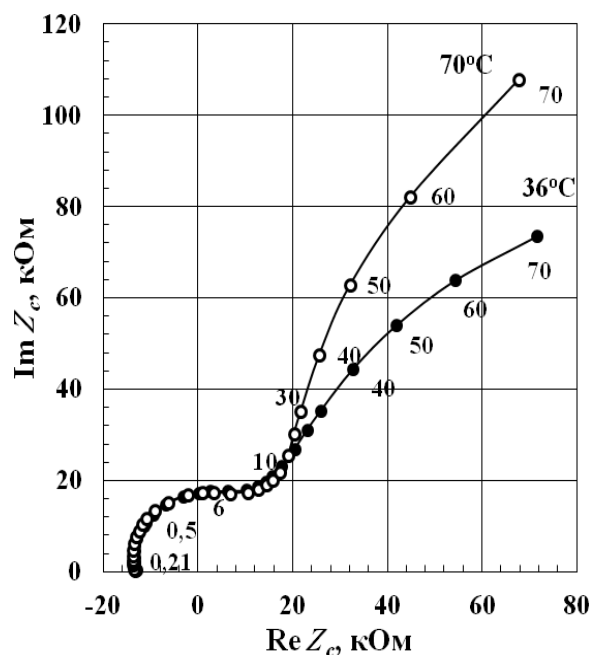


Рисунок 4 – Годограф комплексного сопротивления прикатодной области разряда в кольцевом гелий-неоновом лазере. Постоянная составляющая катодного тока – 1,5 мА. Около экспериментальных точек указаны значения частот модуляции в кГц, около кривых – температуры ситаллового моноблока

Закключение. Разработанная методика раздельной регистрации линейных откликов положительного столба и прикатодных областей разряда в кольцевых гелий-неоновых лазерах на внешнее возмущение, представленных в форме

частотных зависимостей комплексных сопротивлений, и анализ полученных экспериментальных данных приводят к следующим выводам.

1. В условиях эксперимента реакция положительного столба на внешнее возмущение формируется следующими процессами:

- колебаниями разности давлений газовой смеси у анодов и катода (характерное время $\sim 0,3$ мс);

- релаксацией концентрации метастабильных атомов гелия и неона в разрядном канале (характерное время ~ 10 мкс);

- релаксацией концентрации электронов и ионов в разрядном канале (характерное время – десятые доли микросекунды).

2. Рост температуры газа в разрядном канале сопровождается снижением концентрации метастабильных атомов и ослаблением влияния их ионизации на комплексное сопротивление плазмы в соответствующем диапазоне частот. Как следствие, годограф, отражающий частотную зависимость комплексного сопротивления, сдвигается в область отрицательных активных сопротивлений. Такой эффект создает предпосылку для развития неустойчивости стационарного состояния электрической цепи и самовозбуждения реактивных колебаний в результате нагрева и должен учитываться при выборе условий поддержания разряда в кольцевых лазерах.

3. Нагрев газа в прикатодной области разряда не вызывает изменений в частотной зависимости их комплексного сопротивления в диапазоне частот, соответствующем инерционности установления концентрации возбужденных атомов в отрицательном свечении. Обнаруженная разница реакций на нагрев газа разных областей тлеющего разряда, по-видимому, связана с различными результатами выхода резонансного ультрафиолетового излучения. Поглощение этого излучения холодным катодом сопровождается фотоэлектронной эмиссией, в то время как в случае положительного столба увеличившийся вследствие роста температуры поток резонансного излучения поглощается стенками разрядного канала и не влияет на ионизационный баланс.

4. Возможность раздельной регистрации реакции положительного столба и прикатодных областей на возмущение симметричного двухплечевого разряда гармоническим сигналом создает предпосылку для разработки методов не-

разрушающего контроля при производстве кольцевых гелий-неоновых лазеров.

Библиографический список

1. Кузнецов А.Г., Молчанов А.В., Чиркин М.В., Измайлов Е.А. Прецизионный лазерный гироскоп для автономной инерциальной навигации // Квантовая электроника. – 2015. – Т. 45. № 1. – С. 78-88.
2. Александров Л.С., Перебякин В.А., Степанов В.А., Чиркин М.В. Динамика пространственно однородной плазмы разряда в инертных газах // Физика плазмы. – 1989. – Т. 15. № 4. – С. 467-4734.
3. Морозов Д.А., Степанов В.А., Чиркин М.В. Распространение возмущений в экранированном канале ионизированного газа // Известия академии наук. Серия физическая. – 2000. – Т. 64, № 7. – С. 1423-1430.
4. Удальцов Б.В., Царьков В.А. Исследование реактивных колебаний в разряде симметричного двуханодного неон-гелиевого лазера // Радиотехника и электроника. – 1986. – Т. 31, № 5. – С. 938-944.
5. Chirkin M.V., Filatov D.S., Molchanov A.V., Osetrov I.V. Suppressing instability in the electric circuit of screened glow discharge // Proc. of 4-th International Conference "Plasma Physics and Plasma Technology". – Minsk, 2003. – V. 1. – P. 84 – 87.
6. Chirkin M.V., Filatov D.S., Molchanov A.V., Morozov D.A. Ignition of glow discharge and dynamic properties of ionized gas in the symmetric bilateral channel at a low pressure // Proc. of XV International Conference on Gas Discharges and their Applications, Toulouse, France, 5-10 Sept. 2004. – V. 1, P. 439 - 442.
7. Chirkin M.V., Molchanov A.V., Morozov D.A., Osetrov I.V. Glow discharge monitoring with self-oscillation exciting in the discharge circuit // Proc. of XV International Conference on Gas Discharges and their Applications, Toulouse, France, 5-10 Sept. 2004. – V. 1, P. 447-450.
8. Климаков В.В., Молчанов А.В., Улитенко А.И., Чиркин М.В. Выравнивание температурного поля в бесплатформенной инерциальной навигационной системе на лазерных гироскопах // Радиотехника. – 2012. – № 3. – С. 171-177.
9. Крютченко О.Н., Молчанов А.В., Морозов Д.А., Чиркин М.В. Зажигание двухплечевого разряда в кольцевом лазере // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. 2011. № 36. С. 71-75.
10. Смирнов Б.М. Возбужденные атомы. – М.: Энергоиздат, 1982. – 232 с.
11. Крютченко О.Н., Маннанов А.Ф., Степанов В.А., Чиркин М.В. Частотные характеристики прикатодной области разряда в гелии // ЖТФ. – 1994. – Т. 64, № 11. – С. 42-52.

УДК 621.317.75:519.2

Н.М. Верещагин, С.А. Круглов, А.А. Серезжин, С.Г. Шатилов
ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАБОЧЕГО РЕЖИМА ГАЗОРАЗРЯДНОГО
ПРЕРЫВАТЕЛЯ ТОКА В ГЕНЕРАТОРЕ С ИНДУКТИВНЫМ
НАКОПИТЕЛЕМ ЭНЕРГИИ

Проведено экспериментальное исследование рабочих режимов тиратрона ТГИ2-500/20 в схеме с индуктивным накопителем энергии. Определено влияние условий работы и параметров схемы на время выключения прибора. Установлено, что время обрыва тока и выключения уменьшается с ростом импульсного напряжения на аноде и напряжения источника питания генератора, но увеличивается с ростом давления. Увеличение тока обрыва дуги и индуктивности накопителя увеличивает время выключения. Показано, что тиратрон стабильно обрывает ток при давлении от 30 до 60 Па. Максимальный ток обрыва дуги в тиратроне равен 1 кА, максимальное значение напряжения на нагрузке – 83 кВ, минимальное время выключения – 170 нс.

Ключевые слова: тиратрон, индуктивный накопитель энергии, режимы работы тиратрона, время обрыва, время выключения, ток обрыва, импульсное напряжение на аноде.

Введение. Современная мощная наносекундная импульсная техника имеет две основные тенденции развития. Одна из них заключается в проведении различных исследовательских программ в таких областях, как ускорительная техника, лазерная техника, мощная СВЧ-электроника, управляемый термоядерный синтез [1]. Здесь основные усилия сосредоточены на получении рекордно высоких параметров по выходной мощности, что важно для разработки и создания импульсных источников энергии с максимально высокими величинами напряжения и тока.

Другая тенденция, получившая наиболее интенсивное развитие в последние 10 – 15 лет, связана с технологическим применением мощных наносекундных импульсов.

Разрабатываются новые перспективные технологии для решения экологических задач по очистке выбросов электрических и тепловых станций, удалению токсичных примесей из воздуха. Исследуется коронный разряд в воздухе атмосферного давления [2-4]. Проводятся исследования оптического и рентгеновского излучения из импульсного коронного разряда в воздухе атмосферного давления при различных параметрах импульса напряжения, и предложен механизм предионизации промежутка при формировании коронного разряда в неоднородном электрическом поле. Изучаются параметры импульсов рентгеновского излучения при переходе от

диффузного к коронному разряду, моделирование нестационарного процесса развития коронного разряда атмосферного давления при подаче высоковольтного наносекундного импульса.

Разрабатываются технологии обработки отходов медицины и вредных производств, очистки питьевой воды, стерилизации различной продукции, в том числе и продуктов питания. Импульсное электрическое поле используется для сохранения качества продуктов и увеличения срока хранения. Генератор мощных импульсов является неотъемлемой частью этой системы.

Проектируются промышленные комплексы для обогащения руд редкоземельных металлов. Мощные наносекундные импульсы применяются в процессах дезинтеграции минеральных комплексов. Наносекундные импульсные воздействия обеспечивают высокую эффективность и селективность дезинтеграции минеральных комплексов при существенном снижении расхода электроэнергии, что обуславливает перспективность их применения для обработки упорных руд благородных металлов и продуктов их обогащения в сверхсильных электрических полях с целью вскрытия микро- и наночастиц благородных металлов и повышения их извлечения в процессах обогащения и гидрометаллургии. Новая технология позволит вовлечь в переработку огромные запасы техногенного сырья и забалансовых руд благородных металлов.

Таким образом, потребность в эффективных генераторах высоковольтных импульсов неуклонно растет наряду с требованиями к их характеристикам, что обуславливает необходимость более глубокого и детального исследования существующих в данной области технологий.

Целью работы является определение рабочих режимов газоразрядного прерывателя тока в схеме генератора на основе индуктивного накопителя энергии, обеспечивающих увеличение эффективности генерации мощных импульсов.

Экспериментальная установка

В работах [5, 6] приведены схема и принцип работы генератора высоковольтных импульсов с индуктивным накопителем энергии и газоразрядными прерывателями тока (рисунок 1). Основным элементом генератора является газоразрядный прерыватель тока, в качестве которого используется тиратрон ТГИ2-500/20. При проведении экспериментов варьировались следующие параметры: накопительная индуктивность L (7,5, 25, 80 и 125 мкГн), сопротивление нагрузки R_H (24, 45, 90 и 155 Ом), напряжение накала генератора водорода (от 3,5 до 4,5 В) и напряжение источника питания генератора U_0 (до 7 кВ). Температура в приборе, напряжение накала катода, частота и амплитуда управляющих импульсов поддерживались неизменными. Емкость конденсатора C равнялась 2 мкФ.

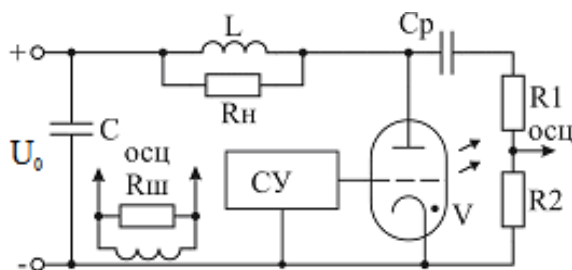


Рисунок 1 – Схема экспериментальной установки: U_0 – напряжение источника питания генератора; C – входной конденсатор; L – индуктивность накопителя энергии; R_H – сопротивление нагрузки; $СУ$ – схема управления; C_p – разделительный конденсатор; $R1, R2$ – делитель напряжения

Температура фланца сетки прибора контролировалась с помощью тепловизора *SDS HOTFIND DXS* и поддерживалась на уровне 160 °С, напряжение накала катода – 6,3 В, амплитуда управляющих импульсов от блока $СУ$ – 800 В, частота импульсов – 10 Гц. Ток через прибор регулировался изменением напряжения питания и измерялся с помощью пояса Роговского. Напряжение на аноде измерялось с помощью делителя $R1, R2$, подключенного через раз-

делительный конденсатор C_p , осциллографом *Tektronix TDS-2022*.

Теоретическая часть. Обрыв дуги возникает в газонаполненных промежутках низкого давления с переменным сечением по длине разряда.

Переход от широкого к узкому сечению в разряде сопровождается «уплотнением» плазмы. Непосредственно перед сужением формируется плазменный «полушар», охватываемый так называемым «двойным слоем зарядов». Слой представляет собой пространство с повышенной напряженностью электрического поля, ускоряющей электроны в направлении анода. В двойном слое, благодаря его выпуклой сферической форме, происходит «втягивание» электронов из широкого пространства с низкой плотностью плазмы в отверстие [7].

В результате стягивания электронов увеличивается плотность электронного тока в узком сечении. «Анодом» для «втянутых» электронов служит выступающий в отверстие диафрагмы «плазменный полушар». За двойным слоем имеет место почти полная взаимная компенсация зарядов, которая обеспечивается повышенной ионизационной способностью электронов, получивших в двойном слое добавочную энергию. Поэтому пространство за двойным слоем имеет высокую проводимость, низкую напряженность поля, а поверхность «плазменного полушара» имеет потенциал, близкий к анодному.

Если в силу каких-либо причин компенсация зарядов перед диафрагмой нарушается, то существование плазменного анода у входа в сужение, а вместе с ним и выпуклого двойного слоя, становится невозможным. В условиях неполной компенсации зарядов картина поля перед диафрагмой определяется краевыми эффектами стенок сужения. Эти эффекты в совокупности с уменьшением проводимости пространства препятствуют втягиванию электронов из катодной области промежутка в сужение и приводят к ограничению (или прекращению) разрядного тока. Поддержание прежнего тока за счет увеличения потенциала анода не может быть обеспечено, если при этом не будет достигнута полная компенсация зарядов перед сужением.

Причинами снижения концентрации атомов газа в устье сужения диафрагмированного промежутка могут быть высокая направленность движения электронов и ионов в двойном слое зарядов и связанное с этим выталкивание (откачка) газа из сужения. Когда в диафрагмированном промежутке протекает постоянный ток,

условием обрыва дуги является достижение такой величины тока, при которой концентрация молекул в сужении уменьшается ниже критического значения.

Характерные осциллограммы напряжения и тока при обрыве тока дуги (рисунок 2) объясняются следующим образом. При подаче импульса управления на сетку ток через тиратрон увеличивается. Зарядный контур включает емкость C и накопительную индуктивность L , что обуславливает изменение тока по синусоидальному закону (формула 1) в течение времени, меньшего половины периода синусоиды (кривая 1 на рисунках 2, а и 2, б). Причем в зависимости от комбинации величин давления, накопительной индуктивности и напряжения источника питания генератора обрыв тока может происходить как во второй четверти синусоиды (рисунок 2, а), так и в первой четверти синусоиды (рисунок 2, б).

$$i = U_0 / \rho \cdot \sin(2\pi t / T), \quad (1)$$

где период T определяется по формуле:

$$T = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (2)$$

Амплитуда тока равна:

$$I_{\max} = \frac{U_0}{\rho}, \quad (3)$$

где ρ – характеристическое сопротивление зарядного контура:

$$\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (4)$$

После обрыва дуги, за время выключения, ток через тиратрон падает до нуля, а ток через индуктивность замыкается через сопротивление нагрузки, на котором возникает высокое (до 90 кВ) напряжение. Ток и напряжение индуктивности экспоненциально убывают с постоянной времени $\tau = L/R_n$. Длительность выходного высоковольтного импульса (на уровне 0,5) приблизительно равна $0,5t_{\text{выкл}} + \tau$ (кривые 2 на рисунке 2, а, 2, б и 2, в). Причем при больших сопротивлениях нагрузки длительность импульса определяется передним фронтом импульса, а при маленьких сопротивлениях нагрузки – задним фронтом.

Время с момента открытия прибора до начала обрыва – время обрыва, а время с начала обрыва тока до полного выключения – время выключения, измеряемое между уровнями 0,1 и 0,9.

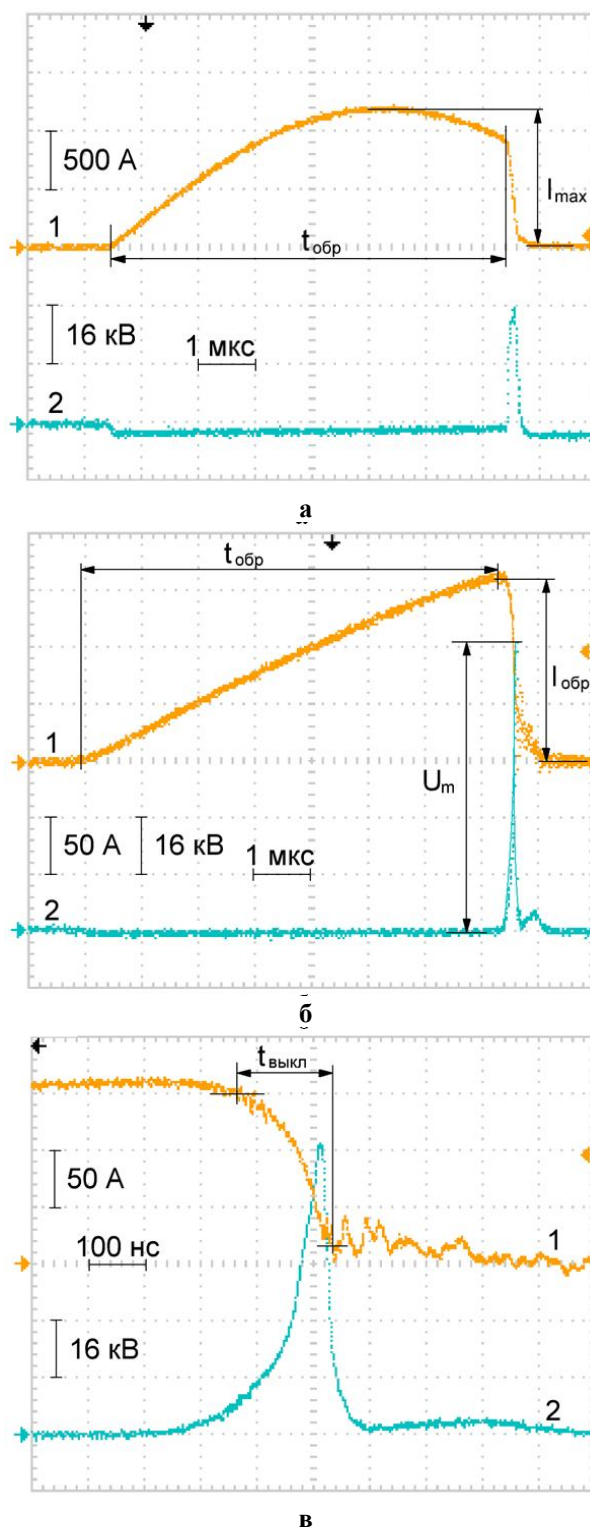


Рисунок 2 – Осциллограммы тока через прибор (1) и напряжения на аноде (2) при скорости развертки 1 мкс/дел (а, б) и 100 нс/дел (в), индуктивности накопителя энергии 7,5 мкГн (а) и 25 мкГн (б, в), давления 40 Па (а) и 30 Па (б, в); $t_{\text{обр}}$ – время обрыва тока дуги; $t_{\text{выкл}}$ – время выключения; $I_{\text{обр}}$ – ток обрыва дуги; I_{max} – максимальный ток; U_m – амплитуда импульса

Экспериментальная часть

В ходе экспериментов исследованы зависимости времени обрыва дуги и тока обрыва от

напряжения накала водородного генератора в диапазоне (3,5 – 4,5 В), соответствующем интервалу давлений водорода в тиратроне (30 – 56,5 Па). При напряжении меньше 3,5 В тиратрон не открывался, а при напряжении больше 4,5 В начинались повторные зажигания разряда.

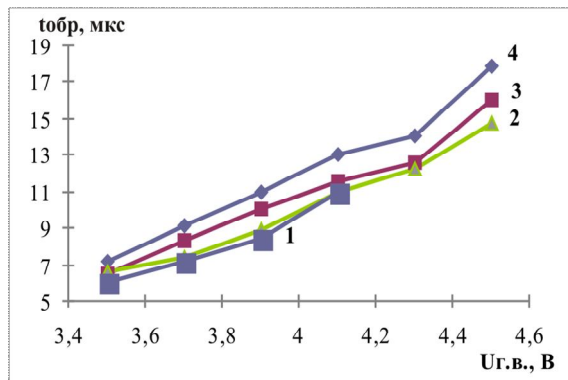


Рисунок 3 – Зависимости времени обрыва от напряжения накала генератора водорода при напряжении источника питания: 2000 В (1), 1500 В (2), 1000 В (3), 500 В (4)

Зависимости снимались при различных значениях напряжения источника питания генератора. Графики представлены на рисунках 3 и 4 для индуктивности накопителя 25 мкГн и сопротивления нагрузки 90 Ом.

Эксперименты показали, что время обрыва существенно (от 6 мкс до 18 мкс) увеличивается с ростом давления в указанном диапазоне (рисунок 3). От напряжения источника питания время обрыва зависит сравнительно слабо: увеличение напряжения источника питания от 500 В до 2 кВ уменьшает время обрыва на 10 – 20%.

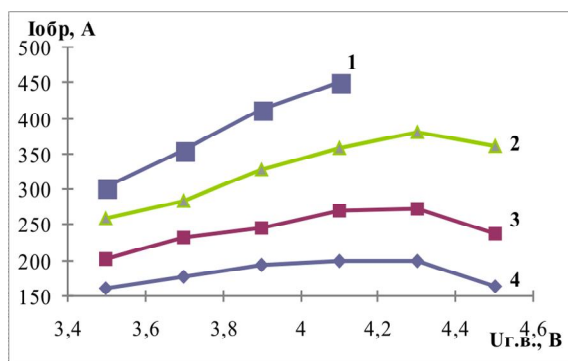


Рисунок 4 – Зависимости тока обрыва от давления при напряжении источника питания: 2000 В (1), 1500 В (2), 1000 В (3), 500 В (4)

Ток обрыва с ростом давления газа, напротив, увеличивается слабо, но существенно (в 2 раза) повышается с увеличением напряжения источника питания генератора (рисунок 4).

На рисунке 4 видно, как ток обрыва при увеличении давления сначала растет, а затем, перейдя через максимум, начинает падать. При

этом большему напряжению источника питания соответствует больший ток, поскольку скорость роста тока в цепи с индуктивностью увеличивается с ростом напряжения:

$$\frac{di}{dt} = U_0 / L. \quad (5)$$

Время обрыва дуги при этом уменьшается (рисунок 3), а в течение его через сеточные отверстия должен пройти определенный заряд Q [5], определяемый по формуле (6).

$$Q = CU_0(1 - \cos(2\pi t / T)). \quad (6)$$

На рисунке 5 представлены зависимости предельного тока обрыва от времени обрыва при сопротивлениях нагрузки 95 Ом и 155 Ом. Индуктивность накопителя – 25 мкГн. Из рисунка видно, что с увеличением времени обрыва предельный обрываемый ток снижается. Можно предполагать, что с физической точки зрения данные зависимости обусловлены следующим процессом. При протекании тока через тиратрон происходит локальный перегрев краев отверстий сетки, что приводит к возрастанию термоэлектронной эмиссии с поверхности сетки в этих областях. С увеличением времени обрыва температура «разогретых» областей сетки увеличивается, растет эмиссионная способность сетки, что облегчает зажигание повторных разрядов и снижает предельный обрываемый ток.

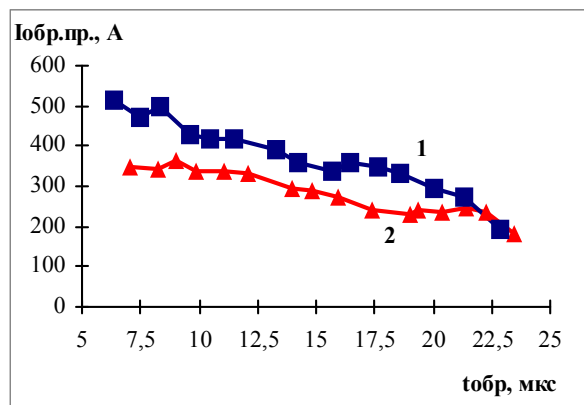


Рисунок 5 – Зависимости предельного тока обрыва от времени обрыва дуги при сопротивлениях нагрузки: 95 Ом (1), 155 Ом (2)

От отношения сопротивления нагрузки и сопротивления плазмы в приборе в каждый момент времени в течение процесса выключения зависит соотношение энергий, выделяющихся в нагрузке и в коммутаторе в виде тепловых коммутационных потерь [8]. При большем сопротивлении нагрузки коммутационные потери возрастают, вызывая более сильный локальный нагрев краев отверстий сетки, что также ведет к уменьшению предельного обрываемого тока.

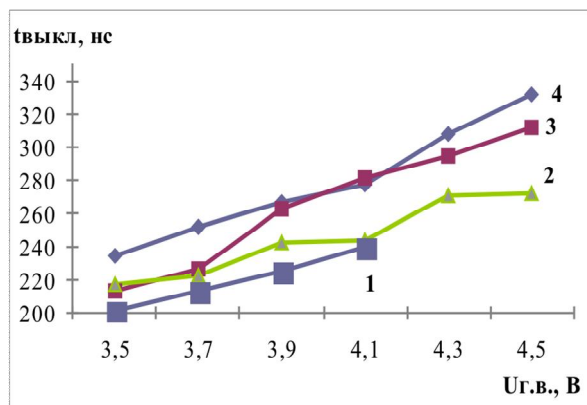


Рисунок 6 – Зависимости времени выключения от напряжения накала генератора водорода при напряжении источника питания: 2000 В (1), 1500 В (2), 1000 В (3), 500 В (4)

Кривые на рисунке 6 показывают монотонный рост времени выключения при росте давления и соответственно концентрации водорода. Предположительно это связано с увеличением концентрации зарядов в остаточной плазме. Помимо этого, растет и время обрыва дуги. Следует отметить, что падение тока обрыва после перехода через максимум не вызывает падения времени выключения, значит, влияние давления и времени обрыва на время выключения в данном случае гораздо сильнее.

Из рисунка 6 также следует, что увеличение напряжения питания при неизменном давлении ведет к заметному уменьшению времени выключения, несмотря на выросший при этом ток обрыва. Причиной является рост амплитуды импульса напряжения на аноде, что способствует уменьшению времени распада остаточной плазмы. При этом влияние роста амплитуды импульса напряжения больше, чем влияние роста тока обрыва, поскольку время выключения уменьшается. Заметим, что изменение сопротивления нагрузки изменит коэффициент пропорциональности между напряжением и током, а значит, при меньшей нагрузке влияние тока может быть больше влияния амплитуды импульса напряжения. Доказательство данного предположения требует дополнительных экспериментов.

Рассмотрим экспериментальные кривые зависимостей времени выключения от тока обрыва при различных амплитудах импульса на аноде (рисунок 7). Они получены при накопительной индуктивности 80 мкГн, напряжении накала генератора водорода 4 В (соответствует давлению 40 Па) (рисунок 7). Изменение тока обрыва при постоянной амплитуде импульса достигалось изменением сопротивления нагрузки. При неизменной амплитуде импульса на аноде с увеличением тока обрыва растет время выключения.

При большем токе в анодной и катодной областях накапливается больше зарядов, увеличивается время распада плазмы, что приводит к более длительному выключению.

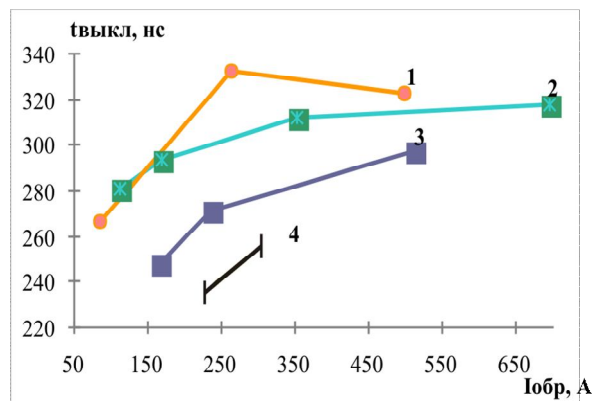


Рисунок 7 – Зависимости времени выключения от тока обрыва дуги при индуктивности накопителя 80 мкГн и амплитуде импульса: 12 кВ (1), 16 кВ (2), 24 кВ (3), 32 кВ (4)

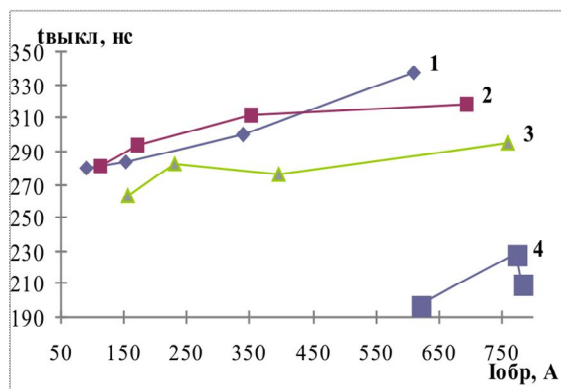


Рисунок 8 – Зависимости времени выключения от тока обрыва дуги при импульсном напряжении 16 кВ и накопительной индуктивности: 125 мкГн (1), 80 мкГн (2), 25 мкГн (3) 7,5 мкГн (4)

Из рисунка 7 также следует, что увеличение амплитуды импульса напряжения уменьшает время выключения, поскольку ускоряется распад плазмы.

На рисунке 8 показано, что время выключения увеличивается с ростом обрываемого тока при неизменной амплитуде импульса напряжения на аноде и различных величинах накопительной индуктивности. Согласно формулам (2), (3) и (4) при увеличении индуктивности уменьшается амплитуда тока I_{max} , кривая нарастания тока становится более пологой. При постоянном давлении это приводит к увеличению времени обрыва. Увеличение времени обрыва приводит к росту концентрации зарядов в остаточной плазме и увеличению времени выключения.

В ходе экспериментов были определены

предельные режимы работы, при которых ток обрыва и амплитуда импульса напряжения на аноде достигают максимально возможных значений при нестабильности амплитуды импульса не более 10 %. Предельное значение тока обрыва было получено при накопительной индуктивности 7,5 мкГн, сопротивлении нагрузки 270 Ом в диапазоне давлений 30 – 40 Па. Максимальный ток обрыва при этом был равен 1 кА, амплитуда импульсов – 40 кВ, напряжение источника питания – 1,6 кВ, время выключения – 200 нс, длительность импульсов (на уровне 0,5) – около 170 нс. Предельное значение амплитуды импульса напряжения на нагрузке было получено при накопительной индуктивности 25 мкГн, сопротивлении нагрузки 1,2 кОм и давлении 30 Па. Максимальная амплитуда импульса при этом была равна 83 кВ, ток обрыва – 160 А, напряжение источника питания – 1 кВ, время выключения – 170 нс, длительность импульсов (на уровне 0,5) – около 60 нс.

Заключение. В ходе исследований для тиратрона ТГИ2-500/20 были получены зависимости времени обрыва и тока обрыва дуги от давления и напряжения источника питания, времени выключения от давления, тока обрыва, амплитуды импульса, напряжения источника питания и индуктивности накопителя. Также получена зависимость предельного обрываемого тока от времени обрыва при различных сопротивлениях нагрузки.

Установлено, что время выключения растет с увеличением давления, тока обрыва и индуктивности накопителя и уменьшается при увеличении амплитуды импульса и напряжения источника питания. Время обрыва тока увеличивается с ростом давления и уменьшается при увеличении напряжения источника питания. Ток обрыва дуги, напротив, растет с увеличением напряжения источника питания. Рост давления приводит к увеличению тока обрыва в первой четверти периода синусоиды и к уменьшению во второй четверти.

На основе анализа зависимостей определены диапазоны давления, тока обрыва дуги и амплитуды импульса, при которых тиратрон ТГИ2-500/20 способен надежно обрывать ток с высокой стабильностью. Определены максимально возможные значения тока обрыва дуги и амплитуды импульса, а также минимальное время выключения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания № 2014/178.

Библиографический список

1. Месяц Г.А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов. радио, 1974. 256 с.
2. Токарев А.В. Коронный разряд и его применение. Бишкек: КРСУ, 2009 138 с.
3. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2009. 736 с.
4. Рыбка Д.В., Андроников И.В., Евтушенко Г.С., Козырев А.В., Кожевников В.Ю., Костыря И.Д. Коронный разряд в воздухе атмосферного давления при модулированном импульсе напряжения длительностью 10 мс // Оптика атмосферы и океана. 26. № 1 (2013).
5. Верецагин Н.М., Круглов С.А. Генератор высоковольтных импульсов с индуктивным накопителем энергии и тиратроном // Приборы и техника эксперимента. 2002. № 2. С. 82-85.
6. Верецагин Н.М., Круглов С.А., Павлов М.Б., Сережин А.А., Шатилов С.Г. Исследование теплового режима газоразрядного прерывателя тока в схеме с индуктивным накопителем энергии // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. 2013. № 4-2 (46). С. 100-102.
7. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. 543 с.
8. Верецагин Н.М., Круглов С.А., Сережин А.А., Майсурадзе А.И. Энергетические характеристики процесса прерывания тока газоразрядным коммутатором в генераторе мощных наносекундных импульсов с индуктивным накопителем энергии // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. 2011. № 35. С. 98-102.

УДК 620.193.75

**С.М. Карабанов, Д.В. Суворов, Е.В. Сливкин,
Г.П. Гололобов, Д.Ю. Тарабрин, М.А. Серпова, А.И. Мороз**
**УВЕЛИЧЕНИЕ ЭРОЗИОННОЙ СТОЙКОСТИ ПОКРЫТИЙ
ЭЛЕКТРОДОВ ВАКУУМНЫХ И ГАЗОРАЗРЯДНЫХ
КОММУТАЦИОННЫХ ПРИБОРОВ**

Представлены результаты численного моделирования термомеханических напряжений и тепловых полей для условий эрозионно стойких покрытий электродов вакуумных и газоразрядных коммутационных приборов со структурой W-Ti-Cu и W-Mo-Cu при локальном температурном и электротоковом воздействии в аксиально-симметричном приближении. Проведена оценка эффективности введения промежуточных слоев путем сопоставления межслоевых механических напряжений. Показано, что введение промежуточного слоя Ti в покрытие со структурой W-Cu приводит к существенному снижению внутренних термомеханических напряжений между слоями, что повышает стойкость покрытия к отслоению. Выявлено оптимальное значение толщины промежуточного слоя, при котором обеспечиваются минимальные термомеханические напряжения.

Ключевые слова: МЭМС, тепловое поле, термомеханические напряжения, эрозия, моделирование.

Введение. В настоящее время существует широкий спектр приборов вакуумной и газоразрядной электроники. Особую популярность получили искровые и псевдоискровые разрядники, тиратроны с дуговой формой разряда, а также приборы на основе сухого контакта – магнитоуправляемые контакты, МЭМС-коммутаторы. В основе работы таких приборов лежит использование импульсного сильноточного разряда. На срок службы данных приборов влияют несколько факторов. Во-первых, в процессе работы сильноточными импульсами тока эрозионная стойкость электродов ограничена [1-3]. Кроме того, в жестких режимах наблюдается деламинация (отслоение) покрытия от материала подложки, что также является причиной выхода коммутационных приборов из строя. Основная причина деламинации – значительные механические напряжения на границе подложка-покрытие. Их возникновение связано с разницей термомеханических свойств материалов подложки и коммутационного покрытия. В результате при локальном разогреве контактной площадки происходит «несогласованное» расширение и деформация коммутационного покрытия и приповерхностного слоя подложки.

Для снижения описанных термомеханических напряжений необходимы материалы с близкими по величине свойствами. В частности,

для выравнивания термомеханических напряжений в адгезионном слое контактного покрытия можно использовать дополнительный «согласующий» слой. Материал и толщина данного слоя чаще всего находятся эмпирическим путем. Для снижения затрат на поиски оптимальной конструкции целесообразно применять численные методы, которые на данный момент являются адекватными средствами описания большинства физических процессов.

Таким образом, для увеличения стойкости к отслоению покрытий и, следовательно, для повышения срока службы коммутационных приборов необходим расчет термомеханических напряжений между различными слоями покрытия [4-5].

Целью данной работы являются численное моделирование и расчет локального температурного и электротокового воздействий на пленочную структуру в аксиально-симметричном приближении для обеспечения высокой эрозионной стойкости покрытия.

Теоретическая часть. В промышленности для увеличения срока службы сильноточные электроды изготавливаются из тугоплавких материалов, таких как молибден, вольфрам и т.д. Как известно, характер и интенсивность электрической эрозии материалов зависят как от polarity их подключения, так и от теплофизи-

ческих констант материалов. Стойкость материалов к эрозии можно оценить с помощью критерия Палатника [6]:

$$P_{II} = C_T \rho \lambda T_{пл}^2, \quad (1)$$

где C_T — теплоемкость, кал·г/град; ρ — плотность материала, г/см³; λ — коэффициент теплопроводности, кал·см²/град; $T_{пл}$ — температура плавления, °С. Помимо перечисленных свойств, на величину термомеханических напряжений влияют такие характеристики материала, как коэффициент термического расширения, модуль Юнга, характеризующий свойства материала сопротивляться растяжению/сжатию при упругой деформации, и коэффициент Пуассона. Последний определяет отношение относительного поперечного сжатия к относительному продольному растяжению.

Как правило, в качестве материала контактного покрытия выступают тугоплавкие металлы. Недостатком данных материалов является повышение температуры поверхности электродов, причиной которого являются низкая теплопроводность и омический нагрев. При этом локальное увеличение температуры какого-либо участка способствует росту эмиссии электронов с него и увеличению плотности тока ионов, что, в свою очередь, приводит к еще большему локальному разогреву этого участка электрода. Такой механизм может привести к возникновению локальной эрозии отдельных участков электродов, провоцируя выход прибора из строя.

Увеличить срок службы вакуумных и газоразрядных коммутационных приборов возможно при использовании специализированных покрытий электродов типа «сэндвич» [3], т.е. покрытий, состоящих из нескольких слоев. В качестве верхнего слоя следует использовать тугоплавкий металл, обладающий максимально высокой эрозионной стойкостью. Нижний слой служит для выравнивания температурного профиля по поверхности электрода, поэтому он состоит из материала с высокой теплопроводностью и имеет большую толщину. Между двумя этими слоями вводится дополнительный слой, выполняющий функцию снижения термомеханических напряжений. Для промежуточного слоя следует выбирать материалы с достаточно высокой температурой плавления и средним коэффициентом термического расширения относительно верхнего и нижнего слоев. Определить оптимальные параметры эрозионной стойкости можно путем детального расчета локально-температурного и электротокowego воздействий на пленочную структуру.

Условия численного моделирования термомеханических напряжений и тепловых полей. Расчет теплового поля и термомеханических напряжений осуществлялся с помощью разработанной математической модели в пакете программ конечно-элементного анализа COMSOL Multiphysics, который обеспечивает высокую точность оценки в аксиально-симметричном приближении. В ходе моделирования исследовалась рабочая область электрода, представляющего собой усеченный цилиндр. Общий трехмерный вид рассчитываемой геометрии приведен на рисунке 1.

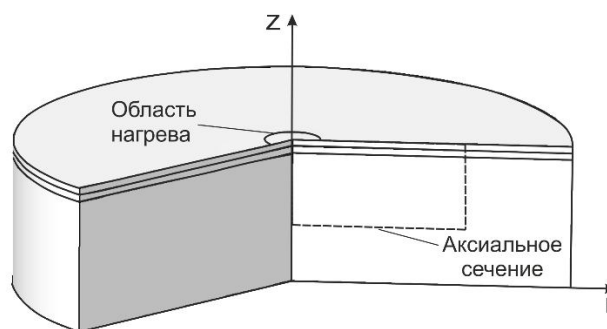


Рисунок 1 – Геометрия расчета

Данная модель учитывает растекание электрического тока, омический нагрев и изменение температурных и электрических характеристик материалов покрытия под действием нагрева. Точность расчета обеспечивается мультифизическим взаимодействием используемых модулей. Сначала проводится итерационный расчет теплового поля в конструкции и определение деформационного рельефа в структуре. Следом происходит расчет термомеханических напряжений, основанных на взаимном смещении материалов с учетом их свойств. После этого выполняется следующая итерация расчета теплового режима в деформированной структуре. Использование геометрии в виде усеченного цилиндра (рисунок 1) позволяет проводить расчет в аксиально-симметричном приближении, что снижает процессорное время. Пример расчетной геометрии модели с триангуляционной сеткой представлен на рисунке 2.

Модель выполняет численный расчет локального температурного и электротокowego воздействия на пленочную структуру при условии воздействия разряда канальной формы на электроды. В математической модели задавались граничные условия – теплоизоляция по краям расчетной геометрии (10 мм от оси симметрии модели) и постоянная температура (300 К) нижней границы многослойного покрытия [7].

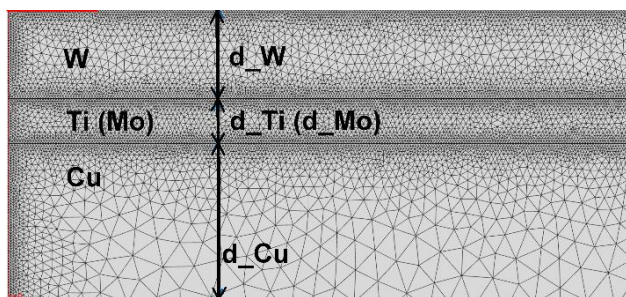


Рисунок 2 – Пример расчетной геометрии модели с триангуляционной сеткой

Для исследования локального температурного и электротокowego воздействия на пленочную структуру необходимо изменять параметры, такие как диаметр температурного и токового пятна (10 – 20 мкм), плотность тока (10 – 100 А/мм²), средняя мощность теплового потока (10 – 100 Вт). В качестве материала внешнего слоя покрытия был выбран вольфрам, а в качестве нижнего слоя – медь. При данном выборе наиболее подходящими материалами для промежуточного слоя являются титан и молибден, поэтому исследовались два типа эрозионно-стойких покрытий: W-Ti-Cu, W-Mo-Cu. Толщина слоя меди изменялась в пределах 200 – 500 мкм, толщина промежуточного слоя титана (молибдена) – 5–100 мкм, толщина слоя вольфрама – 10–200 мкм.

Результаты численного расчета. На рисунке 3 представлена картина теплового поля и поля термомеханических напряжений внутри пленочной структуры вблизи области локального теплового и электротокowego воздействий. Исследования структуры W-Ti-Cu и его численный расчет указывают на наличие наибольшего градиента температур в слое титана, что объясняется его малой теплопроводностью, а наибольшие термомеханические напряжения – на границе слоев W-Ti. Градиенты температур в слоях W и Mo для структуры W-Mo-Cu приблизительно одинаковы из-за схожих коэффициентов теплопроводности, при этом наибольшие термомеханические напряжения наблюдаются на границе слоев Mo-Cu.

Проводилась оценка эффективности введения промежуточных слоев путем сопоставления межслоевых механических напряжений для покрытий с введенным промежуточным слоем Ti и без него. Согласно расчетам, в структуре W-Cu (рисунок 4) основная часть термомеханических напряжений сосредоточена на поверхности, что является причиной отслоения эрозионно-стойких покрытий. Введение дополнительного слоя Ti (рисунок 5) существенно (более чем в 2 раза)

снижает возникающие термомеханические напряжения. Также установлено, что максимум межслоевых напряжений смещается в сторону от центра температурного воздействия. Оба этих фактора непосредственно влияют на стойкость покрытия. Таким образом, введение промежуточного слоя делает покрытие более стойким к отслаиванию.

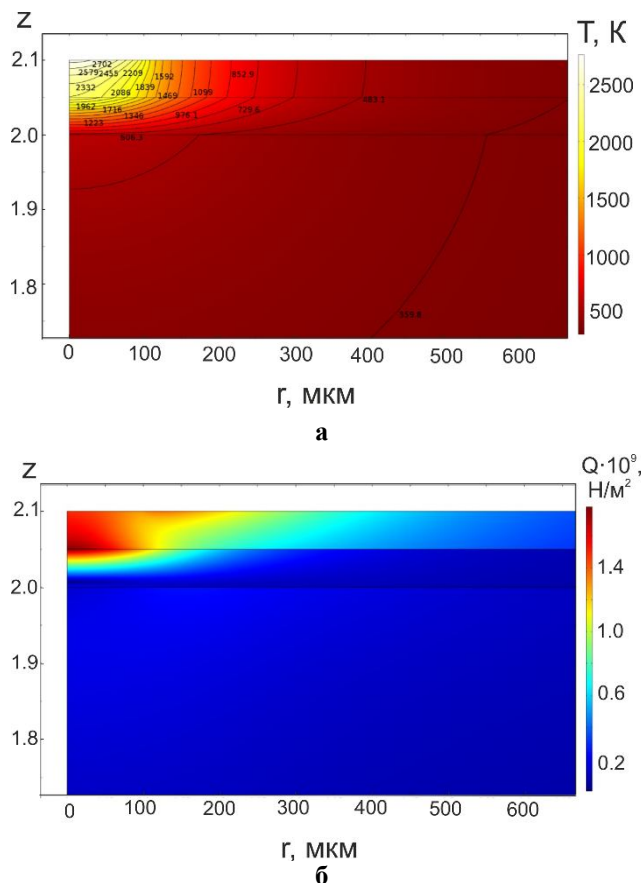


Рисунок 3 – Тепловое поле (а) и поле термомеханических напряжений (б) внутри пленочной структуры вблизи области локального теплового и электротокowego воздействия. Толщины слоев W – 50 мкм, Ti – 50 мкм, Cu – 100 мкм. Средняя мощность теплового потока – 100 Вт

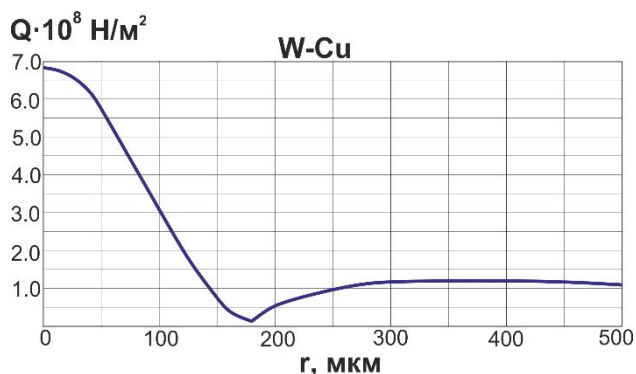


Рисунок 4 – Межслоевые механические напряжения для покрытия типа W-Cu. Толщины слоев W – 50 мкм, Cu – 200 мкм

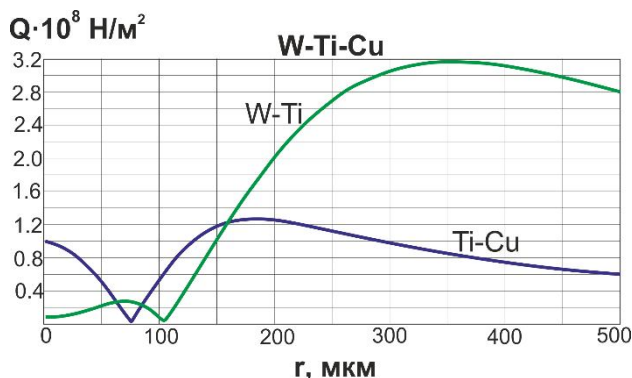


Рисунок 5 – Межслоевые механические напряжения для покрытия типа W-Ti-Cu. Толщины слоев W – 50 мкм, Ti – 50 мкм, Cu – 200 мкм

Оптимизация структуры покрытия. Для определения оптимальных параметров структуры многослойного покрытия был выполнен расчет, устанавливающий зависимость максимального значения межслоевого механического напряжения от различных толщин слоев покрытий со структурами W-Ti-Cu и W-Mo-Cu. Под оптимальными параметрами структуры многослойного покрытия предполагаются такие параметры, при использовании которых обеспечивалась бы максимальная стойкость покрытия к деламации.

Для исследования влияния толщины слоя вольфрама $d(W)$ на межслоевое механическое напряжение покрытия толщину слоя титана $d(Ti)$ задавали постоянной и равной 50 мкм, и наоборот, при исследовании влияния толщины слоя титана $d(Ti)$ толщину слоя вольфрама $d(W)$ задавали также постоянной и равной 50 мкм. Толщина слоя меди задавалась постоянной и составляла 200 мкм для обоих случаев. Аналогичным образом выполнялся расчет влияния толщин слоев вольфрама $d(W)$ и молибдена $d(Mo)$ на межслоевое механическое напряжение в структуре W-Mo-Cu. Результаты расчета представлены на рисунке 6.

Зависимости указывают на то, что в структуре типа W-Ti-Cu увеличение толщины слоя вольфрама в пределах 5 – 50 мкм приводит к снижению более чем в 10 раз термомеханических напряжений на границе W-Ti. Зависимости механических напряжений между слоями W-Ti и Ti-Cu от толщины слоя титана имеют минимумы. Сумма минимумов соответствует толщине слоя титана и равна 50 мкм. Наличие минимума можно объяснить двумя противоположно действующими факторами: с одной стороны, механические напряжения уменьшаются с ростом толщины слоя титана, с другой – низкая теплопроводность титана приводит к росту градиента температур и как следствие – увеличению термомеханических напряжений.

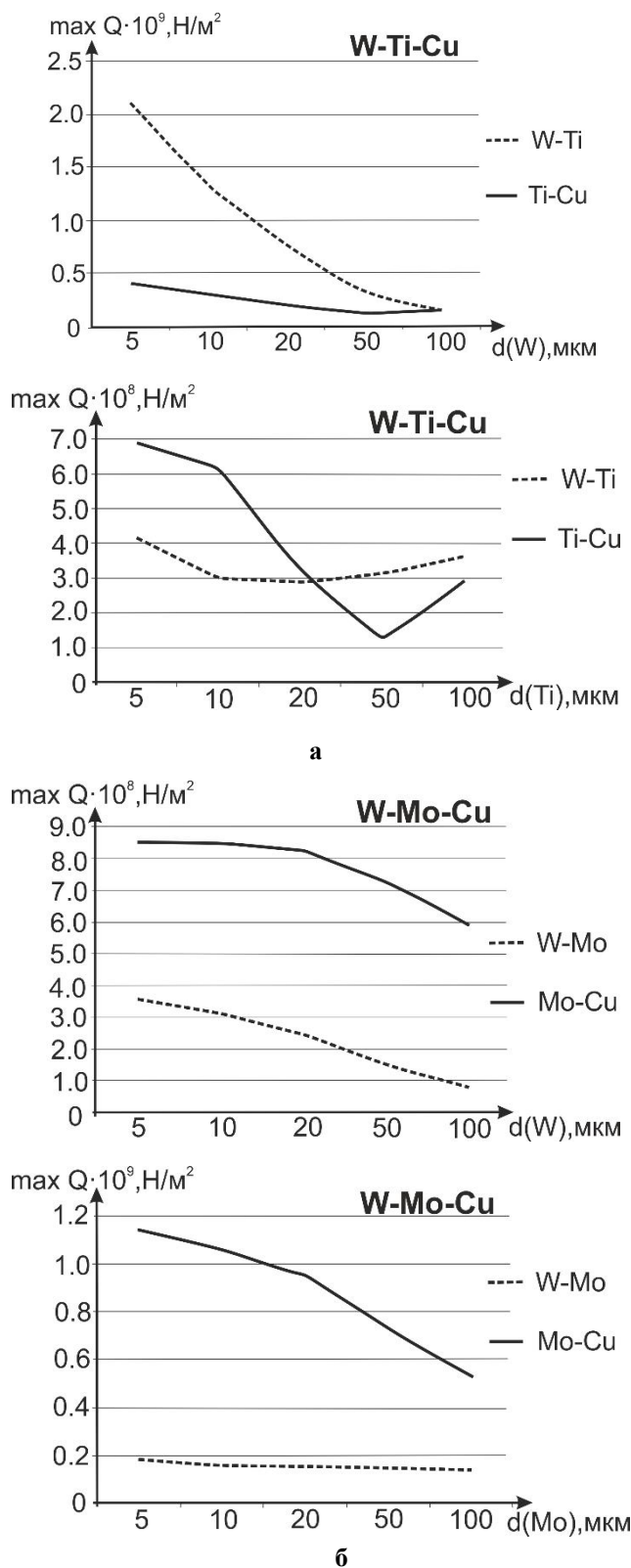


Рисунок 6 – Зависимость максимума межслоевого механического напряжения при различной структуре покрытия и толщинах составляющих его слоев. Средняя мощность теплового потока – 100 Вт: а – структура W-Ti-Cu; б – структура W-Mo-Cu

В структуре типа W-Mo-Cu увеличение толщины слоя вольфрама в пределах 5 – 100 мкм

приводит к незначительному снижению (менее чем в 1,5 раза) термомеханических напряжений на границе Mo-Cu, а также к снижению напряжений на границе W-Mo (приблизительно в 5 раз). Рост толщины слоя молибдена в пределах 5 – 100 мкм приводит к незначительному снижению (менее чем в 1,5 раза) термомеханических напряжений на границе W-Mo и к снижению напряжений на границе Mo-Cu приблизительно в 2 раза. Наблюдается монотонный характер уменьшения механических напряжений, что позволяет прогнозировать дальнейшее снижение механических напряжений в структуре W-Mo-Cu с ростом толщин слоев W и Mo.

В целом структура типа W-Ti-Cu обеспечивает примерно в 2 раза меньший уровень механических напряжений по сравнению со структурой типа W-Mo-Cu при одинаковом порядке толщин покрытий.

Выводы. В ходе работы было выполнено моделирование термомеханических напряжений и тепловых полей для условий эрозионно стойких покрытий электродов со структурой W-Ti-Cu и W-Mo-Cu при локальном температурном и электротоковом воздействии в аксиально-симметричном приближении, расчет которого показывает, что введение промежуточного слоя титана в покрытие со структурой W-Ti-Cu приводит к существенному (более чем в два раза) снижению внутренних термомеханических напряжений между слоями, который, в свою очередь, приводит к повышению температурной и эрозионной стойкости всего покрытия.

Исследование и сопоставление покрытий с отличающимися промежуточными слоями: W-Ti-Cu и W-Mo-Cu показывают, что структура W-Ti-Cu обеспечивает примерно в 2 раза меньший уровень механических напряжений по сравнению со структурой типа W-Mo-Cu при одинаковом порядке толщин покрытий. Кроме того, выявлено оптимальное значение толщины слоя Ti, при котором обеспечиваются минимальные тер-

момеханические напряжения. Для условий поставленного численного эксперимента эта толщина составляет 50 нм.

Полученные результаты могут быть использованы при разработке эрозионно-стойких покрытий приборов вакуумной и газоразрядной электроники, а также приборов на основе сухого контакта, работающих в жестком режиме.

Библиографический список

1. Magnetically controlled mems switches with nanoscale contact coatings. Karabanov S.M., Karabanov, A.S., Suvorov D.V., Grappe B., Coutier C., Sibuet H., Sazhin B.N. (2012) IET Conference Publications 2012 (605 CP). P. 359 – 361. doi: 1049/cp.2012.0675.
2. A new magnetically actuated switch for precise position detection. Coutier, C., Grenoble, France ; Chiesi, L. ; Garnier, A. ; Fourier, J.C. Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference, 2009. TRANSDUCERS 2009. International. P. 861 – 864.
3. Karabanov S.M., Maizels R.M., Shoffa V.N. Magnetically operated switches (reed switches) and products on their basis, Dolgoprudny, Publishing House “Intellect”, 2011. 408 p.
4. Karabanov S.M., Suvorov D.V., Sazhin B.N., Krutinin A.A., Karabanov A.S., Grappe B., Courier C., Sibuet H. Nanoscale ruthenium coatings of mems switches contacts // Materials Research Society Symposium Proceedings 2010 MRS Spring Meeting, San Francisco, CA, 2010. P. 277-280.
5. Karabanov S.M.; Maizels R.M.; Shoffa V.N. Magnetically operated contacts (reed switches) and units based thereof; Publishing house “Intellect”: Dolgoprudny, Russia, 2011).
6. Палатник Л.С., Ландау А.И. Фазовые равновесия в многокомпонентных системах. Изд. Харьковского университета, 1961.
7. Карabanов С.М., Суворов Д.В., Сливкин Е.В. Исследование режимов технологии экстракционной очистки металлургического кремния с учетом непрерывного выведения примесей из объема экстрагента // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. 2012. № 39-1. С. 87-92.

УДК 621.315.592, 621.317.08, 543.456

Д.С. Кусакин, В.Г. Литвинов

ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЕМКОСТИ ТОЧЕЧНОГО БАРЬЕРНОГО КОНТАКТА МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК

Проведен анализ электрических свойств точечного барьерного контакта металл-полупроводник. Рассчитаны теоретические зависимости электрической емкости точечного барьерного контакта металл-полупроводник от концентрации свободных носителей заряда в полупроводнике и радиуса металлического контакта, в первом приближении определяемого радиусом закругления проводящего зонда атомно-силового микроскопа. Описан измерительный комплекс, который позволяет измерять электрическую емкость фемтофарадного диапазона. Представлены результаты измерения электрической емкости точечного контакта металл-полупроводник.

Ключевые слова: *точечный барьерный контакт, атомно-силовая микроскопия, проводящий зонд, полупроводники.*

Введение. В связи с развитием нанотехнологий в настоящее время появляется необходимость в развитии методов, разработанных с учетом ограничений, связанных с размерными эффектами в полупроводниковых структурах. Среди методов определения концентрации свободных носителей заряда в полупроводниковых микро- и наноструктурах выделяют метод вольт-фарадных характеристик [1]. Для локального измерения электрической емкости полупроводниковых структур используются зондовые методы: сканирующая емкостная микроскопия, сканирующая микроволновая микроскопия [2].

Появляется необходимость в разработке новых методов определения локальной плотности зарядовых состояний и их энергетического распределения в полупроводниковых тонкопленочных микро- и наноструктурах. Отдельного внимания заслуживает разработка методики локального определения концентрации свободных носителей заряда в полупроводниковых микро- и наноструктурах. Зная параметры полупроводниковых структур, можно вывести на новый качественный уровень проектирование полупроводниковых приборов и элементов интегральных микросхем.

Одними из перспективных направлений при развитии методик исследования электрофизических свойств полупроводниковых структур являются объединение существующих электрофизических методов и адаптация их к использованию совместно с техникой зондовой микроскопии, что позволит локализовать области исследования до

10 нм, что связано с использованием проводящих зондов атомно-силового микроскопа.

В настоящее время одним из методов измерения параметров полупроводниковых материалов является метод вольт-фарадных характеристик (метод ВФХ или метод C-V-характеристик). Для реализации данного метода необходимо использовать полупроводниковые барьерные структуры, например на основе р-п-перехода, диода Шоттки, МДП-структуры [1].

Целью данной работы являются разработка методики для локального измерения электрической емкости точечного барьерного контакта металл-полупроводник с размерами точечного контакта менее 100 нм, анализ электрических свойств точечного барьерного контакта металл-полупроводник, разработка измерительного комплекса для локального исследования электрической емкости на базе зондовой системы атомно-силового микроскопа, апробация методики на тестовых образцах.

Теоретические исследования. Для создания контакта в области исследования предполагается использовать зонд атомно-силового микроскопа [3]. Зонд должен быть проводящим, причем желательно, чтобы он был целиком изготовлен из проводящего материала. В случае использования зонда с проводящим покрытием электрическое сопротивление зонда достаточно велико, покрытие изнашивается при контактных измерениях за счет трения и электродиффузии, которая усиливается при протекании электрического тока, и дальнейшее проведение экспери-

мента будет невозможным [4]. Зонды АСМ имеют радиус закругления обычно порядка 5...50 нм. Использование атомно-силового микроскопа позволяет обеспечить локальность измерений электрофизических характеристик исследуемого образца с точностью не менее размеров острия зонда АСМ, равных диаметру закругления, т.е. до 10 нм. Кроме этого, АСМ-микроскоп используется для поиска места формирования контакта к поверхности образца, последующего построения карты распределения локально определяемых электрических параметров вдоль поверхности, к которой осуществляется контакт. Параметрами в случае локального измерения С-V и вольт-амперных характеристик могут быть поверхностное распределение электрической емкости, сопротивления растекания, концентрации мелкой легирующей примеси в приповерхностной области полупроводникового образца. Высокое разрешение вдоль плоскости сканирования обеспечивается высоким латеральным разрешением при перемещении зонда в плоскости поверхности (XY) образца в атомно-силовом микроскопе. Например, микроскоп семейства Ntegra-Spectra (NT-MDT, Россия) обеспечивает разрешение в плоскости XY порядка 0,15 нм [5, 6].

Атомно-силовой микроскоп используется для поиска исследуемого нанобъекта при сканировании и подвода зонда в нужную точку. Кроме того, в АСМ возможно подключение дополнительных измерительных приборов непосредственно к зонду (генератора, осциллографа, высокочувствительного усилителя, RLC-метра и т.д.), что делает возможным исследование изменения емкости, заряда, протекающего постоянного, переменного, релаксационного электрического тока через систему зонд-образец от времени при импульсном воздействии напряжением.

Несмотря на все известные достоинства, техника АСМ имеет определенные недостатки, затрудняющие реализацию локального измерения С-V-характеристик. При подводе зонда к поверхности исследуемого полупроводника измеряется значение емкости, однако емкость состоит из нескольких составляющих [7]. Измеряемые вариации емкости позволяют судить о распределении концентрации носителей заряда в пределах области сканирования микроскопа (области контакта). На практике измеряют производную dC/dV емкости системы при некотором фиксированном напряжении между зондом и образцом [8]. Паразитные емкости в сумме могут достигать значений порядка 0,5...1 пФ, а значения электрической емкости между острием проводящего зонда и поверхностью образца лежат в диапазоне десятков-

сотен аФ – единиц фФ [4].

Для проведения локальных измерений электрофизических характеристик с помощью АСМ желательно уменьшать время измерений, что позволит уменьшить термодрейф зонда, а также уменьшит влияние флуктуаций паразитных емкостей при перемещении зонда в латеральном направлении.

Ранее была опубликована работа о математической модели для исследования электрофизических параметров полупроводниковых микро- и наноструктур при использовании зонда АСМ [9]. Однако описанная в [9] модель точечного барьерного контакта была построена на предположении о резкой границе слоя объемного заряда (СОЗ), на которой плотность объемного заряда изменяется от максимального значения до нуля. Это не совсем корректно, поскольку граница СОЗ несколько размыта вследствие больцмановского распределения концентрации свободных носителей заряда [1].

Для определения распределения электрического потенциала запишем уравнение Пуассона в сферических координатах для случая равномерного легирования полупроводника мелкой донорной примесью, к которому осуществляется точечный барьерный контакт:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) = - \frac{eN}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad (1)$$

где e – элементарный заряд, ε_0 – абсолютная диэлектрическая постоянная вакуума, ε – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника, N – концентрация легирующей примеси, φ – электрический потенциал, r – расстояние от центра контакта до точки в глубине полупроводника. В действительности решение такого уравнения Пуассона не учитывает размытия реальной границы СОЗ, которое соизмеримо с фундаментальной характеристикой полупроводникового материала – Дебаевской длиной экранирования, что может приводить к получению неверных результатов оценки толщины СОЗ и, следовательно, электрической емкости точечного барьерного контакта.

В случае ионизации всех атомов донорной примеси плотность объемного заряда в действительности зависит от электрического потенциала

как $eN \left(1 - e^{-\frac{\varphi}{kT}} \right)$ [1]. Таким образом, уравнение

Пуассона примет вид:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) = - \frac{eN(1 - e^{-\frac{\varphi}{kT}})}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad (2)$$

где k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура.

Граничные условия для решения уравнения Пуассона запишем следующим образом:

$$\begin{aligned}\varphi(R) &= \frac{kT}{e}, \\ \varphi(r_0) &= \varphi_{\max}, \\ \frac{d\varphi}{dr}(R) &= 0,\end{aligned}\quad (3)$$

где R – положение границы СОЗ в полупроводнике, r_0 – радиус точечного контакта проводящего зонда.

Величина kT/e возникает за счет вклада в электрическое поле «хвоста» функции распределения Больцмана носителей заряда [1].

Максимальное значение потенциала будет в месте плоского круглого точечного контакта зонда диаметром $2r_0$ к поверхности полупроводника.

Решая уравнение (2), получаем формулу для распределения потенциала [10]:

$$\varphi(r) = \frac{r_0(U_k + U_R) \left(ch\left(\frac{r}{L}\right) - sh\left(\frac{r}{L}\right) \right)}{r \left(ch\left(\frac{r_0}{L}\right) - sh\left(\frac{r_0}{L}\right) \right)}, \quad (4)$$

где $L = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 kT}{eN}}$ – Дебаевская длина экранирования, U_k – контактная разность потенциалов, U_R – модуль напряжения обратного смещения на контакте металл-полупроводник.

На основе полученных выражений было рассчитано распределение потенциала в полупроводнике при разном уровне легирования полупроводника (рисунок 1).

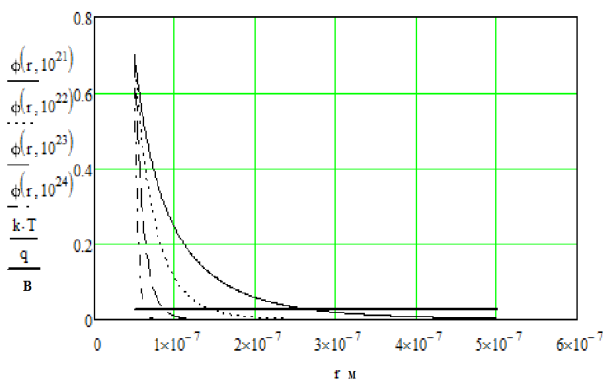


Рисунок 1 – Теоретически рассчитанное значение потенциала при разных значениях концентрации носителей заряда, радиус закругления зонда $r_0 = 50$ нм

Емкость для полусферического контакта находится по классической формуле:

$$C(U) = 2\pi eNR^2(U) \frac{dR(U)}{dU}. \quad (5)$$

Результаты теоретического расчета зависимости емкости точечного контакта от уровня легирования полупроводника согласно уравнению (5) при нулевом напряжении смещения представлены на рисунке 2.

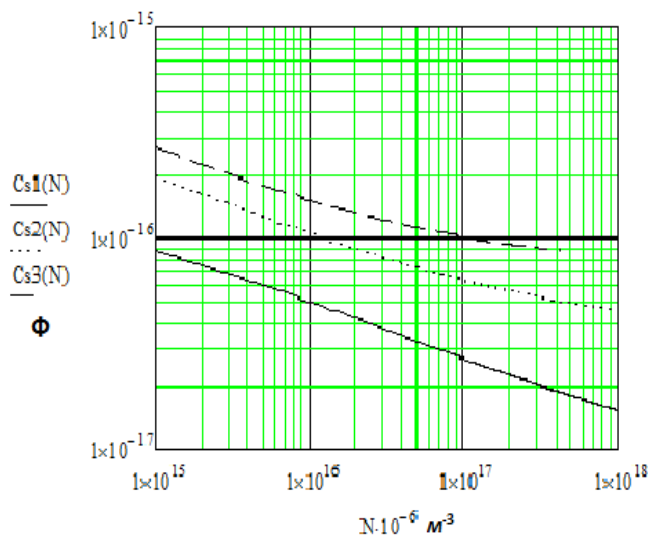


Рисунок 2 – Результаты расчета зависимости емкости точечного контакта от уровня легирования для различных радиусов закругления острия зонда: сплошная кривая – 100 нм; точечная – 50 нм; штриховая – 10 нм

На рисунке 2 видно, что емкость точечного контакта зависит от концентрации носителей заряда и от радиуса закругления острия зонда.

Эксперимент. Для проведения эксперимента на базе зондовой системы атомно-силового микроскопа был собран измерительный комплекс (рисунок 3). Измерительная ячейка представляет собой базовый блок зондового микроскопа со специально изготовленным измерительным столиком.

С помощью контроллера осуществляется подвод/отвод проводящего зонда к образцу и сканирование поверхности образца. Управление сканированием осуществляется с помощью специализированной программы, установленной на ПЭВМ. ПЭВМ подключена к контроллерам через плату ЦАП-АЦП.

Для минимизации емкости соединений преобразователь ток-напряжение был спроектирован на базе быстродействующего операционного усилителя LTC6244 с уровнем входного тока 1 пА и помещен непосредственно в корпус измерительного столика атомно-силового микроскопа [4]. Изготовленный измерительный столик помещен в штатную измерительную головку зондового микроскопа.

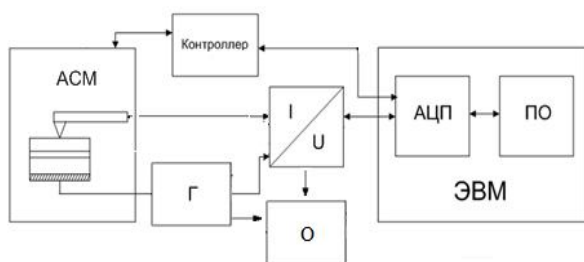


Рисунок 3 – Структурная схема измерительной установки

С генератора импульсов подаются непосредственно на образец импульсы напряжения пилообразной формы [4]. Сигнал поступает на преобразователь ток – напряжение. Далее сигнал поступает через плату ЦАП-АЦП в ПЭВМ, где обрабатывается. Осциллограф О используется для визуальной оценки сигнала, подаваемого с генератора напряжения, а также для оценки отклика, снимаемого с преобразователя ток – напряжение.

В качестве образца для проведения измерений была взята подложка n-Si (концентрация свободных электронов составляла около 10^{16} см^{-3}), с обратной стороны которой сформирован золотой омический контакт.

Для проведения исследований, а точнее для формирования контакта к поверхности образца, использовался цельнопроводящий зонд Rocky Mountain Nanotechnology 25Pt300A. Радиус закругления зонда и его химический состав контролировались с помощью комплекса измерительного электронно-оптического с модулями контроля электрофизических характеристик наноматериалов и наноструктур JSM6610LV. Радиус закругления зонда составил порядка 25 нм. Подвод зонда осуществлялся непосредственно к поверхности n-Si. Нижний слой золота, как уже говорилось выше, служил для формирования устойчивого контакта между образцом и измерительным столиком в АСМ микроскопе.

Для того, чтобы определить, сформировался ли контакт между зондом и поверхностью образца, были сняты вольт-амперные характеристики (ВАХ) данной структуры. ВАХ структуры представлена на рисунке 4.

Описание методики измерения емкости фемтофардного диапазона приведено в [4]. При подаче пилообразного напряжения на образец в его цепи возникает отклик тока $i(t) = C(t) \frac{dU}{dt}$, где $C(t)$ – мгновенное значение электрической емкости. Емкость с течением времени стремится к некоему стационарному значению, близкому к барьерной емкости диодной структуры. Таким образом, постоянная составляющая на времен-

ной зависимости тока будет пропорциональна барьерной емкости. Для пилообразного сигнала $\frac{dU}{dt} = \frac{U_{\max}}{t_{\max}}$, где $t_{\max}$ – длительность сигнала, $U_{\max}$ – его амплитуда. Если скорость возрастания напряжения $\frac{dU}{dt} = 10^3$ и его амплитуда $U_{\max} = 0,1 \text{ В}$, то период T составит 100 мкс, что выполнимо для генератора, входящего в состав измерительной установки.

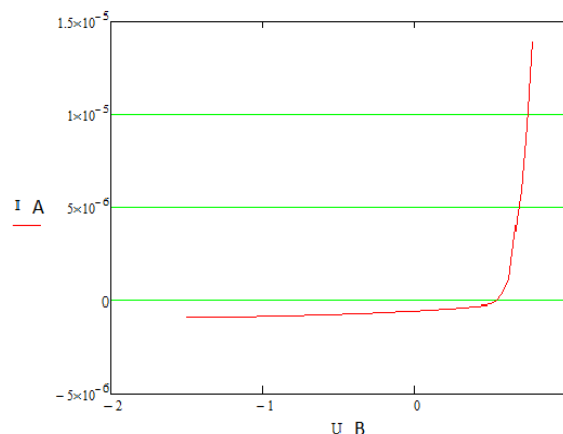


Рисунок 4 – ВАХ тестовой структуры

С генератора Г на тестовый образец был подан пилообразный сигнал, показанный на рисунке 5. Длительность сигнала с генератора подбиралась в соответствии с теоретическими оценками параметров входного воздействия на образец, приведенными в работе [4], а также с возможностями используемой аппаратуры.

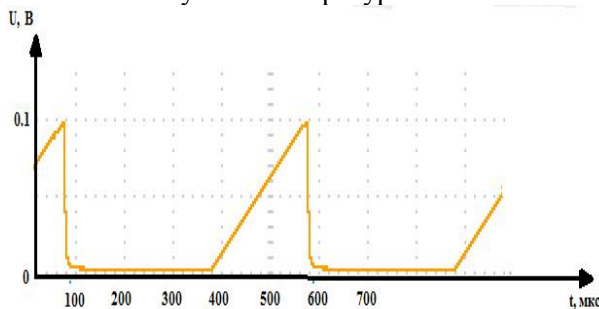


Рисунок 5 – Входной сигнал с генератора

На выходе с преобразователя ток-напряжение (коэффициент преобразования $2 \cdot 10^7 \text{ Ом}$) на экране осциллографа был виден отклик тестовой структуры, что показано на рисунке 6.

На выходном сигнале особый интерес представляет пологий участок токового отклика, амплитуда которого пропорциональна электрической емкости в цепи зонда [4].

Амплитуда сигнала на выходе преобразователя составила 7 мВ. Если провести перерасчет полученного сигнала в емкость, получим, что емкость будет составлять 0,7 пФ. Следует отме-

тить, что полученная величина емкости содержит паразитную составляющую, обусловленную паразитной емкостью между зондом и измерительной ячейкой, которую можно рассчитать или измерить. После проведения измерений при разной амплитуде тестового сигнала, а также, если это необходимо, изменяя длительность его импульса, можно провести измерение зависимости емкости от напряжения и построить вольт-фарадную характеристику. Данная установка дает возможность измерять емкости фемтофардного диапазона.

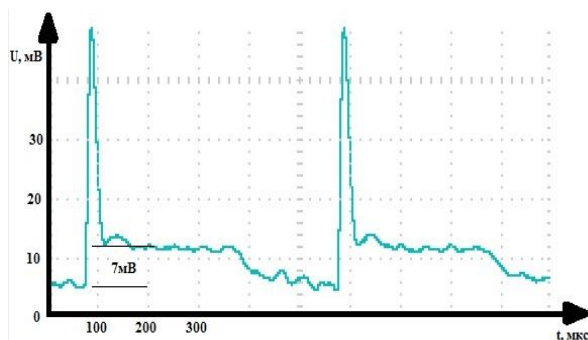


Рисунок 6 – Выходной сигнал с преобразователя ток-напряжение

Выводы. Таким образом, в данной работе проведены теоретические исследования электрической емкости точечного барьерного контакта металл-полупроводник для проведения локальных электрофизических исследований полупроводниковых структур. Теоретические расчеты показали, что емкость точечного барьерного контакта металл-полупроводник зависит не только от радиуса закругления зонда АСМ, но и от концентрации свободных носителей заряда (уровня легирования) в полупроводнике. Также показано, что ширина СОЗ зависит и от радиуса закругления зонда, и от концентрации носителей заряда. Был разработан и апробирован измерительный комплекс для локального измерения электрической емкости.

Дальнейшее развитие методики будет связано с накоплением экспериментальных данных на различных полупроводниковых микро- и наноструктурах. Используемая математическая модель точечного барьерного контакта будет уточняться с учетом заряда поверхностных состояний.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации при использовании оборудования Регионального центра зондовой микроскопии коллективного пользования (РЦЗМкп) при ФГБОУ ВПО «РГРТУ» в НОЦ неупорядоченных и наноструктурированных материалов и устройств на их основе.

Библиографический список

1. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: в 2 кн. Кн. 1: пер. с англ. М.: Мир, 1984. 456 с.
2. Литвинова В.С., Литвинов В.Г. Векторный анализ электрической цепи наноконтакта металл – полупроводник // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. 2014. № 47. С. 116-120.
3. Вишняков Н.В., Литвинов В.Г., Милованова О.А., Рыбин Н.Б. Способ исследования энергетического спектра электронных состояний и устройство для его осуществления. Патент на изобретение № 2415389.
4. Кусакин Д.С., Литвинова В.С., Литвинов В.Г., Воробьев Ю.В., Рыбин Н.Б. Методика локального измерения электрической емкости фемтофардного диапазона точечного барьерного контакта металл-полупроводник // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. 2014. № 50-2. С. 122-125.
5. Руководство пользователя для работы с зондовой нанолaborаторией «NTEGRA SPECTRA». М.: NT-MDT, Гос. НИИ Физ. проблем. 2013. 107 с.
6. Зондовая нанолaborатория ИНТЕГРА. Проведение измерений. Руководство по эксплуатации – «НТ-МДТ», 2011. 92 с.
7. Lee D.T., Pelz J.P., Brushan B. Instrumentation for Direct, Low Frequency Scanning Capacitance Microscopy, and Analysis of Position Dependent Stray Capacitance // Rev. Sci. Instrum, 2002. V. 73, N 10. P. 3525–3533.
8. Поляков В.В. Контактная сканирующая емкостная микроскопия большеразмерных образцов // Научное приборостроение. Т. 19. № 3, 2009. С. 62-66.
9. Кусакин Д.С., Литвинов В.Г., Рыбин Н.Б., Ермачихин А.В., Воробьев Ю.В. Анализ электрических свойств точечного барьерного контакта металл-полупроводник // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. 2015. № 53. С. 149-154.
10. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Наука: Гл. ред. физ-мат. лит., 1971. 576 с.

УДК 621.355.9

**С.М. Карабанов, А.И. Мороз, Д.В. Суворов,
Е.В. Сливкин, Г.П. Гололобов, Д.Ю. Тарабрин**

АВТОНОМНЫЕ СОЛНЕЧНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СУПЕРКОНДЕНСАТОРОВ

С использованием математического моделирования выполнен анализ эффективности автономных солнечных энергетических систем с применением гибридных накопителей электроэнергии на основе суперконденсаторов. Полученные экспериментальные данные показывают, что использование суперконденсаторов в качестве дополнительных краткосрочных накопителей энергии в автономных солнечных энергетических системах способствует существенному увеличению срока службы аккумуляторов и времени эксплуатации всей системы.

Ключевые слова: фотоэлектрический модуль, конденсатор с двойным электрическим слоем, батарея, мощность.

Введение. Срок эксплуатации аккумуляторного накопителя энергии невелик и определяется интенсивностью электрической нагрузки. Именно он является одним из основных элементов современной автономной солнечной энергетической системы. В большинстве случаев используются необслуживаемые гелевые аккумуляторы, срок эксплуатации которых ограничен и не превышает 3-7 лет. Одним из перспективных направлений является использование суперконденсаторов (конденсаторов с двойным электрическим слоем) в автономных солнечных энергетических системах, имеющих ряд достоинств.

Главными преимуществами использования суперконденсаторов являются:

- длительный срок эксплуатации (несколько десятков лет);
- возможность эксплуатации при низких температурах;
- возможность глубокого заряда-разряда без уменьшения срока эксплуатации;
- относительная простота заряда-разряда.

Кроме того, использование таких конденсаторов (EDLC, Ultra capacitors) [1-5] в качестве элементов накопления энергии в фотоэлектрических (photovoltaic, PV) системах позволяет оптимизировать работу устройств отслеживания точки максимальной мощности (maximum power point tracking, MPPT), сгладить мощности PV генератора при частичном затенении, увеличить отдаваемую пиковую мощность энергетической системы. В наших ранних работах [1]

показаны возможности использования суперконденсаторов в качестве энергетического буфера, непосредственно подключаемого к солнечному элементу. В работе [3] выполнен анализ требований к суперконденсаторам, используемым в качестве накопителей энергии в условиях их непосредственного подключения к нагрузке. В работе [4] представлены результаты исследования использования суперконденсаторов в составе автономной солнечной энергетической системы в качестве основного накопителя энергии.

Целью данной работы является определение эффективности работы суперконденсаторов в качестве дополнительного накопителя энергии в автономных солнечных энергетических системах.

Структура автономных солнечных энергетических систем с использованием суперконденсаторов. На рисунке 1 представлена структура автономных солнечных энергетических систем с использованием гибридных накопителей электроэнергии на основе суперконденсаторов. В состав такой автономной солнечной энергетической системы входит: батарея солнечных модулей; MPPT устройство для обеспечения максимального съема мощности; контроллер заряда суперконденсаторов; контроллер заряда аккумуляторов; основной накопитель на аккумуляторах (изготовленных по GEL-технологии); накопитель на суперконденсаторах; DC/AC инвертор с интегрированным управляющим устройством.

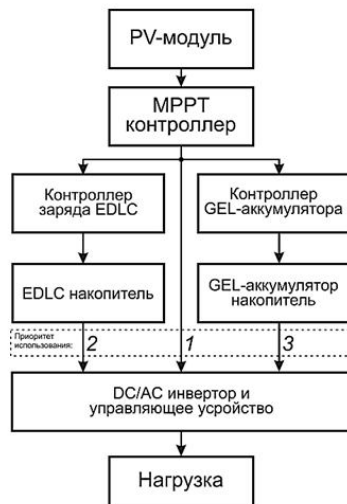


Рисунок 1 – Структура автономных солнечных энергетических систем с использованием Суперконденсаторов

Принцип работы данной системы следующий: электрическая энергия, вырабатываемая батареями солнечных модулей, с выхода MPPT распределяется между накопителями на суперконденсаторах и аккумуляторах. Инвертор подключен к текущей потребляемой нагрузке, а также соединен с выходом MPPT-контроллера для прямой передачи энергии без накопления (буферизации в аккумуляторе). С инвертором соединены батареи суперконденсаторов и аккумуляторов. Алгоритм заряда состоит в следующем: если вырабатываемая модулями мощность превышает текущее потребление, то энергия затрачивается в первую очередь на заряд EDLC, а после его полного заряда – на подзарядку батареи аккумуляторов. Алгоритм использования накопленной энергии аналогичен предыдущему: если потребляемая в текущий момент времени нагрузкой мощность превышает вырабатываемую PV-модулями, то в первую очередь используется энергия, запасаемая в батарее EDLC, после того как эта энергия будет использована, начинает использоваться энергия аккумуляторов.

Математическая модель. Математическая модель автономной солнечной энергетической системы с использованием гибридных накопителей электроэнергии на основе суперконденсаторов представляет собой систему уравнений и логических условий, определяющих алгоритм работы всей системы.

Математическая модель автономной солнечной энергетической системы описывает распределение и перераспределение энергии между генерирующим элементом (солнечный модуль), мощность которого изменяется во времени в соответствии с графиком солнечной инсоляции, накопителями энергии (аккумуляторная батарея

и EDLC), имеющими определённую ёмкость, и изменяющейся во времени нагрузкой.

Вырабатываемая PV-модулем мощность P_{PV} расходуется на обеспечение текущего потребления электроэнергии P_{load} , а также на заряд суперконденсатора P_{ELDC} и аккумуляторной батареи P_{GEL_bat} . В общем уравнение энергетического баланса имеет вид:

$$P_{PV}(t) = \frac{P_{load}(t)}{\eta_{DC/AC}} + \frac{P_{ELDC}(t)}{\eta_{ELDC_contr}} + \frac{P_{GEL_bat}(t)}{\eta_{GEL_bat_contr}}, \quad (1)$$

где $\eta_{DC/AC}$ – КПД инвертора; η_{ELDC_contr} – КПД контроллера заряда суперконденсатора; $\eta_{GEL_bat_contr}$ – КПД контроллера заряда аккумуляторной батареи.

Перераспределение энергетических потоков в системе осуществляется в соответствии с перечисленными ниже условиями.

При условии превышения вырабатываемой модулем мощности, мощности, потребляемой нагрузкой, происходит накопление энергии в аккумуляторной батарее и EDLC. Условием перехода к режиму накопления энергии является превышение уровня вырабатываемой энергии потребления с учетом КПД инвертора:

$$P_{PV}(t) \geq \frac{P_{load}(t)}{\eta_{DC/AC}}. \quad (2)$$

Определение приоритета заряда накопителей энергии происходит с учетом следующих условий:

- если энергия, запасенная в накопителе на суперконденсаторах W_{ELDC} , меньше некоторого её порогового (максимального) значения W_{ELDC_max} , то вырабатываемая PV-модулем мощность используется только для заряда суперконденсаторов, т.е.

$$W_{ELDC}(t) < W_{ELDC_max},$$

при этом уравнение энергетического баланса записывается следующим образом:

$$P_{PV}(t) = \frac{P_{load}(t)}{\eta_{DC/AC}} + \frac{P_{ELDC}(t)}{\eta_{ELDC_contr}} \quad (3)$$

и выражение для мощности заряда батареи суперконденсаторов примет следующий вид:

$$P_{ELDC}(t) = \eta_{ELDC_contr} \left(P_{PV}(t) - \frac{P_{load}(t)}{\eta_{DC/AC}} \right); \quad (4)$$

- если энергия, запасенная в накопителе на суперконденсаторах W_{ELDC} , достигает своего максимального значения W_{ELDC_max} , то вырабатываемая PV-модулем мощность используется для заряда аккумуляторной батареи до своего максимального значения $W_{GEL_bat_max}$, т.е.

$$W_{ELDC}(t) \geq W_{ELDC_max}$$

при этом уравнение энергетического баланса записывается как:

$$P_{PV}(t) = \frac{P_{load}(t)}{\eta_{DC/AC}} + \frac{P_{GEL_bat}(t)}{\eta_{GEL_bat_contr}} \quad (5)$$

и выражение для мощности заряда аккумуляторной батареи имеет вид:

$$P_{GELbat}(t) = \eta_{GEL_bat_contr} \left(P_{PV}(t) - \frac{P_{load}(t)}{\eta_{DC/AC}} \right). \quad (6)$$

Переход от режима накопления к режиму расходования накопленной энергии происходит при условии превышения энергии, потребляемой нагрузкой, над энергией, вырабатываемой PV-модулем с учетом КПД:

$$P_{PV}(t) < \frac{P_{load}(t)}{\eta_{DC/AC}}. \quad (7)$$

Определение приоритета разряда накопителей энергии происходит с учетом следующих условий:

- при наличии положительного баланса запасенной энергии в батарее EDLC:

$$W_{ELDC}(t) > 0$$

потребуется электроэнергия, запасенная в батарее суперконденсаторов. В этом режиме потребляемая нагрузкой мощность складывается из мощности, вырабатываемой солнечным модулем, а недостающая мощность отбирается от батареи EDLC. Уравнение энергетического баланса имеет вид

$$P_{load}(t) = \eta_{DC/AC} \left(P_{PV}(t) + \frac{P_{ELDC}(t)}{\eta_{ELDC_contr}} \right). \quad (8)$$

Выражение для мощности разряда EDLC при этом имеет вид, аналогичный выражению (4);

- при полном разряде батареи суперконденсаторов:

$$W_{ELDC}(t) = 0$$

потребуется энергия, запасенная в аккумуляторной батарее, до тех пор, пока уровень энергии не снизится до некоторого порогового значения $W_{GEL_bat_min}$ (определяется типом аккумуляторов, изготовленных по GEL-технологии лежит в пределах 20-30 %), разряд ниже которого приводит к существенному снижению срока службы аккумулятора:

$$W_{GEL_bat}(t) > W_{GEL_bat_min}$$

В этом случае потребляемая нагрузкой

мощность складывается из мощности, вырабатываемой солнечным модулем, а недостающая мощность отбирается от аккумуляторной батареи EDLC. Уравнение энергетического баланса имеет вид:

$$P_{load}(t) = \eta_{DC/AC} \left(P_{PV}(t) + \frac{P_{GEL_bat}(t)}{\eta_{GEL_bat_contr}} \right). \quad (9)$$

Выражение для мощности разряда EDLC при этом имеет вид, аналогичный выражению (6).

Энергетический баланс каждого из накопителей в каждый момент времени определяется с помощью выражений:

$$W_{ELDC}(t) = \int_0^t P_{ELDC}(t) dt, \quad (10)$$

$$W_{GEL_bat}(t) = \int_0^t P_{GEL_bat}(t) dt.$$

Разработанная модель содержит приоритет заряда-разряда различных типов накопителей энергии и может быть использована для расчета распределения энергетических потоков в условиях изменяющихся во времени мощности, вырабатываемой солнечным модулем, и мощности, потребляемой нагрузкой при различных параметрах системы (емкости аккумуляторной батареи и батареи суперконденсаторов, КПД преобразователей и т.д.).

Начальные условия численного эксперимента. В качестве зависимости $P_{PV}(t)$ была использована динамика мощности солнечной инсоляции, представленная в [6] и пронормированная на некоторое значение максимальной пиковой установленной мощности P_{PV_max} на выходе МРРТ-контроллера. В расчетах использовалось значение установленной пиковой мощности, равное 2 кВт. Начальный момент времени был выбран равным началу календарных суток 00.00, конечный момент времени – завершению суток – 24.00.

Предельная глубина разряда аккумуляторной батареи $W_{GEL_bat_min}$ устанавливалась на уровне 25 % от $W_{GEL_bat_max}$. Максимальные емкости накопителей:

- батареи GEL-аккумуляторов – 9600 Вт·ч (48 В×200 А·ч);

- емкость батареи суперконденсаторов изменялась в пределах 96-192 Вт·ч.

Начальные условия для накопителей энергии:

- заряд аккумуляторной батареи на уровне 50 % от $W_{GEL_bat_max}$;

- нулевой начальный заряд батареи суперконденсаторов.

Коэффициенты полезного действия контроллеров были заданы на уровне:

- КПД инвертора $\eta_{DC/AC}$ – 90 %;
- КПД контроллера заряда суперконденсатора η_{ELDC} – 90 %;
- КПД контроллера заряда аккумуляторной батареи $\eta_{GEL_bat_contr}$ – 90 %.

Модель временной зависимости потребления электроэнергии P_{load} была представлена функцией, включающей три составляющих:

- некоторый уровень постоянного круглосуточного потребления (холодильник, беспроводной телефон, бытовая техника в спящем режиме, телевизионная антенна и т.д.) – P_{load_1} на уровне 200 Вт;

- периодический средний уровень потребления в утренний (8-10 ч) и вечерний (18-22 ч) период (освещение, телевизор, компьютерная техника и т.д.) на уровне 500 Вт и средний уровень потребления в дневной (10-18 ч) на уровне 200 Вт – P_{load_2} ;

- периодический пиковый уровень потребления P_{load_3} на уровне 2000 Вт в течение 5 мин в количестве по 5 пиков в утренний (8-10 ч), дневной (10-18 ч) и вечерний (18-22 ч) периоды (эл. чайник, эл. плита, микроволновая печь, стиральная машина, эл. уют и т.д.).

В целом представленные условия являются типичными для автономных солнечных энергетических систем.

Анализ полученных результатов численного расчета. С помощью разработанной математической модели выполнен численный расчет автономных солнечных энергетических систем с использованием суперконденсаторов, результаты которого представлены ниже.

На рисунке 2 изображена зависимость выходной мощности солнечной батареи и модель потребляемой мощности нагрузки от времени. Согласно расчетам, в ночное время используется только энергия, запасенная в аккумуляторной батарее. В утреннее и вечернее время, характеризующееся наиболее интенсивным потреблением электроэнергии, расходуются оба типа энергии – вырабатываемая солнечной батареей и запасенная в накопителях.

В дневное же время используется преимущественно энергия солнечной батареи. Стоит отметить, что большую часть утреннего и вечернего времени, а также в течение всего дневного периода потребляемый уровень мощности ниже уровня вырабатываемой мощности. Однако при подключении потребителей с высоким энергопотреблением используемая мощность существенно

превышает вырабатываемую даже в дневное время при максимальной инсоляции. Все это приводит к кратковременным импульсным разрядам аккумуляторной батареи. На рисунках 3 и 4 показаны временные зависимости мощности разряда-заряда аккумуляторной батареи емкостью 9600 Вт·ч и её энергии в фотовольтаических системах традиционной конструкции (без накопителя на суперконденсаторах). Таким образом, результаты численных расчетов показывают, что использование накопленной в батарее энергии приводит к её многократному неглубокому разряду в 2-5 %, который приводит к снижению срока службы аккумуляторной батареи.

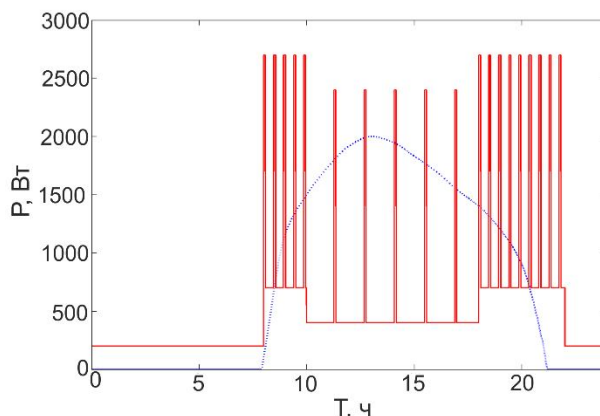


Рисунок 2 – Временная зависимость выходной мощности солнечной батареи и потребляемой мощности нагрузки (модельная)

Временные зависимости мощности разряда-заряда аккумуляторной батареи емкостью 9600 Вт·ч в составе автономной солнечной энергетической системы с гибридным накопителем, имеющим в своем составе суперконденсаторы, показаны на рисунках 5 и 6.

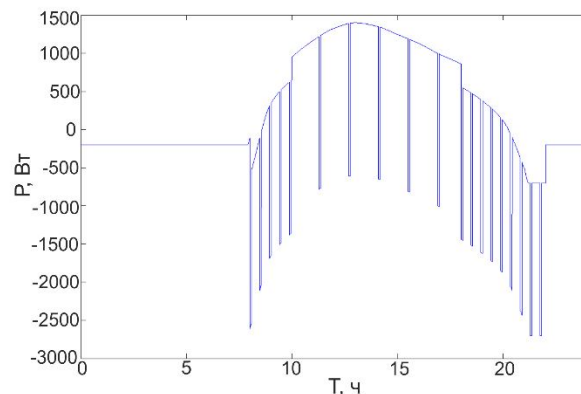


Рисунок 3 – Временная зависимость мощности разряда-заряда аккумуляторной батареи емкостью 9600 Вт·ч без суперконденсатора

Сопоставляя рисунки 3, 4 и 5, 6, можно увидеть, что использование гибридных накопителей на основе суперконденсаторов позволяет существенно снизить нагрузку на основной накопитель – аккумуляторную батарею и число ее цик-

лов заряд-разряд. Это обеспечивается путем выполнения накопителем на основе суперконденсаторов функции энергетического буфера с использованием накопленной энергии для обеспечения питания кратковременных высокомоощных потребителей. Временные зависимости мощности разряда-заряда суперконденсатора емкостью 96 Вт·ч и запасаемой в нем энергии представлены на рисунках 7 и 8.

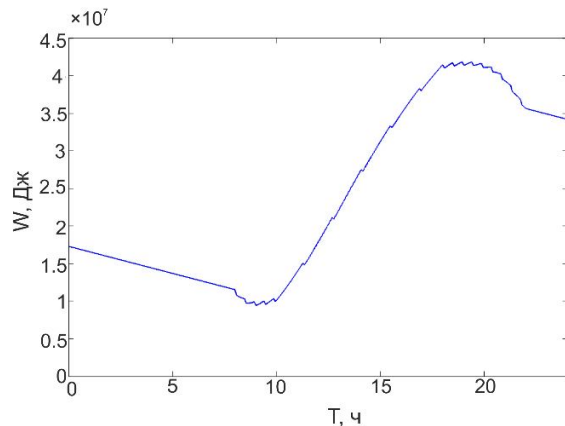


Рисунок 4 – Временная зависимость энергии аккумуляторной батареи емкостью 9600 Вт·ч без суперконденсатора

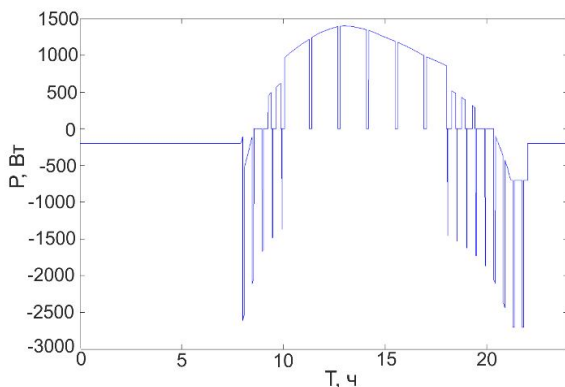


Рисунок 5 – Временная зависимость мощности разряда-заряда аккумуляторной батареи емкостью 9600 Вт·ч с суперконденсатором емкостью 96 Вт·ч

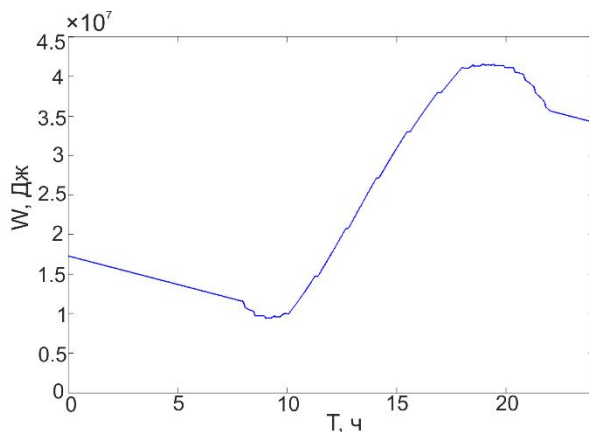


Рисунок 6 – Временная зависимость энергии аккумуляторной батареи емкостью 9600 Вт·ч с суперконденсатором емкостью 96 Вт·ч

Установлено, что значительная часть запасенной в батарее суперконденсаторов энергии используется для обеспечения питания кратковременных высокомоощных нагрузок. Это указывает на то, что при типовых условиях для солнечной автономной энергосистемы соотношение энергетических емкостей суперконденсаторов и аккумуляторной батареи 1/100 является минимально необходимым.

Изучение результатов численного эксперимента, представленных на рисунках 3 и 5, показывает, что при заданных изначально одинаковых условиях в традиционной системе аккумуляторная батарея в течение суток испытывает 14 циклов перехода от заряда к разряду, а при использовании гибридного накопителя – всего 6 циклов перехода. Таким образом, без учета временного затенения вследствие облачности сокращение числа циклов использования аккумуляторной батареи составит более чем 57 %. Необходимо отметить, что эти расчетные данные получены в идеализированном случае, не учитывающем временное затенение из-за облачности. С учетом влияния затенения среднее количество циклов перехода от заряда к разряду увеличится до 25-35 в день.

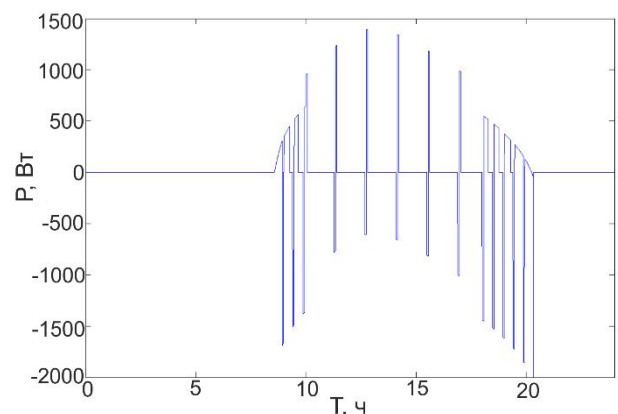


Рисунок 7 – Временная зависимость мощности разряда-заряда суперконденсатора емкостью 96 Вт·ч

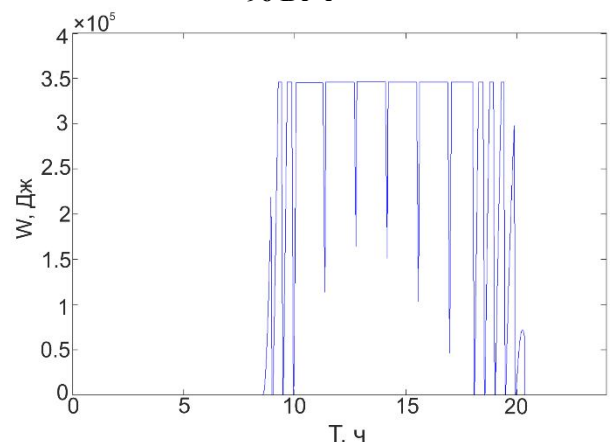


Рисунок 8 – Временная зависимость энергии суперконденсатора емкостью 96 Вт·ч

Прогнозируя срок службы, предположим, что временные мощные нагрузки и затенение вследствие облачности приводят примерно к 30 циклам неглубокого разряда в течение суток. Ресурс используемых гелевых аккумуляторов составляет порядка 30000 циклов при 2-5 %-м разряде [7]. Таким образом, только за счет кратковременных нагрузок и затенения ресурс батареи будет выработан в течение (365 дней × 30 коротких циклов) 2,7 лет эксплуатации. При использовании «энергетического буфера» на основе суперконденсаторов ресурс за счет коротких циклов будет выработан в течение (365 дней × 6 коротких циклов) 13,6 лет эксплуатации, что превышает гарантированный срок службы, обусловленный временной деградацией аккумуляторов. Таким образом, представленные расчеты показывают, что применение суперконденсаторов в автономных солнечных энергетических системах позволит существенно повысить срок использования аккумуляторной батареи.

Оценочная стоимость батареи емкостью 96 Вт·ч на основе суперконденсаторов DH5U308W60138TH фирмы SAMWHA составляет 2000 \$, что практически идентично стоимости аккумуляторной батареи из гелевых аккумуляторов GX12-200, 200 А·ч, GEL производства фирмы Delta емкостью 9600 Вт·ч – 1800 \$.

Заключение. В ходе работы разработаны структура, математическая модель. С использованием модели выполнен расчет автономных солнечных энергетических систем с применением гибридных накопителей электроэнергии на основе суперконденсаторов.

Показано, что использование гибридных накопителей на основе суперконденсаторов позволит существенно снизить нагрузку на аккумуляторную батарею и увеличить срок её службы за счет выполнения суперконденсатором функции энергетического буфера, при котором нако-

пленная энергия используется для обеспечения питания кратковременных высокомоощных потребителей. Так, для условий выполненных расчетов (без затенения) снижение числа циклов заряда-разряда аккумуляторной батареи составляет более чем 57 %. Кроме того, использование суперконденсаторов способствует увеличению максимальной пиковой мощности и устранению негативного влияния временного затенения, обусловленного облачностью.

Разработанная математическая модель может быть использована для расчета оптимальных параметров работы автономных солнечных энергетических систем с применением гибридных накопителей электроэнергии.

Библиографический список

1. Karabanov S.M., Suvorov D.V., Kukhmistrov Y.V., Slivkin E.V. The Study of PV Modules with Electric Double Layer Capacitors Integrated in Their Structure // Proceedings of 28th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition. 30.09.2013. 03.10.2013. P. 511 – 516.
2. Карабанов, С.М., Кухмистров, Ю.В., Пономарев Д.И. Ионисторы на основе апротонных растворителей, эквивалентная схема и режимы работы // Электронная промышленность, 1994. С. 32-34.
- 3 A.B. Cultura, Z.M. Salameh. Modeling, Evaluation and Simulation of a Supercapacitor Module for Energy Storage Application // Proceeding of CISIA 2015. June 28-29, 2015, Bangkok, Thailand.
4. Pierre-Olivier Logerais, Olivier Riou, Mohamed Ansoumane Camara, Jean-Felix Durastanti. Study of Photovoltaic Energy Storage by Supercapacitors through Both Experimental and Modelling Approaches // Journal of Solar Energy. Volume 2013, Article ID 659014.
5. Пат. 2139587 RU, МКИ H01G 9/00. Способ изготовления конденсатора с двойным электрическим слоем / Карабанов С.М., Кухмистров Ю.В.
6. Handbook of Photovoltaic Science and Engineering, Second Edition, 2011. John Wiley & Sons, Ltd.
7. <http://www.mpoweruk.com/life.htm>

УДК620.179.1:621.385.64

В.К. Базылев, А.М. Жидков**ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ
ДАВЛЕНИЯ ГАЗА В ОТПАЯННОМ МАГНЕТРОНЕ
С ПРЯМОНАКАЛЬНЫМ КАТОДОМ**

Проведён анализ возможных способов измерения давления остаточных газов в отпаянном магнетроне с прямонакальным катодом. Экспериментально доказана возможность измерения давления в отпаянных магнетронах с прямонакальным катодом способом, основанным на рассеянии электронов молекулами газа в ортогонально скрещенных электрическом и магнитном полях при индукции магнитного поля большей критической в диапазоне 10^{-3} - 10^{-6} мм рт.ст. Показано, что зависимость измеряемого информативного параметра от давления близка к линейной.

Ключевые слова: магнетрон, отпаянный электровакуумный прибор, рассеяние электронов, измерение давления остаточного газа, магнитная индукция, скрещенные электрические и магнитные поля.

Введение. Измерение давления в отпаянных электровакуумных приборах производится с целью контроля герметичности их оболочек. Нагревание атмосферного воздуха в объём прибора приводит к выходу его из строя. В электровакуумных приборах массового выпуска измерение давления осуществляют с помощью собственной электродной системы прибора. Величину течи в оболочке прибора определяют, измеряя давление в нём до и после опрессовки в специальной камере в течение суток в среде инертного газа при давлении выше атмосферного [1]. Для определения течи необходимо измерять давление газа в диапазоне 10^{-7} – 10^{-3} мм рт.ст. В настоящей работе анализировались различные способы измерения давления остаточных газов в приборах диодной конструкции с целью определения возможности использования их для измерения давления в отпаянных магнетронах с накалённым катодом. Экспериментально исследована возможность измерения давления в отпаянном магнетроне с прямонакальным катодом способом, основанным на рассеянии электронов молекулами газа в ортогонально скрещенных электрическом и магнитном полях, при индукции магнитного поля большей критической [2].

Цель работы – показать возможность измерения давления газа в отпаянных магнетронах с накалённым катодом методом, основанным на рассеянии электронов молекулами.

Теоретическая часть. Магнетрон с прямонакальным катодом является прибором диодной конструкции. Для измерения давления газа соб-

ственной электродной системой в таких приборах разработан ряд методов [3 – 6].

Известен способ измерения давления газа в диодах с накалённым катодом, основанный на ускорении электронов, ионизирующих газ, между витками катода переменным напряжением [3]. Образующиеся ионы собираются анодом, находящимся под отрицательным потенциалом относительно катода. Ионный ток пропорционален давлению газа в диоде. Для исключения попадания электронов на анод величина постоянного смещения анода выбирается большей амплитуды переменного напряжения между выводами катода.

Рабочее напряжение накала катода исследуемого магнетрона составляет 6,3 В. Это намного меньше потенциала ионизации остаточного газа (15,6 В для азота). Для эффективной ионизации молекул газа требуется напряжение порядка двухсот вольт между ближайшими витками катода. Поскольку катод магнетрона содержит 10 витков, то к нему надо приложить напряжение порядка 2 кВ. Сопротивление ненагретого катода магнетрона составляло 0,1 Ом, а сопротивление нагретого катода составляет величину порядка 1 Ом. Для импульсного нагрева катода потребуется импульсный ток величиной порядка нескольких килоампер. Это неприемлемо из-за сложности коммутации тока такой величины.

Рассмотрим возможность использования высокочастотного напряжения амплитудой 2 кВ для питания накала катода. Для этого необ-

ходимо, чтобы катод и последовательно с ним включенный конденсатор образовывали последовательный контур, настроенный на резонансную частоту. Индуктивность катода составляла величину порядка 0,15 мкГн. Расчёт показывает, что при ёмкости конденсатора последовательного контура порядка 50 пФ, резонансная частота должна быть порядка 56 МГц. Добротность последовательного контура при активном сопротивлении катода в 1 Ом составляет 45. Поэтому потребуется генератор переменного напряжения с амплитудой примерно 50 В.

Применение высокочастотного напряжения с частотой в десятки мегагерц и амплитудой 2 кВ существенно усложняет эксплуатацию такого вакуумметрического устройства. Поэтому использование такого способа измерения давления в данном магнетроне нецелесообразно.

Рассмотрим возможность использования для магнетрона с прямонакальным катодом способ измерения вакуума в диоде, основанный на инерционных свойствах электрона [4]. Сущность метода заключается в том, что используется электрический режим, при котором электроны, вылетающие из катода, при движении к аноду производят ионизацию газа и, не достигая анода, возвращаются на катод. В цепи анода протекает ионный ток, пропорциональный давлению газа. Для реализации такого режима между анодом и катодом прикладывается высокочастотное напряжение и постоянное смещение отрицательной полярности. При определённом соотношении между величинами, такими как постоянное смещение U_0 , межэлектродное расстояние d , амплитуда U_m и круговая частота ω переменного напряжения в диоде можно обеспечить движение электронов со скоростью, достаточной для ионизации молекул газа, и в то же время исключить попадание электронов на анод. Для этого необходимо выполнение условий

$$\frac{mV_{\max}^2}{2} \geq CeU_i, \quad (1)$$

$$X_{\max} \leq d, \quad (2)$$

где $V_{\max}$ и $X_{\max}$ – максимальные значения скорости и координаты электрона соответственно, C – множитель, превышающий единицу, U_i – потенциал ионизации молекул газа.

Для диодов с межэлектродным расстоянием около 10 мм частота выбирается в пределах 100–120 МГц при амплитуде в несколько сотен вольт. В рассматриваемом магнетроне межэлектродное расстояние составляет 2 мм. Расчёт показал, что в этом случае частота переменного напряжения должна быть порядка 500 МГц.

Применение высокочастотного напряжения с частотой в сотни мегагерц и амплитудой сотни вольт также существенно усложняет эксплуатацию такого вакуумметрического устройства. Поэтому использование такого способа измерения давления в данном магнетроне нецелесообразно.

В работе [4] описан способ измерения давления газа в диодных электронно-оптических преобразователях, основанный на явлении одноэлектронного вторично-электронного резонансного разряда. Сущность данного способа заключается в следующем, между внешним электродом, соприкасающимся с центральной частью входного окна ЭОПа, и кольцевым выводом катода прикладывается переменное напряжение, а на анод подаётся отрицательное смещение. Электроны, выходящие из катода в положительную полуволну высокочастотного напряжения, ионизируют молекулы газа и возвращаются обратно на катод в начало положительной полуволны высокочастотного напряжения, выбивая вторичные электроны. Коэффициент вторичной эмиссии материала катода ЭОПа больше единицы. Поэтому при возникновении вторично-электронного разряда существенно увеличивается ионизирующий электронный ток. Образующиеся положительные ионы собираются на аноде. Величина ионного тока пропорциональна давлению газа.

Конструкция магнетрона существенно отличается от конструкции ЭОПа. В магнетроне нельзя использовать дополнительный электрод и создать распределение электрического поля, обеспечивающее возбуждение одноэлектродного вторично-электронного резонансного разряда. Кроме этого, коэффициент вторичной эмиссии вольфрамового катода меньше единицы, что исключает возможность вторично-электронного резонансного разряда. Поэтому данный способ не пригоден для использования в применении к магнетрону с прямонакальным катодом.

Рассмотрим возможность использования высокочастотного компенсационного способа измерения давления газа для магнетрона с прямонакальным катодом. Сущность способа заключается в периодическом накоплении положительных ионов в квазиэлектростатической потенциальной яме объёмного заряда электронов [5]. Потенциальная яма для положительных ионов образуется при приложении между анодом и катодом переменного напряжения с периодом много большим времени пролёта ионом межэлектродного промежутка, если анодный ток в положительный полупериод ограничен пространственным зарядом. Накопление ионов приводит к компенсации пространственного заряда

электронов и росту электронного тока. Периодическое удаление накопленных ионов из потенциальной ямы путём подачи импульса напряжения в цепь катода вызывает уменьшение электронного тока и последующий его рост после окончания импульса по мере накопления ионов в потенциальной яме. Мерой давления служит скорость нарастания электронного тока. Чем выше давление газа, тем больше скорость нарастания электронного тока [6].

Особенностью использования данного способа измерения давления в применении к магнетрону с прямонакальным катодом является то, что напряжение накала деформирует потенциальную яму. Глубину потенциальной ямы можно оценить по следующей формуле

$$U_{do} = -\frac{0.1 \cdot U_m}{\pi}, \quad (3)$$

где U_m – амплитуда напряжения на аноде.

Если величина напряжения накала превышает глубину потенциальной ямы, то это приведёт к невозможности накопления в ней ионов и, следовательно, способ не будет работать. В магнетроне с межэлектродным расстоянием 2 мм при величине напряжения 50 В требуется частота анодного напряжения порядка 12 МГц. При этом глубина квазиэлектростатической потенциальной ямы составит 1,5 В, что существенно меньше напряжения накала катода 6,3 В.

Реализация метода в принципе возможна, если питание накала катода сделать импульсным, а измерение скорости накопления ионов в потенциальной яме проводить в паузе между импульсами тока накала катода, когда отсутствует деформация потенциальной ямы. Однако это потребует значительного усложнения измерительного устройства. Кроме этого, для применения данного способа измерения давления в магнетроне необходимо снимать магнитную систему с прибора, что не всегда желательно.

Другой возможный способ измерения давления в магнетроне с прямонакальным катодом основан на рассеянии электронов молекулами газа в ортогонально скрещённых электрическом и магнитном полях при индукции магнитного поля больше критической. Сущность метода заключается в следующем. Между анодом и катодом прикладывается переменное напряжение в форме меандра. В положительный полупериод напряжения электроны, эмитируемые с катода, движутся вокруг него по эпициклоидальным траекториям (рисунок 1). В отрицательный полупериод электроны из межэлектродного объёма удаляются вдоль силовых линий магнитного поля на торцевые части катода. В положительный

полупериод меандра электроны перемещаются к аноду за счёт рассеяния на молекулах газа. Время пролёта электронов до анода зависит от давления газа. Например, с ростом давления увеличивается число актов рассеяния, что уменьшает время пролёта электронов до анода. Поэтому время пролёта электронов до анода может служить мерой давления газа.

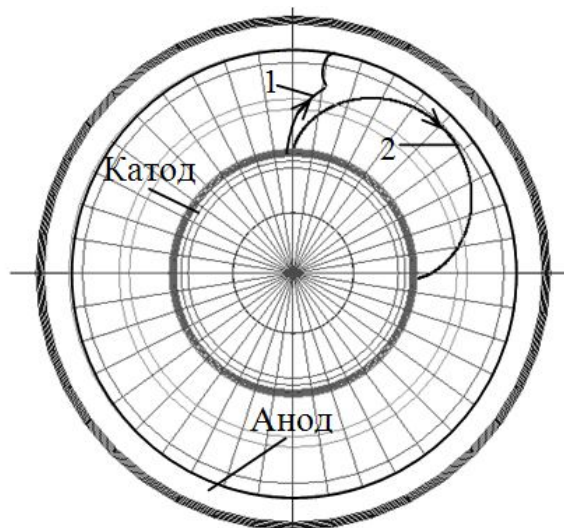


Рисунок 1 – Физические основы метода:
1 – траектория электрона при рассеянии на молекуле газа;
2 – траектория электрона, не сталкивающегося с молекулой газа

Измерение давления производится следующим образом. Вначале устанавливается частота анодного напряжения с длительностью положительного полупериода намного большей времени пролёта электронов до анода. Поскольку время пролёта электронов меньше полупериода напряжения, то в цепи анода течёт постоянная составляющая тока. Изменением напряжения накала катода устанавливается фиксированное значение постоянной составляющей тока анода. Затем частота меандра увеличивается. С ростом частоты напряжения величина постоянной составляющей тока начинает уменьшаться, поскольку не все электроны, вышедшие с катода, успевают за положительный полупериод меандра достичь анода. В результате с ростом частоты происходит уменьшение постоянной составляющей анодного тока. Когда длительность положительного полупериода становится равной удвоенному времени пролёта, то постоянная составляющая уменьшается вдвое по сравнению с установленным значением на низкой частоте. Таким образом измеряется время пролёта, зависящее от давления газа. Время пролёта обратно пропорционально давлению газа. Более удобно за меру давления принимать частоту анодного напряже-

ния, при котором происходит уменьшение анодного тока в два раза, по сравнению со значением на низкой частоте, поскольку эта частота пропорциональна давлению газа.

Вследствие падения напряжения вдоль тела катода часть электронов, эмитируемых катодом, будет ускоряться в направлении одной из торцевых частей катода. Это может недопустимо снизить чувствительность метода измерения давления. Поэтому необходимо экспериментально определить допустимый диапазон тока накала и постоянной составляющей тока анода на частоте, на которой начинается измерение. Кроме этого, как показано в [7], при наличии неортогональности векторов электрического и магнитного полей может присутствовать компонента анодного тока, не обусловленная рассеянием электронов на молекулах. Проведённый в этой работе анализ возможных механизмов протекания тока в манометрическом преобразователе, не связанного с рассеянием электронов на молекулах газа, показал, что наличие такой компоненты будет определять нижний предел измеряемого давления. Поэтому было необходимо экспериментально исследовать возможность применения данного метода измерения давления в магнетроне с накаливаемым катодом.

Экспериментальные исследования. Объектом исследования служил напаянный на откачной пост магнетрон с прямонакальным катодом с межэлектродным расстоянием 2 мм и индукцией магнитного поля 0,175 Тл, создаваемой постоянными кольцевыми магнитами. Откачка производилась диффузионным и форвакуумным насосами. Давление газа в магнетроне изменялось напуском аргона через игольчатый натекаль при постоянной откачке диффузионным насосом. Давление аргона измерялось с помощью вакуумметра ВИТ-2. Для исключения перепада давления между объёмами магнетрона и манометрического преобразователя ПМИ-2 последний соединялся с анодом магнетрона патрубком длиной 80 мм и диаметром 14 мм.

Между анодом и катодом прикладывалось переменное напряжение в форме меандра амплитудой 120 В, и измерялась постоянная составляющая тока в цепи анода электрометрическим усилителем. При этом индукция магнитного поля была в 10 раз больше критической. Давление аргона в магнетроне изменялось в диапазоне ($10^{-6} - 10^{-3}$ мм рт.ст.). При каждом значении давления задавалась частота меандра, равной 2 Гц, и регулировкой тока накала катода устанавливалась постоянная составляющая тока 50 пА. Затем частота увеличивалась до значения $f_{0.5}$, при котором постоянная составляющая тока

уменьшалась вдвое до 25 пА. Это значение частоты служило мерой давления аргона в магнетроне.

На рисунке 2 представлены зависимости постоянной составляющей тока анода от частоты меандра при нескольких значениях давления аргона в диапазоне $10^{-4} - 10^{-3}$ мм рт.ст. При индукции магнитного поля большей критической попадание электронов на анод возможно только за счёт рассеяния на молекулах газа. Уменьшение постоянной составляющей тока с ростом частоты объясняется тем, что положительный полупериод меандра становится соизмерим со временем пролёта электронов до анода. В отрицательный полупериод электроны из межэлектродного промежутка уходят вдоль линий магнитного поля на торцевые части катода.

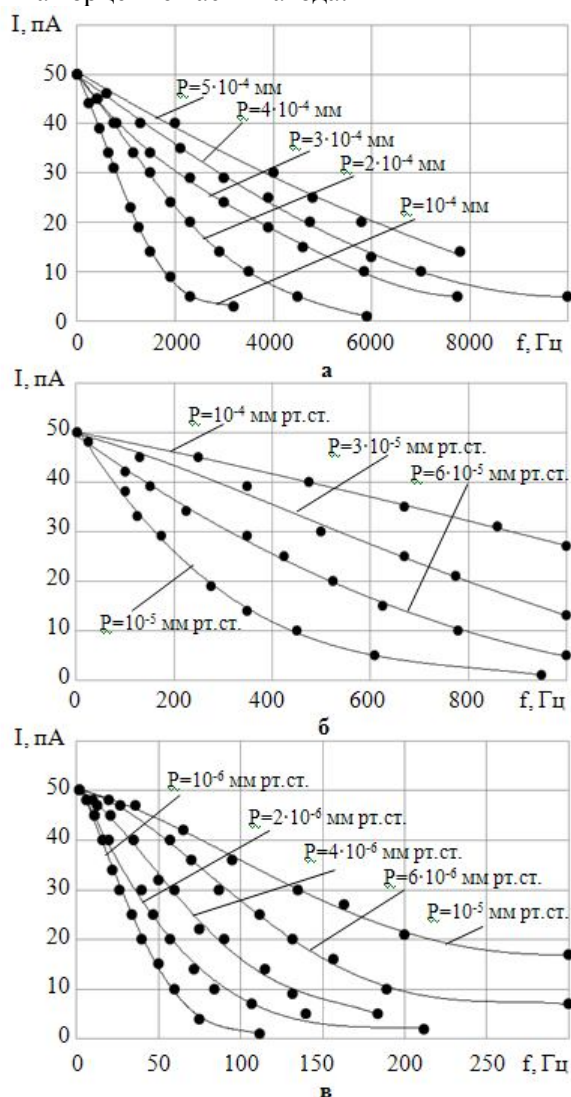


Рисунок 2 – Зависимость постоянной составляющей анодного тока от частоты в диапазоне давлений аргона: $10^{-4} - 10^{-3}$ (а), $10^{-4} - 10^{-5}$ (б) и $10^{-5} - 10^{-6}$ (в) мм рт.ст.

При длительности положительного полупериода, равной или меньшей среднему времени

пролёта электронов, постоянная составляющая тока должна быть равна нулю, поскольку электроны, не достигнув анода, в отрицательный полупериод будут уходить на торцевые части катода. С ростом давления увеличивается число актов рассеяния электронов на молекулах газа, поэтому время пролёта уменьшается, и спад постоянной составляющей тока происходит на большей частоте.

На рисунке 3 представлена зависимость частоты $f_{0,5}$, на которой происходит уменьшение постоянной составляющей тока вдвое по сравнению с её значением на частоте 2 Гц, от давления аргона в диапазоне $10^{-6} - 10^{-4}$ мм рт.ст. В диапазоне $10^{-5} - 10^{-3}$ мм рт.ст. зависимость близка к линейной. Отклонение от линейной зависимости при давлениях меньших 10^{-5} мм рт.ст. связано с протеканием тока, не зависящего от давления газа.

Измерения проводились на двух образцах магнетронов одного типа. Отклонения в ходе градуировочной зависимости не превышали 10 %.

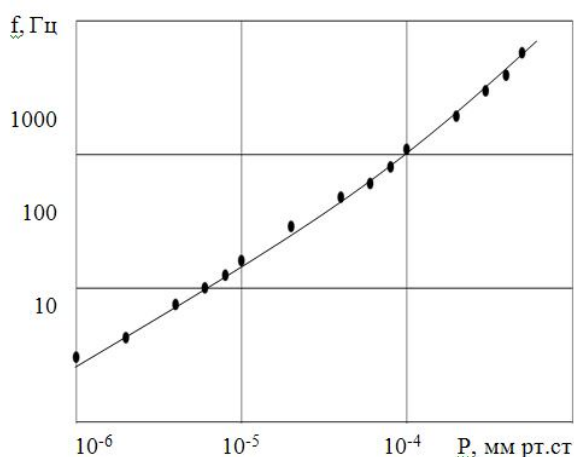


Рисунок 3 – Зависимость частоты спада от давления аргона

Заключение. Таким образом, наиболее подходящим способом измерения давления газа в отпаянном магнетроне с прямонакальным катодом является способ, основанный на рассеянии электронов молекулами остаточного газа в скрещенных электрическом и магнитных полях.

Экспериментально показана возможность измерения давления остаточных газов в диапазоне давлений $10^{-6} - 10^{-3}$ мм рт.ст. в отпаянных магнетронах с прямонакальными катодами. Достоинством данного способа является отсутствие ионизации остаточного газа, что обеспечивает исключение откачивающего действия, присущего некоторым другим способам измерения давления газа. Это, в свою очередь снижает погрешность измерения давления. Другое преимущество метода рассеяния электронов в том, что при измерении давления газа по данной методике нет необходимости в наличии катода со стабильной эмиссией.

Библиографический список

1. Коротченко В.А. Контроль герметичности приборов вакуумной и плазменной электроники// Дефектоскопия. – 1987. – № 6. – С. 41-47.
2. Базылев В.К. // Изв. РАН. Сер. Физ. – 2000. – Т. 64. – № 7. – С. 1382 – 1383.
3. Ловпаче К.Ю. Измерение вакуума в отпаянных приборах М-типа с помощью электрического газового разряда в поперечном магнитном поле. – Электронная техника, серия 1, 1972. Вып. 10, С. 82-88.
4. Коротченко В.А. Разработка основ неразрушающего контроля приборов вакуумной и плазменной электроники по параметрам межэлектродной среды: дис. д-ра техн. наук. Защищена декабрь 1990; утв. ВАК 05.05.1991 г. Рязань 1989 г.
5. Базылев В.К., Коротченко В.А., Кудинов В.Н., Пошехонов П.В. Измерение давления остаточных газов в диоде с прямонакальным катодом. – Электронная техника, серия 4, 1979. Вып. 2. С. 105-107.
6. Ашихмин А.С., Базылев В.К., Коротченко В.А. Высокочастотный компенсационный способ измерения давления в вакуумных диодах// Электронная техника. Сер. 8.М.: ЦНИИ «Электроника», 1977. – Вып. 5. – С.129 – 131.
7. Базылев В.К., Суворов Д.В., Жидков А.М., Тарабрин Д.Ю. Исследование возможных механизмов протекания тока в цилиндрическом магнетроне при индукции магнитного поля больше критической и малом уровне эмиссии // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. 2014. S1. С. 44-47.