Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Рязанский государственный радиотехнический университет имени В.Ф. Уткина»

на правах рукописи



Жидков Александр Михайлович

Вакуумметрический метод на основе рассеяния электронов молекулами газа

Специальность 2.2.1. Вакуумная и плазменная электроника

Диссертация
на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Научный руководитель:
кандидат технических наук,
доцент Базылев В.К.

Рязань 2026

Оглавление

Введение 5
ГЛАВА 1. Анализ методов измерения давления газа в диапазоне 10^{-5} – 10^{5} Па. Постановка задачи работы 11
1.1 Механические вакуумметрические методы 11
1.1.1 Гидростатические и компрессионные ртутные манометры 11
1.1.2 Деформационные манометры 13
1.2. Тепловые манометры 17
1.3. Ионизационные манометрические преобразователи 19
1.3.1 Термоэлектронные ионизационные манометры 19
1.3.2 Ионизационные манометры с термокатодом и магнитным полем 23
1.3.3 Термоэлектронные ионизационные манометры орбитронного типа 25
1.3.4 Ионизационные манометры со специальными источниками электронов . 28
1.4. Магниторазрядные манометры 29
1.5. Широкодиапазонные вакуумметры 35
1.5.1 Радиоизотопные манометры 35
1.5.2 Динамические (вязкостные) манометры 35
1.5.3 Радиометрический манометр 39
1.5.4 Современные широкодиапазонные вакуумметры 39
1.6. Выводы по главе и постановка задачи 42
ГЛАВА 2. Исследование метода рассеяния электронов в отпаянном магнетроне 45
2.1. Теория метода рассеяния электронов на молекулах газа 45
2.2. Моделирование движения электронов в межэлектродном промежутке 47
2.3. Экспериментальное исследование метода рассеяния электронов в отпаянном магнетроне 52
2.3.1. Описание экспериментальной установки 52
2.3.2. Экспериментальные результаты измерения давления газа в отпаянном магнетроне 53
2.4. Исследование возможных механизмов протекания тока в цилиндрическом магнетроне при индукции магнитного поля больше критической 55

2.5. Выводы по главе 59
ГЛАВА 3. Исследование широкодиапазонного манометрического преобразователя в области низкого вакуума (1 – 10^5 Па) 60
3.1. Выбор источника электронов 60
3.2 Экспериментальное исследование спектральной чувствительности фотоэмиссионных материалов в диапазоне длин волн УФ-излучения 255 – 285 нм 63
3.2.1 Методика эксперимента 63
3.2.2 Результаты эксперимента 64
3.3. Теоретическое исследование метода в области низкого вакуума 68
3.3.1 Исследование зависимости времени пролёта электрона в межэлектродном промежутке от давления газа 68
3.3.2 Исследование токопрохождения в манометрическом преобразователе в области низкого вакуума 73
3.4. Экспериментальные исследования метода в области низкого вакуума 84
3.4.1 Описание экспериментальной установки 84
3.4.2 Экспериментальные результаты измерения давления газа по частоте двухкратного спада в области низкого вакуума 87
3.4.3 Экспериментальное исследование токопрохождения в манометрическом преобразователе при различных давлениях 90
3.5. Выводы по главе 92
ГЛАВА 4. Разработка манометрического преобразователя на рассеянии электронов с торцевым расположением фотоэмиттера 93
4.1. Физическая основа метода измерения в преобразователе с торцевым расположением фотоэмиттера 93
4.1.2 Моделирование траектории движения электронов в манометрическом преобразователе с торцевым расположением фотоэмиттера 96
4.1.3 Выбор электрического режима 102
4.2. Расчет зависимости анодного тока от давления 102
4.3. Экспериментальное исследование манометрического преобразователя на рассеянии электронов с торцевым расположением фотоэмиттера 105

4.3.1 Описание макета манометрического преобразователя с термокатодом 105
4.3.2 Описание экспериментальной установки 107
4.3.3 Экспериментальное исследование манометрического преобразователя с термокатодом 108
4.3.4 Описание макета манометрического преобразователя с фотокатодом 112
4.3.5 Описание экспериментальной установки преобразователя с фотокатодом113
4.3.6 Экспериментальное исследование манометрического преобразователя с фотокатодом 114
4.4. Выводы по главе 116
Заключение 118
Список использованных источников 119
Приложение А. Копия патента на изобретение 126
Приложение Б. Акты об использовании результатов диссертационной работы . 127

Введение

Актуальность работы. Измерение давления происходит при протекании большинства технологических процессов в тепловой и атомной энергетике, металлургии, химии, в производстве приборов вакуумной, газоразрядной и твердотельной электроники. Несмотря на широкое применение вакуумметров различных типов, проблема разработки широкодиапазонных устройств остаётся актуальной вследствие технических ограничений каждого из большинства вакуумметрических методов. Широко распространено измерение давления в диапазоне от 10^{-5} Па до 10^{5} Па, который, как правило, перекрывается при помощи манометрических преобразователей двух или трех типов. Таких как компрессионные, механические, тепловые или ионизационные, ни один из которых не способен полностью охватить весь указанный диапазон.

Использование двух манометрических датчиков требует двух измерительных блоков, что приводит к повышению стоимости вакуумметра. В то же время выход из строя одного из датчиков требует замены всего манометрического преобразователя.

В вакуумметре фирмы Televac (модель CC–10), работающем в диапазоне 10^{-7} – 10^{5} Па, используются два манометрических датчика, размещённых в одной вакуумной оболочке: двойной инверсно-магнетронный с холодным катодом (при давлении менее 1 Па) и кристаллический кварцевый (при более высоком давлении). Другой пример – широкодиапазонный вакуумметр фирмы Edwards (модель VSH82MV), диапазон 10^{-6} – 10^{5} Па, в котором для низкого вакуума используется манометр Пирани, а для высокого – ионизационный манометрический преобразователь с нитью накаливания. Оба датчика размещаются в одной вакуумной оболочке.

Кроме того, у данных манометрических датчиков имеются недостатки. Так, манометр Пирани имеет сильную нелинейность градуировочной характеристики, её нестабильность и дрейф, вызываемые деградацией нити (окисление, испарение материала, изменение диаметра), загрязнением поверхностей (полимеризация па-

ров масел и других соединений на разогретой нити и стенках колбы). Указанные дестабилизирующие факторы влияют на отвод тепла от нити из-за изменения коэффициента аккомодации газовых молекул на поверхностях. Поэтому их применение требует тщательной индивидуальной градуировки преобразователей и ограничивает их применение индикацией давления.

К недостаткам ионизационных преобразователей можно отнести откачивающее действие, которое в закрытых преобразователях, присоединенных к вакуумной системе через трубку с малой проводимостью, может привести к значительным ошибкам измерения. Дополнительную погрешность вносят химическое взаимодействие газов с накаленным катодом и десорбция газов, химически поглощенных анодом, под воздействием электронной бомбардировки в виде ионов. Недостатком является также возможность перегорания катода при аварийных повышениях давления в вакуумной камере до атмосферного значения.

Недостатками магнитных манометров являются высокая скорость откачки газа в процессе измерения и катодное распыление материала под влиянием бомбардировки катода хорошо сфокусированным интенсивным пучком ионов, что приводит к запылению изоляторов и возникновению за счет этого тока утечки между электродами. Возможно также неконтролируемое изменение манометрической чувствительности после длительной работы в результате оседания паров масла на поверхности катода с образованием диэлектрической плёнки.

Степень разработанности темы. Задача создания широкодиапазонного вакуумметра на основе одного манометрического преобразователя, перекрывающего диапазон от 10^{-5} Па до 10^{5} Па, остаётся актуальной. Значительный вклад в разработку таких устройств внесли советские, а затем российские учёные: Галкин В.И., Измайлов Е.А., Маслов А.А., Богомазов Р.Ю., Дрейзин В.Э., Овсянников Ю.А., Поляков В.Г., Поветкин Р.А., Деулин Е.А. и многие другие.

Однако большинство предложенных решений остаются лабораторными или исследовательскими приборами и не нашли широкого промышленного применения. Например, разработанный вакуумметр (Галкин В.И., Измайлов Е.А., Маслов А.А.) обеспечивает измерение в диапазоне 10^{-10} – 10^{5} Па, но прибор имеет

сложную конструкцию и систему управления, что делает его непригодным для использования на практике.

Аналогичные ограничения по быстродействию, ресурсу или сложности конструкции характерны и для других известных разработок.

Цель и задачи диссертации. Целью диссертации является разработка метода измерения давления газа в диапазоне 10^{-5} Па – 10^{5} Па на основе рассеяния электронов молекулами остаточного газа в скрещенных электрическом и магнитном полях при индукции магнитного поля большей критической, исключающего необходимость совместного использования нескольких типов вакуумметрических методов. Для достижения цели в работе решаются следующие основные задачи.

1. Провести моделирование движения электронов в межэлектродном промежутке в скрещенных электрическом и магнитных полях, с учётом различных механизмов столкновений электронов с молекулами газа (рассеяние, возбуждение, ионизация) и зависимостей сечений столкновений от энергии электронов.

2. Изучить способы реализации вакуумметрического метода на основе рассеяния электронов в отпаянном магнетроне. Экспериментально оценить манометрические параметры, выявить механизмы ограничения пороговой чувствительности и способы её повышения.

3. Разработать и исследовать конструкцию вакуумметрического датчика магнетронного типа на основе рассеяния электронов для области низкого вакуума (до 10^{5} Па) с фотокатодом, стойким к воздействию воздуха. Экспериментально определить манометрические параметры датчика, выявить пути их повышения.

4. Разработать и исследовать конструкцию цилиндрического вакуумметрического датчика на основе рассеяния электронов для области низкого и высокого вакуума с торцевым расположением фотокатода. Экспериментально оценить параметры датчика.

Научная новизна работы:

1. Разработан метод измерения давления на основе рассеяния электронов молекулами газа в вакуумно-технологических установках.

2. Экспериментально обосновано использование в конструкции манометрического датчика плёнки галлия и УФ-источника электронов для расширения измеряемого диапазона давления в методе рассеивания электронов на молекулах газа.

3. Впервые установлен нелинейный характер зависимости частоты анодного напряжения в манометрическом преобразователе от давления газа, определяющийся уменьшением подвижности электронов в области высоких давлений.

4. Обосновано влияние погрешности взаимной ориентации электрического и магнитного поля в манометрическом преобразователе магнетронного типа на нижний предел измерения давления методом рассеяния электронов молекулами газа.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Контроль постоянной составляющей тока анода при заданной частоте анодного напряжения обеспечивает метод измерения давления остаточного газа в диапазоне от 10^{-3} Па до 10^{-1} Па в отпаянном магнетроне при линейном характере зависимости частоты анодного напряжения от давления.

2. Использование комбинации фотоэмиттера с плёнкой из галлия в сочетании с источником излучения на длине волны 255 нм обеспечивает измерение давления газа методом рассеяния электронов в манометрическом преобразователе непрерывно в широком диапазоне от 10^{-3} Па до 10^{5} Па

3. Введение в конструкцию манометрического преобразователя коллектора фотоэлектронов, расположенного в одной плоскости с фотоэмиттером, позволяет в качестве меры давления использовать величину тока анода (0,1-100 пА), что обеспечивает регистрацию давления в диапазоне от $3 \cdot 10^{-5}$ Па до 10^{5} Па.

Методы исследований и достоверность результатов. Теоретические исследования выполнены с использованием численных методов в пакете программ для электромагнитного анализа «CST Studio Suite» и программе для моделирования аксиально-симметричных электронно- и ионно-оптических систем «Focus». Для проведения необходимых расчетов и обработки экспериментальных данных использована программа для инженерных и математических расчетов

«Mathcad 15». При проведении экспериментальных исследований использовалось метрологически поверенное измерительное оборудование. Достоверность результатов подтверждается соответствием результатов математического моделирования и экспериментальных исследований.

Практическая значимость работы.

1. Разработан метод контроля герметичности отпаянных магнетронов с накалённым катодом.

2. Предложена конструкция манометрического преобразователя с электродной системой магнетронного типа, позволяющая измерять давления в диапазоне от $3 \cdot 10^{-5}$ Па до 10^{5} Па в вакуумно-технологических установках.

Реализация и внедрение. Результаты кандидатской диссертации «Вакуумметрический метод на основе рассеяния электронов молекулами газа» использованы при проведении учебного процесса по направлению подготовки 11.03.04 «Электроника и наноэлектроника» основной профессиональной образовательной программы бакалавриата в ФГБОУ ВО «Рязанский государственный радиотехнический университет имени В.Ф. Уткина» в части методики измерения давления в вакуумно-технологических системах, подготовки лабораторного практикума и аудиторных занятий по дисциплинам «Вакуумная техника и технология», «Основы технологии электронной компонентной базы». (Акт об использовании материалов диссертационной работы на соискание ученой степени кандидата технических наук старшего преподавателя кафедры «Промышленная электроника» Жидкова Александра Михайловича в учебном процессе)

Результаты диссертации использовались в ООО «Московский электроламповый завод» при измерении давления остаточных газов в отпаянных приборах собственной электродной системой с целью контроля герметичности оболочек приборов. (Акт о внедрении результатов диссертационной работы Жидкова Александра Михайловича на тему «Вакуумметрический метод на основе рассеяния электронов молекулами газа»)

Личный вклад автора. Автор диссертации провёл математическое моделирование движения электронов в межэлектродном промежутке, осуществлял

разработку и сборку экспериментальных макетов, постановку экспериментов и их проведение, обработку и обсуждение экспериментальных результатов, написание научных статей и подготовку их к публикации, представлял доклады по теме диссертации на конференциях. Все основные результаты диссертационной работы, включая положения, выносимые на защиту, получены автором лично.

Соответствие паспорту специальности. Диссертация соответствует паспорту специальности 2.2.1. «Вакуумная и плазменная электроника» в части пункта 8 «Исследование и разработка методов и методик контроля и диагностики вакуумных и газоразрядных приборов, нового или совершенствование существующего измерительного, тренировочного и испытательного оборудования».

Апробация работы. Основные положения диссертации докладывались и обсуждались на следующих международных и всероссийских научно-технических конференциях: Tenth International Vacuum Electron Sources Conference (Ivesc) & Second International Conference On Emission Electronics (ICEE) (Санкт-Петербург, Россия, 2014 г); «XIX Всероссийская научно-техническая конференция студентов, молодых учёных и специалистов «Новые информационные технологии в научных исследованиях» (г. Рязань, Россия, 2014 г.); «V Всероссийская научно-техническая конференция «Актуальные проблемы современной науки и производства» (г. Рязань, Россия, 2020 г); «V Международный научно-технический форум «Современные технологии в науке и образовании» (г. Рязань, Россия, 2022 г.); «VIII Международный научно-технический форум «Современные технологии в науке и образовании» (г. Рязань, Россия, 2025 г.).

Публикации. По теме диссертации опубликовано 11 печатных работ, включая статьи и тезисы докладов на всероссийских и международных конференциях, из них 3 статьи в журналах из перечня ВАК по научной специальности, 1 статья в журнале из перечня ВАК, 1 статья включена в реферативную базу данных Scopus, получен 1 патент на изобретение.

Структура и объем работы. Диссертационная работа состоит из введения, 4 глав основного текста, заключения, списка литературы и приложений. Основной текст работы содержит 105 страниц, 71 рисунок и 2 таблицы. Список литературы на 3 страницах включает 87 наименований.

ГЛАВА 1. Анализ методов измерения давления газа в диапазоне 10^{-5} – 10^{5} Па. Постановка задачи работы

Измерение давления газа необходимо при реализации большинства технологических процессов в тепловой и атомной энергетике, металлургии, химии, в производстве приборов вакуумной, газоразрядной и твердотельной электроники. Большое число типов манометров и принципов их действия, разработанных в течение длительного (более трех веков) периода существования вакуумной техники, принято объединять в следующие основные группы [1, 2]: механические, тепловые, термоионизационные и радиоизотопные. В такой последовательности манометры рассматриваются в диссертационной работе с выделением особенностей методов, определяющих возможность их применения для построения широкодиапазонного измерительного устройства.

1.1. Механические вакуумметрические методы

1.1.1 Гидростатические и компрессионные ртутные манометры

Наиболее простыми по принципу действия являются жидкостные манометры, в основе которых лежит непосредственное измерение разности давлений, воздействующих на поверхности жидкости в U-образной трубке. Одно колено трубки соединяется с вакуумной системой, а в другом поддерживается постоянное опорное давление. Возникающая под действием перепада давлений разность высот столбов жидкости уравновешивается этим перепадом. Гидростатическое давление столба пропорционально его высоте и плотности жидкости, что позволяет проводить прямое измерение абсолютного давления газа в диапазоне 10^{2} – 10^{5} Па при использовании ртути в качестве рабочей жидкости [2].

U-образный манометр изобрёл итальянский физик Э. Торричелли (1644 г.), в честь которого названа единица измерения давления газа «Торр» (1 мм. рт. ст.). В настоящее время манометр используется для поверки и градуировки других типов вакуумметров для высокого и среднего вакуума [3].

Особой разновидностью гидростатических манометров являются компрессионные манометры, в которых используется метод предварительного сжатия (компрессии) газа (манометр Мак-Леода, 1874 г.). В кратком, приближенном виде суть метода заключается в следующем. Порцию газа в большом сосуде при малом давлении, которое необходимо измерить, но невозможно из-за малости высоты соответствующего ртутного столба, перемещают, сжимая, в более малый (на порядки) сосуд. Давление в этом сосуде увеличивается, и растет соответствующая ему высота ртутного столба, которую измеряют, результат измерения делят на отношение объёмов сосудов и получают значение исходного давления газа в большом сосуде. Применение предварительного сжатия газа позволило расширить измерительный диапазон манометров в сторону низких значений на 3 – 4 порядка.

Типовая конструкция компрессионного манометра (рисунок 1.1.) включает измерительный баллон (2) с капилляром (К1), резервуар с ртутью (1), соединительный трубопровод (3) с капилляром (К2) и азотную ловушку (4) для защиты от паров воды и подключения к вакуумной системе.

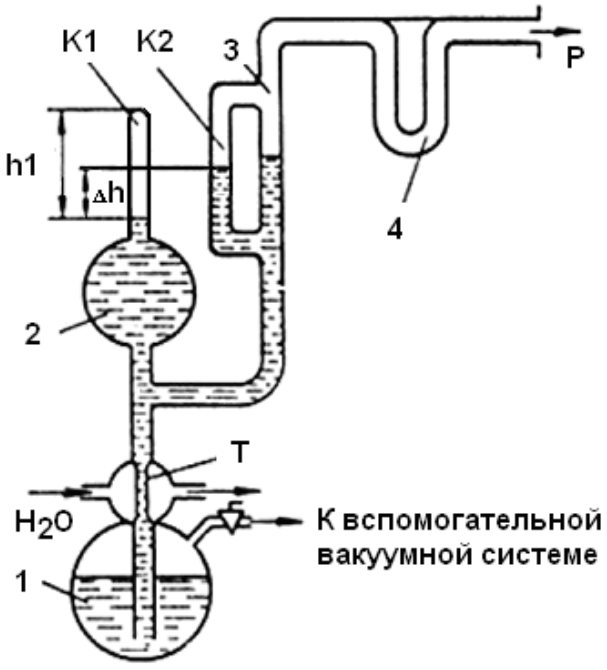


Рисунок 1.1 – Схематическое изображение ртутного компрессионного манометра Мак-Леода:
1 – резервуар с ртутью; 2 – баллон; 3 – трубка; 4 – ловушка;
К1 – закрытый капилляр; К2 – сравнительный капилляр

На первой стадии процесса измерения ртуть из баллона (2) опускается в резервуар (1), баллон (2) сообщается с вакуумной системой через трубку (3) и давление в нём уравнивается с измеряемым. На второй стадии ртуть, поднимаясь из резервуара (1) по трубке (Т), изолирует баллон (2) от системы и сжимает заключённый в нём газ. Сжатие происходит изотермически, что позволяет вычислить давление по закону Бойля – Мариотта [3]:

$$pV = (p + \Delta h)V_0, \tag{1.1}$$

где p – измеряемое давление, V – начальный объём сжимаемого газа (объём баллона 2), V_0 –конечный объём газа после сжатия (объём капилляра К1 с высотой h1), Δh – разность уровней в закрытом и сравнительном капиллярах.

В монографии [2] детально изложена теория компрессионного метода, рассмотрены многочисленные варианты конструкций, обеспечивающих улучшение манометрических характеристик, проанализированы факторы, определяющие погрешность измерения, отмечен целый ряд существенных недостатков компрессионного манометра, сложности методики измерения и эксплуатации прибора.

В настоящее время ртутные компрессионные манометры в промышленности практически не используются, но незаменимы в метрологических лабораториях при поверке и градуировке различных вакуумметров. Они являются единственным средством измерения абсолютного давления газа в наиболее характерной области технического вакуума при давлении в диапазоне 10^{-3} – 1 Па с высокой точностью (погрешность около 2 %), вне зависимости от рода газа [4]. Приборы сохраняют также историко-методологическое значение, являясь своеобразным классическим вакуумметрическим эталоном.

1.1.2 Деформационные манометры

В основе работы деформационных манометров лежит регистрация изгиба или прогиба чувствительного упругого элемента под действием измеряемого давления газа. В зависимости от типа чувствительного элемента различают трубчато-пружинные, сильфонные и мембранные манометры. Деформации мембраны

обычно оценивают по изменению ёмкости конденсатора, в котором мембрана является одной из обкладок. Конструкция мембранно-ёмкостного манометра изображена на рисунке 1.2.

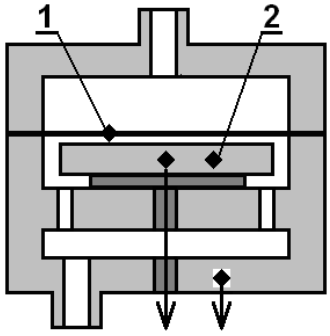


Рисунок 1.2 – Конструкция деформационного мембранного емкостного манометрического преобразователя: 1 – металлическая мембрана; 2 – электрод измерительного конденсатора



Рисунок 1.3 – Внешний вид цифрового мембранного емкостного вакуумметрического датчика

Тонкая металлическая мембрана (1) и электрод (2) являются обкладками измерительного конденсатора. Объём датчика над мембраной соединяется через верхний патрубок с вакуумной системой, в которой измеряется давление газа, а через нижний парубок газ из объёма под мембраной откачивается до предельно малого давления, которое далее не изменяется. При начальном атмосферном давлении в системе мембрана прогибается вниз за счёт перепада давлений, электроды конденсатора сближаются и его емкость увеличивается. По мере откачки системы прогиб уменьшается, расстояние между электродами увеличивается и емкость уменьшается, что регистрируется с помощью мостовой электрической схемы, сигнал на которую поступает от датчика (стрелки на рисунке 1.2). Изменения емкости используются в качестве меры давления газа в системе.

В монографии [2] представлена теория мембранного ёмкостного метода, детально рассмотрены многочисленные варианты конструкций датчиков, толщины и материала диафрагмы, способов регистрации приращений емкости измерительных конденсаторов, проанализированы факторы, определяющие границы рабочего диапазона измерения. В настоящее время мембранно-емкостные вакуумметры

различных типов достаточно широко распространены в вакуумной технике. В качестве примера на рисунке 1.3 представлен внешний вид прибора для диапазона $10 – 2 \cdot 10^4$ Па, с цифровой формой выходного сигнала, производимого в Германии. Указанный диапазон характерен для рассматриваемого манометрического метода, однако в продаже имеются типы вакуумметров с более широким диапазоном (в обе стороны, стоимость свыше 100 тысяч рублей).

Подбором геометрических параметров мембраны (толщины, диаметра, материала) можно создавать манометрические преобразователи для достаточно широкого диапазона от 10^{-1} Па до 10^5 Па [5]. Однако линейность статической характеристики сохраняется лишь в области малых прогибов, что на практике ограничивает рабочий диапазон каждого типа преобразователя двумя-тремя порядками.

Ключевым достоинством мембранно-ёмкостных манометров является то, что их показания не зависят от рода газа, поскольку измерение основано на чисто механическом силовом воздействии. Верхний предел измерения манометров ограничен нелинейностью их характеристик, а также пределом упругости материала мембраны. Нижний предел определяется механическим гистерезисом упругих свойств материала мембраны, а также шумовым эффектом, возникающим из-за фонового тока в измерительной цепи в результате колебаний мембраны.

К недостаткам преобразователей можно также отнести чувствительность к температурным деформациям мембраны. Если коэффициенты линейного расширения материала мембраны и корпуса совпадают, температурные колебания не приводят к изменению номинального зазора в конденсаторе. В случае их несовпадения с ростом температуры возникает дополнительный паразитный прогиб мембраны, ложный по отношению к измеряемому давлению [6].

Для ёмкостных манометров дополнительным существенным недостатком является сильное влияние нестабильных паразитных ёмкостей (соединительных кабелей, элементов конструкции), величина которых зависит от монтажа и внешних условий и вносит значительную аддитивную погрешность.

Представляет интерес практическое подтверждение возможности изготовления мембранно-ёмкостного датчика давления газа по технологии микроэлек-

тронных приборов с габаритными размерами порядка 0,1 мм [7]. Такие приборы могут быть использованы в широкодиапазонных вакуумметрах в качестве второго датчика (кроме ионизационного) для области низкого вакуума.

В работе [8] представлена оригинальная конструкция механического мембранно-ёмкостного манометра, который одновременно является компрессионным и, к тому же, выполнен в миниатюрном варианте по технологии МЭМС (микро-электро-механические-системы). Схематично конструкция такого прибора изображена на рисунке 1.4.

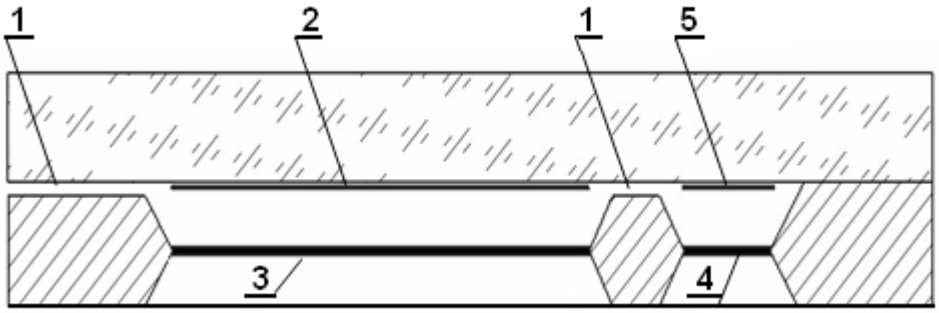


Рисунок 1.4 – Конструкция мембранно-ёмкостного компрессионного манометрического преобразователя МЭМС; 1 – узкий воздушный канал; 2 – компрессионный электрод; 3 – компрессионная мембрана; 4 – измерительная мембрана; 5 – измерительный электрод

В приборе имеются две полости: компрессионная (между электродом 2 и мембраной 3) и измерительная (между мембраной 4 и электродом 5). Полости через узкие каналы 1 сообщаются с вакуумной системой, и в них устанавливается измеряемое давление газа p_x. На компрессионный электрод 2 подаётся напряжение, под действием которого компрессионная мембрана 3 притягивается к электроду до полного прилегания, вытесняя газ из компрессионной полости в измерительную. Давление в ней повышается на величину dp, которая прямо пропорциональна исходному давлению p_x и коэффициенту компрессии K:

$$dp = p_x K, \tag{1.2}$$

Коэффициент компрессии K определяется геометрией прибора и является постоянной величиной. Измерительная мембрана 4 под действием возросшего давления dp прогибается. Электронная схема, контролируя положение мембраны

(например, по ёмкости), подаёт компенсирующее напряжение на измерительный электрод 5. Это напряжение создаёт электростатическую силу, которая уравновешивает силу давления и возвращает мембрану в исходное положение. Величина компенсирующего напряжения является мерой силы давления dp и мерой исходного давления p_x. Диапазон измеряемого давления манометрического преобразователя составляет 10^{-3} – 10 Па. Показания датчика не зависят от рода газа.

1.2. Тепловые манометры

Тепловые манометрические преобразователи [9] находят широкое применение для измерения давлений в диапазоне 1 – 10^5 Па. Принцип их действия основан на зависимости теплопроводности разреженного газа от давления. Чувствительным элементом преобразователя является металлическая нить, нагреваемая электрическим током до сравнительно невысокой (до 200 ^{0}C) температуры. Измерение давления осуществляется двумя основными способами. В первом из них измерение происходит при постоянной температуре нити (терморезисторный метод). В нём измерительная схема (обычно мостовая) поддерживает температуру нити постоянной (используется зависимость сопротивления нити от температуры). Мощность, необходимая для этого, служит мерой давления, так как с его ростом она повышается из-за увеличения теплопроводности газа.

При втором способе измерения мощность нагрева поддерживается постоянной, а температура нити изменяется в зависимости от давления и измеряется с помощью термопары (термопарный метод) или по изменению её сопротивления (терморезисторный метод). Рост давления приводит к увеличению теплопроводности газа и, как следствие, – к снижению температуры нити. Первый способ обеспечивает более высокую чувствительность прибора при низких давлениях, а второй – расширение измерительного диапазона в сторону высоких давлений. Тепловые преобразователи позволяют измерять полное давление газов и паров в диапазоне 10^{-1} – 10^3 Па, обеспечивая непрерывность и достаточно высокое быст-

родействие [10]. Они отличаются простотой конструкции и не выходят из строя при аварийном повышении давления воздуха до атмосферного значения.

Характерная градуировочная зависимость выходного параметра терморезисторного преобразователя от давления воздуха представлена на рисунке 1.5 [2].

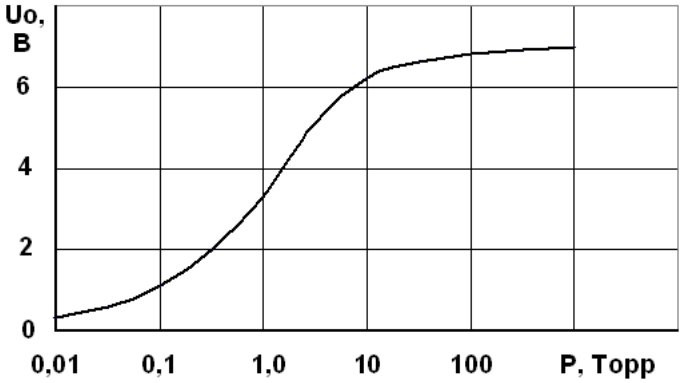


Рисунок 1.5 – Градуировочная зависимость выходного сигнала вакуумметра ВСБ-1 с тепловым терморезисторным манометрическим преобразователем МТ-6 в режиме постоянной температуры нити (манометр сопротивления М. Пирани)

Следует отметить, что градуировочная характеристика недостаточно «удобна» для практики применения датчика, поскольку с ростом давления на пять порядков полезный сигнал увеличивается всего на порядок, что, несомненно, снижает точность регистрации давления. На краях измерительного диапазона приращения сигнала становятся критически малыми, потому что могут оказаться меньше технологического разброса характеристик в партии датчиков, и результаты измерения окажутся недостоверными.

Тем не менее, тепловые манометры более века в обязательном порядке включаются в комплектацию промышленных вакуумметров (например, термопарный преобразователь ПМТ-2 в вакуумметре ВИТ-2). С их помощью решается задача индикации давления в откачной системе на уровне менее 1,33 Па. Это крайне важно для практики, потому что позволяет объективно принимать решение о безопасном включении высоковакуумных средств откачки и ионизационных манометров с накаленным катодом. Одновременно принимаются специальные меры, уменьшающие технологический разброс градуировочных характеристик. С этой целью в датчиках ПМТ-2, поставляемых потребителям, обеспечивается высокий вакуум (с помощью распыляемого газопоглотителя) и перед соеди-

нением датчика с вакуумной системой определяется индивидуальное рабочее значение тока накала нити.

Нижний предел измеряемых давлений обусловлен тем, что теплоотвод через газ становится пренебрежимо малым по сравнению с отводом тепла излучением и держателями нити. Верхний предел измерений ограничен давлением, при котором теплопроводность газа не зависит от давления (длина свободного пробега молекул становится меньше расстояния между нагретым элементом и стенкой).

К недостаткам преобразователей следует отнести зависимость показаний от рода газа, сильную нелинейность градуировочной характеристики, её нестабильность и дрейф, вызываемые деградацией нити (окисление, испарение материала, изменение диаметра), загрязнением поверхностей (полимеризация паров масел и других соединений на разогретой нити и стенках колбы). Указанные дестабилизирующие факторы влияют на отвод тепла от нити из-за изменения коэффициента аккомодации газовых молекул на поверхностях.

Терморезистивные преобразователи (манометры Пирани) используются в качестве одного из датчиков в широкодиапазонных вакуумметрах. Однако это требует тщательной индивидуальной градуировки преобразователей и ограничивает их роль индикацией давления в определённой части диапазона.

1.3. Ионизационные манометрические преобразователи

1.3.1 Термоэлектронные ионизационные манометры

При измерении давления остаточных газов в диапазоне 10^{-5} – 10^{-1} Па обычно используются ионизационные термоэлектронные манометрические преобразователи, принцип действия которых основан на регистрации тока положительных ионов, которые образуются в результате ионизации газовых молекул электронами, испускаемыми накалённым катодом и ускоряемыми электрическим полем на пути к аноду. Ионы собираются коллектором, ток в его цепи пропорционален плотности молекул, что позволяет косвенно определять их давление.

Устройство такого ионизационного манометрического преобразователя разработал С. Дэшман [11]. В нём реализован ряд удачных технических решений, которые обеспечили высокую эффективность манометра и благодаря которым он широко применяется до настоящего времени.

Схематическое изображение конструкции преобразователя представлено на рисунке 1.6. Важной особенность прибора является то, что анод (2) выполнен в виде сетки (бифилярной спирали) со сравнительно большой проницаемостью. В результате, электроны (большинство), которые эмиттирует катод (1), расположенный внутри спирали (потенциал +50 В), после ускорения положительным потенциалом анода (+250 В), проходят сквозь сетку. Далее они приближаются к коллектору ионов (3), имеющего нулевой потенциал, тормозятся, изменяют направление движения на противоположное, вновь ускоряются к аноду и проходят сквозь сетку. Процесс повторяется, и таким образом, электроны попадают на анод после нескольких колебаний между катодом и коллектором.

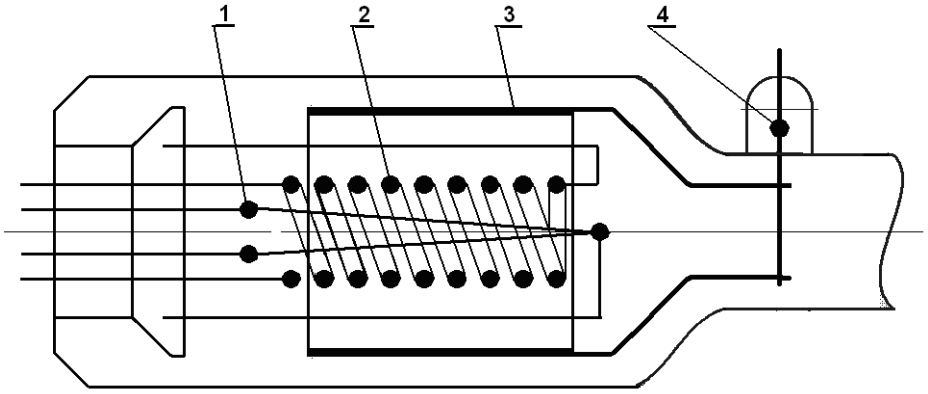


Рисунок 1.6 – Преобразователь манометрический ионизационный ПМИ-2:
1 – катод термоэлектронный; 2 – анод сетчатый; 3 – коллектор ионов; 4 – вывод коллектора

Наличие колебаний значительно (почти на порядок) увеличивает длину пути электронов, повышает интенсивность ионизации ими молекул газа и приводит к росту тока положительных ионов на коллектор. Это очень важно, потому что при высоком вакууме ионный ток очень мал (доли мкА), несмотря на наличие колебаний. Результаты измерений могут искажаться токами утечки с анода на коллектор по наружной поверхности стеклянной вакуумной оболочки. Для уменьшения связанной с этим погрешности измерения вывод коллектора ионов (4) выполнен на большом удалении от вывода анода.

Несомненным достоинством рассматриваемой конструкции преобразователя является возможность термического обезгаживания анода электрическим током. Без такой операции результаты измерения давления остаточных газов в области высокого вакуума могут оказаться совершенно недостоверными из-за выделения газов из материала анода.

Во времена «появления на свет» и «взросления» манометра С. Дэшмана бурно развивалось промышленное производство электровакуумных и газоразрядных приборов, таких как приёмно-усилительные лампы, мощные электронные приборы для радиосвязи и радиолокации, электронно-лучевые трубки для телевидения, рентгеновские приборы и т. д. Вакуумметры являлись неотъемлемой частью производственных процессов. Поэтому к ним предъявляли более жёсткие требования по достоверности результатов измерений, по сроку службы, по удобству эксплуатации, обслуживания и методики измерения. В нашей стране эти требования были удовлетворены с помощью преобразователей ЛМ-2 и ПМИ-2 (аналоги датчиков С. Дэшмана) и вакуумметров ВИТ-1 и ВИТ-2. В последнем ток эмиссии катода уменьшен на порядок (до 0,5 мА), в результате чего верхний предел измерения повышен до 1 Па и увеличен срок службы прибора.

Верхний предел измерения определяется нарушением линейности градуировочной характеристики с ростом давления, когда средняя длина свободного пробега электрона в объёме прибора становится меньше межэлектродного расстояния [12]. Проявляется также и принципиальная невозможностью работы термокатода при давлении воздуха выше 1 Па. Срок службы вольфрамового катода составляет 750-1500 часов при давлении 10^{-3} Па и уменьшается в среднем до 100 часов при 10^{-2} Па и до 10 часов при 10^{-1} Па, а при давлении 1 Па несколько минут [13].

Нижний предел измерения вакуумметра ВИТ-2 ($1{,}33 \cdot 10^{-5}$ Па) определяется фоновым током в цепи коллектора ионов, возникающим в результате фотоэмиссии электронов с его поверхности под действием мягкого рентгеновского излучения анодной сетки, которое генерируется при её бомбардировке электронами. Фотоэмиссия возникает также под действием ультрафиолетового излучения нака-

лённого катода. Фотоэлектроны собираются анодом, а в цепи коллектора возникает фоновая составляющая тока, совпадающая по направлению с ионной. Составляющие становятся соизмеримыми при давлении 10^{-5} – 10^{-6} Па [2].

С развитием науки и техники постепенно осваивалась области сверхвысокого вакуума, и потребовались вакуумметры, позволяющие измерять давление остаточных газов ниже 10^{-5} Па. Необходимый для этого манометрический преобразователь сконструировали физики Р. Байярд и Д. Альперт [14, 15] на основе термоэлектронного ионизационного датчика С. Дэшмана (рисунок 1.6). Главное инновационное техническое решение заключалось в значительном (на порядки) уменьшении площади поверхности коллектора ионов путем выполнения его в виде отрезка тонкой проволоки, расположенного на оси анодной спирали с переносом катода снаружи сетки. Уменьшение площади было произведено с целью снижения количества рентгеновского излучения сетки, попадающего на коллектор. Практически всё излучение проходило мимо коллектора, благодаря малости площади его поверхности [16]. Потенциалы электродов оставлены прежними: анод и катод имеют положительные потенциалы (250 В и 50 В), а коллектор – нулевой. Ввод коллектора закрыт стеклянным экраном, защищающим его от рентгеновского излучения и препятствующим возникновению токов утечки по баллону преобразователя.

Эксперимент подтвердил предположения, заложенные в конструкцию разработанного датчика: фоновый ток коллектора ионов, уменьшился на три порядка (до 3 пА), а минимальное регистрируемое давление удалось понизить до $10^{–9}$ Па. Манометр Байярда-Альперта широко используется в современной вакуумной технике. Отечественные аналоги преобразователя – ИМ-12 (в стеклянном баллоне) и МИ-12 (на металлическом фланце).

К недостаткам термоэлектронных ионизационных преобразователей можно отнести неодинаковую чувствительность к различным газам, и откачивающее действие, которое в закрытых преобразователях, присоединенных к вакуумной системе через трубку с малой проводимостью, может привести к значительным ошибкам измерения. Дополнительную погрешность вносят химическое взаимо-

действие газов с накаленным катодом и десорбция газов, химически поглощенных анодом, под воздействием электронной бомбардировки в виде ионов. Недостатком является также возможность перегорания катода при аварийных повышениях давления в вакуумной камере до атмосферного значения.

1.3.2 Ионизационные манометры с термокатодом и магнитным полем

Повышение пороговой чувствительности термоэлектронных преобразователей может достигаться не только уменьшением фонового тока в цепи коллектора ионов, но и кардинальным (на порядки) увеличением длины пути электронов, с соответственным повышением ионной составляющей тока коллектора. Такая возможность реализована в манометре, который предложил Дж. Лафферти [17]. Длина пробега электронов в нём увеличена за счёт применения магнитного поля. Схематическое изображение конструкции прибора представлено на рисунке 1.7.

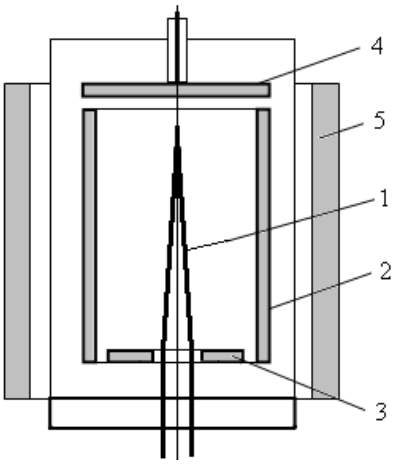


Рисунок 1.7 – Схематическое изображение ионизационного преобразователя с большой длиной пробега электронов в магнитном поле: 1 – катод; 2 – анод (цилиндр); 3 – торцевой экран (диск); 4 – коллектор ионов; 5 – магнит (цилиндр, поле направлено вдоль оси прибора)

Преобразователь Лафферти [18] представляет собой магнетронный вакуумметр с горячим катодом. Катод (1 расположенный на оси цилиндрического анода (2). Нижний торец анода закрыт дисковым экраном (3), находящимся под отрицательным потенциалом (для предотвращения вылета электронов из зоны ионизации). Вверху расположен коллектор ионов (4). Магнит (5) создаёт поле с индукцией (0,03 – 0,05) Тл, вектор которой направлен вдоль оси анода [19]. Электроны, эмитированные катодом, движутся по циклоидам. Если индукция магнитного по-

ля превышает критическое значение, электроны на анод практически не попадают и совершают колебания вдоль оси между торцевыми дисками. За счёт удлинения траекторий электронов резко увеличивается и частота их ионизирующих соударений с молекулами остаточного газа. В то же время электроны накапливаются между электродами и растет их пространственный заряд, что должно уменьшать их уход с катода и снижать интенсивность ионизации. Противоречие удалось разрешить уменьшением тока эмиссии катода до 0,1 мкА (в $5 \cdot 10^4$ раз в сравнении с манометром Байарда-Альперта). С ростом напряжённости магнитного поля свыше критической (8000 А/м) ток катода начинает снижаться, при напряжённости около 16000 А/м достигает значения около 5 нА, а ионный ток стабилизируется на уровне 0,1 нА при фоновом токе 1 пА. В этих условиях чувствительность манометрического преобразователя (отношение ионного тока к электронному и к давлению газа) равна $3 \cdot 10^5$ $Па^{-1}$, что больше, чем у преобразователя ПМИ-2 в два миллиона раз. Расчетное значение нижнего предела измерения магнетронного ионизационного манометра равно $3{,}2 \cdot 10^{-12}$ Па [2]. Уменьшение рабочего тока эмиссии катода до уровня порядка 0,1 мкА позволяет снизить температуру катода и интенсивность его химического взаимодействия с остаточными газами. Кроме этого, уменьшается ионная откачка газов и снижается фоновый ток коллектора, вызываемый рентгеновским излучением анода.

Недостатками данного прибора являются фоновый ток коллектора, возникающий за счёт попадания на него быстрых электронов теплового движения, неустойчивость работы из-за колебаний пространственного заряда электронов при накопления, а также возникновение ложного сигнала, связанного с погрешностью ориентации векторов электрического и магнитного полей.

Существенным недостатком является отсутствие обычной автоматической стабилизации тока эмиссии катода в процессе измерения давления. Это связано с тем, что для измерения тока эмиссии и его начальной установки необходимо снимать магнит с прибора. При наличии магнитного поля ток анода на два порядка меньше тока эмиссии катода и не может характеризовать его стабильность, как основного фактора, определяющего интенсивность ионизации.

Кроме этого, магнетронный манометр сложен как по устройству электродной системы, так и по эксплуатации. Указанные недостатки манометра ограничивают его практическое применение. Он используется только в виде лабораторных образцов.

1.3.3 Термоэлектронные ионизационные манометры орбитронного типа

Большой интерес представляет обеспечение большого пробега электронов без применения магнитного поля. Такую возможность реализовали В. Моурад с сотрудниками [20] в электростатическом поле между металлическим цилиндром и проволочным анодом, расположенным внутри цилиндра на его оси, с достаточно высоким (около 500 В) потенциалом относительно цилиндра. Небольшой прямонакальный катод располагался внутри цилиндра вблизи одного из его торцов. Он имел невысокий (около 50 В) потенциал, который был немного меньше потенциалов точек пространства вокруг катода, что создавало локальную деформацию основного цилиндрического электрического поля («potential bump»). Электроны, эмиттируемые катодом, проходили на пути к аноду область деформации поля и приобретали скорость, имеющую не только радиальную, но также и азимутальную и осевую составляющие. В результате, для части электронов формировались спиралеобразные возвратно-поступательные (вдоль оси) траектории движения без попадания частиц на анод, что обеспечивало большое среднее значение пробега.

Схематическое изображение электродной системы первого образца манометрического преобразователя («орбитрона») представлено на рисунке 1.8.

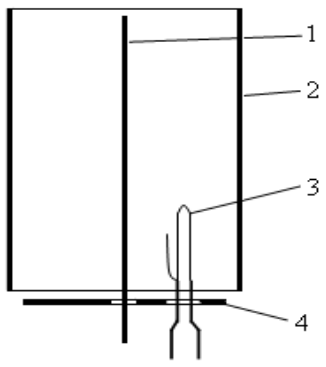


Рисунок 1.8 – Схематическое изображение электродной системы первого орбитрона:
1 – проволочный анод; 2 – цилиндрический коллектор ионов; 3 – катод; 4 – рефлектор

Анод (1) выполнен из проволоки с диаметром 1,5 мм и длиной 50 мм. Диаметр коллектора ионов (2) 26 мм. Длина и диаметр катода (3) 25 мкм и 6 мм. Рефлектор (4) имеет прорезь для анода и катода. Потенциал анода +500 В относительно коллектора, катода +50 В, рефлектора – 16 В. Мощность накала катода – около 0,5 Вт, ток эмиссии катода – 4 мкА. Для расчета ионного тока в цепи коллектора приведено соотношение:

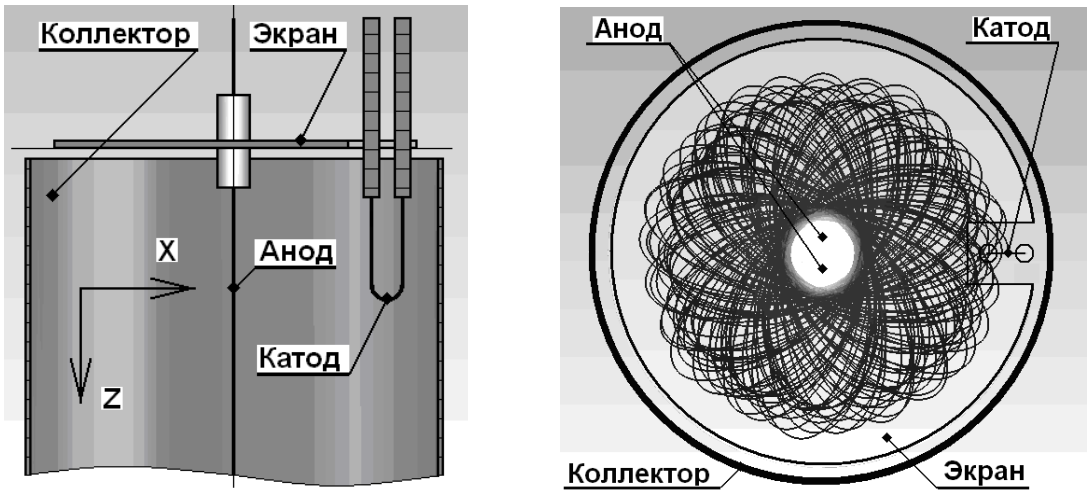
$$I_p = 10\, I_e\, l\, \frac{p}{133.3}, \qquad (1.3)$$

где I_p – ионный ток, А, I_e – ток эмиссии катода, А, l – средняя длина пути электронов от катода до анода, см, p – давление газа, Па. Коэффициент «10» получен с учетом сечения ионизации азота для энергии электронов 75 эВ. Это соотношение использовалось для расчета величины l по экспериментальным значениям ионного тока и давления газа. Для первого образца орбитрона среднее расчетное значение пробега равнялось 1000 см, а манометрическая чувствительность (отношение ионного тока к электронному и давлению газа) – 75 $Па^{-1}$, что в 500 раз больше, чем для преобразователя С. Дэшмана [21].

В более совершенном варианте [22] орбитрона длина коллектора и анода увеличена до 100 мм, диаметр анода уменьшен до 0,075 мм, рефлектор и экран у катода устранены и приняты меры для снижения влияния рентгеновского излучения анода. Получены экспериментальные данные, показывающие, что орбитрон способен измерять давление до $6{,}7\cdot10^{-9}$ Па, а манометр Байарда-Альперта – только до $1{,}2\cdot10^{-9}$ Па. Наибольшее значение измеряемого давления для орбитрона – около $1{,}3\cdot10^{-2}$ Па. Отмечено, что при длине среднего пробега электронов 2500 см и токе эмиссии катода орбитрона 4 мкА (мощность накала менее 1 Вт) ионный ток коллектора имеет такую же величину, как в манометре Байарда-Альперта при токе эмиссии 8 мА (большем в 2000 раз при мощности накала около 20 Вт).

Gosselin C. M., Beitel G. A., Smith A. разработали орбитрон [23] с пониженным значением фонового тока коллектора ионов, для которого минимальное регистрируемое давление газа, по результатам эксперимента, равно $1{,}3\cdot10^{-10}$ Па.

Заметим, что указанная выше длина пробега 2500 см значительно меньше фактической, поскольку она усреднялась без учета того, что основная часть электронов (около 90 %) не участвует в орбитальном движении, а сразу уходит на анод. Орбиты «работающих» электронов имеют «лепестковый» [24] вид и получены численным двумерным моделированием движения частиц. Пример результатов трехмерного моделирования, которое стало возможным благодаря развитию вычислительной техники, представлен на рисунке 1.9.



а) б)

Рисунок 1.9 – Электродная система катодной части орбитрона (а) и траектория электрона в трехмерной модели движения (проекция на фронтальную плоскость X-Y) (б) [25]

Моделирование [26] выполнено для малогабаритного орбитрона (диаметр коллектора 16 мм, длина – 30 мм) с анодом в виде петли (длина 30 мм, диаметр проволоки 75 мкм) при потенциале 300 В (потенциал катода 15 В). На рис. 1.9 б. траектория представлена в виде проекции на фронтальную плоскость для начального отрезка времени движения 600 нс (100 витков, 15 челночных периодов). Параметры траектории: период вращения ~ 5 нс, челночный период ~ 32 нс, расстояние до оси Z (условный радиус траектории) – (1 – 6) мм, длина спирали – 20 мм, её шаг – (4 – 8) мм, полное время движения в модели – более 6 мкс (более 1000 витков).

С увеличением времени более 600 нс параметры траектории, в основном, сохраняются, но интервал изменений радиуса спирали значительно уменьшается (почти в 2 раза при 1 мкс) и на конечном участке траектории в интервале времени

5,0 – 5,1 мкс радиус стабилизируется в интервале 2,1 – 2,5 мм. Это отражает переход от лепестковой формы траектории к круговой. Происходит условное «азимутальное нивелирование траектории», наблюдаемое ранее в системе с одной анодной нитью. Среднее значение энергии электрона на установившейся круговой орбите равно 46 эВ (при анодном напряжении 300 В), что достаточно для ионизации газовых молекул.

Экспериментально подтверждена [27] способность орбитрона измерять давление газа в интервале $6{,}7\cdot10^{-5}$ – $1{,}3\cdot10^{-2}$ Па. При токе эмиссии катода 5 мкА ионный ток линейно увеличивался с ростом давления от 2 нА до 500 нА с манометрической чувствительностью 7,5 $Па^{-1}$ (в 50 раз больше, чем для ПМИ-2, при уменьшении энергопотребления на три порядка). Наличие петлевого анода позволяет эффективно проводить его термическое обезгаживание, а катод может быть использован в качестве нити манометра Пирани в широкодиапазонных вакуумметрах.

Ионизационные манометрические преобразователи орбитронного типа имеют целый ряд существенных достоинств [28]. Они обеспечивает измерение давления в широком диапазоне 10^{-9} – 10^{-3} Па и значительно (почти на 4 порядка) превосходит наиболее распространенный манометр Байарда-Альперта по манометрической чувствительности. Не менее важным является то, что электронный ток орбитрона почти на четыре порядка меньше, чем манометра Байарда-Альперта. Это позволяет существенно уменьшить собственное газовыделение манометра и, следовательно, повысить достоверность результатов измерения. Однако широкого распространения они пока не находят.

1.3.4 Ионизационные манометры со специальными источниками электронов

Трудности, связанные с работой накалённых катодов в ионизационных манометрах, побудили к поискам других источников электронов для ионизации газа. Одним из таких решений является использование в ионизационном манометре

фотокатода [29]. В данном манометре для засветки молибденового фотокатода используется источник ультрафиолетового излучения. Фототок усиливается с помощью фотоэлектронного умножителя, с выхода которого электронный пучок направлялся в пространство ионизации. Нижний предел такого манометра составил около 10^{-8} Па. Верхний предел – 10^{-1} Па, что связано с невозможностью работы фотоэлектронного умножителя при давлениях выше данного значения. Из-за сложности конструкции такой преобразователь практического применения не нашёл.

В другом варианте манометра использовались полупроводниковые холодные катоды [30, 31]. Однако эмиссионные характеристики p-n-переходов стабильны лишь при достаточно низком (меньше 10^{-4} Па) давлении и при отсутствии активных газов (таких, как кислород).

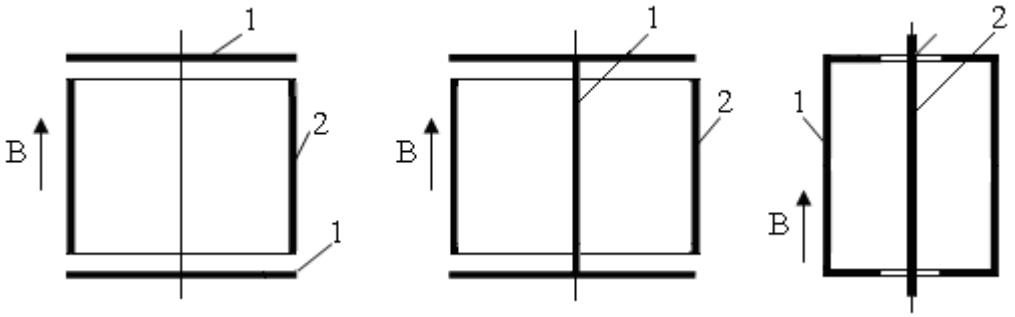
Преимущества ионизационных манометров с холодным катодом заключаются в отсутствии накалённого катода, связанных с ним химических реакций и снижение откачивающего действия. Практического применения такие приборы не получили из-за сложности датчика и недостаточной стабильности.

1.4. Магниторазрядные манометры

В магниторазрядных преобразователях в качестве источника электронов для ионизации молекул газа вместо термоэлектронной эмиссии используется самостоятельный газовый разряд. В нем электроны выходят из ненакаливаемого катода при нейтрализации на нем положительных ионов, образующихся при ионизации молекул остаточных газов. Такой разряд в вакуумных условиях возникает в электрическом поле только при наложении на него поперечного магнитного поля, которое в специальной конструкции электродов значительно удлиняет путь электронов до ухода на анод и позволяет получить необходимую интенсивность ионизации молекул при их очень малой концентрации.

Электродные системы таких магниторазрядных манометров могут быть нескольких видов (рисунок 1.10): ячейка Пеннинга [32, 33], магнетронный преобра-

зователь с цилиндрическим анодом [34, 35] и инверсно-магнетронный преобразователь с цилиндрическим катодом [77].



а) б) в)

Рисунок 1.10 – Электродные системы магниторазрядных манометрических преобразователей: а) ячейка Пеннинга (1 – катоды-диски, 2 – анод-цилиндр); б) магнетронная (1– катод-стержень, 2– анод-цилиндр); в) инверсная магнетронная (1 – катод-стержень, 2 – анод-цилиндр)

Современные вакуумметры этого класса могут измерять давление в интервале 10^{-9} – 1 Па, а инверсным магнетроном вплоть до $5 \cdot 10^{-12}$ Па [36]. Нижний предел измерения магниторазрядных манометров ограничен нестабильностями газового разряда при низких давлениях. Из-за нестабильности эмиссионных центров холодного катода и искажений распределения потенциала между катодом и анодом флуктуации разрядного тока достигают 20 – 30 % [37].

Верхний предел измерения связан с ограничением максимального разрядного тока балластным сопротивлением, защищающим измерительный прибор от возникновения дугового разряда. Для расширения пределов измерения манометра в сторону больших давлений требуется уменьшать значение балластного сопротивления или увеличивать сопротивление разрядного промежутка, за счёт уменьшения размеров преобразователя. В первом случае при высоких давлениях возникает опасность возникновения дугового разряда между электродами преобразователя и выходу из строя измерительного прибора. Во втором случае ухудшается стабильность работы манометра при низких давлениях вплоть до прекращения разрядного тока. Таким образом, уменьшение предельно регистрируемого давления достигается за счёт снижения верхней границы измерительного диапазона.

В работе [38] предложен метод, который позволяет снизить эффект откачки в магнетронном вакуумметре, для этого используется импульсный режим работы

вакуумметра. Давление определяется измерением установившегося значения тока между электродами или времени, в течение которого ток увеличивается до этого значения относительно переднего фронта импульса напряжения между электродами. Диапазон измеряемых давлений таким прибором составляет 10^{-6} – 10^{-1} Па при сравнительно высокой (до 10%) точности измерения.

В [39] предложен способ расширения нижнего предела измерения инверсно-магнетронного манометра. Он заключается во введении в конструкцию датчика дополнительного термокатода с регулируемым током накала, который включается только в области давления 10^{-4} – 10^{-8} Па, вблизи нижнего предела измерения. Конструкция такого комбинированного измерителя представлена на рисунке 1.11.

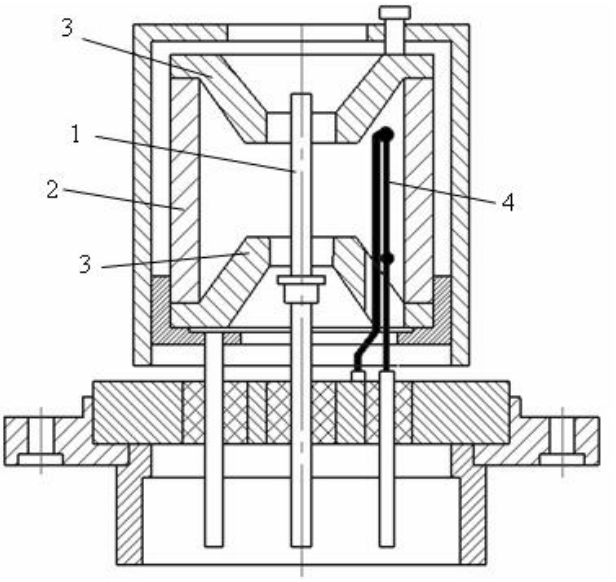


Рисунок 1.11 – Конструкция комбинированного инверсно-магнетронного манометра с дополнительным термокатодом: 1 – анод; 2 – магнит-катод; 3 – полюсные накладки; 4 – термокатод

Принцип работы прибора заключается в следующем. При давлениях выше 10^{-1} Па, ток накала термокатода не включается и датчик работает как обычный инверсно-магнетронный манометрический преобразователь. Между холодным катодом 2 и анодом 1 приложено высокое (порядка 2,5 кВ) постоянное напряжение, которое ускоряет электроны, находящихся в объёме датчика, в направление анода. Поле, создаваемое постоянным магнитом, отклоняет электроны и препятствует их попаданию на анод. Они совершают циклоидальное вращение с радиусом, много меньшим поперечных размеров активной зоны преобразователя (пространство между полюсными накладками 3). Эту зону электроны покидают только по-

сле столкновений с молекулами газа, в том числе, – ионизирующих. Образовавшиеся положительные ионы под действием электрического поля поступают на катод. Магнитное поле на движение ионов практически не влияет из-за их большой массы. Они приобретают значительную энергию и выбивают из катода вторичные электроны. Таким образом, формируется самостоятельный газовый разряд, ток которого является мерой давления газа.

При снижении давлении газа ниже 10^{-2} Па ток разряда уменьшается до величины порядка 1 нА, что сравнимо с током утечки по изоляторам между выводами и с током автоэлектронной эмиссии из полюсных накладок. Поэтому при таких давлениях включается накал термокатода 4, эмиссия которого увеличивает число электронов, движущихся по циклоидам в активной зоне, количество ионизирующих столкновений электронов с нейтральными молекулами и соответственно, – разрядный ток. Регулируя ступенчато ток накала при переключениях измерительных диапазонов, расширяют предел измерения давления до 10^{-6} Па.

Поскольку верхний предел измеряемого давления ограничен давлением 1 Па, то данный манометр может использоваться лишь в качестве одного из датчиков широкодиапазонного вакуумметра. Преобразователю характерны указанные выше недостатки магниторазрядных манометров. Кроме этого, используемый термокатод подвержен деградации и имеет ограниченный срок службы.

В [40] предложен способ устранения ключевых недостатков магниторазрядных преобразователей инверсно-магнетронного типа. Таких как трудность зажигания электрического разряда при низком (до 10^{-6} Па) давлении и невысокая точность вблизи нижнего предела измерений, когда разрядный ток становится сравнимым с током утечки по изоляторам и током автоэлектронной эмиссии с полюсных накладок. В способе реализуется гибридный подход, сочетающий принцип работы инверсно-магнетронного манометра с управляемой регулировкой тока автоэлектронной эмиссии, которая включается в области сверхвысокого вакуума (при давлении 10^{-10} – 10^{-6} Па). Автоэлектронный ток регулируется с помощью двух дополнительных электродов (5) и (6), которые выполнены в виде тонких

концентрических колец, расположенных в центральной части преобразователя, как показано на рисунке 1.12.

Между штыревым анодом 1 и полым цилиндрическим катодом 2, который одновременно является постоянным магнитом, прикладывается высокое напряжение около 2.5 кВ. Магнитное поле, создаваемое катодом-магнитом и сфокусированное коническими полюсными накладками (3, 4), направлено перпендикулярно электрическому.

В режиме сверхвысокого вакуума между электродами (5) и (6) прикладывается небольшое (около 100 В) постоянное регулируемое напряжение. Благодаря очень малому (≤ 10 мкм) зазору между электродами создаётся чрезвычайно высокая напряженность электрического поля, достаточная для возникновения автоэлектронной эмиссии. Эмитированные электроны попадают в активную зону преобразователя, где попадают под действие скрещенных электрического и магнитного полей. Это обеспечивает зажигание и стабильность разряда. Увеличением напряжения повышают интенсивность автоэмиссии, ток разряда, являющийся мерой давления, и отношение полезного сигнала к шуму. Важно, что положительный эффект достигается без применяемого ранее дополнительного термокатода. Это уменьшает выделение газа в объёме датчика и исключает риски, связанные с перегоранием нити накала при аварийном повышении давления воздуха или с деградацией эмиссионных свойств катода в процессе длительной работы.

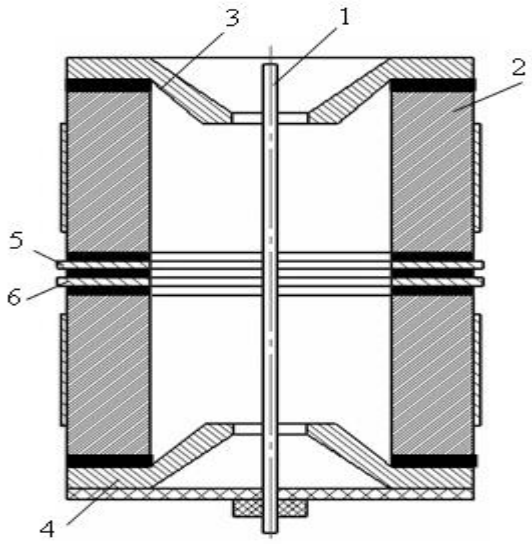


Рисунок 1.12 – Инверсно-магнетронный манометр с управляемой автоэлектронной эмиссией: 1 – штыревой анод; 2 – катод-магнит; 3, 4 –полюсные накладки; 5, 6 – концентрические кольца

Переход от тока термоэлектронов на анод, имеющий высокий потенциал, к току автоэлектронов между электродами с небольшой разностью потенциалов ведет к уменьшению влияния мягкого рентгеновского излучения с анода и расширяет предел измерений в сторону малых значений давления газа.

К недостаткам рассматриваемого технического решения можно отнести усложнение конструкции за счёт введения дополнительных электродов и системы их изоляции, что увеличивает технологическую сложность прибора. Долговременная работа в режиме автоэлектронной эмиссии может со временем приводить к деградации поверхности дополнительных электродов, что потенциально может влиять на стабильность эмиссии.

В работе [41] представлен метод контроля герметичности корпусов космических аппаратов, который использован для обнаружения утечек на Международной космической станции. Метод реализован в вакуумном пространстве между основным корпусом станции и внешней теплоизолирующей оболочкой. При разгерметизации корпуса давление в этой полости повышается от глубокого вакуума до 10^{-4} – 1 Па (в зависимости от скорости натекания). Разработанное устройство регистрирует это повышение по росту тока самостоятельного разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях. Конструктивно прибор состоит из коаксиального цилиндрического анода и двух дисковых катодов, соединенных центральным стержнем (магнетронная электродная система манометра на рисунке 1.10). При подаче на анод высокого напряжения порядка 2.5 кВ в скрещенных полях возникает разряд с замкнутым дрейфом электронов. Ток разряда пропорционален концентрации молекул газа и их давлению.

Общими недостатками магнитных манометров являются высокая скорость откачки газа в процессе измерения и катодное распыление материала под влиянием бомбардировки катода хорошо сфокусированным интенсивным пучком ионов, что приводит к запылению изоляторов и возникновению за счёт этого тока утечки между электродами. Возможно также неконтролируемое изменение манометрической чувствительности после длительной работы в результате оседания паров масла на поверхности катода с образованием диэлектрической пленки [2].

Резюмируя раздел, отметим, что основными достоинствами магниторазрядных манометров являются механическая прочность, высокая чувствительность и отсутствие накаленного катода, который может перегореть при попадании воздуха в вакуумную систему. Поэтому преобразователи данного типа могут включаться при любом давлении. Они успешно применяются во многих промышленных технологических процессах, в большинстве которых не требуется получение сверхвысокого вакуума. В этих случаях важным становится не высокая пороговая чувствительность манометров, а их надежность, стойкость к аварийным ситуациям, простота процедуры измерения давления, невысокая стоимость и другие подобные эксплуатационные характеристики. Манометры используются в промышленных вакуумметрах ВМ-1 (датчик ММ-8, диапазон $6{,}7\cdot10^{-3}$ – 133 Па) и ВМ-5 (датчик ММ-15), диапазон $1{,}3\cdot10^{-3}$ – 13 Па).

1.5. Широкодиапазонные вакуумметры

1.5.1 Радиоизотопные манометры

В радиоизотопных манометрах ионизация газа осуществляется ά-частицами, которые образуются в процессе естественного распада атомов радиоактивных материалов и представляют собой положительные двухзарядные ионы гелия. Они имеют очень большую кинетическую энергию. Для радия, например, она равна 4,9 МэВ, тогда как для ионизации молекул газа требуется энергия 10 – 20 эВ. Поэтому частицы легко и многократно ионизируют молекулы в объёме манометрического преобразователя. Между находящимися в нем электродами при сравнительно небольшом (около 50 В) напряжении возникает ток, пропорциональный концентрации молекул и являющийся мерой давления газа. Радиоактивное вещество располагается внутри датчика на его оболочке в небольшом количестве, что определяет малость ионного тока (до 1 пА вблизи нижнего предела измерений).

Линейность градуировочной характеристики может нарушаться вблизи верхнего предела измерений из-за замедления ухода ионов на коллектор, которое увеличивает время пребывания ионов в приборе и повышает вероятность их ре-

комбинации с электронами. Эффект устраняют увеличением напряжение между электродами (до 500 В).

В радиоизотопном вакуумметре типа ВР-3 используется манометрический радиоактивный преобразователь ПМР-2. Диапазон измерений вакуумметра составляет $6{,}7\cdot10^{-1}$ – $1{,}3\cdot10^{4}$ Па. Верхний предел измерений может быть повышен до $2{,}7\cdot10^{4}$ Па [42], а в некоторых типах конструкций – до 10^{5} Па.

Минимальное измеряемое давление газа может быть уменьшено до 10^{-3} Па путем введения в преобразователь электронного умножителя пучка ионов с целью увеличения выходного сигнала преобразователя [43].

К достоинствам радиоизотопных манометров можно отнести стабильность работы прибора, которая не зависит от температуры окружающей среды и физико-химического воздействия находящихся в преобразователе газов. В настоящее время промышленный выпуск радиоизотопных вакуумметров прекращен по соображениям безопасности их эксплуатации.

1.5.2 Динамические (вязкостные) манометры

Динамические или вязкостные манометры основаны на передаче импульса от движущейся поверхности к молекулам газа. В качестве меры давления в них измеряется время затухания колебательного движения поверхности после приложения импульса или скорости вращения диска после выключения вращающей силы. С увеличением концентрации молекул и давления газа время затухания уменьшается. Возможен вариант, в котором используется эффект переноса импульса от непрерывно вращающегося диска к близко расположенному неподвижному диска. В этом случае мерой давления является крутящий момент неподвижного диска, который увеличивается с повышением давлении газа [1].

Поскольку силы взаимодействия молекул газа с движущейся поверхностью очень малы, к конструкции подвески элементов манометра предъявляются повышенные требования, минимизирующие возникающие в ней силы трения и её

жёсткость. Поэтому в качестве ротора используются шар или диск, свободно подвешенные в магнитном поле [44].

В [45] описан широкодиапазонный вязкостный вакуумметр. Конструкция такого вакуумметра представлена на рисунке 1.13. В корпусе (1) находится сферический ротор (2) из феррита, который удерживается в пространстве системой магнитного подвеса. Подвес состоит из двух многополюсных сердечников (5, 6), расположенных диаметрально. Их обмотки включены в резонансные контуры. При смещении ротора от центра индуктивность катушек изменяется, что приводит к изменению тока и, следовательно, силы магнитного притяжения, автоматически возвращающей ротор в равновесное положение. Ротор имеет сквозное осевое отверстие, благодаря которому он ориентируется вдоль оси статора электродвигателя (3) под действием магнитного поля подвеса. Статор электродвигателя выполнен в виде кольцевого сердечника, охватывающего ротор. На поверхности ротора в экваториальной зоне выполнены проточки (7). Вращающееся магнитное поле статора взаимодействует с этими проточками, раскручивая ротор до заданной скорости.

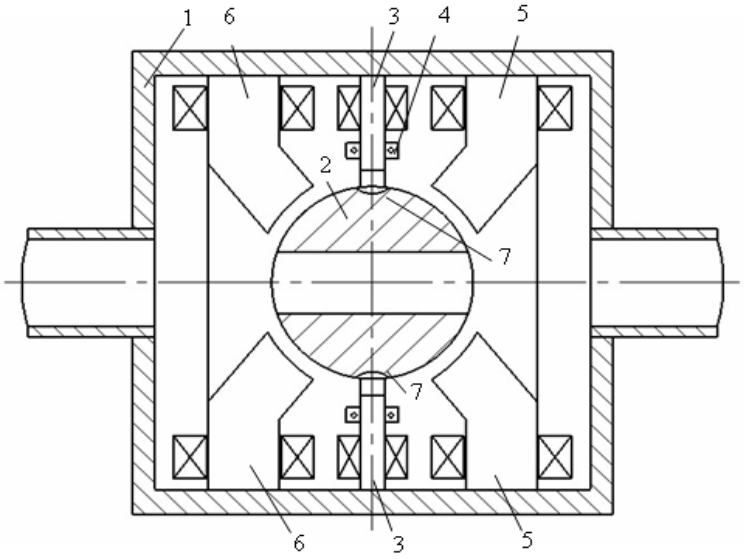


Рисунок 1.13 – Широкодиапазонный вязкостный вакуумметр: 1 – корпус; 2 – сферический ротор; 3 – статор электродвигатедя; 4 – дополнительная обмотка; 5, 6 – многополюсные сердечники; 7 – проточки для разгона ротора

После раскрутки электродвигатель отключается. Скорость вращения измеряется с помощью дополнительной обмотки (4), размещенной на статоре электро-

двигателя. Эта обмотка фиксирует изменения магнитной индукции в зазоре, вызванные вращением ротора с проточками. Давление вычисляется по формуле:

$$p = k \ln(n/n_o)/(t - t_o) \quad (1.4)$$

где n – число оборотов ротора в секунду в момент времени t, а n_o – число оборотов ротора в момент времени t_o, Коэффициент k зависит от инерциальных свойств ротора, температуры и молекулярного веса газа.

К достоинствам разработанного манометра можно отнести почти полное исключение влияния вихревых токов, которые вызывают паразитное торможение и нагрев ротора. Это достигается использованием в качестве материала ротора феррита с высоким удельным электрическим сопротивлением. В аналогичных приборах с металлическим ротором вихревые токи являются основными источниками высокой погрешности измерений. Отсутствие теплового разогрева позволяет сократить время раскрутки ротора при подготовке прибора к работе с 3,5 часов до примерно 10 минут. Усовершенствованная система магнитного подвеса на двух многополюсных сердечниках обеспечивает стабильное положение ротора при любой ориентации прибора, что повышает удобство эксплуатации. Манометр измеряет давления в очень широком диапазоне 10^{-10} – 10^{5} Па.

Основной недостаток манометра – сложность конструкции и системы управления. Для реализации прецизионного магнитного подвеса с автоматической стабилизацией, системы раскрутки и измерения скорости необходимы сложная электронная схема и высокоточное изготовление компонентов. Прибор чувствителен к сильным внешним механическим вибрациям, которые могут напрямую влиять на стабильность подвеса и вращения.

Для точных измерений необходимо знать состав газа или проводить калибровку для конкретной газовой среды, поскольку постоянная k в формуле 1.4 зависит от молекулярной массы и температуры газа. При очень низких давлениях (близких к 10^{-10} Па) время замедления ротора до определенной скорости вращения становится очень большим, что увеличивает время измерения и может сделать манометр непригодным для практического использования.

Указанные недостатки ограничивают применение вязкостных манометров в вакуумных установках. Они выпускаются промышленностью небольшими партиями и служат, в основном, для градуировки вакуумметров.

1.5.3 Радиометрический манометр

Радиометрические манометры работают по принципу переноса импульса от нагретой поверхности. В радиометрическом манометре с магнитным подвесом [46] основным элементом конструкции является вращающийся диск, помещённый внутри цилиндрического корпуса (статора), расположенного под определённым углом. Диск вырезан из поликристаллического магнитно-изотропного графита. Корпус статора охлаждается до 78 К, при помощи теплопровода, погруженного в жидкий азот, тогда как стеклянная оболочка манометра находится при комнатной температуре. На вращающийся диск действуют силы трения, возникающие в результате соударений «горячих» и «холодных» молекул с противоположными сторонами диска. Давление определяется по эффекту торможения вращающегося диска, а скорость вращения – с помощью фотоумножителя. Диапазон измерения давления газа весьма широкий: 10^{-8} - 10 Па.

Недостатками такого манометра являются невозможность динамического измерения давления [47] и большая сложность измерительного устройства. В то же время, он является абсолютным манометром и может использоваться для градуировки ионизационных вакуумметров.

1.5.4. Современные широкодиапазонные вакуумметры

Несмотря на широкое применение вакуумметров различных типов, проблема разработки широкодиапазонных устройств остается актуальной вследствие технических ограничений каждого из большинства вакуумметрических методов. Широко распространено измерение давления в диапазоне от 10^{-5} Па до 10^{5} Па, который, как правило, перекрывается при помощи манометрических преобразователей двух или трех типов. Таких как компрессионные, механические, тепловые или

ионизационные, ни один из которых не способен полностью охватить весь указанный диапазон.

Например, в вакуумметре фирмы Televac (модель CC–10), работающем в диапазоне 10^{-7} – 10^{5} Па, используются два манометрических датчика, размещённых в одной вакуумной оболочке: двойной инверсно-магнетронный с холодным катодом (при давлении менее 1 Па) и кристаллический кварцевый (при более высоком давлении) [48]. Другой пример, – широкодиапазонный вакуумметр фирмы Edwards (модель VSH82MV [49]), диапазон 10^{-6} – 10^{5} Па, в котором для низкого вакуума используется манометр Пирани, а для высокого – ионизационный манометрический преобразователь с нитью накаливания. Оба датчика размещаются в одной вакуумной оболочке. Внешний вид этих вакуумметров представлен на рисунке 1.14.



а) б)

Рисунок 1.14 – Современные широкодиапазонные вакуумметры. а) вакуумметр CC-10 фирмы Televac с диапазоном 10^{-7} – 10^{5} Па; б) вакуумметр VSM72MV фирмы Edwards с диапазоном 10^{-7} – 10^{5} Па [50]

В манометрическом преобразователе фирмы Zenco Plasma (тип WPC400 в одном баллоне размещены манометр Пирани и ионизационный манометр с холодным катодом [51]. Аналогичное техническое решение реализовано в широкодиапазонном (10^{-5} – 10^{5} Па) датчике WPH-300 в одном баллоне размещены манометрический преобразователь Пирани и ионизационный манометрический преобразователь с горячим катодом (манометрический преобразователь типа Байярда-Альперта) [52]. Оба манометрических преобразователя действуют одновременно.

Аналогичное решение использовано в манометрических преобразователях компании Agilent серий FRG-730 [53].

В вакуумметре PCM301 Busy Bee, компании InsruTech, тепловой манометрический преобразователь (манометр Пирани) объединяется с керамическим мембранным манометром ёмкостного типа. Сам прибор обеспечивает измерение давления в диапазоне $5 \cdot 10^{-3}$ – $15 \cdot 10^{4}$ Па. При высоких значениях давления (выше $1{,}3 \cdot 10^{3}$ Па) работает мембранно-ёмкостной датчик, а при низких – преобразователь Пирани [54].

Использование двух манометрических датчиков требует двух измерительных блоков, что приводит к повышению стоимости вакуумметра. В то же время выход из строя одного из датчиков требует замены всего манометрического преобразователя.

В [55, 56] предложен способ повышения верхнего предела измеряемых давлений термоэлектронного манометра в сторону высоких давлений вплоть до 10^{5} Па. Способ заключается в использовании нити накала катода ионизационного манометрического преобразователя, например ПМИ-2, в режиме теплового манометра [57]. Во время работы преобразователь автоматически переключается из ионизационного режима в тепловой. Напряжение к выводам катода прикладывается в виде периодически следующих прямоугольных импульсов и определяется интеграл тока накала за время действия импульса напряжения. В качестве меры давления используется информативный параметр X, который рассчитывается по формуле:

$$X = \frac{I_p - I_0}{I_m - I_0}, \tag{1.5}$$

где I_p – интеграл тока накала катода по времени за время действия импульса при текущем давлении, I_0 – интеграл тока накала катода по времени за время действия импульса при давлении ниже 10^{-1} Па, I_m – интеграл тока накала катода по времени за время действия импульса при атмосферном давлении.

Значение параметра X переводится в величину давления с помощью математического выражения, соответствующего используемому типу ионизационного манометрического ионизационного преобразователя, по предварительно полученным значениям I_m и I_0, при этом на другие электроды ионизационного манометрического преобразователя напряжения не подаются.

Таким образом, использование ионизационного преобразователя в гибридном режиме, хотя и позволяет расширить диапазон, сопряжено с существенными погрешностями, характерными для тепловых методов, и не устраняет главного недостатка – ограниченного срока службы термокатода.

1.6. Выводы по главе и постановка задачи

Проведённый аналитический обзор современных методов измерения давления газа в диапазоне 10^{-5} – 10^{5} Па позволяет сделать следующие выводы.

1. Ни один из существующих типов манометрических преобразователей не способен перекрыть весь указанный диапазон давлений с сохранением высокой точности, стабильности и надёжности результатов измерения. Промышленные широкодиапазонные вакуумметры (фирмы Edwards, Televac, Agilent и др.) строятся по комбинированному принципу, предполагающему объединение двух или даже трёх различных датчиков в одной вакуумной оболочке, что неизбежно ведёт к усложнению конструкции, увеличению габаритов, снижению надёжности и повышению стоимости преобразователя из-за увеличения числа его компонентов.

2. Тепловые вакуумметры являются основным промышленным методом для диапазона 10^{-1} – 10^{5} Па благодаря простой конструкции манометрического преобразователя, его низкой стоимости и устойчивости к аварийным повышениям давления воздуха в датчике. Однако им свойственны следующие недостатки.

Существенная зависимость показаний приборов от рода (состава) газа, что требует проведения индивидуальной градуировки датчиков для каждой газовой смеси. Сильная нелинейность градуировочной характеристики. Дрейф параметров во времени из-за деградации нити (окисление, испарение материала) и загрязне-

ния поверхности (полимеризация паров масел). Верхний предел ограничен давлением, при котором теплопроводность газа перестаёт зависеть от давления. Нижний предел – теплопотерями через излучение и держатели.

3. Ионизационные манометрические преобразователи с накаленным катодом широко наиболее применяются в области высокого (10^{-5} – 10^{-1} Па) и сверхвысокого (10^{-9} – 10^{-1} Па) вакуума.

Их основными недостатками являются ограниченный ресурс термокатода при давлении выше 10^{-2} Па, ионная откачка, искажающая результаты измерения за счёт уменьшающая давление газа в датчике, эмиссия электронов с коллектора ионов под действием рентгеновского излучения с анода, и химическое взаимодействие газа с накалённым катодом.

4. Магниторазрядные вакуумметрические датчики (инверсно-магнетронные, ячейка Пеннинга, применяются в промышленности для диапазона 10^{-6} – 1) Па. Их основное достоинство – отсутствие накалённого катода.

К недостаткам датчиков относятся высокая скорость откачки газа в процессе измерения, распыление материала катода под действием ионной бомбардировки, приводящее к запылению изоляторов и росту токов утечки между электродами, и нестабильность разряда при низких давлениях. Верхний предел диапазона измерения ограничен необходимостью включения в измерительную цепь балластного сопротивления, предотвращающего возникновение дугового разряда. Попытки расширения диапазона в область сверхвысокого (до 10^{-9} Па) вакуума требуют значительного усложнения конструкции датчиков.

5. Деформационные (мембранные) емкостные манометрические преобразователи обеспечивают высокую точность измерения в диапазоне 10^{-1} – 10^{5} Па. Их основное преимущество – независимость сигнала датчика от рода газа.

Однако их применение для широкодиапазонного (десять порядков) измерителя ограничено существенной нелинейностью градуировочной характеристики при больших прогибах упругой измерительной мембраны. Недостатками датчиков являются также чувствительность к изменениям температуры окружающей среды из-за различия коэффициентов теплового расширения мембраны и корпуса,

зависимость сигнала датчика от паразитных емкостей и механического гистерезиса мембраны вблизи нижней границы измерительного диапазона.

6. Манометрические преобразователи некоторых типов, таких как радиоизотопные, вязкостные с магнитным подвесом, фрикционные, принципиально пригодны для применения в широкодиапазонных измерителях, но из-за сложности конструкций, высокой стоимости и большого времени, необходимого для измерения, в промышленности не применяются.

7. Помимо рассмотренных типов манометров, существуют различные виды термоэлектронных манометров с экстракцией ионов, в которых коллектор ионов вынесен за пределы зоны ионизации [58–63]. Они позволяют снизить нижний предел измерения, однако из-за сложности конструкции и трудностей эксплуатации не получили массового применения.

Представленный выше аналитический обзор литературных данных по современной манометрической технике свидетельствует о целесообразности разработки метода измерения давления газа в широком диапазоне $10^{-5} – 10^{5}$ Па на основе рассеяния электронов молекулами остаточных газов в скрещенных электрическом и магнитном полях, не требующего совместного использования нескольких типов манометрических преобразователей.

ГЛАВА 2. Исследование метода рассеяния электронов в отпаянном магнетроне

Изначальной областью применения метода измерения давления, основанного на рассеянии электронов, являлся контроль герметичности вакуумных оболочек в отпаянных магнетронах. Для приборов массового выпуска величина течи определяется путем измерения давления собственной электродной системой до и после опрессовки в камере с инертным газом [64]. Поскольку натекание атмосферного воздуха приводит к выходу прибора из строя, необходим метод, позволяющий измерять давление в диапазоне 10^{-5} – 10^{-1} Па, что и обеспечивает предлагаемый подход.

2.1. Теория метода рассеяния электронов на молекулах газа

Предлагаемый метод измерения давления в магнетроне с прямонакальным катодом основан на рассеянии электронов молекулами газа в ортогонально скрещенных электрическом и магнитном полях при индукции магнитного поля, превышающей критическую. 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 2.1). 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.

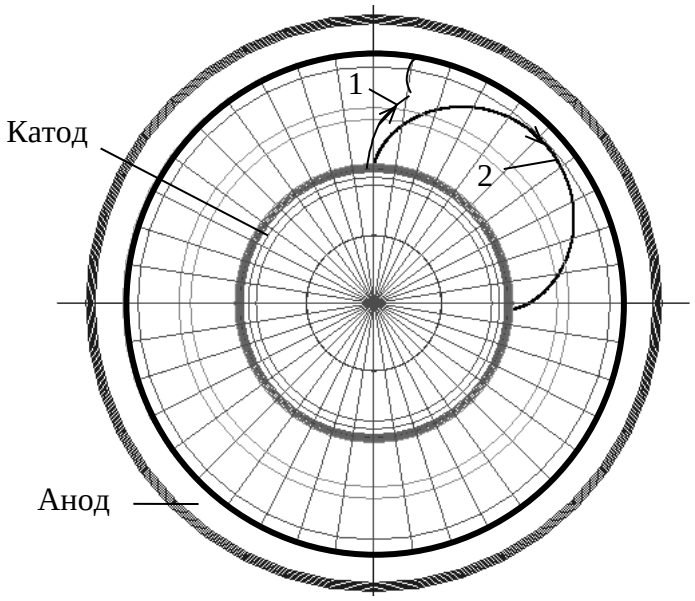


Рисунок 2.1 – Физические основы метода:
1 – траектория электрона при рассеянии на молекуле газа;
2 – траектория электрона, не сталкивающегося с молекулой газа

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 (рисунок 2.2 а). На частоте двукратного спада тока $F_{0,5}$ длительность полуволны меандра, ускоряющего электроны равна $0.5/F_{0,5}$, а среднее время пролёта t равно половине этой величины, поскольку до

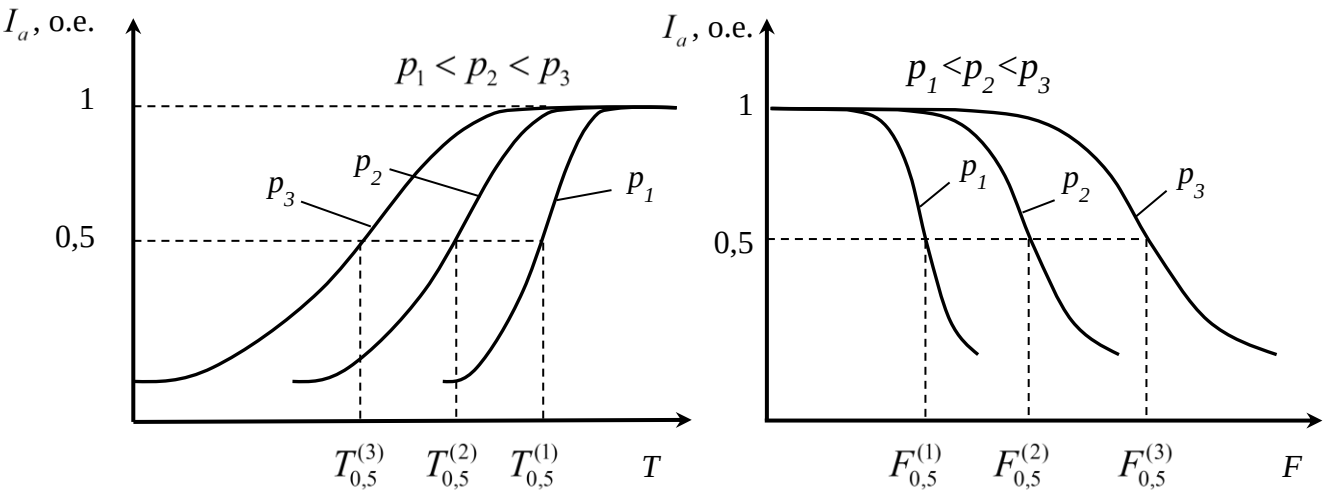


Рисунок 2.2 – Ожидаемая зависимость постоянной составляющей тока от периода (а) и частоты меандра (б) при разных давлениях

анода долетает половина частиц. Отсюда получим зависимость частоты двукратного спада от времени пролёта:

$$F_{0,5} = \frac{1}{4t}, \tag{2.1}$$

Величину $F_{0,5}$ можно считать информативным вакуумметрическим параметром (рисунок 2.2 б).

2.2. Моделирование движения электронов в межэлектродном промежутке

Для проверки теории метода рассеяния электронов было проведено моделирование движения электронов в межэлектродном промежутке магнетрона. Моделирование проводилось в программе «Mathcad 15». Конечной целью являлось определение среднего времени пролёта электрона от катода к аноду.

Движение электрона описывалось системой уравнений:

$$\begin{cases} m\dfrac{d\upsilon_x}{dt} = -eE_x - e(\upsilon_y B_z - \upsilon_z B_y) \\ m\dfrac{d\upsilon_y}{dt} = -eE_y - e(\upsilon_z B_x - \upsilon_x B_z) \\ m\dfrac{d\upsilon_z}{dt} = -eE_z - e(\upsilon_x B_y - \upsilon_y B_x) \end{cases} \tag{2.2}$$

где m – масса электрона, e – заряд электрона, $\upsilon_x, \upsilon_y, \upsilon_z$ – проекции скорости на соответствующую ось, E_x, E_y, E_z – проекции напряжённости электрического поля, B_x, B_y, B_z – проекции индукции магнитного поля, t – время движения.

Задав начальные условия $E_x = E_z = 0$, $B_x = B_y = 0$. А также приняв $E = -E_y$, $B = B_z$, $a = \frac{e}{m}E$, $\omega = \frac{e}{m}B$ получим зависимости координат от времени:

$$\begin{cases} x(t) = -\frac{\upsilon_{y0}}{\omega}\cos(\omega t) - \left(\frac{\frac{a}{\omega} - \upsilon_{x0}}{\omega}\right)\sin(\omega t) + \frac{a}{\omega}t + \left(x_0 + \frac{\upsilon_{y0}}{\omega}\right), \\ y(t) = \frac{\upsilon_{y0}}{\omega}\sin(\omega t) - \left(\frac{\frac{a}{\omega} - \upsilon_{x0}}{\omega}\right)\cos(\omega t) + y_0 + \left(\frac{\frac{a}{\omega} - \upsilon_{x0}}{\omega}\right) \\ z(t) = \upsilon_{z0}t + z_0 \end{cases} \quad (2.3)$$

где $\upsilon_{x0}, \upsilon_{y0}, \upsilon_{z0}$ – компоненты начальных скоростей электрона.

Решение задачи заключалось следующим образом. С катода запускался электрон. Чтобы электрон не попал на первой эпициклоиде обратно на катод, начальная энергия принималась равной нулю. Угол вылета электрона с катода задавался с помощью генератора случайных чисел в диапазоне от 0 до 90 градусов.

Далее по известному давлению и сечению определялась длина свободного пробега электрона. Ниже приведена аппроксимация зависимости сечения рассеяния от энергии, полученная по табличным данным [65]:

$$\sigma(W) = \begin{cases} (5,086 - 10,996W^{0,5} + 6,564W + 0,227W^2)\cdot 10^{-16}, \ W \le 12 \ эВ \\ (45,04 - 11,455W^{0,5} + 0,848W - 0,0014W^2)\cdot 10^{-16}, W > 12 \ эВ \end{cases} \quad (2.4)$$

Затем по текущим начальным координатам и начальной скорости определялся путь, проходимый электроном за один период циклоиды. По отношению длины свободного пробега к длине циклоиды находилось число циклоид на длине свободного пробега. Период циклоиды находим по формуле (2.5).

$$T_c = \frac{2\pi m}{eB}, \quad (2.5)$$

Умножением числа периодов на период циклоиды определялось время движения до столкновения. Подстановкой данного значения времени в (2.3) при текущих начальных скоростях определялись конечные координаты на длине свободного пробега. Если координата *y* превышала межэлектродное расстояние, равное 2 мм, то расчёт прекращался. В противном случае рассчитывалась текущая энергия электрона, угол рассеяния электрона в диапазоне от 0 до 360 градусов с помощью генератора случайных чисел, пересчитывались значения сечения и длины свободного пробега. После этого расчёт повторялся до тех пор, пока электрон не достигнет анода. Среднее время пролёта электрона до анода определялось как среднеарифметическое значение по результатам 1000 пусков электронов с катода.

На рисунке 2.3 представлена зависимость частоты двукратного спада $F_{0,5}$ от давления газа, полученная по результатам моделирования. Величина $F_{0,5}$ линейно возрастает в широком диапазоне (7 порядков) от 10^{-5} до 10^{2} Па. При дальнейшем росте давления число столкновений электронов с молекулами газа увеличивается и движение к аноду замедляется. Это приводит к увеличению времени пролёта и соответственно к спаду частоты, что проявляется в виде максимума.

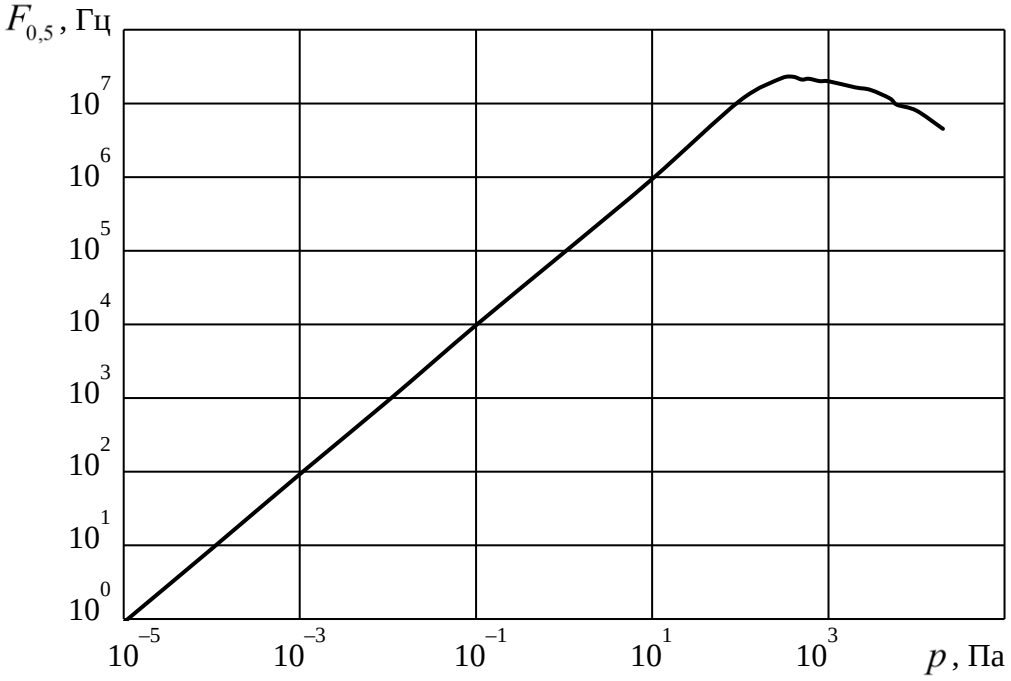


Рисунок 2.3 – Зависимость величины частоты двукратного спада $F_{0,5}$ от давления аргона при $U_a =$ 120 В, $d =$ 2 мм и $B =$ 0,175 Тл

На рисунках 2.4, 2.5 и 2.6 представлены расчётные зависимости $F_{0,5}$ от величины индукции магнитного поля, напряжения на аноде и межэлектродного рас-

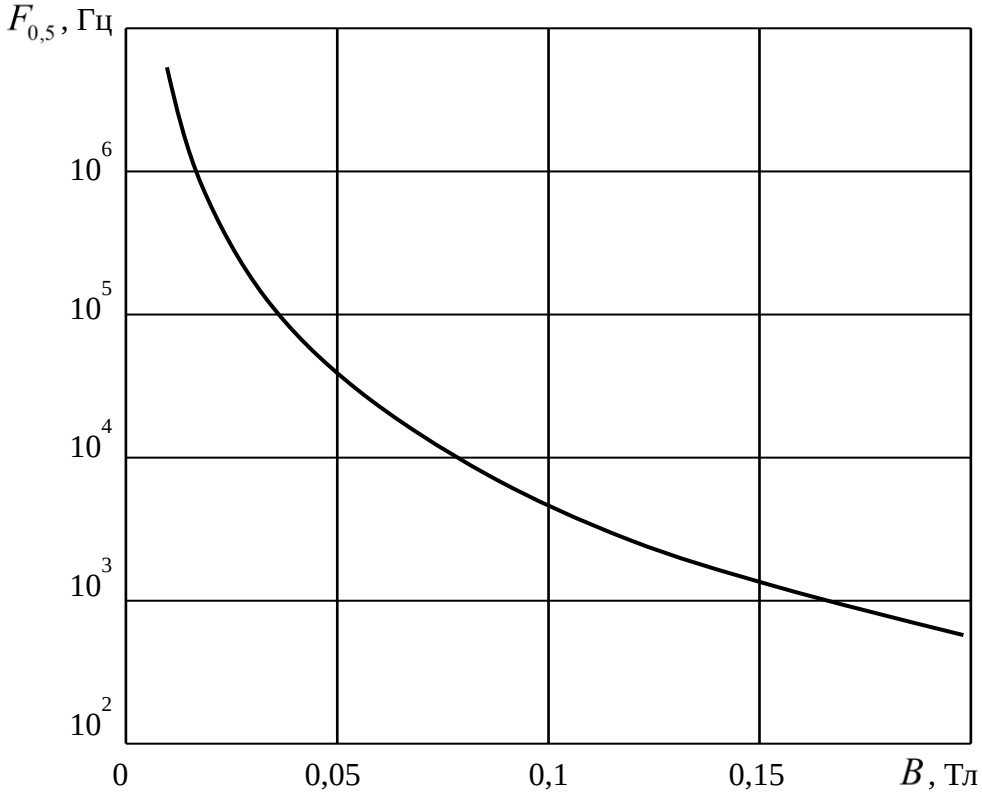


Рисунок 2.4 – Зависимость величины частоты двукратного спада $F_{0,5}$ от индукции магнитного поля при $U_a =$ 120 В, $d =$ 2 мм и $p = 1 \cdot 10^{-2}$ Па

стояния соответственно. С ростом индукции магнитного поля радиус эпициклоиды уменьшается. В результате при каждом акте рассеяния на молекуле газа электрон смещается к аноду на меньшее расстояние, что увеличивает число столкновений, необходимых для достижения анода. Это приводит к увеличению среднего времени пролёта и соответственно к уменьшению частоты двукратного спада. С увеличением напряжения на аноде возрастает скорость движения электронов, что уменьшает их среднее время пролёта и, соответственно, увеличивает частоту двукратного спада. Увеличение межэлектродного расстояния удлиняет путь электронов до анода, что приводит к росту среднего времени пролёта и, как следствие, к уменьшению частоты.

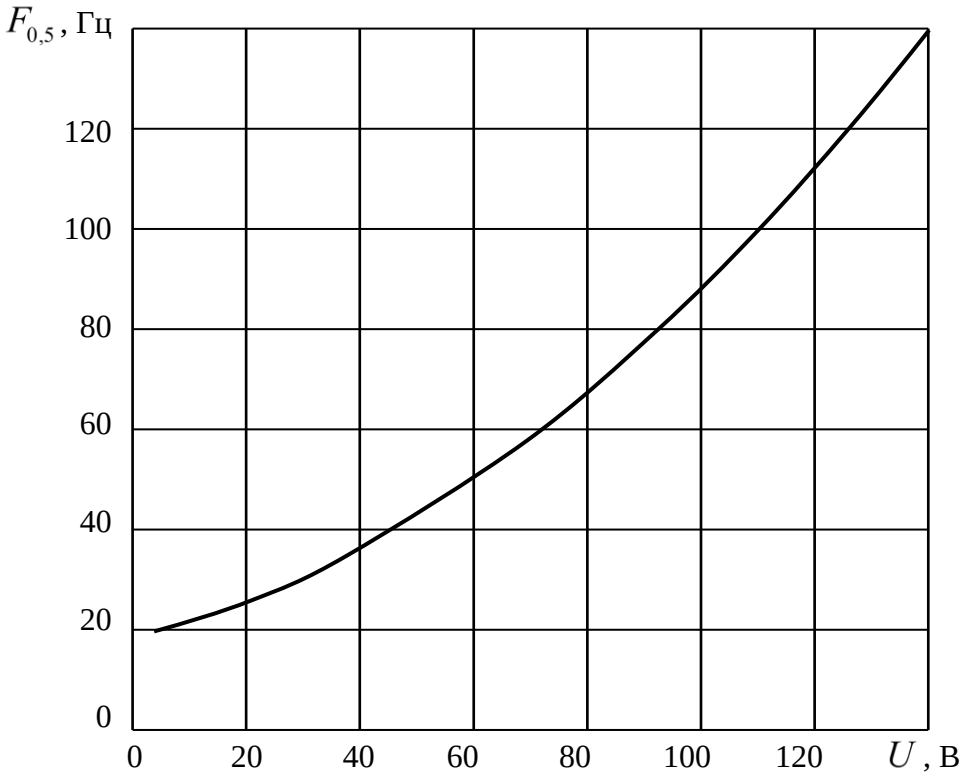


Рисунок 2.5 – Зависимость величины частоты двукратного спада $F_{0,5}$ от напряжения на аноде при $B =$ 0,175 Тл, $d =$ 2 мм и $p = 1 \cdot 10^{-2}$ Па

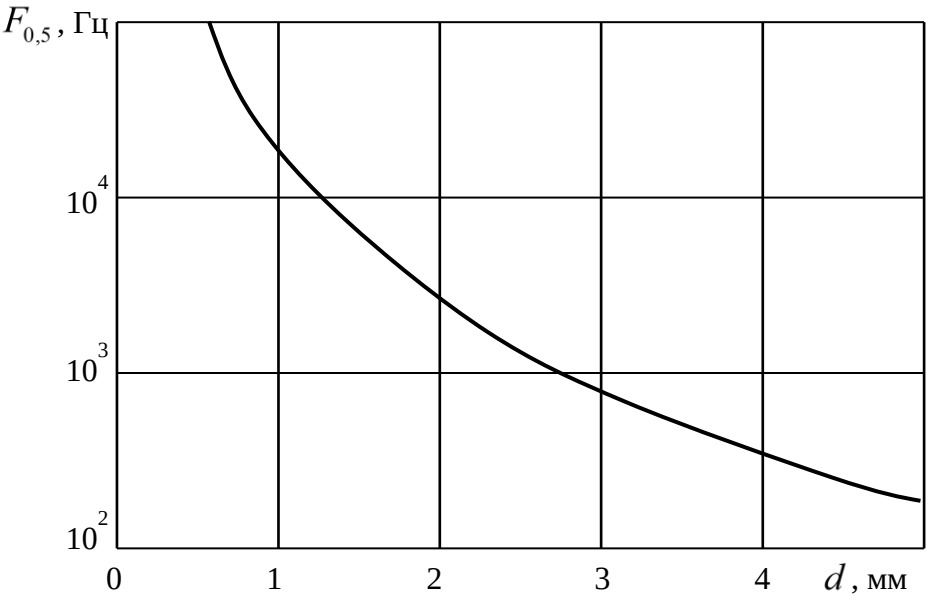


Рисунок 2.6 – Зависимость величины частоты двукратного спада $F_{0,5}$ от расстояния между электродами при $B =$ 0,175 Тл, $U_a =$ 120 В и $p = 1 \cdot 10^{-2}$ Па

2.3. Экспериментальное исследование метода рассеяния электронов в отпаянном магнетроне

2.3.1 Описание экспериментальной установки

На рисунке 2.7 представлена блок-схема установки для измерения давления газа на основе рассеяния электронов молекулами газа. Объектом исследования служил напаянный на откачной пост магнетрон [66] 1 с прямонакальным катодом длиной 12 мм и диаметром 5 мм. Анод магнетрона имел диаметр 10 мм. Кольцевые магниты и полюсные наконечники создавали осевое магнитное поле индукцией 0,175 Тл. Ток эмиссии катода составлял 100 нА. Откачка производилась

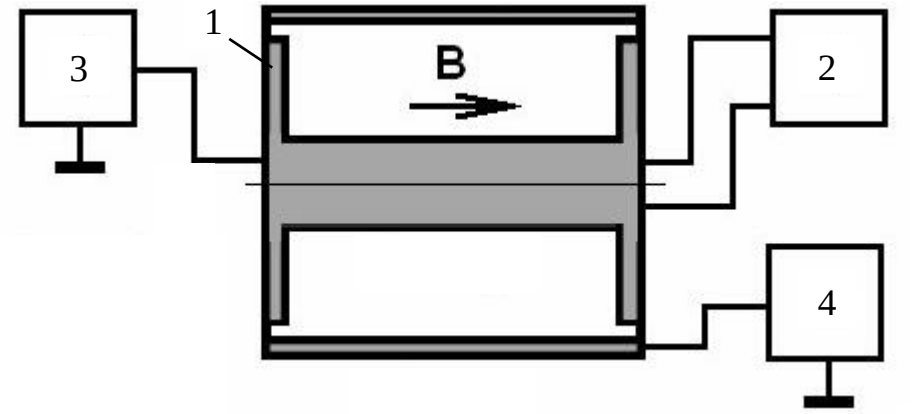


Рисунок 2.7 – Блок-схема установки для реализации метода измерения: 1 – магнетрон, 2 – источник накала, 3 – генератор напряжения меандра, 4 – электрометрический усилитель

диффузионным и форвакуумным насосами. Давление газа в магнетроне изменялось напуском аргона через игольчатый натекатель 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 4. При этом индукция магнитного поля была в 7,4 раза больше критической. Давление аргона в магнетроне изменялось в диапазоне 10^{-5} – $5 \cdot 10^{-2}$ Па. При каждом значении давления задавалась частота ме-

андра, равная 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.

2.3.2 Экспериментальные результаты измерения давления газа в отпаянном магнетроне

На рисунках 2.8, 2.9, 2.10 представлены зависимости постоянной составляющей тока анода от частоты меандра при нескольких значениях давления аргона

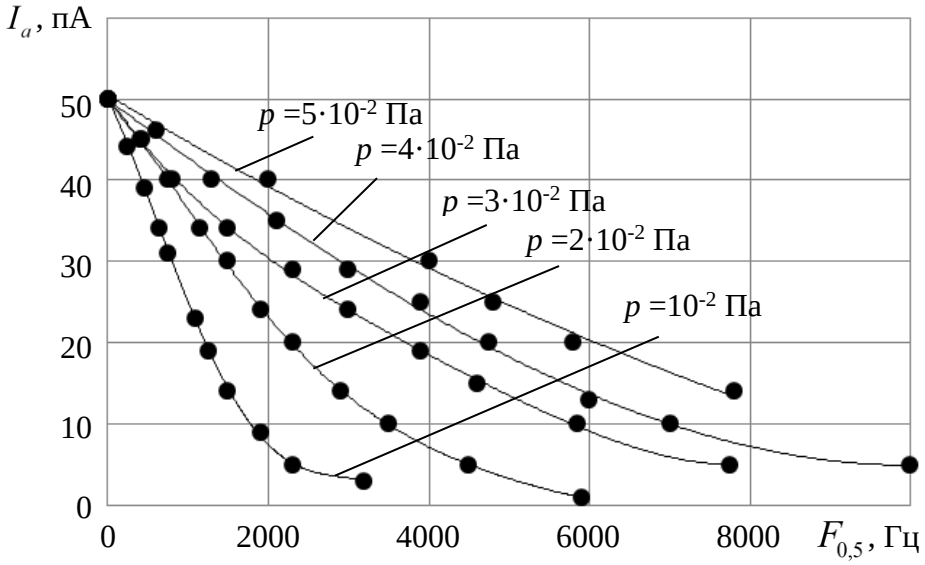


Рисунок 2.8 – Зависимость постоянной составляющей анодного тока от частоты в диапазоне давлений аргона 10^{-2} – $5\cdot10^{-2}$ Па

в диапазоне 10^{-2} – $5\cdot10^{-2}$ Па, 10^{-3} – 10^{-2} Па и 10^{-4} – 10^{-3} Па соответственно. Полученные зависимости качественно совпадают с результатами моделирования. С ростом частоты анодного напряжения постоянная составляющая анодного тока уменьшается, а с ростом давления спад происходит при большей частоте. Это объясняется тем, что при индукции магнитного поля большей критической попадание электронов на анод возможно только за счёт рассеяния на молекулах газа. С ростом частоты положительный полупериод меандра становится соизмерим со средним временем пролёта электронов до анода, и всё большая часть электронов не успевает достичь анода, уходя в отрицательный полупериод вдоль линий маг-

нитного поля на торцевые части катода. При длительности положительного полупериода, равной или меньшей среднему времени пролёта электронов, постоянная

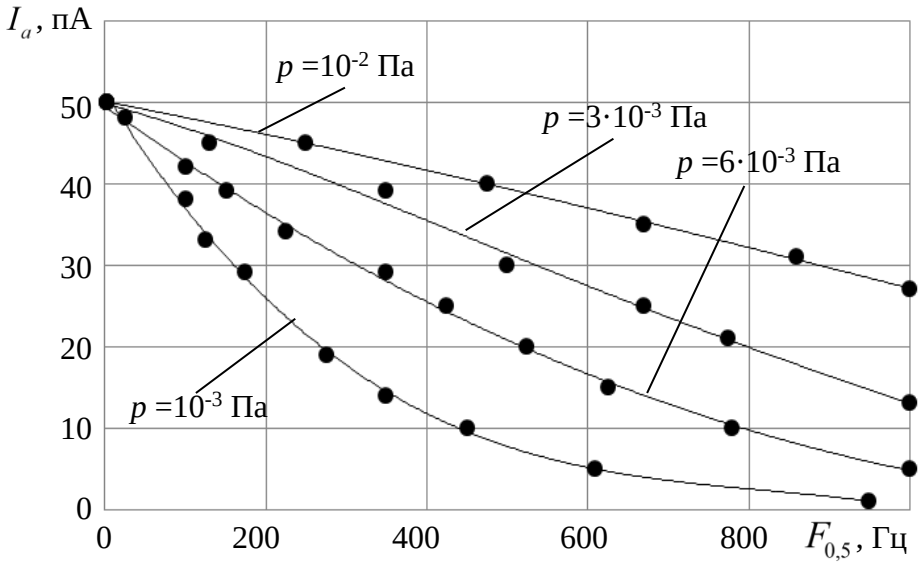


Рисунок 2.9 – Зависимость постоянной составляющей анодного тока от частоты в диапазоне давлений аргона 10^{-3} – 10^{-2} Па

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.

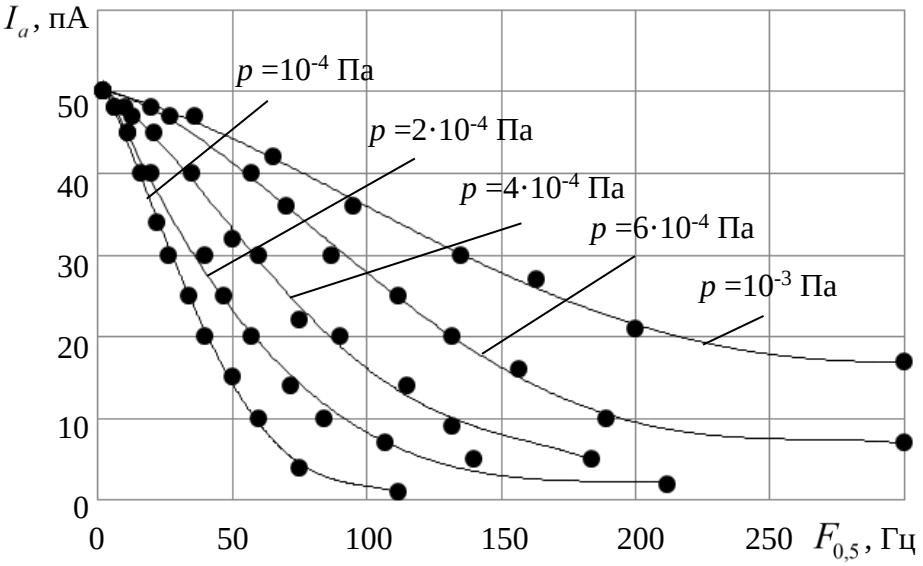


Рисунок 2.10 – Зависимость постоянной составляющей анодного тока от частоты в диапазоне давлений аргона 10^{-4} – 10^{-3} Па

На рисунке 2.11 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 $10^{-5} – 5 \cdot 10^{-2}$ Па. В диапазоне $10^{-3} – 5 \cdot 10^{-2}$ Па зависимость близка к линейной, что согласуется с результатами моделирования. Отклонение от линейной зависимости при давлениях меньших 10^{-3} Па связано с появлением составляющей тока, не зависящей от давления газа.

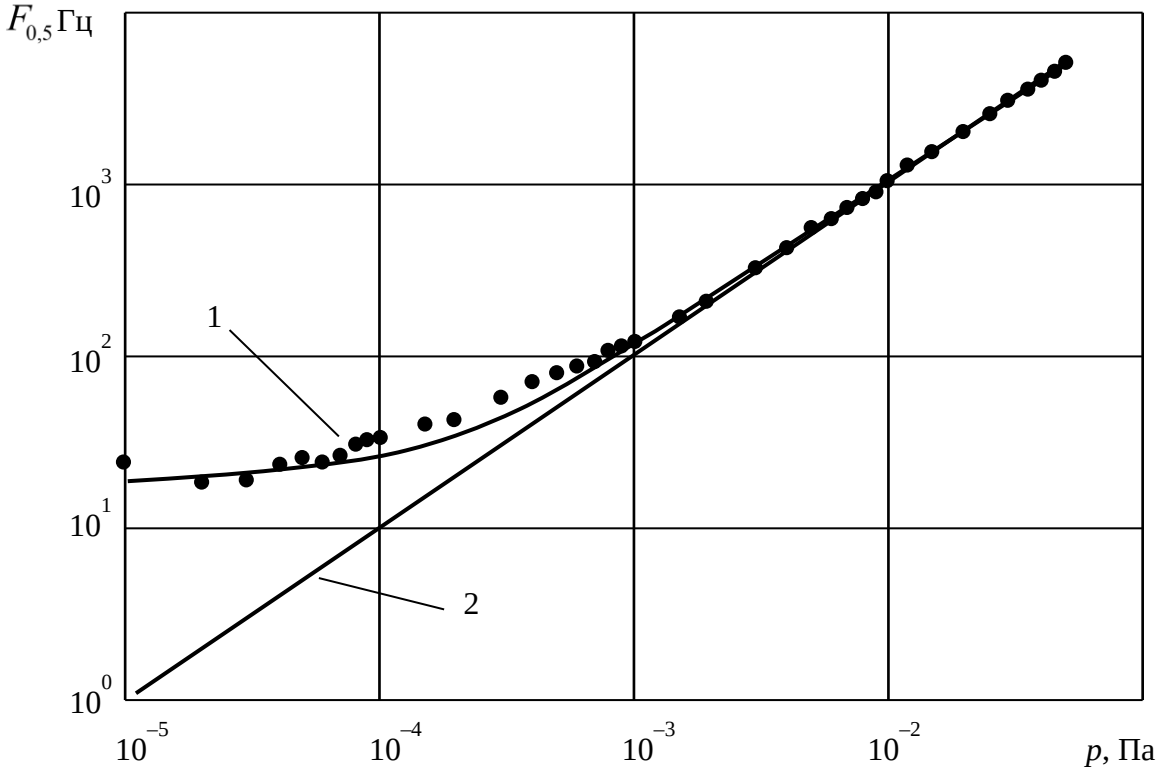


Рисунок 2.11 – Зависимость величины частоты спада $F_{0,5}$ от давления аргона: 1 – эксперимент; 2 – теория

2.4. Исследование возможных механизмов протекания тока в цилиндрическом магнетроне при индукции магнитного поля больше критической

При давлениях ниже 10^{-3} Па зависимость частоты двукратного спада $F_{0,5}$ отклоняется от линейной и перестаёт быть чувствительной к изменению давления. Это связано с появлением составляющей анодного тока, не связанного с рассея-

нием электронов на молекулах газа. При индукции магнитного поля больше критической электроны, эмитируемые катодом, не могут достичь анода без дополнительного механизма. Рассмотрим возможные причины протекания тока в цилиндрическом магнетроне при индукции магнитного поля больше критической.

В работе [67] показано, что прохождение тока в цилиндрическом магнетроне при индукции магнитного поля большей критической, не может быть объяснено наличием распределения электронов по начальным скоростям. Оно объясняется наличием конечного фронта возрастания анодного напряжения и действием на ранее вышедшие электроны вновь выходящих электронов из катода. В результате вместо двухпоточного движения электронов образуется однопоточное. Формируется облако электронов, вращающихся вокруг катода. В облаке возникают колебания пространственного заряда. Некоторым электронам передаётся энергия колебаний, достаточная для попадания на анод, что обеспечивает протекание тока.

В нашем случае при токе эмиссии катода 50 пА за время фронта напряжения порядка 10 нс из катода выходило примерно 5 электронов. Очевидно, что такое количество электронов не могло создать облако пространственного заряда, в котором могли возникнуть колебания с энергией, достаточной для сообщения электрону энергии, необходимой для достижения анода.

Наиболее вероятным механизмом протекания тока возможен из-за попадания электронов на анод за счёт погрешности ориентации (неортогональности) электрического и магнитного полей. Вектор напряжённости электрического поля при этом будет иметь составляющую E_1, перпендикулярную к вектору магнитной индукции, и составляющую, параллельную ей E_2. В первом случае воздействие полей В и E_1 приводит к циклоидальному движению электрона в плоскости, перпендикулярной к плоскости чертежа. Во втором случае магнитное поле вынуждает электрон двигаться по окружности в плоскости, перпендикулярной к направлению поля, а электрическое поле ускоряет его. В результате получается винтовая линия с увеличивающимся шагом. В этом случае электрон будет перемещаться по

направлению к торцевому электроду вдоль магнитного поля, с каждым периодом эпициклоиды всё более удаляясь от катода (рисунок 2.12). Достигнув торцевого

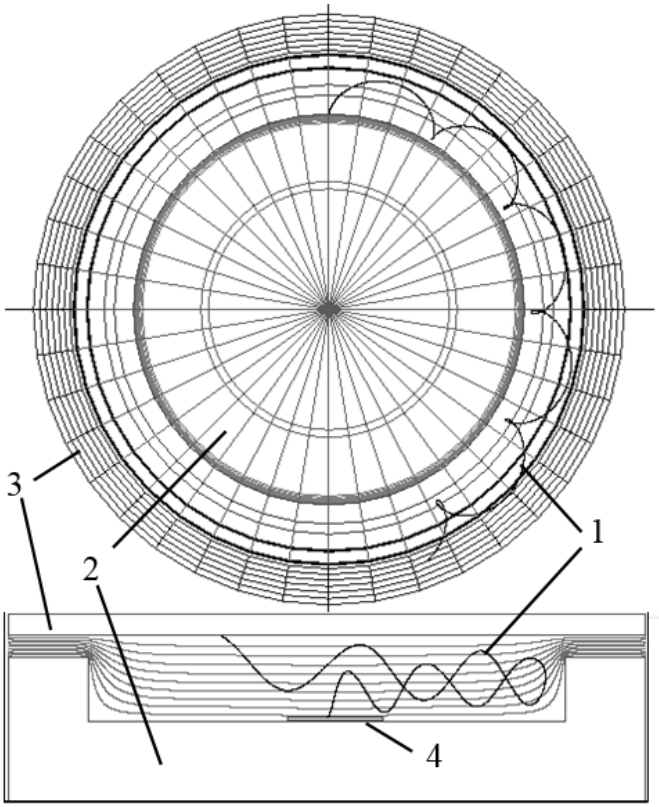


Рисунок 2.12 – Проекция траектории движения электрона на радиус при угле между векторами электрического поля и магнитной индукции 85 градусов; 1 – траектория электрона; 2 – катод; 3 – анод; 4 – эмитирующая поверхность

электрода, электрон, попадая в тормозящее поле, остановится и затем начнёт движение в обратную сторону аналогичным образом, пока не достигнет анода.

Для оценки влияния угла неортогональности между векторами электрического поля и магнитной индукции на характер движения электронов в межэлектродном промежутке проводилось моделирование движения электронов [68–70] в программе «Focus» [71]. Моделирование проводилось без учёта рассеяния электронов на молекулах газа. Конструкция цилиндрического магнетрона имела следующие размеры: длина катода и анода 12 мм, а диаметр 5 и 10 мм соответственно. Эмитирующая часть представляла собой кольцо шириной 1 мм и располагалась в центральной части катода. Напряжение на аноде составляло 7,5 В. Величина магнитной индукции составляла 10 мТл, что в два раза больше критического значения. При моделировании менялась величина угла между вектором магнит-

ной индукции и горизонтальной плоскостью цилиндра катода и одновременно менялся угол между вектором магнитной индукции и вертикальной плоскостью. Работа выхода эмитирующей части катода задавалась 3,9 эВ, а не эмитирующей части катода, анода и торцевых электродов задавалась равной 4,5 эВ. Это обеспечивало возвращение электронов только на эмитирующую поверхность катода.

При расчёте зависимости доли электронов, дошедших до анода, от степени неортогональности векторов электрического и магнитного полей угол вылета электронов из катода изменялся в диапазоне 0 – 180 градусов.

На рисунке 2.13 а показана зависимость доли вышедших из катода и дошедших до анода электронов от величины угла между векторами электрического поля и магнитной индукции. Из неё видно, что с уменьшением угла растёт число электронов, достигающих анода. Это будет приводить к росту фонового тока, не

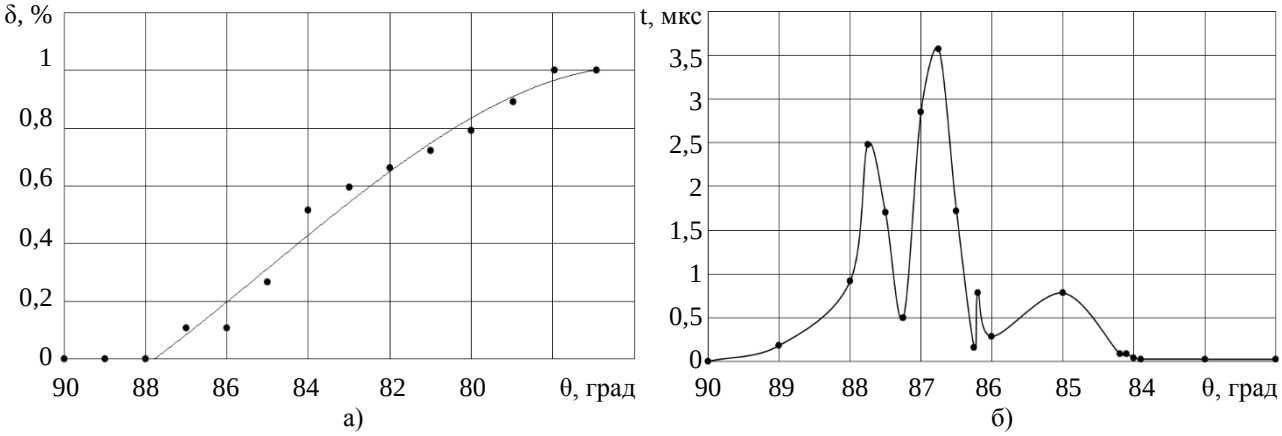


Рисунок 2.13 – Зависимость доли дошедших до анода электронов (а) и время движения электрона в межэлектродном промежутке (б) от угла между вектором электрического поля и магнитной индукции

связанного с рассеянием электронов на молекулах газа, что будет ограничивать нижний предел измеряемого давления.

На рисунке 2.13 б приведена зависимость времени движения электрона в межэлектродном промежутке от величины угла между векторами электрического поля и магнитной индукции. Зависимость имеет ряд максимумов. Расчёт показал, что в диапазоне углов от 90 до 86 градусов время движения ограничивается возвращением электрона на эмитирующую поверхность катода. При меньших углах время движения в основном ограничивается попаданием электронов на анод. Данная зависимость показывает, что вакуумметрическая чувствительность будет

зависеть от величины угла между векторами электрического поля и магнитной индукции. При некотором угле она будет максимальной.

Помимо неортогональности электрического и магнитного полей, в работе [72] рассматривался механизм электрон-электронного рассеяния. В данной работе показано, что электрон-электронные столкновения могут создавать ток, не связанный с давлением и ограничивать нижний предел измерения. Однако при значениях тока эмиссии сотен пикоампер концентрация электронов в межэлектродном промежутке слишком мала, чтобы этот механизм был определяющим.

2.5. Выводы по главе

1. Разработана теория метода измерения давления в отпаянном магнетроне, основанного на рассеянии электронов молекулами газа в скрещенных электрическом и магнитном полях. Получено выражение, связывающее частоту двукратного спада со средним временем пролёта электрона до анода.

2. Проведено моделирование движения электронов в межэлектродном промежутке методом Монте-Карло. Получена зависимость частоты двукратного спада от давления, линейная в диапазоне семи порядков (от 10^{-5} до 10^{2} Па).

3. Экспериментально подтверждена возможность измерения давления газа методом рассеяния электронов молекулами в отпаянном магнетроне с линейной шкалой в интервале 10^{-3} – 10^{-1} Па.

4. Установлено, что при давлениях ниже 10^{-3} Па зависимость частоты двукратного спада от давления отклоняется от линейной и перестаёт быть чувствительной к изменению давления. Это связано с появлением составляющей тока, не связанной с рассеянием электронов на молекулах газа. Основной причиной такого тока является неортогональность электрического и магнитного полей.

ГЛАВА 3. Исследование широкодиапазонного манометрического преобразователя в области низкого вакуума (1 – 10^5 Па)

В главе 2 были представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований метода измерения давления, основанного на рассеянии электронов молекулами газа в скрещенных электрическом и магнитном полях. Показано, что данный метод обеспечивает измерение давления газа в диапазоне от 10^{-5} до 10^{-3} Па. Однако для применения метода в более широком диапазоне давлений воздуха (1 – 10^5 Па), вплоть до атмосферного, требуется источник электронов, устойчивый к действию при атмосферном давлении, так как термокатод не может быть использован, поскольку выходит из строя при взаимодействии с кислородом воздуха. Настоящая глава посвящена разработке широкодиапазонного вакуумметра на основе рассеяния электронов молекулами газа, позволяющего расширить верхний предел измерений до 10^5 Па.

3.1. Выбор источника электронов

Для создания широкодиапазонного манометрического преобразователя необходим источник электронов, устойчивый к действию воздуха при атмосферном давлении. Рассмотрим основные требования к источнику электронов:

1) устойчивость к действию воздуха при давлении 10^5 Па. Эмиссионная способность эмиттера не должна изменяться под действием кислорода атмосферного воздуха, ток эмиссии может быть мерой давления;

2) допустимость прогрева до 400 °С. Такое значение температуры характерно для процессов обезгаживания электронных приборов и вакуумных систем.

Рассмотрим, какие виды эмиссии электронов удовлетворяют этим требованиям.

Использование термоэлектронной эмиссии невозможно, из-за окисления кислородом воздуха накаливаемого катода при давлении воздуха большем 10 Па и последующем выходе его из строя [12]. Кроме этого, в работе [73] показано, что использование прямонакального катода из платины ограничено при давлении

воздуха выше 100 Па, вследствие влияния поверхностной ионизации углекислого газа, содержащегося в воздухе, на нити накала с образованием отрицательных ионов.

Применение автоэлектронной эмиссии требует создания у катода напряжённости электрического поля порядка 10^6 В/см [74]. При напряжении между анодом и катодом в несколько десятков вольт для получения тока порядка 1 нА необходимо устанавливать анод на расстоянии порядка 150 мкм от катода, что исключает пространство для взаимодействия электронов с газом. Дело в том, что в исследуемом методе измерения давления электрон должен достигать анода исключительно за счёт рассеяния на молекулах газа. При больших расстояниях между катодом и анодом необходимо напряжение величиной несколько киловольт. При таком напряжении при определённом давлении в диапазоне 10^{-5} – 10^5 Па неизбежно возникновение газового разряда в межэлектродном промежутке, что при исследуемом способе измерения давления недопустимо. Поэтому использование автоэлектронной эмиссии для исследуемого метода измерения давления газа не представляется возможным.

Рассмотрим возможность использования фотоэлектронной эмиссии. Фотокатоды эмитирующие электроны под действием инфракрасного или видимого света (кислородно-серебряно-цезиевые, мультищелочные) при взаимодействии с кислородом воздуха выходят из строя, так как в них используются щелочные металлы, вступающие в реакцию с кислородом воздуха [75]. Чем выше фотоэлектронная работа выхода материала, тем он более устойчив к действию кислорода воздуха и паров воды в воздухе. Все металлы с работой выхода большей 4,5 эВ (медь, вольфрам, никель и т.д.) устойчивы к действию атмосферного воздуха. Поэтому при облучении их излучением с энергией квантов большей работы выхода принципиально реализуется устойчивый к действию воздуха фотокатод. Для этого требуется источник ультрафиолетового (УФ) излучения в диапазоне (185), 254 – 260 нм. Энергия кванта излучения (6,72), 4,88 эВ – 4,78 эВ соответственно.

Следует ожидать, что металлы с меньшей работой выхода, но устойчивые к действию воздуха (вероятно, благодаря наличию защитной оксидной плёнки), та-

кие как галлий (работа выхода 3,9 эВ) и индий (работа выхода 3,8 эВ), будут обладать существенно большей эффективностью фотоэмиссии при облучении УФ-излучением с длинами волн 255–260 нм по сравнению с металлами, имеющими работу выхода порядка 4,5 эВ. Тонкая оксидная плёнка на поверхности этих металлов не является препятствием для выхода фотоэлектронов, если её толщина не превышает нескольких нанометров, а работа выхода материала под плёнкой остаётся достаточно низкой. Металлические фотокатоды допускают нагрев до 400 °С. Галлий имеет низкую температуру плавления (29,8 °С), однако давление его насыщенных паров при данной температуре составляет приемлемые для вакуумной техники 10^{-5} Па.

Таким образом, применение фотоэмиссии для создания источника электронов в предлагаемом манометрическом преобразователе является единственно возможным.

В качестве источников УФ-излучения могут быть использованы миниатюрные лампы тлеющего разряда с резонансной линией ртути на длине волны 254 нм и УФ светодиоды на длинах волн 255 нм и 285 нм.

Целесообразнее использовать УФ светодиоды, так как по сравнению с ними газоразрядные лампы тлеющего разряда имеют большие габариты, и длительное время (десятки минут) установления мощности излучения после включения лампы, обусловленное установлением стационарного давления паров ртути.

Светодиод можно расположить вне объёма манометрического преобразователя и вводить излучение через кварцевое окно (кварц марки КУ). При расположении светодиода в объёме датчика следует обеспечить его охлаждение через стенку манометрического преобразователя для обеспечения постоянства мощности излучения. На работу светодиода не влияет наличие магнитного поля. Он может работать как в непрерывном, так и импульсном режиме.

Таким образом показано, что фотоэмиссия металлов под действием УФ излучения принципиально обеспечивает возможность создания источника электронов устойчивого к действию воздуха при атмосферном давлении.

3.2. Экспериментальное исследование спектральной чувствительности фотоэмиссионных материалов в диапазоне длин волн УФ-излучения 255 – 285 нм

При определении материала для фотокатода манометрического преобразователя, необходимы данные по чувствительности фотоэмиссии различных материалов, устойчивых к действию воздуха при атмосферном давлении. Поскольку литературные данные по фотоэмиссионной чувствительности металлов в условиях взаимодействия с воздухом отсутствовали, чувствительность определялась экспериментально [76].

Измерение чувствительности заключалась в регистрации тока фотоэмиссии при облучении материала излучением УФ-светодиода в вакууме при известной мощности излучения.

В качестве объекта исследования использовались макеты вакуумных диодов с плоскопараллельными электродами. В качестве фотокатода диода использовался исследуемый материал. Анод изготавливался из меди и располагался на расстоянии 15 мм от катода. Площадь электродов диода была одинаковой и составляла 49 мм^2. Под углом к оси диода располагался УФ светодиод. Излучение светодиода падало на катод, образуя пятно диаметром 2 мм.

В качестве УФ светодиодов использовались светодиоды серии BioUV UVTOP280TO39HS с минимальной мощностью 300 мкВт и длиной волны 285 нм, UVTOP255TO39BL с минимальной мощностью 180 мкВт, и длиной волны 255 нм. Энергия фотона на длине волны 255 нм составляет 4,7 эВ, на длине 285 нм – 4,38 эВ. Оба светодиода излучали фотоны с энергией большей работы выхода для фотоэмиссии из большинства металлов.

3.2.1 Методика эксперимента

Диод с исследуемым фотокатодом и УФ светодиодом помещался под вакуумный колпак, который откачивался до давления 10^{-3} Па. Блок-схема измерения вольтамперной характеристики представлена на рисунке 3.1.

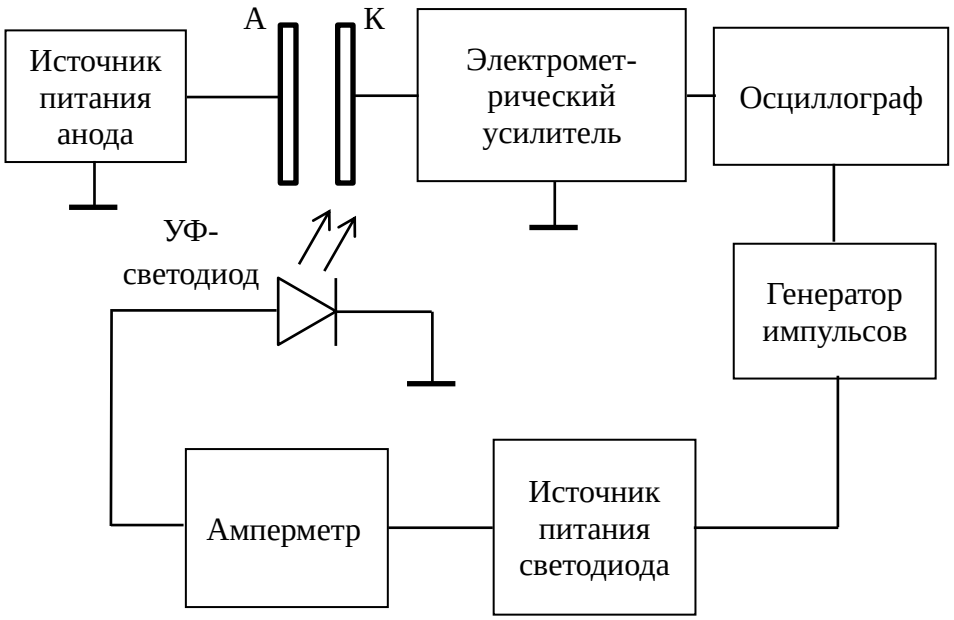


Рисунок 3.1 – Блок-схема экспериментальной установки

В процессе исследования измерялся ток фотоэмиссии катода из различных материалов при облучении его УФ-излучением с длиной волный 255 нм и 280 нм. Спектральная чувствительность материала фотокатода определялась как частное от деления фототока в режиме насыщения на мощность падающего излучения.

Для исключения перегрева светодиода в вакууме использовался импульсный режим работы: длительность импульса 5 с, пауза 55 с, ток светодиода 20 мА в импульсе. Измерения производились при напряжении между анодом и фотокатодом порядка 30 В, что обеспечивало токопрохождение в режиме насыщения. Расстояние между фотокатодом и анодом составляло 1,5 см.

В качестве фотокатодов были исследованы: галлий, индий, свинец, ниобий, вольфрам, углерод, нитрид титана, тантал, окись олова, золото.

3.2.2 Результаты эксперимента

Экспериментальные данные по фотоэмиссии различных токопроводящих материалов были получены в результате снятия вольт-амперных характеристик экспериментального диода.

Вольт-амперные характеристики исследованных материалов представлены на рисунках 3.2, 3.3, 3.4 и 3.5.

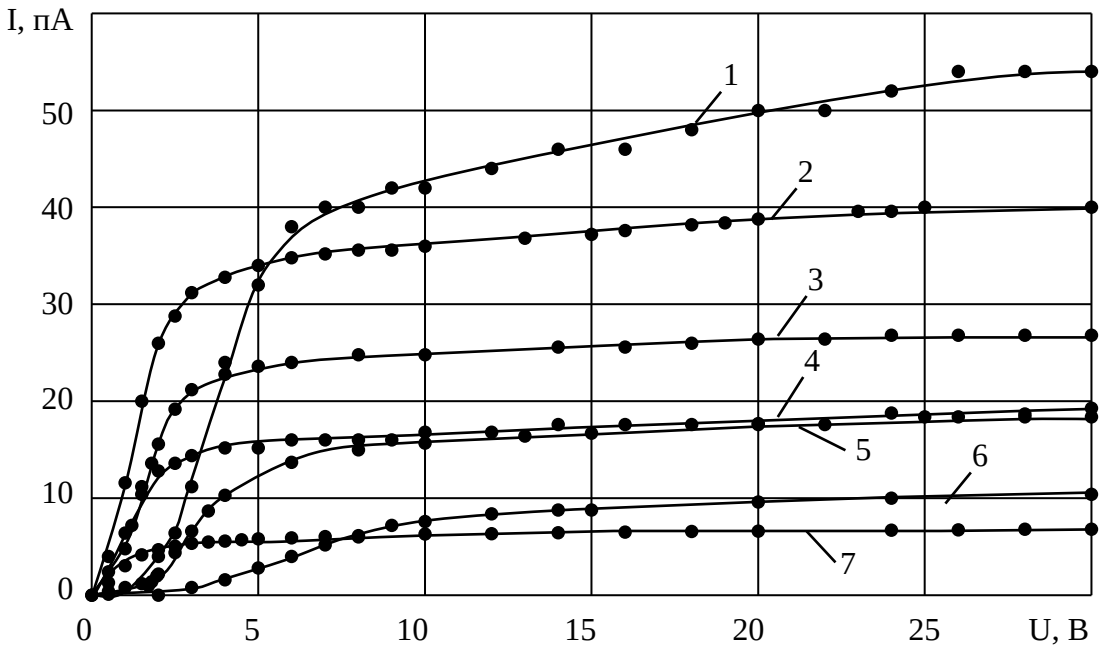


Рисунок 3.2 – Вольт-амперные характеристики материалов при УФ-облучении (λ=255 нм): 1 – свинец; 2 – ниобий; 3 – вольфрам; 4 – углерод; 5 – никель; 6 – нитрид титана; 7 – тантал

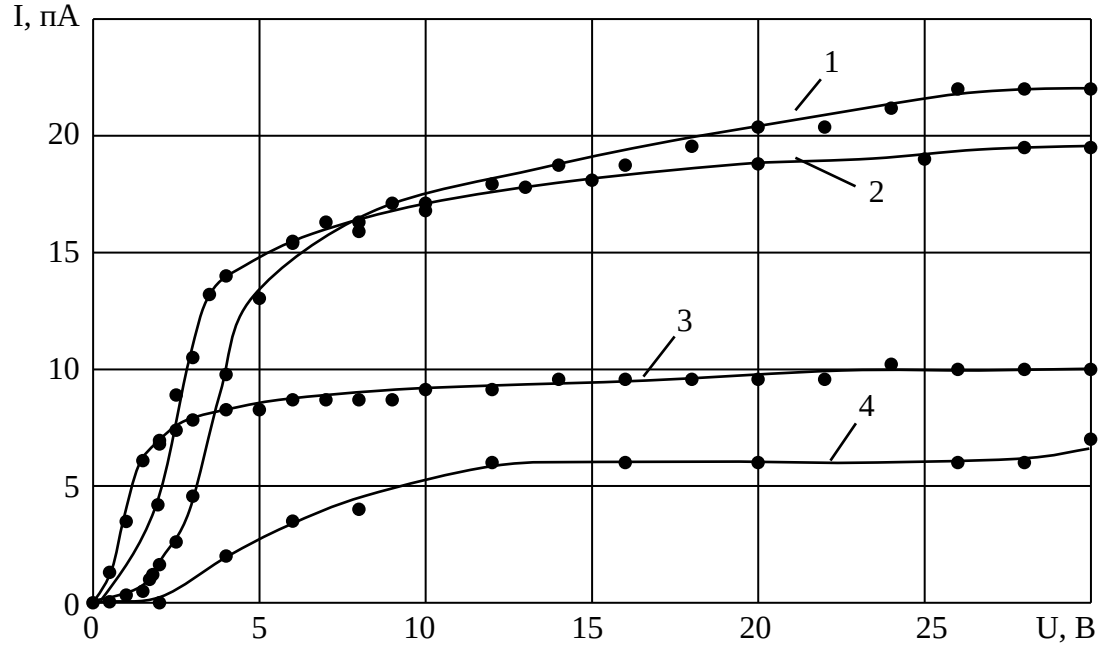


Рисунок 3.3 - Вольт-амперные характеристики материалов при УФ-облучении (λ=280 нм): 1 – свинец; 2 – никель; 3 – углерод; 4 – вольфрам

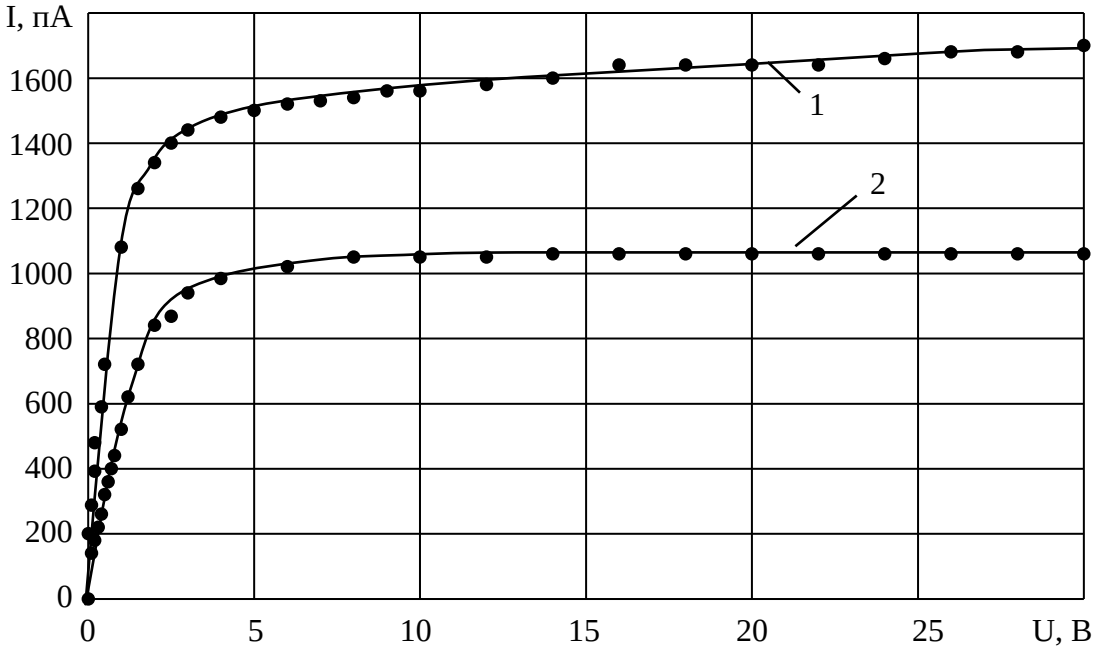


Рисунок 3.4 - Вольт-амперные характеристики материалов при УФ-облучении (λ=255 нм): 1 – галлий; 2 – индий

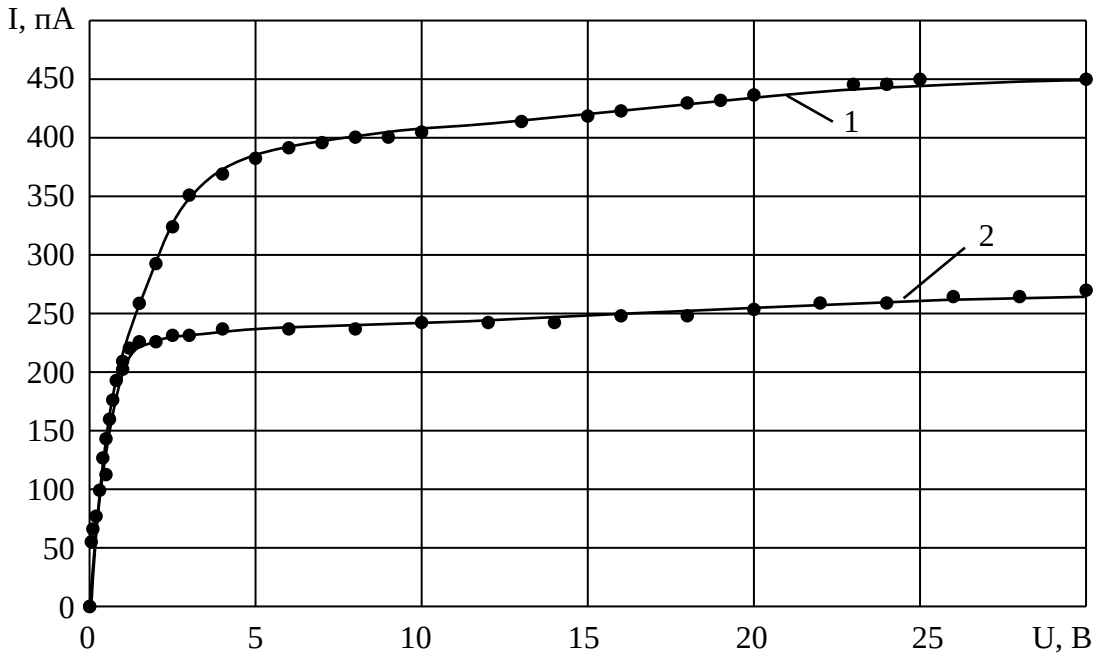


Рисунок 3.5 - Вольт-амперные характеристики материалов при УФ-облучении (λ=280 нм): 1 – галлий; 2 – индий

Для наглядности результаты измерений сведены в гистограмму для длин волн облучения 255 нм и 280 нм (рисунок 3.6).

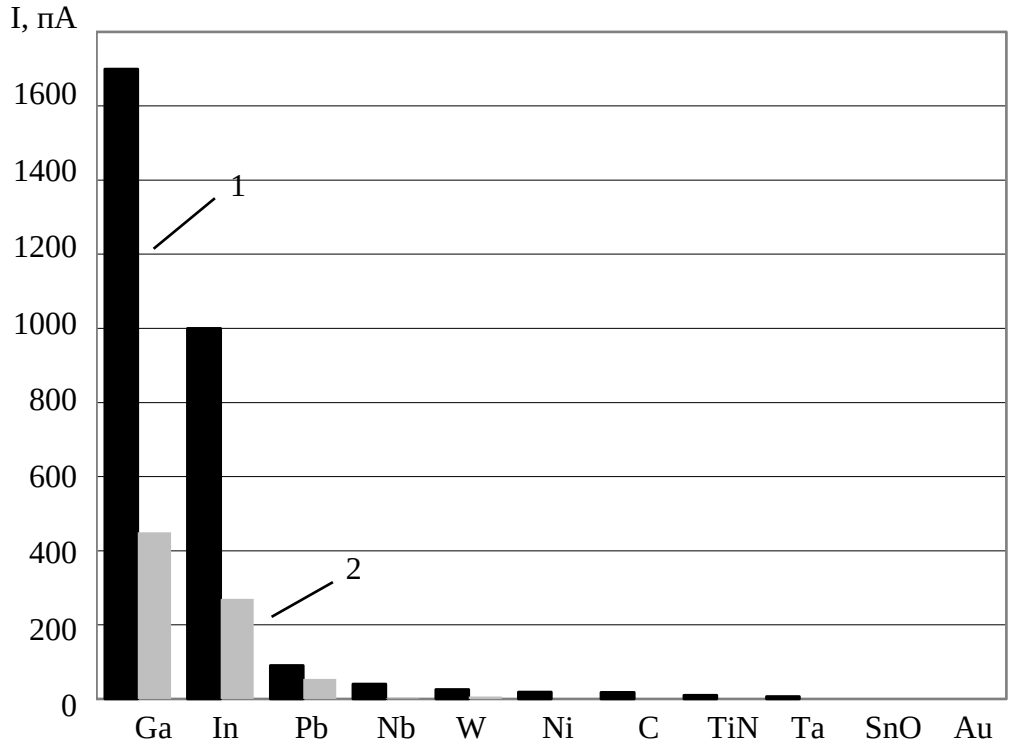


Рисунок 3.6 – Гистограмма фототоков исследованных материалов при облучении их УФ с длиной волны 255 нм (1) и 280 нм (2)

В таблице 1 приведены исследуемые материалы, их работа выхода и эффективность фотоэмиссии при длинах волн 255 и 285 нм.

Таблица 1

Работа выхода и фоточувствительность различных материалов.

Название материала	Работа выхода, эВ	Фоточувствительность, пА/мкВт	
		λ = 255 нм	λ = 285 нм
Галлий	3,99	7,08	0,98
Индий	3.8	4,17	0,5
Свинец	4	0,225	0,045
Ниобий	4.2	0,16	0,002
Никель	4.5	0,125	0,04
Вольфрам	4.54	0,108	0,01
Углерод	4.7	0,06	0,02
Нитрид титана	3.95	0,045	0
Тантал	3.9	0,028	0

Наибольшую фотоэмиссию при облучении УФ-излучением с длиной волны 255 нм и мощностью 240 мкВт обеспечил катод на основе галлия. Ток эмиссии составил 1,7 нА, что соответствует фоточувствительности 7,08 пА/мкВт. Для индия этот показатель составил 1 нА (4,17 пА/мкВт).

Несмотря на то, что работа выхода галлия (3,96 эВ) несколько выше, чем у индия (3,80 эВ), галлий обеспечил существенно большую эмиссию. Вероятно, меньший уровень эмиссии индия связан с наличием примесей или оксидных плёнок на поверхности, уменьшающих эффективную работу выхода.

Наиболее подходящим материалом по величине фоточувствительности является галлий. Однако его недостаток – взаимодействие с металлической подложкой с образованием сплавов, что может снижать эффективность эмиссии. Поэтому при использовании галлия необходимо обеспечить его нанесение на проводящую подложку, с которой он не образует сплавов.

Альтернативой может служить индий, который имеет меньшую фоточувствительность, но не взаимодействует с подложкой с образованием сплавов. Указанный критерий важен при ограниченной мощности излучения (240–480 мкВт). При использовании мощности в десятки мВт возможно применение и других материалов.

3.3. Теоретическое исследование метода в области низкого вакуума

3.3.1 Исследование зависимости времени пролёта электрона в межэлектродном промежутке от давления газа

В области высокого вакуума в качестве меры давления использовалось время равное периоду меандра на частоте, при которой ток уменьшался вдвое по сравнению с низкочастотным значением. Это время однозначно связано со временем пролёта электроном межэлектродного промежутка. Поэтому исследуем зависимость времени пролёта от давления газа в области низкого вакуума ($1 – 10^5$ Па).

Пусть к диоду с плоским межэлектродным промежутком приложено знакопеременное напряжение в форме меандра. Из катода под действием ультрафиоле-

тового излучения выходят электроны, создавая поток с плотностью J_0. Межэлектродный промежуток заполнен газом при таком давлении, что длина свободного пробега электрона намного меньше межэлектродного расстояния. Амплитуда приложенного напряжения меньше потенциала ионизации газа. Величина магнитного поля больше критической и направлена перпендикулярно вектору электрического поля. Прилипание электронов к молекулам газа отсутствует. Взаимодействием электронов между собой пренебрегаем.

В скрещенных электрическом и магнитном полях электроны начинают двигаться по эпициклоиде за счёт действия на них силы Лоренца.

Магнитное поле в зависимости от давления газа будет влиять на движение электронов по-разному. Если длина свободного пробега электрона меньше или соизмерима с радиусом эпициклоиды (область высоких давлений), то в этом случае магнитное поле не оказывает заметного влияния на движение электрона, значение тока анода с магнитным полем и без магнитного поля совпадают. Если длина свободного пробега больше радиуса эпициклоиды (область низких давлений), то в таком случае траекторией электронов является эпициклоида, радиус которой зависит от величины магнитного поля. Поэтому в области низких давлений значение тока анода с магнитным полем будет меньше значения тока катода без магнитного поля.

Таким образом, движение электронов к аноду в случае, когда длина свободного пробега электрона меньше или соизмерима с радиусом эпициклоиды, действием магнитного поля на движение электрона можно пренебречь, и тогда движение электронов к аноду можно описывать дрейфом и диффузией в газе [77].

Найдём распределение электронов в пространстве между электродами для оценки условий преобладания дрейфа или диффузии в движении электронов к аноду [78]. Плотность потока электронов при постоянном напряжении между электродами равна:

$$J_0 = -D_e \frac{dN_e}{dx} + V_e N_e, \qquad (3.1)$$

где D_e – коэффициент диффузии электронов, V_e – дрейфовая скорость электрона, N_e – концентрация электронов, x – координата.

Решение этого уравнения с граничным условием $N_e = 0$ при $x = d$, где d – расстояние между катодом и анодом, имеет вид:

$$N_e = \frac{J_0}{V_e}\left(1 - \exp\left[-\frac{V_e}{D_e}(d - x)\right]\right), \qquad (3.2)$$

Если $V_e d / D_e >> 1$, то в основной части межэлектродного пространства диффузией можно пренебречь.

Рассмотрим случай, когда перемещение электронов от катода к аноду обусловлено преимущественно дрейфом в электрическом поле [79]. Эти условия соответствуют области измеряемых давлений и напряжённости электрического поля в предлагаемом манометрическом преобразователе.

Подвижность электронов уменьшается с ростом давления, поэтому будет увеличиваться время дрейфа электрона до анода. Давление газа будем определять путём увеличения частоты меандра от фиксированной низкой частоты и измерения постоянной составляющей тока диода. Мерой давления выберем частоту меандра, при которой постоянная составляющая тока диода уменьшается вдвое по сравнению с её значением на низкой частоте. Низкой считается частота, при которой время дрейфа электрона в межэлектродном промежутке намного меньше положительного полупериода меандра. Будем считать, что длительность фронтов меандра много меньше времени дрейфа электрона от катода до анода, и их роль не будем учитывать. Определим зависимость частоты спада постоянной составляющей тока диода до уровня 0,5 от её низкочастотного значения от давления газа.

В положительный полупериод напряжения меандра электрон, вышедший из катода, дрейфует к аноду. Пусть электрон начинает дрейф к аноду в момент начала положительного полупериода. Если время дрейфа электрона равно длительности положительного полупериода, то, достигнув плоскости анода, электрон начнёт движение в обратную сторону, поскольку в этот момент меняется поляр-

ность напряжения. Все электроны, вышедшие из катода, в этот же положительный полупериод, но после данного электрона, не достигнут плоскости анода к моменту смены знака напряжения и вернутся на катод в отрицательный полупериод меандра. В результате в цепи диода будет протекать переменный ток, а постоянная составляющая тока будет равна нулю.

При увеличении длительности положительного полупериода появится постоянная составляющая, величина которой определяется следующим образом:

$$I = \frac{1}{T} \int_0^{\frac{T}{2} - t_{\partial p}} I_S dt \tag{3.3}$$

где T – период меандра, $t_{\partial p}$ – время дрейфа электрона от катода до анода, I_s – ток электронов, выходящих из катода.

Поскольку I_s не зависит от времени, то:

$$I = \frac{I_S}{T}\left(\frac{T}{2} - t_{\partial p}\right), \tag{3.4}$$

Если длительность положительного полупериода меандра намного больше времени дрейфа электрона от катода к аноду, то постоянная составляющая тока на низкой частоте будет равна:

$$I = \frac{I_S}{T}, \tag{3.5}$$

Тогда величина тока на уровне половины величины тока на низкой частоте будет равна:

$$I_{0,5} = \frac{I_n}{2} = \frac{I_s}{4} = \frac{I_s}{T_{0,5}}\left(\frac{T_{0,5}}{2} - t_{\partial p}\right), \tag{3.6}$$

где $T_{0,5}$ – период меандра на частоте, при которой ток диода уменьшается вдвое по сравнению с его значением на низкой частоте.

Из этого выражения следует, что:

$$T_{0,5} = 4t_{\partial p}, \tag{3.7}$$

Тогда частота, соответствующая этому периоду, будет равна:

$$F_{0,5} = \frac{1}{4t_{др}}, \tag{3.8}$$

Время дрейфа электрона от катода до анода определяется по формуле:

$$t_{др} = \frac{d}{V_e} = \frac{d}{\mu(p)E} = \frac{d^2}{\mu(p)U}, \tag{3.9}$$

где d – межэлектродное расстояние, V_e – дрейфовая скорость электрона, $\mu(p)$ – подвижность электрона в данном газе, зависящая от давления, U – напряжение между катодом и анодом.

Отсюда частота двукратного спада равна:

$$F_{0,5} = \frac{\mu(p)U}{4d^2}, \tag{3.10}$$

Поскольку подвижность электронов в газе уменьшается с ростом давления, то $F_{0,5}$ будет уменьшаться по такому же закону.

На рисунках 3.7 и 3.8 представлены рассчитанные по формуле 3.10 зависимости частоты спада на уровне 0,5 от давления неона и азота для межэлектродного расстояния 2 мм и амплитуды меандра 7,5 В. Дрейфовая скорость определялась по экспериментальным данным в работе [79].

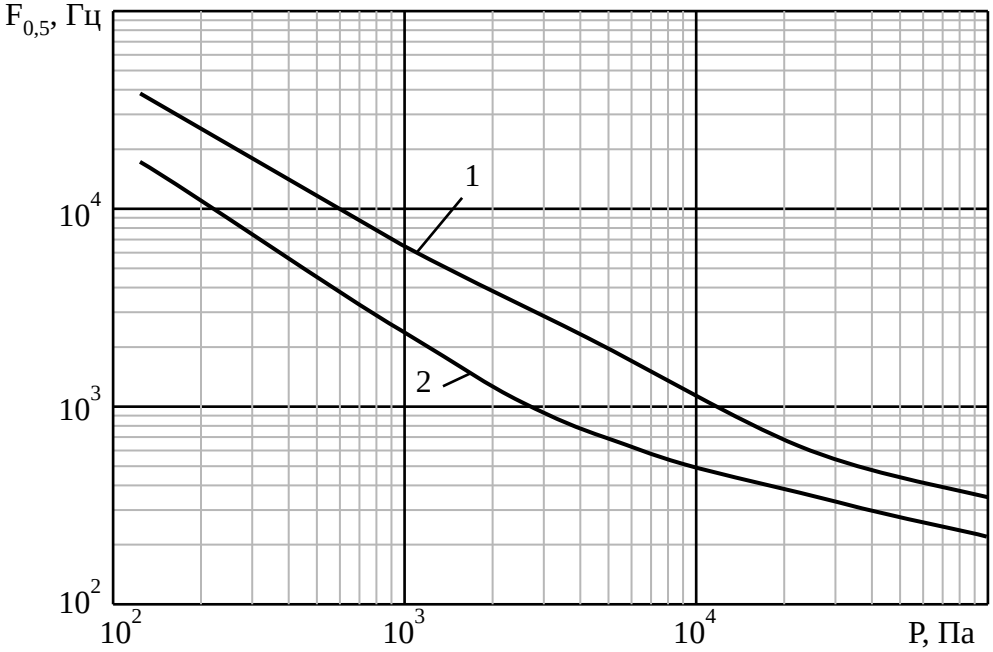


Рисунок 3.7 - Зависимость частоты двукратного спада от давления неона 1 и азота 2

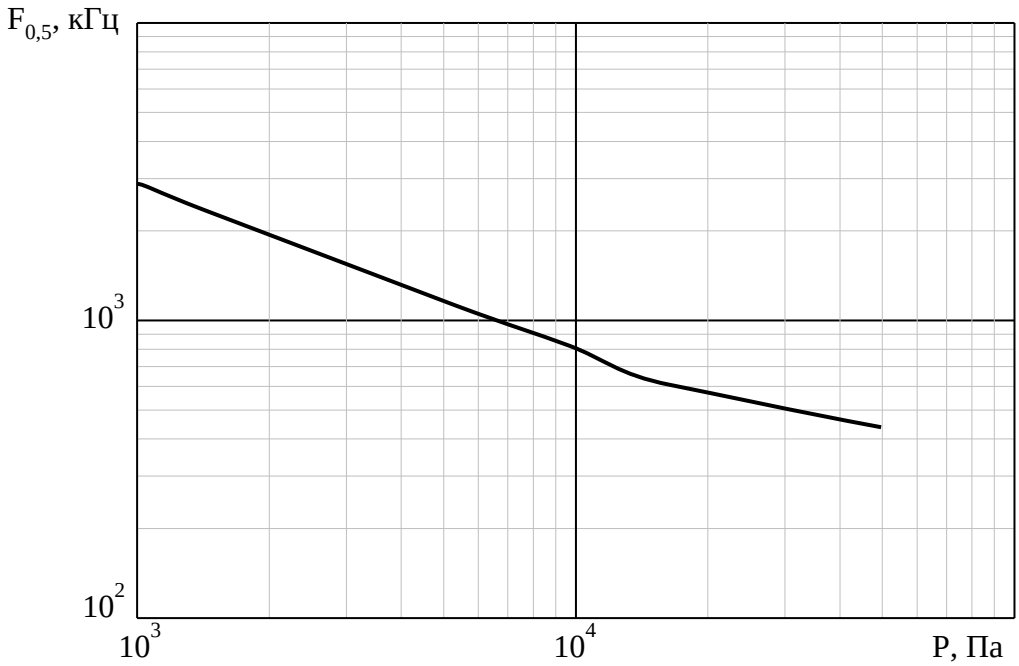


Рисунок 3.8 - Зависимость частоты двукратного спада от давления воздуха

По данным зависимостям можно сделать вывод, что частота (или период меандра), при которой постоянная составляющая тока уменьшается вдвое по сравнению с низкочастотным значением, определяются давлением и родом газа в диоде. Это показывает возможность измерения давления газа в области низкого вакуума путём использования зависимости среднего времени пролёта электрона в межэлектродном промежутке от давления

3.3.2 Исследование токопрохождения в манометрическом преобразователе в области низкого вакуума

Цель исследования заключалась в разработке метода расчёта доли электронов, достигающих анода, с учётом возврата части электронов на катод при напряжении между электродами меньшем потенциала ионизации газа и длине свободного пробега электрона меньшем расстояния катод-анод.

В диапазоне давлений 10^2 – 10^5 Па, когда длина свободного пробега электронов меньше межэлектродного расстояния (2 мм), уменьшение тока анода с ростом давления может происходить, за счёт увеличения доли электронов, возвращающихся на катод после рассеяния на молекулах газа. Другой причиной умень-

шения тока анода может быть ограничение тока пространственным зарядом электронов за счёт уменьшения скорости дрейфа электронов в газе с ростом давления. Кроме этого, в воздухе образуются отрицательные ионы, подвижность которых ниже, чем у электронов.

Расчёт в [68] показал, что при давлении 10^5 Па напряжённость электрического поля, пространственного заряда у катода составляла $1{,}4 \cdot 10^{-4}$ В/см, что более чем на 4 порядка меньше напряжённости электрического поля источника анодного напряжения (37,5 В/см). Отсюда следует, что в данных условиях ограничение тока пространственным зарядом электронов не происходит, так как не образуется минимума потенциала у катода.

Моделирование движения электронов в межэлектродном промежутке производилось в среде «Mathcad 15». В качестве исследуемых газов были выбраны неон, гелий, аргон и азот. Неон, гелий и аргон были выбраны по причине того, что при используемой напряжённости электрического поля соударения между электронами и атомами газа в основном упругие. Азот был выбран для оценки влияния неупругих столкновений.

Анодное напряжение и расстояние между электродами составляли 7,5 В и 2 мм. Межэлектродный промежуток считался плоским, так как межэлектродное расстояние было меньше ширины катода (30 мм), а отношение радиусов анода и катода составляло 1,33.

Решение задачи заключалось в поочерёдном запуске электронов с катода и расчёте текущей координаты электрона в направлении анода. Электрон вылетал с катода с заданной начальной скоростью под случайным углом θ относительно поверхности катода и двигался по прямолинейной траектории до столкновения с молекулой. Угол вылета задавался генератором случайных чисел. Длина свободного пробега электрона до столкновения с атомом газа определялась по начальной кинетической энергии электрона по зависимости сечения рассеяния от кинетической энергии электрона. При рассеянии на атоме инертного газа рассчитывалась потеря энергии электрона на упругое столкновение, при моделировании движения в среде молекулярного газа азота дополнительно учитывались потери энергии

электрона на возбуждение колебательных уровней атомов. Рассеяние считалось изотропным, а угол рассеяния задавался генератором случайных чисел. После столкновения электрон продолжал движение в межэлектродном промежутке до рассеяния на другом атоме. После очередного рассеяния вновь рассчитывались длина пробега и координата в направлении анода. Расчёт останавливался при пересечении электроном координаты анода или катода. После этого из катода запускался следующий электрон, и определялось, куда он попадёт на анод или катод. Таким образом, производилось заданное число пусков электронов и определялась доля электронов, достигших анода.

При моделировании также учитывалась вторичная эмиссия катода и анода. При энергии падающих на катод электронов 1эВ коэффициент вторичной эмиссии находится примерно в диапазоне 0,3-0,4 [80]. Поэтому для учёта вторичной эмиссии катода и анода каждый третий электрон, попадающий на анод или катод, возвращался в межэлектродный промежуток и продолжал движение. Длина пробега электрона до столкновения с атомом газа λ рассчитывалась по формуле:

$$\lambda = \frac{1}{133{,}3 \cdot \sigma(W) N_0 \dfrac{760}{p}}, \tag{3.11}$$

где $\sigma(W)$ – транспортное сечение рассеяния электрона на атоме, зависящее от энергии электрона, W – кинетическая энергия электрона, N_0 – концентрация атомов газа при давлении 10^5, равная $2{,}7 \cdot 10^{19}$, см$^{-3}$, p – давление газа.

Зависимость транспортного сечения рассеяния электрона аппроксимировалась по табличным данным [65] с помощью обобщённой регрессии.

Полученная формула для неона:

$$\sigma(W) = (0{,}143 + 2{,}17W^{0{,}5} - 0{,}764W + 0{,}035W^2) \cdot 10^{-16}, \tag{3.12}$$

Полученная формула для аргона:

$$\sigma(W) = (5.086 - 10.996 \cdot W^{0.5} + 6.564 \cdot W - 0.227 \cdot W^2) \cdot 10^{-16}, \tag{3.13}$$

Полученная формула для гелия:

$$\sigma(W) = (4.939 + 3.279 \cdot W^{0.5} - 1.343 \cdot W + 0.03 \cdot W^2) \cdot 10^{-16}, \tag{3.14}$$

Зависимость транспортного сечения от энергии для азота имеет сложный вид, поэтому она разбивалась на 4 участка и для каждого из них проводилась аппроксимация. Полученная аппроксимация имеет вид:

$$\sigma(W)=\begin{cases}(-21,3+21,2W^{0,5}-6,6W-14,04W^{3}-9,9W^{5})\cdot10^{-16}, & 0\le W<1\ эВ\\ (477-2763W^{1,5}-1081W^{2}+62,8W^{3}-1,8W^{4})\cdot10^{-16}, & 1\le W<3,5\ эВ\\ (29,9-6,33W^{0,5}-1,627W^{1,5}+0,543W^{2})\cdot10^{-16}, & 3,5\le W<7,5\ эВ\\ (8,712+0,18W^{0,5}-0,18W^{1,5}+0,021W^{2})\cdot10^{-16}, & 7,5\le W<8,2\ эВ\end{cases} \quad (3.15)$$

Ниже представлена аппроксимация сечения рассеяния при неупругом столкновении первого рода для различных диапазонов энергий.

$$\sigma_{c1}(W)=\begin{cases}(-0,004+0,12W^{0,5}-0,36W^{1,5}+0,27W^{2})\cdot10^{-16}, & 0\le W<1,7\ эВ\\ (-200,6+245,7W^{0,5}-87,4W^{1,5}+25,6W^{2})\cdot10^{-16}, & 1,7\le W<3,6\ эВ\\ (21,05-21,62W^{0,5}+4,85W^{1,5}-1,15W^{2})\cdot10^{-16}, & 3,6\le W<5\ эВ\end{cases} \quad (3.16)$$

В остальных случаях сечение рассеяния при неупругих столкновениях первого рода полагалось равным 0.

Формулы для сечения рассеяния при неупругих столкновениях второго рода для различных диапазонов энергии представлены ниже.

$$\sigma_{c2}(W)=\begin{cases}(-0,044+0,12W^{0,5}-0,2W^{1,5}+0,13W^{2})\cdot10^{-16}, & 0,3\le W<1,22\ эВ\\ (128,1-218,6W^{0,5}-158,35W^{1,5}+67,15W^{2})\cdot10^{-16}, & 1,22\le W<3,6\ эВ\\ (7,673-8,93W^{0,5}+2,78W^{1,5}-0,75W^{2})\cdot10^{-16}, & 3,6\le W<5\ эВ\end{cases} \quad (3.17)$$

При энергии электрона от 5 до 8 эВ сечение рассеяние второго рода равнялось $0{,}035\cdot10^{-16}$ см^2, в остальных случаях равнялось 0.

Формулы для рассеяния при неупругих столкновениях σ_{cn} представлены ниже, где n – номер рода столкновения и изменяется в диапазоне от 3 до 10.

$$\sigma_{c3}(W)=(-421,6+675,4W^{0,5}-280,6W+4,1W^{3}-0,07W^{5})\cdot10^{-16}, \quad (3.18)$$

$$\sigma_{c4}(W)=(-311,7+488,7W^{0,5}-199,1W+2,7W^{3}-0,04W^{5})\cdot10^{-16}, \quad (3.19)$$

$$\sigma_{c5}(W)=(-1973+3199,8W^{0,5}-1364W+23,9W^{3}-0,513W^{5})\cdot10^{-16}, \quad (3.20)$$

$$\sigma_{c6}(W)=(-1600+2629W^{0,5}-1134W+20,728W^{3}-0,455W^{5})\cdot10^{-16}, \quad (3.21)$$

$$\sigma_{c7}(W)=(-2730+4389W^{0,5}-1855W+31,503W^{3}-0,648W^{5})\cdot10^{-16}, \quad (3.22)$$

$$\sigma_{c8}(W) = (-810,087 + 1767,8W^{0,5} - 1415W^{1,5} + 317,705W^{2}) \cdot 10^{-16}, \quad (3.23)$$

$$\sigma_{c9}(W) = (-310,4 + 804,072W^{0,5} - 625,489W^{1,5} + 136,521W^{2}) \cdot 10^{-16}, \quad (3.24)$$

$$\sigma_{c10}(W) = (-525,399 + 1055W^{0,5} - 812,287W^{1,5} + 175,718W^{2}) \cdot 10^{-16}, \quad (3.25)$$

Изменение координаты в направлении анода рассчитывалось по формуле

$$y = \frac{eE\Delta t^{2}100}{2m_e} + \upsilon_{y0}\Delta t + y_0, \quad (3.26)$$

где Δt – время, в течение которого электрон перемещается к аноду, υ_{y0} – начальная скорость электрона в направлении анода, y_0 – начальная координата электрона в направлении анода, E – напряжённость электрического поля, e – заряд электрона, m_e – масса электрона.

Напряжённость электрического поля имела размерность В/см, а координаты электрона были выражены в метрах, поэтому в числителе выражения (3.26) используется множитель 100.

Скорость электрона, обусловленная его начальной кинетической энергией, рассчитывалась по соотношению:

$$\upsilon = \sqrt{\frac{2W}{m_e}}, \quad (3.27)$$

Значение скорости в направлении анода под действием электрического поля определялась по соотношению:

$$\upsilon_y = \frac{100eE\Delta tn}{m_e} + \upsilon_{y0}, \quad (3.28)$$

где n – число итераций.

Значение кинетической энергии в момент соударения с молекулой газа в эВ вычислялось как:

$$W = \frac{m_e\upsilon^{2}}{2e}, \quad (3.29)$$

Потеря энергии при упругом соударении электрона с молекулой газа рассчитывалось по соотношению:

$$W_{ec} = W\left(1 - \frac{2m_e}{M}\right), \tag{3.30}$$

где M – масса молекулы.

При моделировании движения электрона в азоте, помимо потери энергии на упругое столкновение, учитывалась потеря энергии на возбуждение колебательных и вращательных уровней молекулы азота. Эта потеря рассчитывалась по соотношению:

$$W_{ec} = W - \Delta W, \tag{3.31}$$

где ΔW – потеря энергии при неупругом столкновении электрона с молекулой, значение которой зависит от рода столкновения, эВ.

В таблице 2 представлены значения потерь энергии в зависимости от рода столкновения, которые учитывались при расчёте. Значение потерь энергии определялось с помощью программы BOLSIG+ [80]. Это свободно распространяемая программа рассчитывает на основе кинетического уравнения Больцмана параметры движения электронов в различных газах (подвижность, среднюю энергию, коэффициенты диффузии и т.д.).

Таблица 2

Род столкновения	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Потеря энергии при столкновении, эВ	0,02	0,29	0,29	0,59	0,88	1,17	1,47	1,76	2,06	2,35

Определение рода столкновения и потери энергии электрона при неупругом столкновении с молекулой осуществлялось следующим образом. Сечения при упругих и неупругих столкновениях рассчитывалось по текущей энергии электрона. Затем все полученные значения суммировались.

Для каждого этого значения находилось его процентная составляющая от суммы:

$$\Delta\sigma_{cn} = \frac{\sigma_{cn} \cdot 10000}{\sigma_{\Sigma}}, \tag{3.32}$$

где σ_{Σ} – суммарное значение сечения рассеяния, n – номер рода рассеяния.

Таким образом, в диапазоне от 0 до 10000 содержится 11 отрезков, каждый из которых соответствует конкретному столкновению. С помощью генератора случайных чисел получаем число от 0 до 10000, и в зависимости от того, в какой отрезок попадало это число, используется транспортное сечение и потеря энергии электрона при неупругом столкновении с молекулой, соответствующее этому отрезку.

Путь, пройденный электроном, вычислялся по следующему соотношению:

$$S = S_0 + \sqrt{\left(x_t - x_k\right)^2 + \left(y_t - y_k\right)^2}, \tag{3.33}$$

где S – пройденный путь электроном за время Δt, S_0 – значение пути, пройденного электроном на предыдущей итерации, x_t – текущее значение координаты в направлении оси x, x_k – предыдущее значение координаты электрона в направлении оси x, y_t – текущее значение координаты электрона в направлении анода, y_k – предыдущее значение координаты электрона в направлении анода.

Учёт вторичной эмиссии производится таким образом, что каждый третий электрон, достигший катода или анода, отражается от него. Его координата за электродом зеркально переносится в межэлектродное пространство.

Блок-схема алгоритма расчёта приведена на рисунке 3.9.

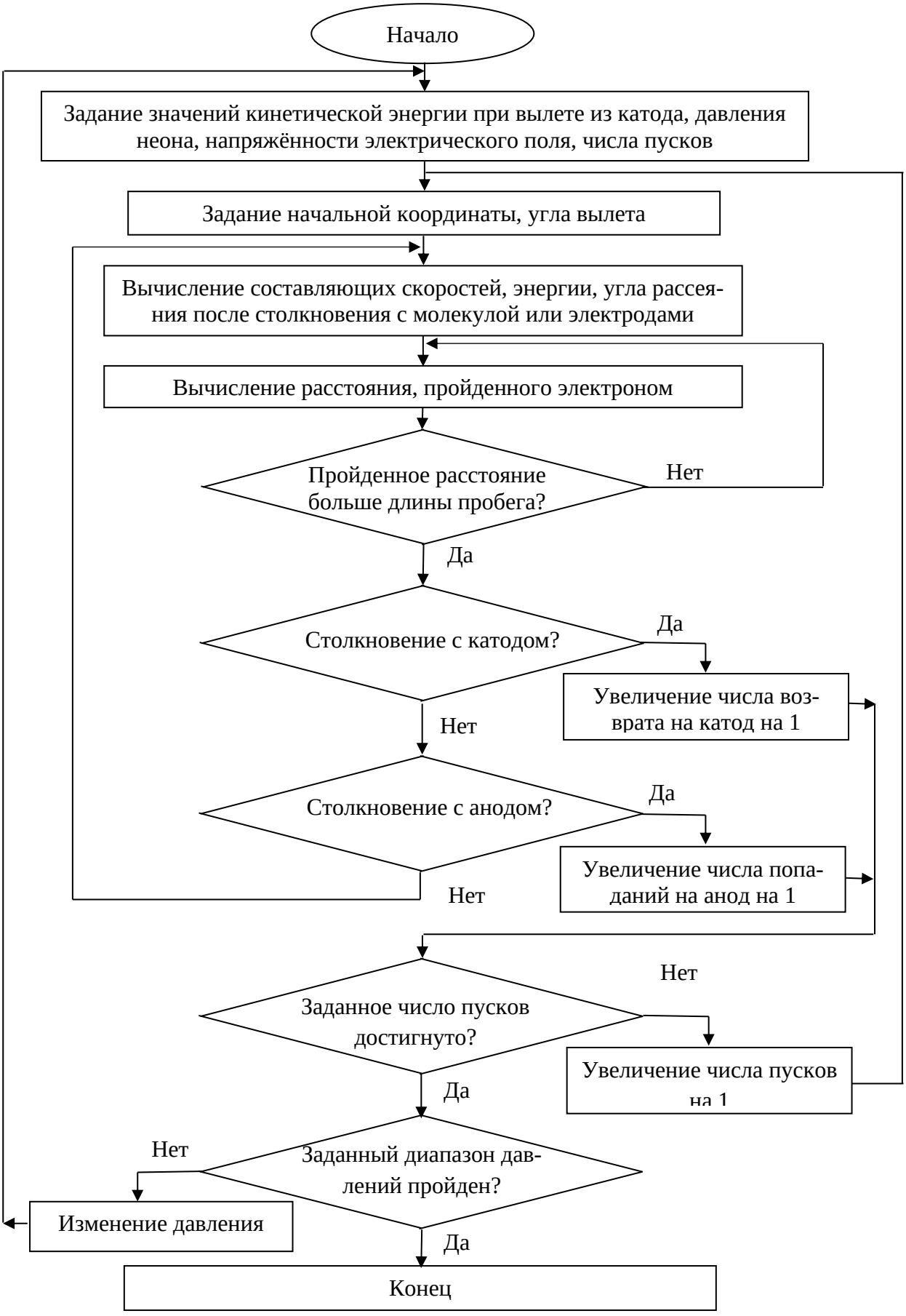


Рисунок 3.9 – Блок-схема алгоритма вычисления числа попаданий электронов на анод и катод

На рисунке 3.10 приведена зависимость доли электронов, достигающих анода, в процентах от вышедших из катода от давления азота в диапазоне 665 – 10^5 Па при напряжённости электрического поля 37,5 В/с, межэлектродном расстоянии 2 мм, количестве пусков 1000 и начальной энергии 0,5 эВ.

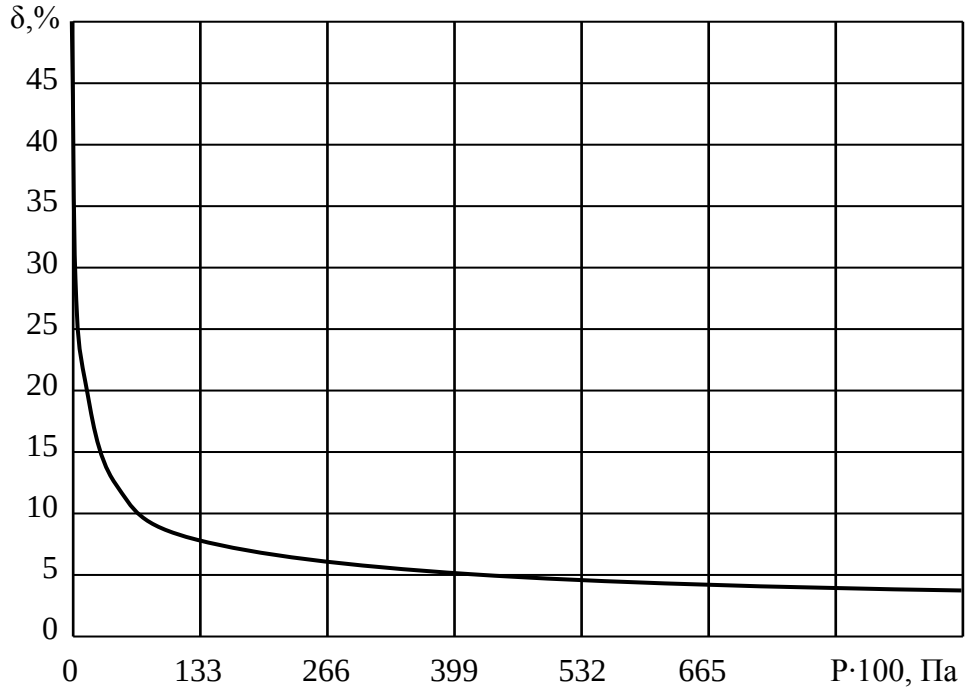


Рисунок 3.10 – Зависимость доли электронов, вышедших из катода и достигших анода, от давления азота в диапазоне 665 – 10^5 Па

На рисунке 3.11 приведена зависимость доли электронов, достигающих анода, от давления азота в диапазоне 1,33 – 133 Па. Достижение доли электронов в 100% при уменьшении давления ниже 26,6 Па является признаком адекватности модели. Количество пусков электронов с катода при каждом значении давления составляет 1000.

На рисунках 3.12, 3.13 и 3.14 приведены зависимости доли электронов, достигающих анода, от давления для неона, гелия и аргона, при тех же параметрах, что и для азота.

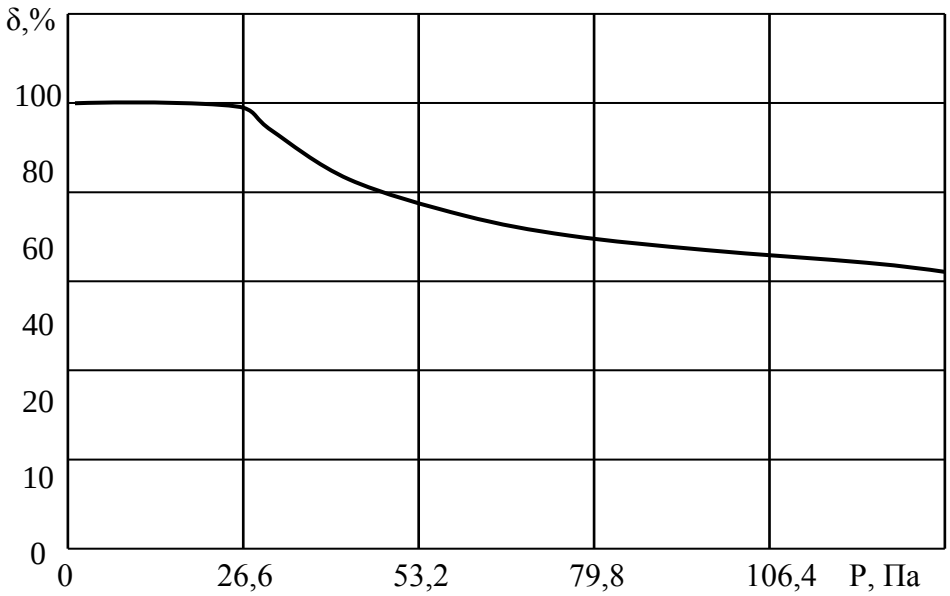


Рисунок 3.11 – Зависимость доли электронов, вышедших из катода и достигших анода, от давления азота в диапазоне 1,33 – 133 Па

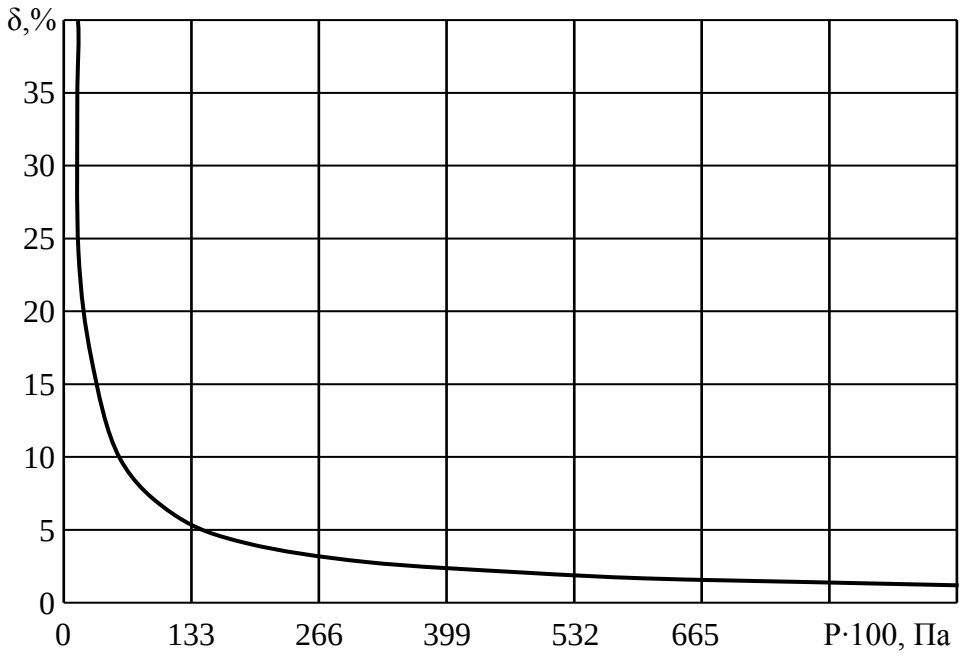


Рисунок 3.12 – Зависимость доли электронов, вышедших из катода и достигших анода, от давления неона

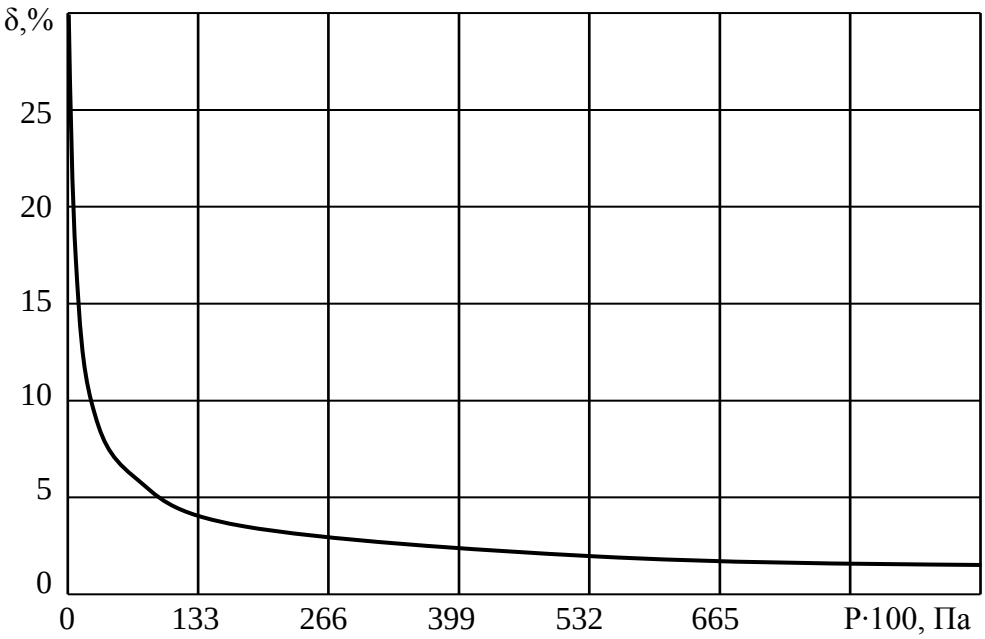


Рисунок 3.13 – Зависимость доли электронов, вышедших из катода и достигших анода, от давления гелия

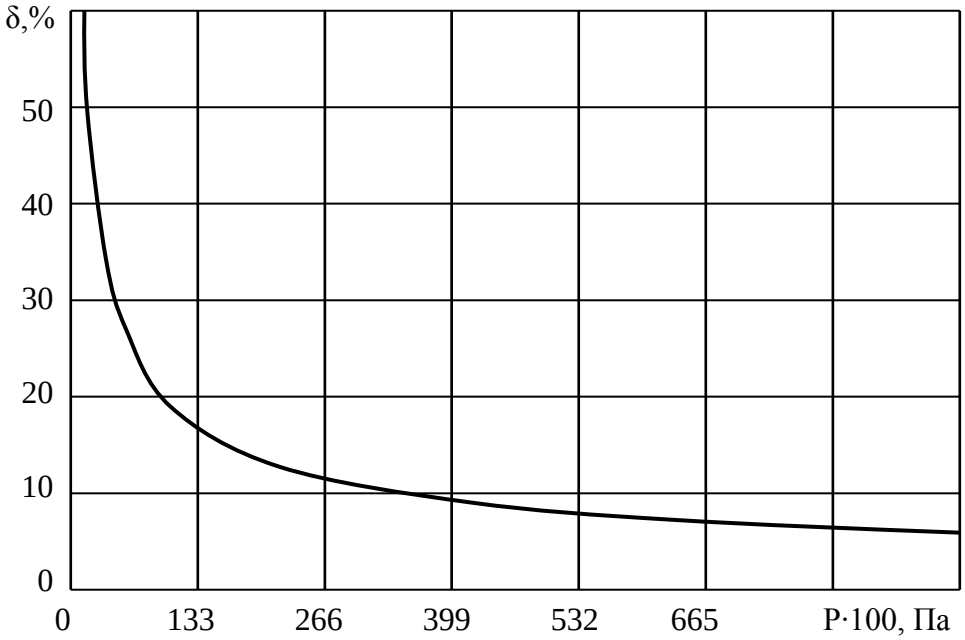


Рисунок 3.14 – Зависимость доли электронов, вышедших из катода и достигших анода, от давления аргона

По результатам моделирования можно сделать следующий вывод. С ростом давления газа доля электронов, попадающих на анод, уменьшается, за счёт увеличения столкновений с молекулами газа и возврата обратно на катод. Резкое уменьшение доли происходит до давления примерно $30 \cdot 10^3$ Па. При дальнейшем повышении давления доля таких электронов уменьшается слабо.

3.4. Экспериментальные исследования метода в области низкого вакуума

3.4.1 Описание экспериментальной установки

Целью экспериментальной части работы было исследование работы датчика в диапазоне давлений 10^1 – 10^5 Па. В среде различных газов: воздух, неон, азот. Неон был выбран, поскольку при используемой напряжённости электрического поля (37,5 В/см) соударения между электронами и атомами газа в основном упругие. Азот был выбран для оценки влияния неупругих столкновений.

На рисунке 3.15 приведена конструкция датчика. Конструкция представляет собой цилиндрический магнетрон. Анод 1 и катод 2 выполнены в виде медных полых цилиндров диаметром 14 и 10 мм соответственно и длиной 30 мм каждый. На катод нанесена пленка галлия 3 размером 7х7 мм, которая служила фотокатодом. Над ней в аноде сделано отверстие 4 для прохождения УФ-излучения. Торцевые электроды 6 не дают электронам выходить из пространства анод-катод вдоль линий индукции магнитного поля. Все три электрода электрически изолированы и припаяны к электрическим выводам. Система заварена в стеклянную колбу с кварцевым окном 5, которое расположено над анодным отверстием и служит для прохождения УФ-излучения.

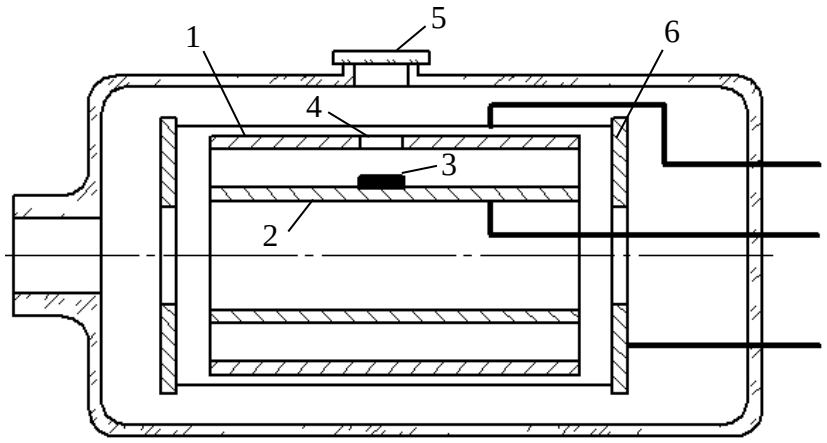


Рисунок 3.15 – Конструкция манометрического преобразователя:
1 – анод; 2 – катод; 3 – плёнка галлия; 4 – отверстие для прохождения УФ-излучения; 5 – кварцевое окно

Для проведения экспериментальной части работы использовалась установка, блок-схема которой приведена на рисунке 3.16. Исследуемый макет манометрического преобразователя 1 напаивался на вакуумный пост и помещался внутрь соленоида 3. Источником питания 6 соленоида служили два последовательно соединенных блока питания ЛИПС-35, которые позволяли изменять индукцию магнитного поля от 0 до 100 мТл.

Параллельно оси датчика закреплялся источник УФ-излучения 2, в качестве которого была выбрана лампа ДРБ с увиолевой оболочкой. Для увеличения интенсивности УФ-излучения осуществлялся постоянный разогрев корпуса лампы специальным подогревателем, выполненным в виде резистора мощностью 2 Вт.

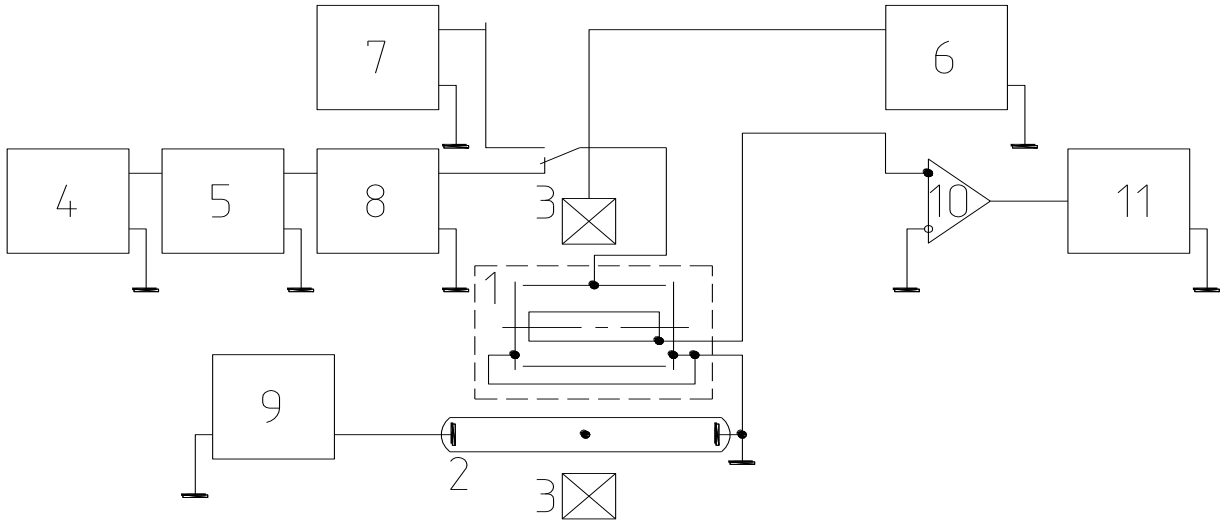


Рисунок 3.16 – Схема экспериментальной установки:
1 – манометрический преобразователь; 2 – источник УФ-излучения; 3 – соленоид; 4 – генератор Г3-53; 5 – генератор Г5-78; 6 – источник питания соленоида; 7 – формирователь меандра; 8 – генератор запускающих импульсов; 9 – источник питания УФ-лампы

На анод датчика подавалось напряжение, имеющее форму меандра амплитудой от 2 до 10 В с формирователя меандра или постоянное напряжение с источника 7.

Запускающие импульсы поступали на формирователь меандра с выхода генератора Г5-78 (5), который запускался от генератора Г3-53 (4) на низких частотах (50 Гц – 500 кГц) или от схемы внутреннего запуска (8) на высоких частотах (500 кГц – 10 МГц).

На рисунке 3.17 приведена схема формирователя меандра Запускающий импульс отрицательной полярности с выхода генератора импульсов Г5-78 поступал на вход инвертора на транзисторе VT1. С выхода инвертора импульс положительной полярности поступал на вход триггера на микросхеме К560ТВ9В. Применение триггера обеспечивало деление частоты на два, причём обеспечивалось с

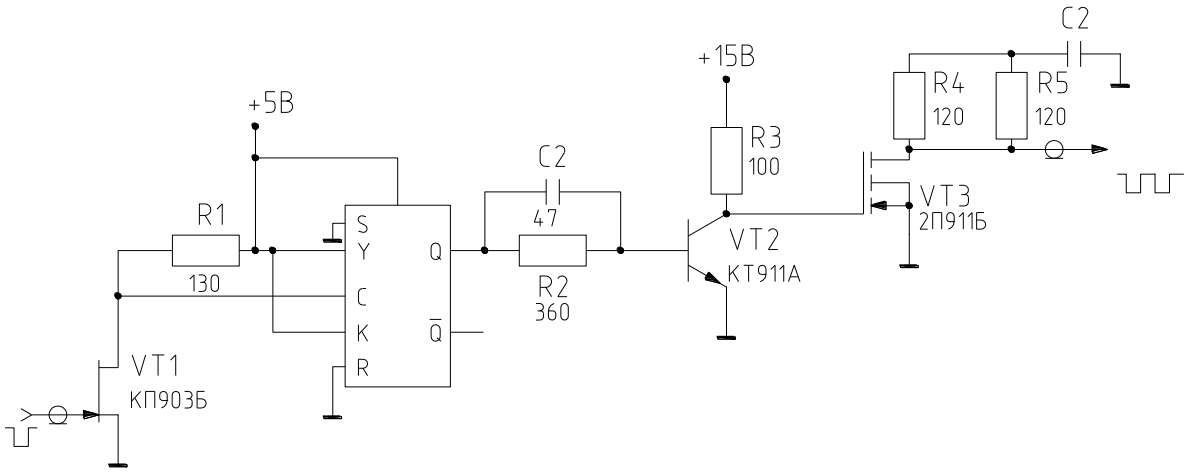


Рисунок 3.17 – Схема формирователя меандра

высокой точностью равенство длительности положительного и отрицательного полупериодов меандра. Данная микросхема обеспечивала также практическое равенство переднего и заднего фронтов, что исключало появление заметного фонового тока. С выхода триггера меандр поступал на двухкаскадный усилитель на транзисторах VT2 и VT3 и далее через разделительный конденсатор ёмкостью 10 мкФ поступал на катод исследуемого датчика давления. С помощью разделительного конденсатора из импульсного сигнала удалялась постоянная составляющая и обеспечивалось равенство амплитуд положительного и отрицательного полупериодов меандра.

Для измерения постоянной составляющей тока датчика применялся электрометрический усилитель 10 на основе дифференциального каскада на двух полевых транзисторах изготовленных на одном кристалле DA1 и операционного усилителя DA2. Его схема приведена на рисунке 3.18. Напряжение с выхода электрического усилителя поступало на цифровой вольтметр В7-21. Ноль вольтметра устанавливался при помощи переменных сопротивлений R8 и R9.

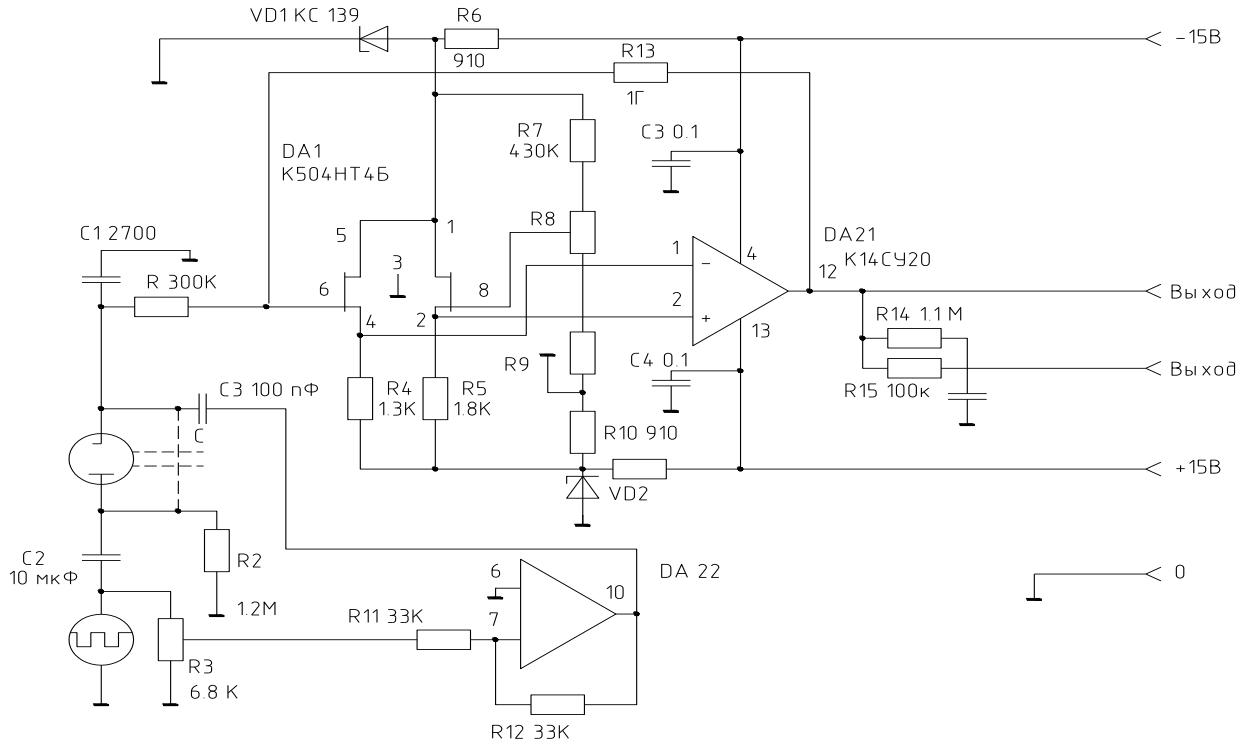


Рисунок 3.18 – Схема электрометрического усилителя

Откачка датчика в области низкого вакуума велась форвакуумным насосом, в области среднего и высокого вакуума магнитноразрядным насосом «Трион». Изменение давления производилось путем напуска газа через игольчатый натекатель. Контроль давления осуществлялся тремя вакуумметрами: ионизационным вакуумметром ВИТ-2 (10^{-5} – 20 Па), вакуумметром ВДГ-1 (10 – 10^4 Па) и деформационным манометром (10^4 – 10^5 Па) .

3.4.2 Экспериментальные результаты измерения давления газа по частоте двукратного спада в области низкого вакуума

На рисунке 3.19 представлены экспериментальная (2) и расчётная (1) зависимости частоты двукратного спада $F_{0,5}$ постоянной составляющей тока датчика от давления азота в диапазоне 10^2 до 10^5 Па. Совпадение экспериментальных и расчётных значений частоты спада, что подтвердило сделанные допущения при расчёте о том, что движение электронов в области низкого вакуума определяется в основном дрейфом.

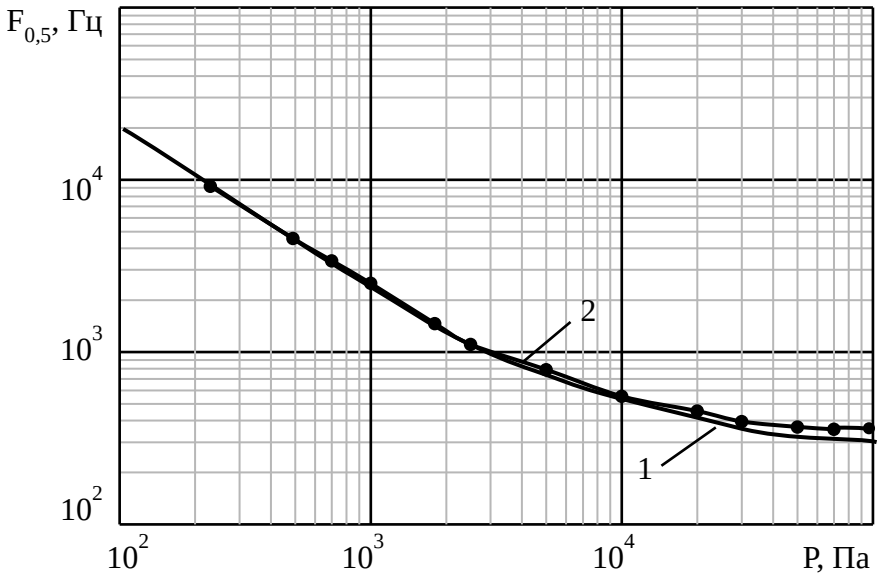


Рисунок 3.19 – Экспериментальная и расчётная зависимости частоты двукратного спада $F_{0,5}$ от давления азота: 1 – расчет; 2 – эксперимент

На рисунке 3.20 представлены расчётная (1) и экспериментальная (2) зависимости частоты двукратного спада $F_{0,5}$ постоянной составляющей тока датчика от давления неона в диапазоне 10^2 до 10^5 Па.

Ход зависимостей был одинаков, при уменьшении давления частота увеличивалась. Однако наблюдались количественные различия между эксперименталь-

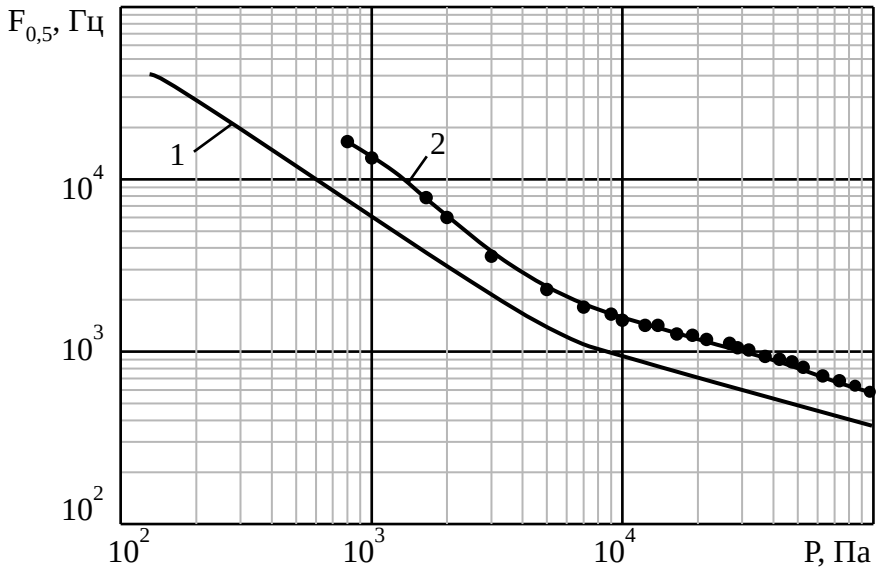


Рисунок 3.20 – Экспериментальная и расчётная зависимости частоты двукратного спада давления неона: 1 – расчет; 2 – эксперимент

ной и расчётной зависимостью для неона. Значения, полученные экспериментальным путем, оказались примерно в 2 раза больше расчётных.

На рисунке 3.21 приведены расчётная и экспериментальная зависимости частоты двукратного спада $F_{0,5}$ постоянной составляющей тока от давления для воздуха. Следует отметить, что до давления примерно $2 \cdot 10^4$ Па. экспериментальная и расчётная зависимости практически совпадают. Однако при большем давлении зависимости расходятся. Так расчётная зависимость продолжает плавно уменьшаться, а экспериментальная – резко (примерно на 3 порядка) уменьшается с ростом давления. Резкое уменьшение частоты при повышении давления свидетельствует о значительном (3 порядка) уменьшении скорости дрейфа электронов [82]. Причина резкого спада зависимости частоты $F_{0,5}$ от давления для воздуха и кислорода объясняются образованием отрицательных молекулярных ионов кислорода в атмосфере кислорода и воздухе. В области давлений, выше которых начинается спад частоты $F_{0,5}$, отрицательные ионы образуются преимущественно в результате недиссоциативного "прилипания" электронов к молекулам кислорода, стабилизированного столкновениями [83].

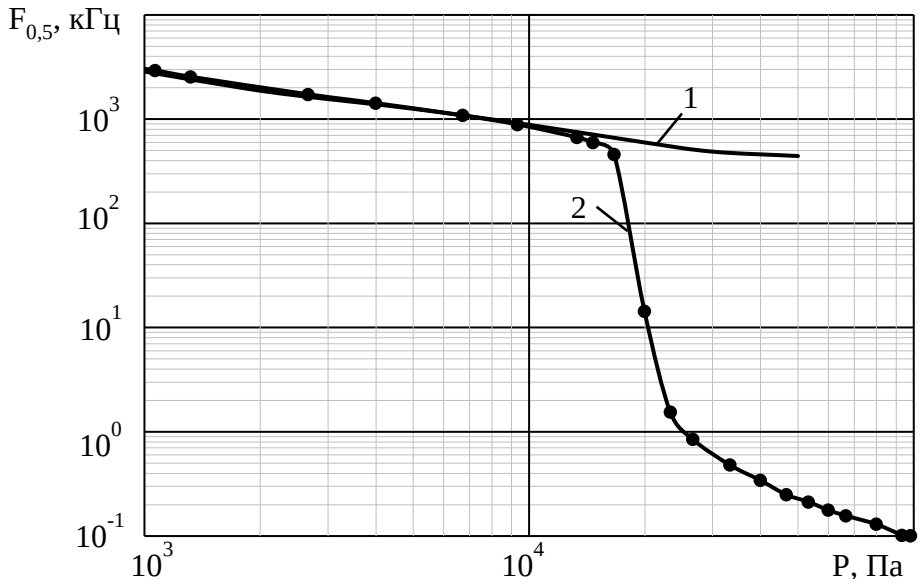


Рисунок 3.21 – Экспериментальная и расчётная зависимости частоты двукратного спада давления воздуха: 1 – расчет; 2 – эксперимент

3.4.3 Экспериментальное исследование токопрохождения в манометрическом преобразователе при различных давлениях

Экспериментально исследовалась зависимость тока анода от давления газа в диапазоне давлений от 5 до 10^5 Па. В этом диапазоне давлений длина свободного пробега электрона меньше межэлектродного расстояния (2 мм) в макете манометрического преобразователя.

Цель эксперимента заключалась в проверке результатов моделирования. Поэтому в качестве исследуемых газов были выбраны азот, аргон и гелий.

Установка, используемая для проведения экспериментов, изображена на рисунке 3.16. Отличие только в том, что в данных экспериментах не использовалось магнитное поле.

На анод исследуемого манометрического преобразователя подавалось напряжение величиной 7.5 В. Напряжённость электрического поля при этом составляла 37,5 В/см. Эмиссия электронов с катода осуществлялась за счёт УФ облучения его излучением с длиной волны 254 нм. Расстояние между катодом и анодом составляло 2 мм.

На рисунках 3.22, 3.23 и 3.24 приведены экспериментальные и расчётные

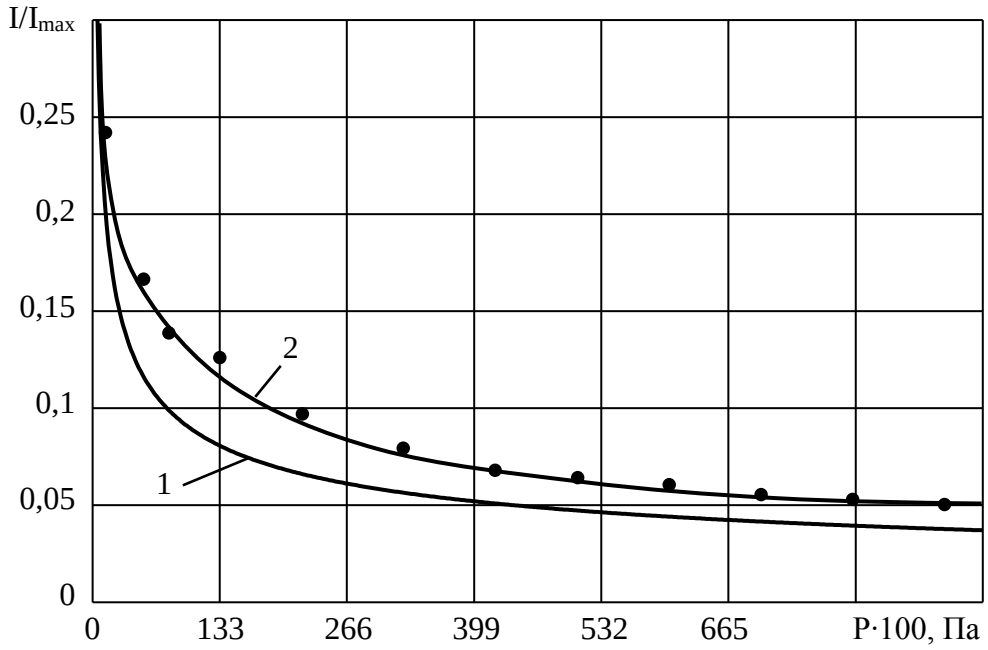


Рисунок 3.22 – Экспериментальная и расчётная зависимости доли электронов, дошедших до анода для азота: 1 – расчёт; 2 – эксперимент

зависимости тока катода от давления для азота, аргона и гелия соответственно. По оси ординат отложено отношение тока анода к максимальному значению тока в вакууме. Это отношение соответствует доли дошедших до анода электронов.

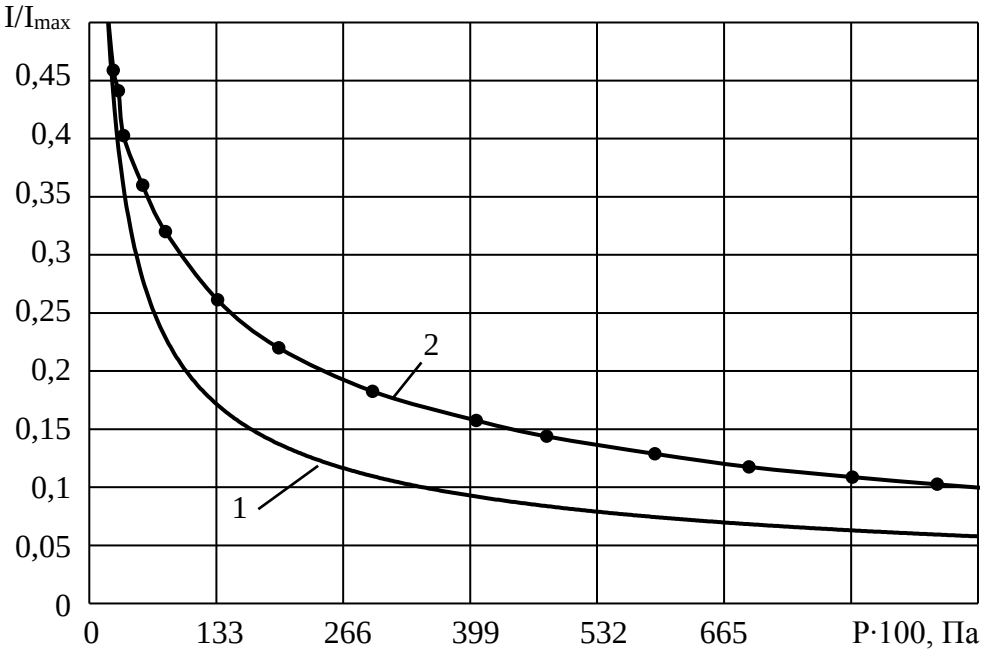


Рисунок 3.23 – Экспериментальная и расчётная зависимости доли электронов, дошедших до анода для аргона: 1 – расчёт; 2 – эксперимент

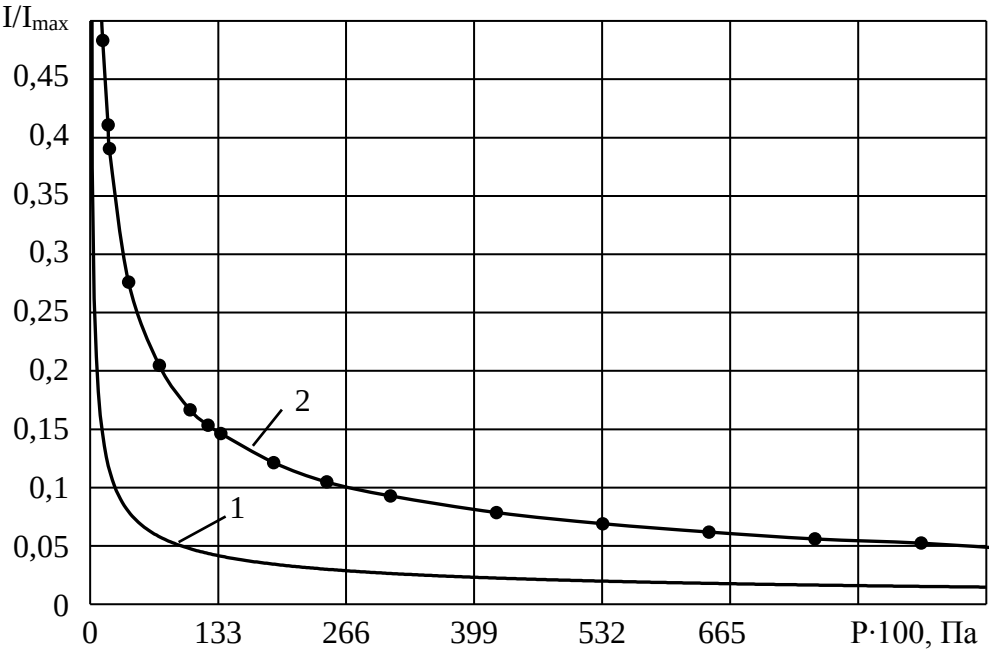


Рисунок 3.24 – Экспериментальная и расчётная зависимости доли электронов, дошедших до анода для гелия: 1 – расчёт; 2 – эксперимент

Сравнение экспериментальных и теоретических зависимостей позволяет сделать следующее заключение. Ход зависимостей был одинаков: с ростом давления доля электронов, достигающих анода, уменьшалась. Однако наблюдались количественные расхождения между экспериментальными и расчётными данными.

Одна из причин этих расхождений заключается в том, что экспериментальный макет имел цилиндрическую конструкцию электродов с отношением диаметров анода и катода 1,33, а катод содержал торцевые части, тогда как расчёт проводился для плоской геометрии.

3.5. Выводы по главе

Основные результаты главы заключаются в следующем:

1. Экспериментально определена фоточувствительность материалов. Наибольшую эффективность фотоэмиссии при длине волны 255 нм показал галлий – 7,08 пА/мкВт (ток эмиссии 1,7 нА при мощности излучения 240 мкВт). Для индия этот показатель составил 4,17 пА/мкВт.

2. Получено аналитическое выражение, связывающее частоту двукратного спада $F_{0,5}$, при которой постоянная составляющая анодного тока уменьшается вдвое, по сравнению со значением на низкой частоте с давлением газа.

3. Рассчитаны зависимости доли электронов, достигающих анода, от давления для азота, неона, гелия и аргона. Установлено, что с ростом давления доля электронов, попадающих на анод, уменьшается за счёт возврата части электронов на катод.

4. Экспериментально показана работоспособность метода измерения давления газа на основе рассеяния электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях в диапазоне $10^2 – 10^5$ Па.

ГЛАВА 4. Разработка манометрического преобразователя на рассеянии электронов с торцевым расположением фотоэмиттера

Метод измерения давления газа на основе рассеяния электронов молекулами в скрещенных электрическом и магнитном полях с расположением катода на оси манометрического преобразователя обладает следующими недостатками:

1. Неоднозначность определения давления газа без выключения магнитного поля при применении метода в широком диапазоне измерения давления (10^{-5}-10^{5} Па).

2. Неэффективность использования источника ультрафиолетового излучения, возникающая из-за возврата большей части эмитируемых электронов на фотокатод за счёт наличия начальной скорости.

3. Величина электронного тока, покидающего поверхность фотокатода зависит от угла неортогональности электрического и магнитного поля, поэтому разброс этого угла в серийных экземплярах манометрических преобразователей будет источником погрешности измерения давления.

Для устранения перечисленных недостатков метода было предложено расположить фотокатод на торцевом электроде манометрического преобразователя [84, 85].

4.1. Физическая основа метода измерения в преобразователе с торцевым расположением фотоэмиттера

На рисунке 4.1 представлен вариант конструкции предлагаемого манометрического преобразователя с фотокатодом, расположенным на торцевом электроде. Анод 1 выполнен в виде полого цилиндра. Внутренний цилиндрический электрод 2 – это цельный цилиндр, заключённый с двух сторон торцевыми электродами 3 и 4, соединённый с одним из них. Второй торец электрически отсоединен от катода. В качестве источника электронов используется фотоэмиттер 5, устойчивый к действию воздуха при атмосферном давлении, облучаемый источником

УФ-излучения 6 через отверстие 7 во втором торце. Также на одном из торцевых электродов расположен коллектор электронов 8, служащий для ограничения пути эмитируемых электронов. Фотоэмиттер и коллектор электронов находятся на первом торцевом электроде, соединенном с внутренним цилиндрическим электродом и образующим катодный узел. Манометрический преобразователь помещен в магнитное поле с индукцией большей критической, создаваемое соленоидом 9 или постоянными магнитами. Вектор напряженности магнитного поля направлен вдоль оси манометрического преобразователя, что обеспечивает эпициклоидальное движение заряженных частиц, находящихся в рабочей области конструкции под действием составляющей электрического поля перпендикулярной оси преобразователя

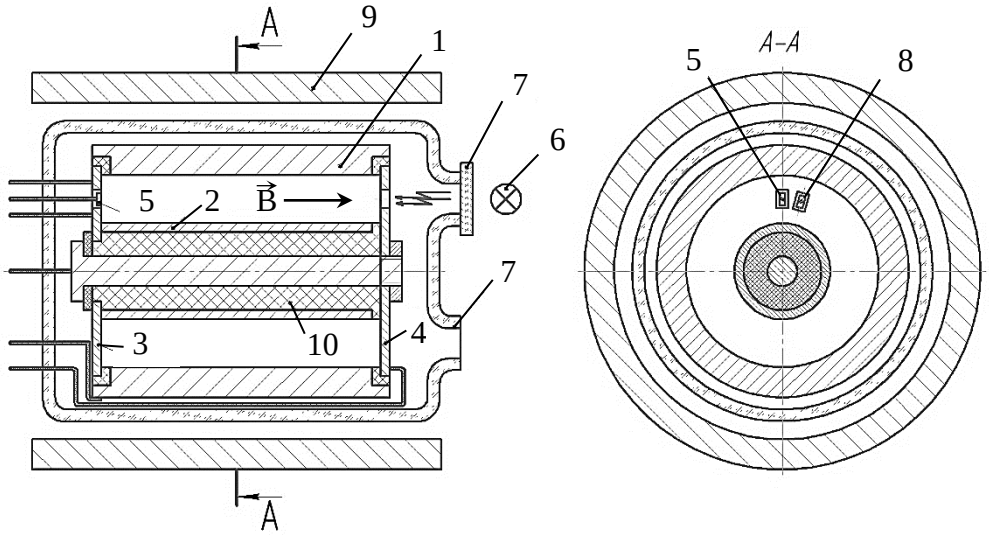


Рисунок 4.1 – Конструкция манометрического преобразователя:
1 – анод; 2 – внутренний цилиндрический электрод; 3, 4 – торцевые электроды; 5 – фотоэмиттер; 6 – источник УФ-излучения; 7 – кварцевое окно; 8 – коллектор электронов; 9 – соленоид

При подаче на анод положительного напряжения, на коллектор — меньшего положительного, а на торцевые и центральный электроды — отрицательного, электрон движется в скрещенных полях, одновременно перемещается вдоль оси под действием осевой компоненты электрического поля и по эпициклоиде поперёк неё. Отражаясь от отрицательных торцевых электродов, электрон совершает возвратно-поступательное движение (рисунок 4.2) до тех пор, пока, смещаясь по эпициклоиде, не попадёт на коллектор (находящийся под положительным потенциалом). При столкновениях с молекулами газа электрон рассеивается и попадает на анод, создавая ток, зависящий от давления.

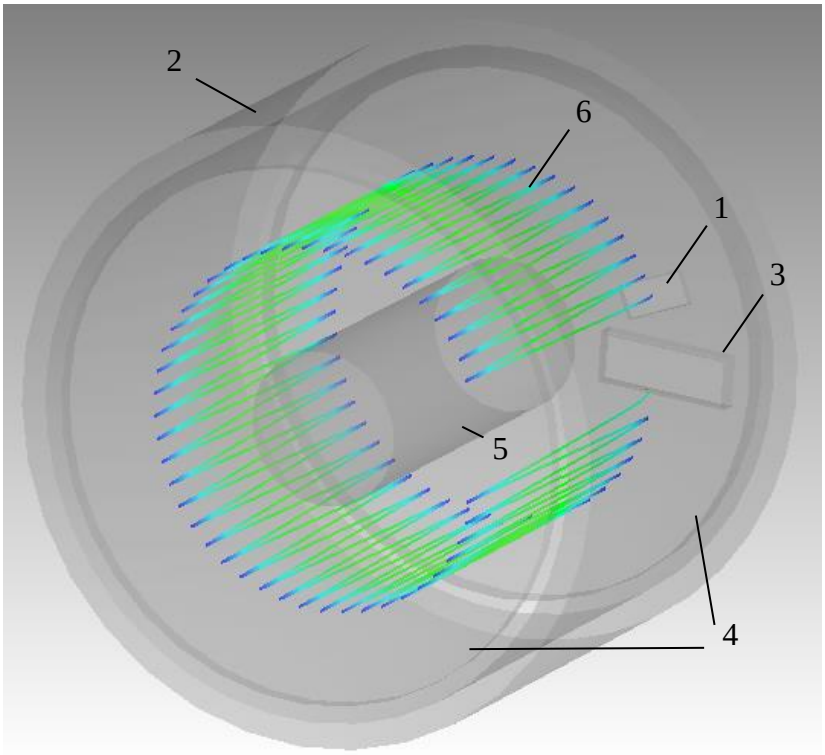


Рисунок 4.2 – Траектория движения электрона в объёме датчика:
1 – фотокатод; 2 –анод; 3 – коллектор; 4 – торцевые электроды;
5 – осевой электрод; 6 – траектория электрона

Благодаря этому предложенная конструкция обладает рядом особенностей:

1. Нет возврата электронов на фотокатод, так как они движутся в электронном потоке вдоль линий магнитного поля за счёт компоненты электрического поля вдоль оси преобразователя. Следовательно, в процессе взаимодействия с молекулами газа будет больше рассеяно электронов, что повысит чувствительность метода измерения давления;

2. Величину электронного потока можно контролировать, подавая положительный потенциал на второй торцевой электрод, что должно уменьшить погрешность измерения давления;

3. Подавая на второй торцевой электрод положительный потенциал, можно по величине его тока измерять давление в области от 10^0 до 10^5 Па.

4.1.2 Моделирование траектории движения электронов в манометрическом преобразователе с торцевым расположением фотоэмиттера

Цель моделирования заключалась в исследовании влияния электрического режима и величины индукции магнитного поля на траекторию движения заряженных частиц в межэлектродном пространстве манометрического преобразователя.

Моделирование производилось в пакете программ CST Studio Suite.

Модель цилиндрического датчика (рисунок 4.3) имеет длину 22 мм, радиус анода 16,5 мм (по внутренней поверхности), радиус внутреннего цилиндрического электрода 4,5 мм. Расстояние между цилиндрическим электродом и анодом составляет 12 мм, между торцевыми электродами — 20 мм. Фотоэмиттер и коллектор электронов в виде прямоугольников 2×4 мм и 3×8 мм соответственно расположены в области первого торцевого электрода на расстоянии 0,1 мм от него. Все электроды выполнены из немагнитных материалов. В качестве источника заряженных частиц использовался точечный источник, выпускающий единичный электрон с начальной энергией 0,5 эВ. Источник располагался на краю фотоэмиттера (рисунок. 4.4), для исключения возврата электрона на фотоэмиттер при совершении одного колебания в межэлектродном пространстве. При моделировании движения электрона, вылетающего из фотоэмиттера, потенциалы торцевых электродов и внутреннего цилиндрического электрода задавались равными -1 В, потенциал фотоэмиттера 0 В, потенциал коллектора электронов +3 В. Потенциал анода и индукция магнитного поля изменялись для создания графических зависимостей, с целью определения требуемого размера катода, обеспечивающего невозврат на него электронов.

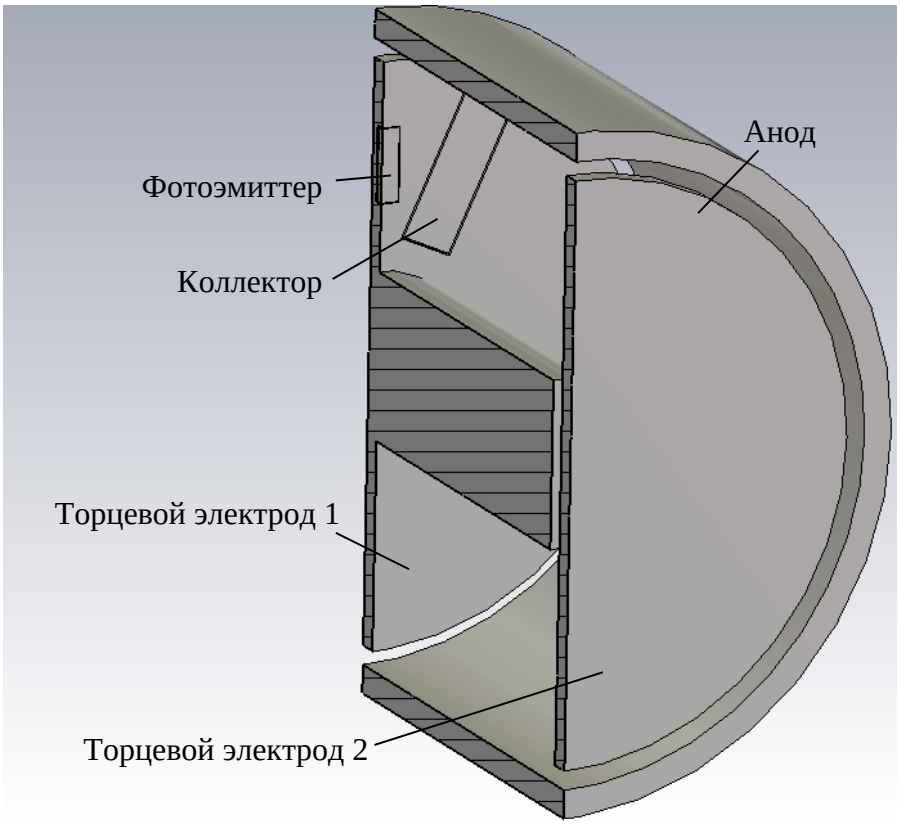


Рисунок 4.3 – 3D-модель конструкции манометрического преобразователя в разрезе

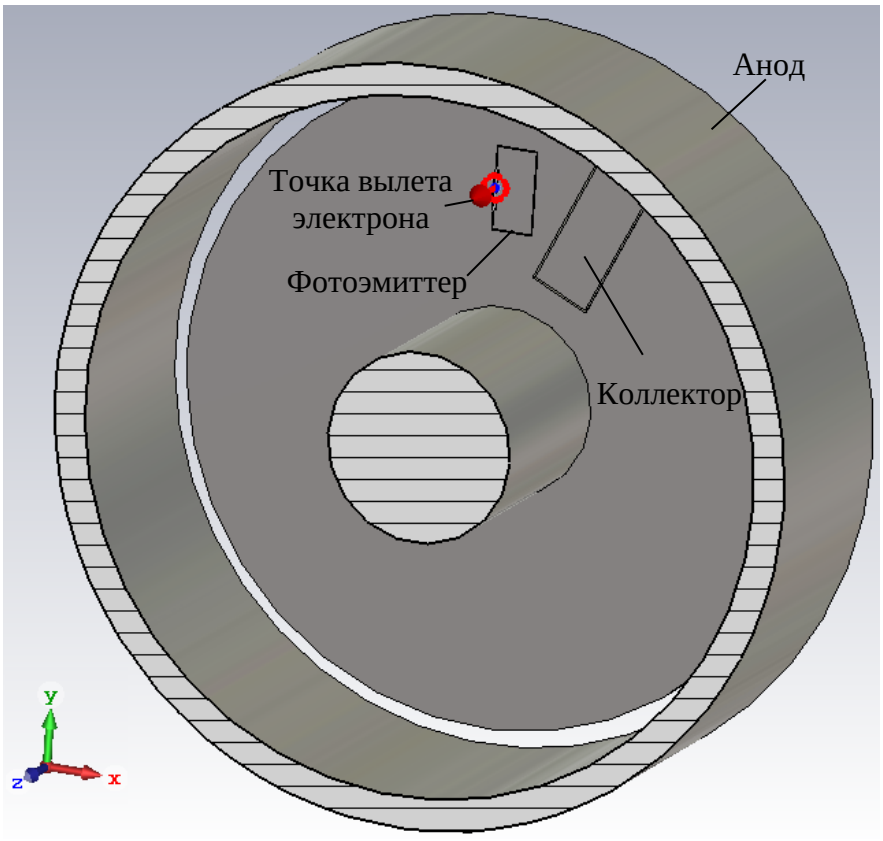


Рисунок 4.4 – Точка вылета электрона с фотоэмиттера при моделировании

На рисунке 4.5 представлено распределение потенциала между торцами по прямой из центра катода при разнице напряжений между анодом и цилиндриче-

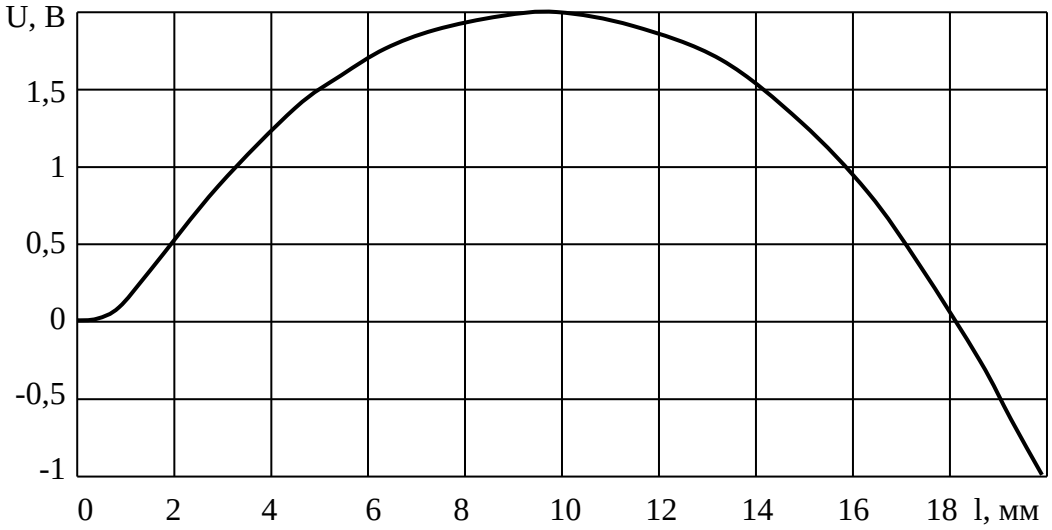


Рисунок 4.5 – Распределение потенциала между торцами из центра катода.

ским электродом, соединённым с первым торцевым электродом, 5 В.

На рисунке 4.6 представлено распределение потенциала между торцами по прямой вдали от эмиттера и коллектора при тех же потенциалах на электродах.

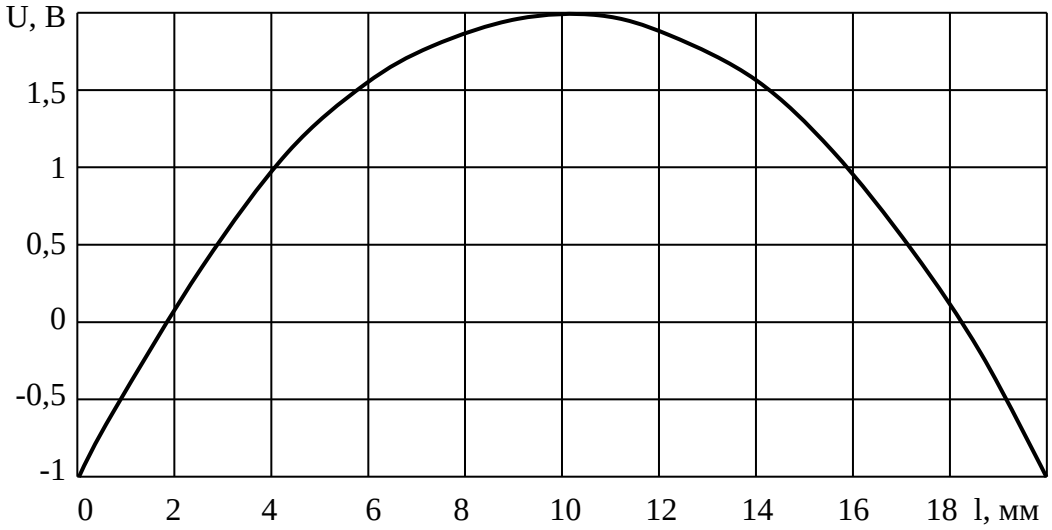


Рисунок 4.6 – Распределение потенциала между торцами вдали от эмиттера и коллектора электронов

На рисунке 4.7 представлено распределение потенциала вдоль линий магнитного поля из центра коллектора электронов.

При таком распределении потенциала электроны, потерявшие в результате рассеяния на молекулах газа кинетическую энергию (за счёт изменения направления движения) в направлении параллельном оси прибора более 1,5 эВ, не смогут попасть на коллектор электронов. Они будут продолжать возвратно-

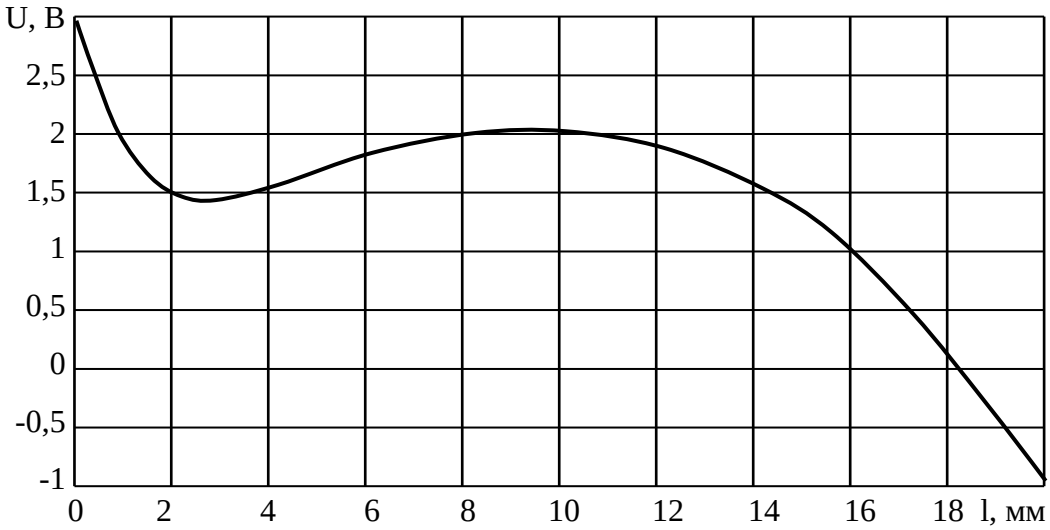


Рисунок 4.7 – Распределение потенциала между торцами из центра коллектора электронов

поступательное движение между торцевыми электродами, пока при дальнейших рассеяниях на молекулах не попадут на анод. Именно такое распределение потенциала обеспечивает попадание на анод рассеянных электронов и функциональную связь тока анода и давления газа.

С учётом смещения электрона по эпициклоиде такое распределение потенциала обеспечивает возвратно-поступательное движение электрона между торцевыми электродами.

На рисунке 4.8 представлена зависимость шага возврата электрона (расстояния между точками остановки электрона вблизи первого торцевого электрода при смене направления движения), пройденного электроном за пролет от одного торцевого электрода к другому и обратно) от напряжения между анодом и цилиндрическим электродом при индукции магнитного поля 63 млТл, полученные в результате моделирования.

На рисунке 4.9 представлены зависимость шага возврата электрона от индукции магнитного поля при разнице напряжении между анодом и катодом 5 В.

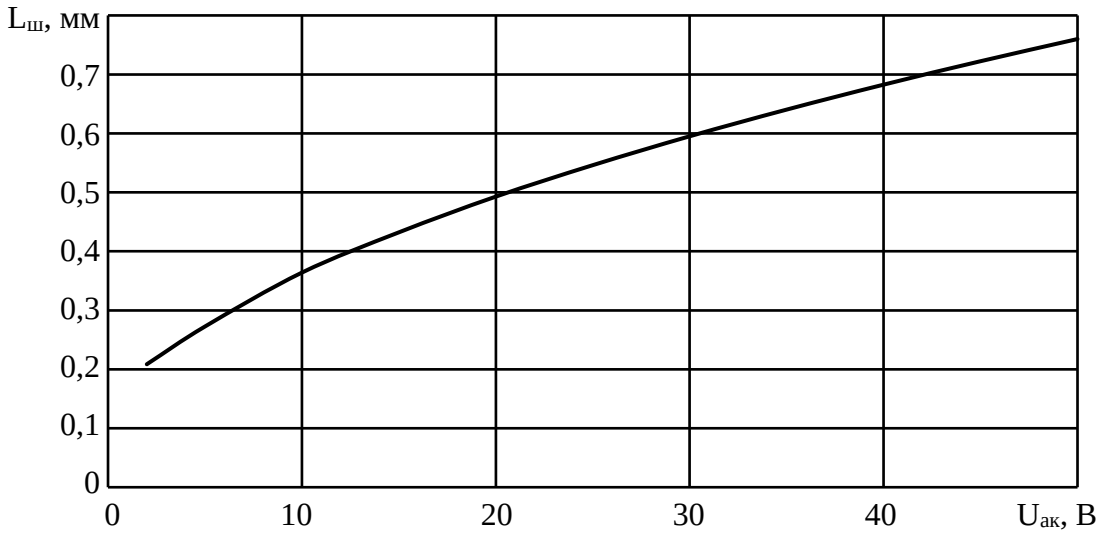


Рисунок 4.8 – Зависимость шага возврата электрона
от напряжения между анодом и катодом

Зависимости шага возврата от напряжения и индукции магнитного поля позволяют выбрать напряжение анода и индукцию магнитного поля таким образом, чтобы электроны, вылетевшие из любой точки фотокатода с начальной скоростью вдоль оси прибора не возвратились на него, а участвовали в возвратно-поступательном движении до попадания на коллектор электронов.

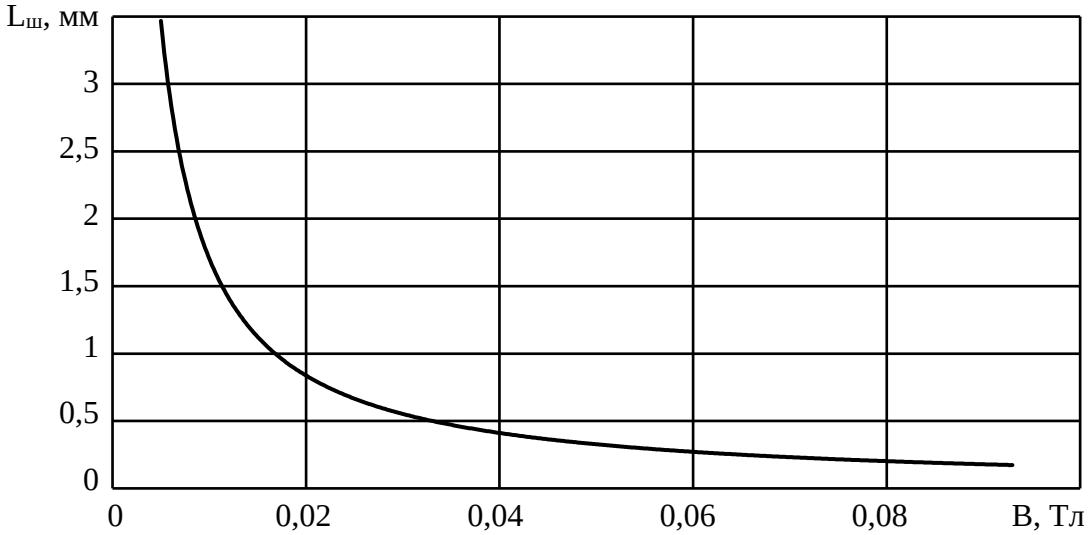


Рисунок 4.9 – Зависимость шага возврата электрона
от индукции магнитного поля

На рисунке 4.10 представлена зависимость длины пути электрона до попадания на коллектор электронов от напряжения между анодом и катодом при индукции магнитного поля 63 млТл.

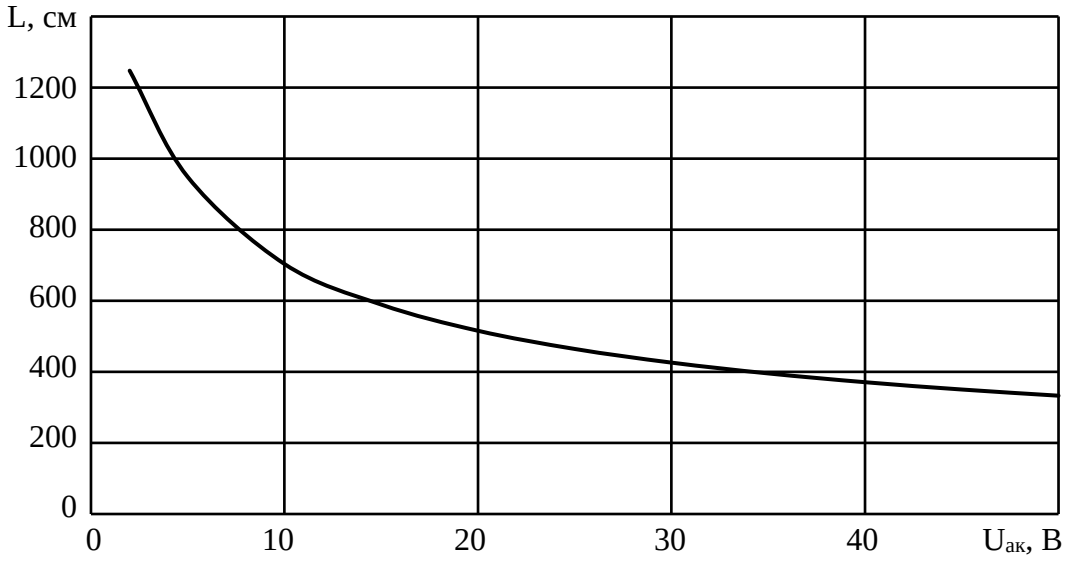


Рисунок 4.10 – Зависимость длины пути электрона от фотокатода до попадания на коллектор электронов от напряжения между анодом и осевым электродом

На рисунке 4.11 представлена зависимость числа колебаний, совершаемых в межэлектродном пространстве электроном на пути от фотоэмиттера к коллектору электронов от напряжения между анодом и катодом при индукции магнитного поля 63 млТл.

Поскольку с увеличением длины пролёта между фотокатодом и коллекто-

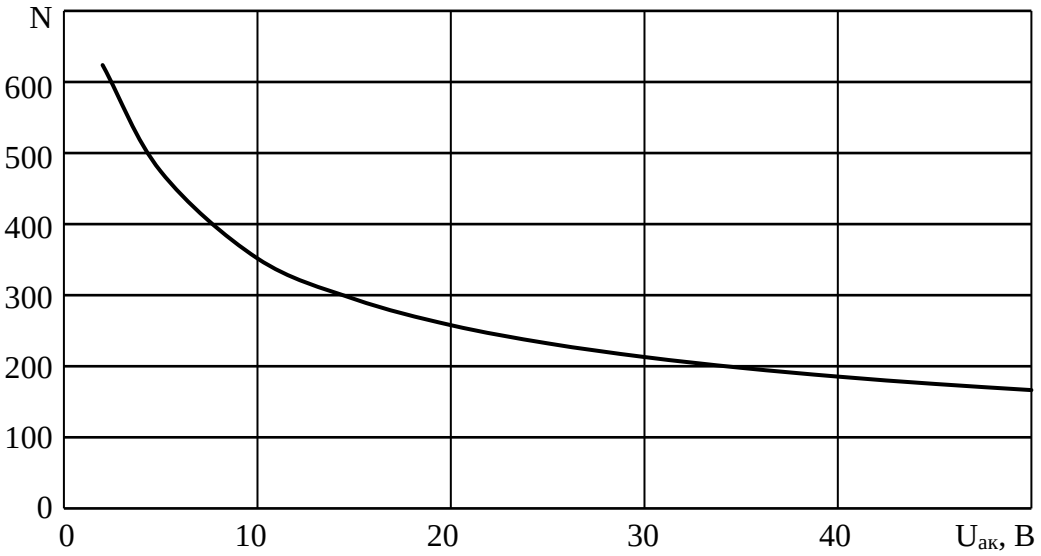


Рисунок 4.11 – Зависимость количества колебаний электрона от напряжения между анодом и осевым электродом

ром электронов (или увеличения числа колебаний электрона между торцами) растёт вероятность рассеяния электрона на молекулах газа, то полученные зависимости показывают возможность изменения манометрической чувствительности в зависимости от анодного напряжения. Это может быть использовано для выбора требуемой манометрической чувствительности прибора.

4.1.3 Выбор электрического режима

При выборе электрического режима необходимо обеспечить:

1. Эффективную работу всей площади фотоэмиттера, на которую фокусируется УФ-излучение.

2. Максимальную длину пути электрона от фотоэмиттера до коллектора для повышения вакуумметрической чувствительности .

Электроны, эмитированные с фотоэмиттера, совершают возвратно-поступательные движения между торцевыми электродами. При одном колебании они могут вернуться на фотоэмиттер, и тогда коллектора достигнут только электроны, вылетевшие с края эмиттера, что снижает эффективность. Чтобы этого избежать, необходимо, чтобы шаг возврата электрона был не меньше ширины фотоэмиттера (в нашем случае не менее 2 мм).

Путь электрона до коллектора увеличивается при уменьшении анодного напряжения (рисунок 4.10) за счёт роста числа пролётов (рисунок 4.11). При этом, чтобы рассеянные электроны попадали на анод, его потенциал должен быть выше, чем у других электродов. Поэтому потенциал анода выбран равным 4 В.

4.2 Расчет зависимости анодного тока от давления

Данный раздел посвящен получению теоретической градуировочной характеристики манометрического преобразователя с целью дальнейшего сравнения с экспериментальной зависимостью.

Градуировочная характеристика представляет собой зависимость тока рассеянных на анод электронов от давления. Дифференциальное уравнение, которое характеризует ток рассеянных электронов от пройденного расстояния, имеет вид:

$$dI_r(x) = I_e(x)\sigma n_a dx, \tag{4.1}$$

где I_r- ток рассеянных электронов (ток анода), I_e – ток электронного пучка, σ – среднее транспортное сечение молекулы, n_a – концентрация атомов, x – пройденное электронами расстояние.

Часть эмитируемых фотокатодом электронов рассеивается при столкновениях с молекулами газа, а оставшееся часть продолжает движение к коллектору. Таким образом, ток электронного пучка равен разности тока катода и тока анода.

$$I_e(x) = I_{e0} - I_r(x), \tag{4.2}$$

где I_{e0} – ток катода.

Подставляя выражение 4.1 в 4.2 и вводя разность тока катода и тока анода под знак дифференциала, получим следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{-d(I_{e0} - I_r(x))}{I_{e0} - I_r(x)} = \sigma n_a dx, \tag{4.3}$$

Интегрируя обе части, получим:

$$-\ln(I_{e0} - I_r(x)) = \sigma n_a x + C, \tag{4.4}$$

Далее найдём постоянную интегрирования C из начальных условий. При $x = 0$ $I_r = 0$. Подставив эти условия в 4.4, получим:

$$C = -\ln(I_{eo}), \tag{4.5}$$

Зная постоянную интегрирования C, можно получить полное выражение для тока рассеянных на анод электронов:

$$I_r(x) = I_{e0}(1 - e^{-\sigma n_a x}), \tag{4.6}$$

Концентрацию атомов газа можно рассчитать по формуле:

$$n_a = \frac{p}{kT}, \tag{4.7}$$

где n_a – концентрация молекул газа, p – давление газа, k – постоянная Больцмана, имеющее значение, T – температура.

Подставив 4.7 в уравнение 4.6, получим выражение, имеющее функциональную связь между током рассеянных на анод электронов и давлением в рассматриваемом объеме:

$$I_r(p) = I_{e0}(1 - e^{-\sigma n_a(p)x}), \qquad (4.8)$$

При расчёте значением электронного тока принималось равным $I_{e0} = 1$ нА (что соответствует току фотоэмиссии при облучении галия и индия УФ-излучением на длине волны 255 нм). Напряжение между анодом и цилиндрическим электродом задавалось равным 4 В. Расстояние между торцевыми электродами $L = 2$ см. Число пролетов электрона согласно графику на рисунке 4.10 $N = 470$. В качестве газа заполняющего объем манометрического преобразователя выберем азот, поскольку обычно откачивается воздух, основным компонентом которого является азот.

Транспортное сечение является табличной величиной и зависит от напряженности электрического поля в пространстве манометрического преобразователя. Для упрощения расчетов, использовалось среднее значение транспортного сечения равное $\sigma = 3.25 \cdot 10^{-16}$ см^2 [65], соответствующее средней кинетической энергии электрона 2 эВ.

Полученная расчётная градуировочная характеристика представлена на рисунке 4.12.

Таким образом, с увеличением давления растет вероятность столкновения электронов с молекулами газа. За счет этого происходит их рассеяние на анод. Поэтому с увеличением давления растет и ток анода. Однако все больший рост давления в объеме будет приводить к высокой плотности молекул газа в преобразователе. В результате этого эмитируемые электроны, сталкиваясь с молекулами вблизи фотокатода, могут возвращаться обратно на катод. Тогда в области низкого вакуума ток анода должен будет уменьшаться с ростом давления.

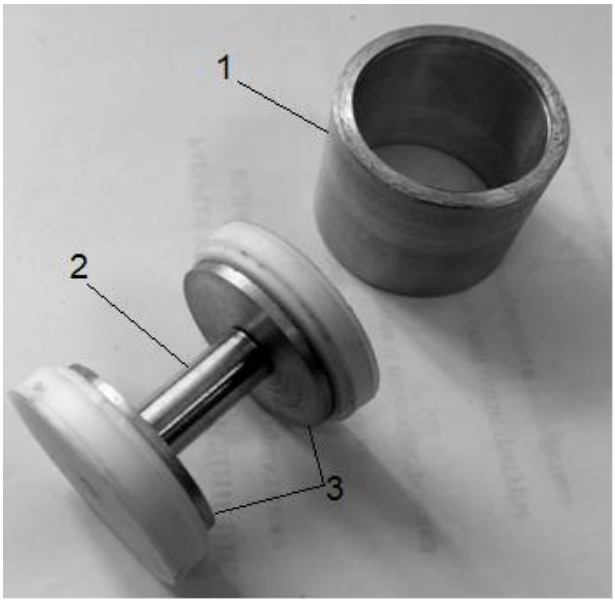
4.3. Экспериментальное исследование манометрического преобразователя на рассеянии электронов с торцевым расположением фотоэмиттера

Экспериментальная часть посвящена исследованию работы манометрического преобразователя, схемы экспериментальной установки, проверке теоретических расчетов и исследованию метода измерения давления в диапазоне давлений $10^{-5} – 10^{5}$ Па.

4.3.1 Описание макета манометрического преобразователя с термокатодом

Из-за отсутствия источника ультрафиолетового излучения при первых экспериментах в качестве источника электронов использовался вольфрамовый термокатод. Макет манометрического преобразователя содержит анод (1), внутренний цилиндрический электрод (2), два торцевых электрода (3), источник электронов (4), коллектор электронов (5), магнитную систему, состоящую из ниобиевых магнитов цилиндрической формы (6) и полюсных наконечников (7).

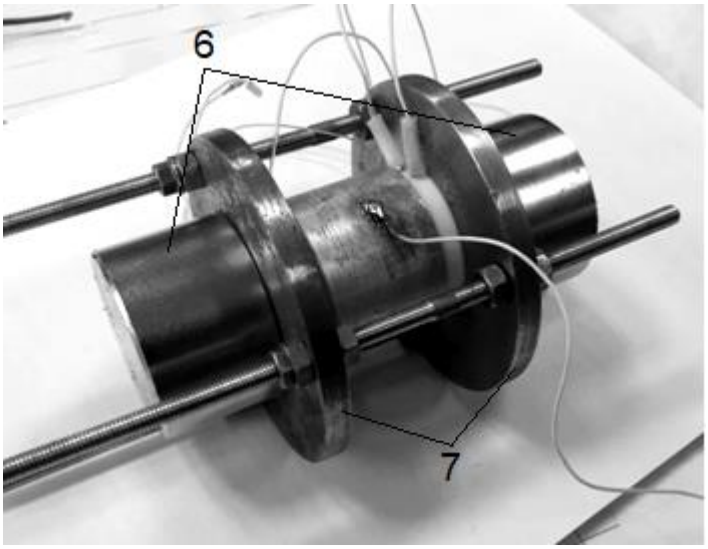
Анод является внешним электродом, представляющим собой полый цилиндр с внутренним радиусом 16,5 мм, внешним радиусом 18 мм и длинной 22 мм. Цилиндрический электрод представляет собой цилиндр радиусом 4,5 мм и длиной 19 мм соединенный основанием с первым торцевым электродом. Торцевые электроды представляют собой диски толщиной 1 мм и радиусом 15,5 мм, ограничивающие рабочее пространство вдоль оси анода. Таким образом, рабочее расстояние между двумя торцевыми электродами манометрического преобразователя составляет 20 мм. Эмиттер и коллектор электронов находятся в плоскости первого торцевого электрода. Анод и торцевые электроды изготовлены из алюминия, внутренний цилиндрический электрод изготовлен из меди.



а)



б)



в)

Рисунок 4.12 – Макет манометрического преобразователя:
а) в разобранном виде; б) первый торцевой электрод; в) в собранном виде.
1 – анод; 2 – внутренний цилиндрический электрод; 3 – торцевые электроды;
4 – термокатод; 5 – коллектор электронов; 6 – магниты;
7 – полюсные наконечники

Коллектор электронов представлял собой медную пластину размером 3х8 мм, размещённую в плоскости первого торцевого электрода, но был электрически изолирован от него. Изоляция первого торцевого электрода, анода и второго торцевого электрода обеспечивалась фторопластовыми прокладками.

Магнитная система создавала аксиальное магнитное поле с индукцией 63 мТл. Магнитное поле создавалось двумя постоянными магнитами и полюсны-

ми наконечниками, которые обеспечивали однородное по радиусу магнитное поле и зажимали конструкцию у оснований и стягивались тремя шпильками.

4.3.2 Описание экспериментальной установки

При проведении экспериментальной части работы, использовалась экспериментальная установка, представленная на рисунке 4.13.

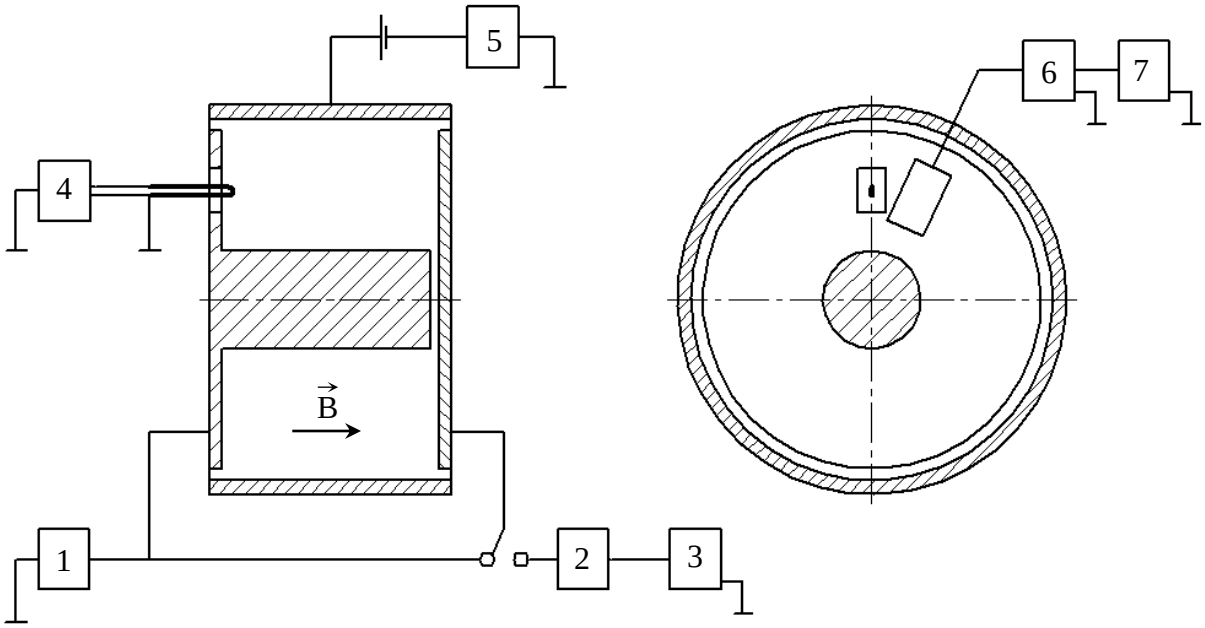


Рисунок 4.13 – Схема экспериментальной установки:
1 – источник напряжения цилиндрического электрода; 2 – источник напряжения второго торца; 3 – милливольтметр; 4 – источник питания термокатода;
5 – электрометрический усилитель

Макет манометрического преобразователя помещался в вакуумную камеру. Контакты электродов манометрического преобразователя выводились из камеры с помощью вакуумных электрических выводов, расположенных на фланце, и подключались к лабораторным приборам. Контакты термокатода подключались к регулируемому блоку питания HY30002 (4). Первый торцевой электрод и внутренний цилиндрический электрод подключались к источнику постоянного напряжения КБНС-4 (1). Вывод второго торцевого электрода соединялся с двухпозиционным электрическим тумблером. В первом положении тумблера, осуществлялась коммутация цепи второго торцевого электрода с источником постоянного напряжения 10 В, роль которого выполняла изолированная от земли бата-

рея (2), и прибором В7-21 (3), с помощью которого устанавливался ток эмиссии термокатода. Во втором положении второй торцевой электрод замыкался с первым торцевым электродом и внутренним цилиндрическим электродом и соединялся с источником постоянного напряжения КБНС-4 (1). Вывод анода соединялся с электрической цепью, состоящей из последовательно соединенного источника постоянного напряжения, изолированного от земли, обеспечивающего стабильное напряжения в диапазоне от 0 до 100 В, и электрометрическим усилителем (рисунок 3.18) для измерения анодного тока. Показания снимались с помощью мультиметра APPA 207.

Коллектор электронов подключался к цепи, состоящей из последовательно соединенного измерительного прибора В7-21 (6) и источника постоянного напряжения КБНС-4 (7).

Откачка газа из вакуумной камеры вначале осуществлялась форвакуумным, а затем магниторазрядным насосом. Изменение давления производилось игольчатым натекателем при непрерывной откачке. Давление в камере измерялось вакуумметром ВИ-14.

4.3.3 Экспериментальное исследование манометрического преобразователя с термокатодом

Перед началом проведения измерений производилась стабилизация электронного тока катода. Для этого ток катода выставлялся равный 15 нА и прогревался в течение 30 минут при давлении 10^{-5} Па. Это позволяло уменьшить скачки электронного тока в моменты измерения давления манометрическим преобразователем и получать более точные показания. После прогрева выставлялось постоянное значение электронного тока термокатода. Для этого на первый торцевой электрод и внутренний цилиндрический электрод подавалось напряжение минус 1 В, на анод напряжение +4 В и на второй торцевой электрод +10 В. В этом случае отрицательно заряженные частицы попадали на второй торцевой электрод, поскольку попаданию на анод препятствовало магнитное поле. Но в ходе проведе-

ния измерения было выявлено, что за счёт поверхностной ионизации на поверхности вольфрамового катода ток эмиссии ионов оказывался соизмеримым с током электронов. Это приводило к тому, что в момент выставления электронного тока на второй торцевой электрод вместе с электронами попадали отрицательные ионы, которые вносили погрешность в величину устанавливаемого тока эмиссии. Разделение электронов от отрицательных ионов в момент выставления электронного тока, производилось с помощью магнитного поля и подачи напряжения 30 В на коллектор электронов. При этом отрицательные ионы уходили на анод, поскольку магнитное поле слабо влияло на их траекторию, а электроны уходили на второй торцевой электрод, находившимся под положительным напряжением относительно катода, поскольку магнитное поле не позволяло им уходить на коллектор электронов или анод (рисунок 4.14). Это обеспечивало установку электронного тока, поскольку ионы не попадали на второй торцевой электрод в режиме установки электронного тока. В процессе эксперимента периодически производился контроль электронного тока и регулировкой при необходимости, переключением установки в режим установки электронного тока.

После установки электронного тока второй торцевой электрод соединялся к цепи первого торцевого электрода и внутреннего цилиндрического электрода которая находилась под потенциалом 1 В, а в цепи коллектор электронов выставлялось напряжение +3 В относительно внутреннего цилиндрического электрода. В этом случае электроны свершали возвратно поступательные движения от одного торцевого электрода к другому, продвигаясь вокруг оси манометрического преобразователя к коллектору электронов. Часть электронов рассеивалась на молекулах газа и дрейфовало к аноду. По величине тока анода определялось давление газа. Другая часть электронов продолжала совершать возвратно поступательные движения в пространстве манометрического преобразователя до попадания на коллектор электронов, где также регистрировалась.

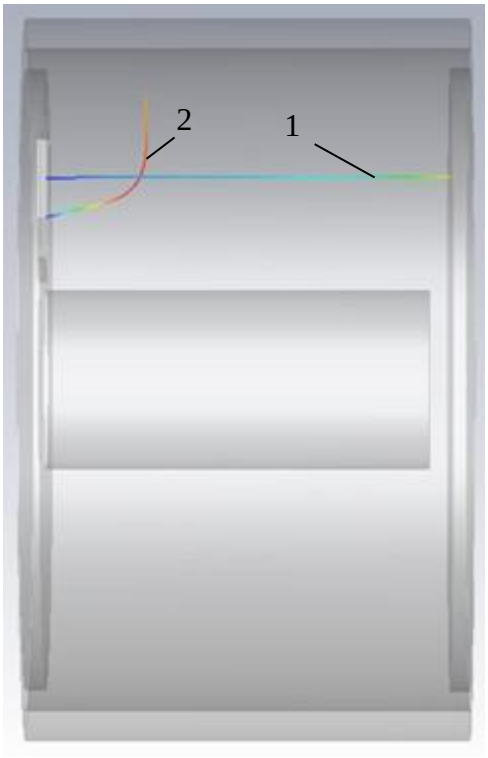


Рисунок 4.14 – Траектории движения заряженных
частиц в режиме установки электронного тока:
1 – траектория электронов; 2 – траектория отрицательных ионов азота

На рисунках 4.15 и 4.16 представлены экспериментальные и расчётные градуировочные характеристика манометрического преобразователя при установленном электронном токе $I_e = 500$ пА и $I_e = 1000$ пА в диапазоне давлений от $3{,}6 \cdot 10^{-5}$ до $64 \cdot 10^{3}$ Па и от $4{,}7 \cdot 10^{-5}$ до $68 \cdot 10^{3}$ Па соответственно.

При сравнении экспериментальных и теоретических зависимостей можно сделать следующее заключение. Ход зависимостей имеет одинаковый характер, при увеличении давления ток рассеянных электронов увеличивается. Однако наблюдаются количественные различия между экспериментальными и расчётными зависимостями.

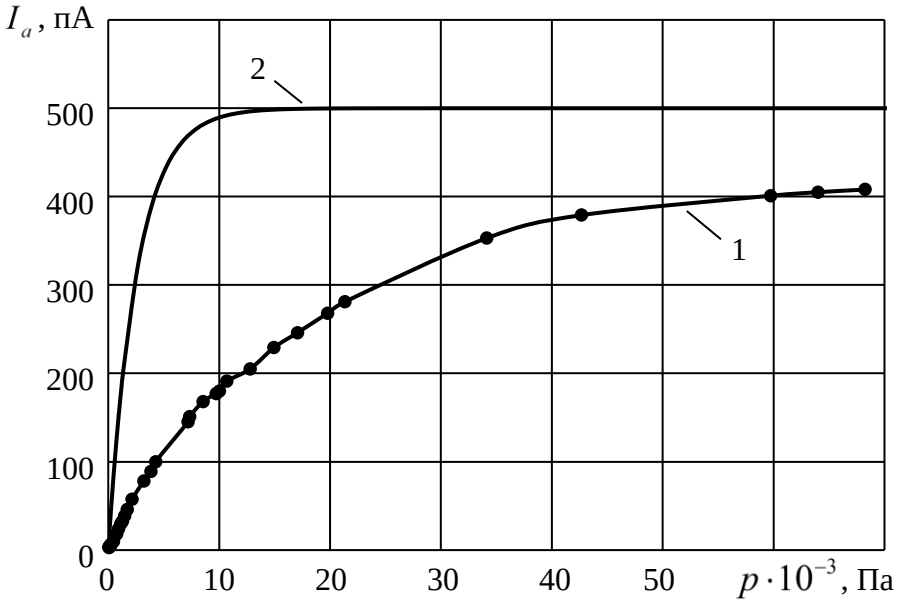


Рисунок 4.15 – Экспериментальная (1) и расчётная (2) зависимости манометрической чувствительности от давления при $I_e = 500$ пА

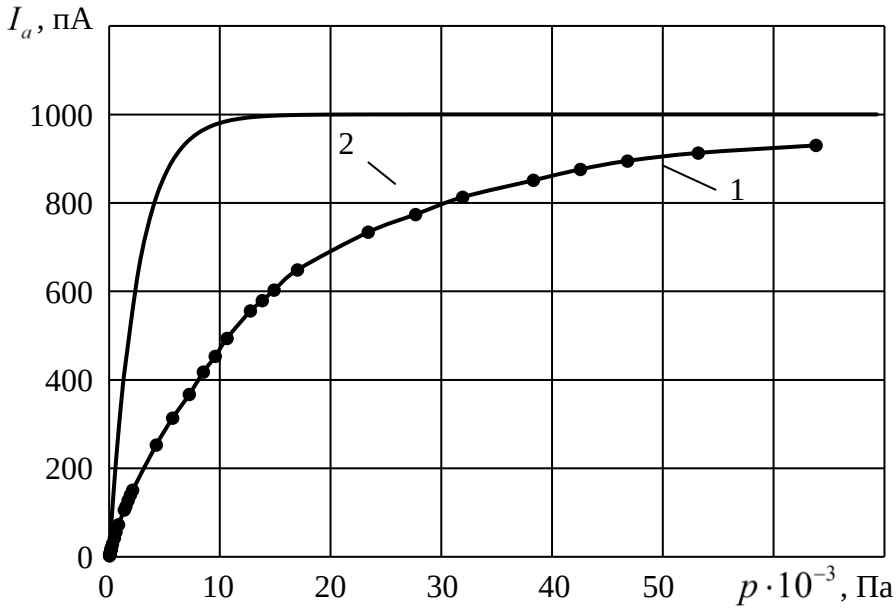


Рисунок 4.16 – Экспериментальная (1) и расчётная (2) градуировочные зависимости манометрической чувствительности от давления при $I_e = 1000$ пА

В обоих случаях экспериментально снятая градуировочная характеристика манометрического преобразователя идёт ниже теоретической характеристики. Расхождение экспериментальной и теоретической зависимостей обусловлено тем, что при расчете считалось, что электрон попадает на анод уже после первого

столкновения с молекулами остаточного газа и использовании среднего значения транспортного сечения азота [86].

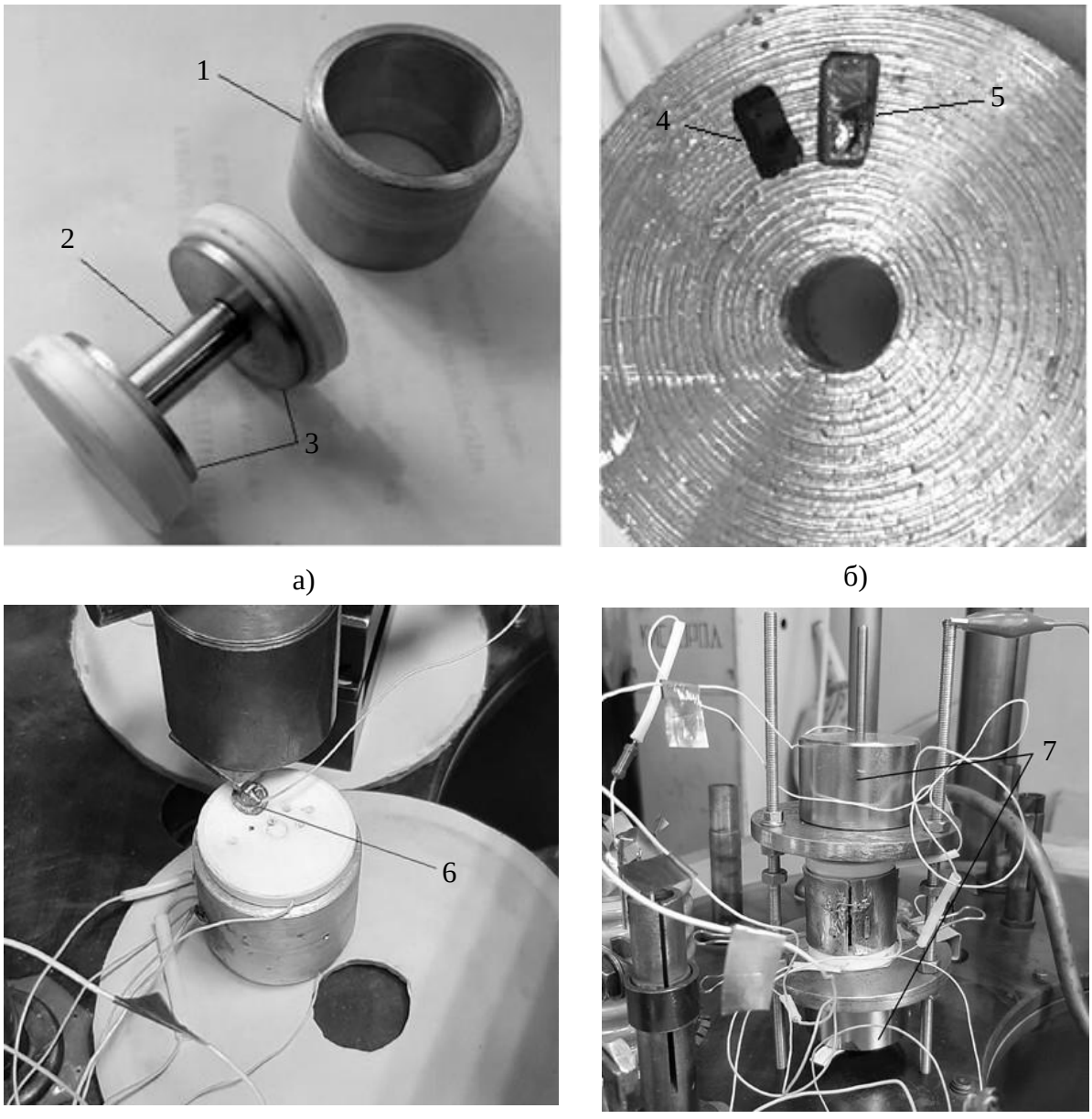
4.3.4 Описание макета манометрического преобразователя с фотокатодом

Измерение давления газа в широком диапазоне, вплоть до атмосферы, предполагает использование фотокатода, устойчивого к действию воздуха. Поскольку на начальном этапе работ источник ультрафиолетового излучения отсутствовал, для отработки методики использовался термокатод (раздел 4.2.1). После приобретения УФ-светодиода был изготовлен макет с фотокатодом, конструкция которого показана на рисунке 4.17. Данный макет представляет собой модернизированный макет с термокатодом, описанный в разделе 4.2.2 и содержит следующие элементы: анод (1), внутренний цилиндрический электрод (2), являющийся единым целым с левым торцом, торцевые электроды (3), фотокатод (4), коллектор (5), отверстие для УФ излучения (6), постоянные магниты (7).

Геометрические размеры датчика соответствуют указанным в предыдущем разделе. Фотокатод выполнен в виде фольгированной пластинки фторопласта 2х4 мм, на которую наносился фоточувствительный материал. Для пропускания излучения от УФ источника, на правом торце было сделано отверстие. Фокусировка излучения осуществлялась с помощью кварцевой линзы, ширина направленности которой составляла 5°. Для минимизации искажений электрического поля перед линзой была установлена металлическая сетка.

Магнитная система данной конструкции обеспечивала аксиальное магнитное поле, величина магнитной индукции которого составляла 50 мТл.

В качестве материала для фотокатода использовался галлий.



а) б)

в) г)

Рисунок 4.17 – Макет манометрического преобразователя:
а) в разобранном виде, б) первый торцевой электрод,
в) без магнитов, г) с магнитами.
1 – анод, 2 – внутренний цилиндрический электрод,
3 –торцевые электроды, 4 - фотокатод, 5 – коллектор электронов,
6 – отверстие для УФ-излучения, 7 – постоянные магниты

4.3.5 Описание экспериментальной установки преобразователя с фотокатодом

Схема экспериментальной установки для исследования работы манометрического преобразователя с фотокатодом приведена на рисунке 4.18.

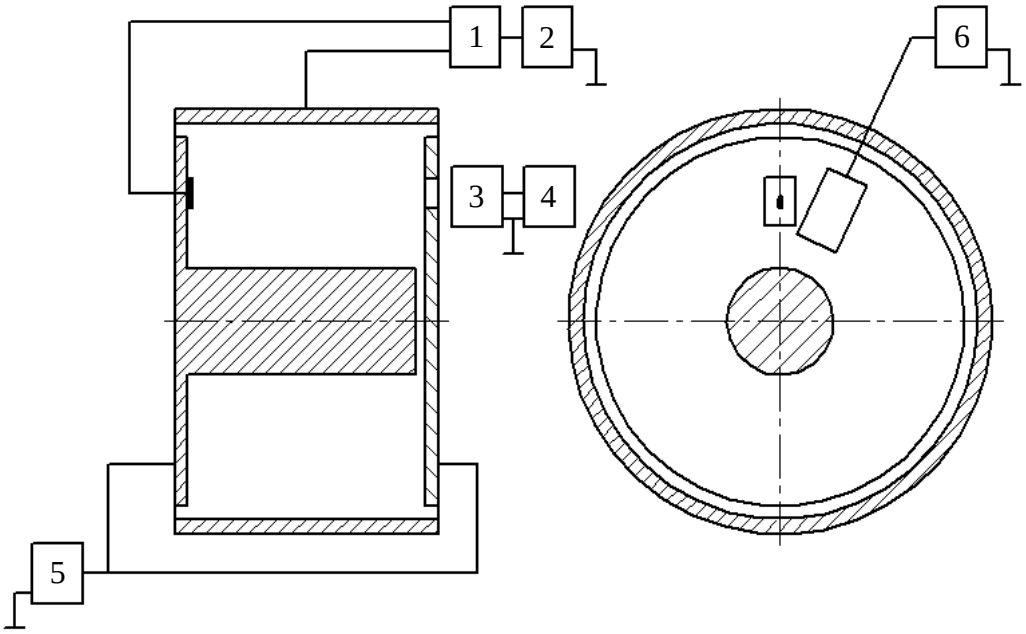


Рисунок 4.18 – Схема экспериментальной установки:
1 – коммутатор, 2 – электрометрический усилитель, 3 –УФ светодиод, 4 – источник напряжения УФ светодиода, 5 – источник напряжения торцевых электродов, 6 – источник напряжения коллектора электронов

Коммутатор (1) предназначен для переключения измеряемого тока. В одном случае измеряется ток анода, в другом ток фотокатода. Схема электрометрического усилителя (2) представлена на рисунке 3.18. В качестве источника УФ-излучения (3) выбран светодиод TO-3535BC-UVC265-30-6V-E с длиной волны 265 нм. Источниками напряжений для УФ светодиода (4) и торцевых электродов (5) были выбраны блоки питания HY3002. Коллектор электронов подключался к источнику напряжения (6), который находился в подвешенном состоянии. По этой причине синусоидальный сигнал частотой 200 кГц с генератора RIGOL DG1022 подавался на коллектор через выпрямитель.

4.3.6 Экспериментальное исследование манометрического преобразователя с фотокатодом

Для исследования градуировочной характеристики преобразователя по воздуху была установлена магнитная система с индукцией магнитного поля равной 50 мТл. На анод и коллектор электронов подавалось напряжение 10 В, а на торцевые электроды порядка -3 В. Катод из галлия освещался через кварцевую линзу

УФ светодиодом TO-3535BC-UVC265-30-6V-E мощностью 3 мВт и длиной волны 265 нм.

После помещения макета манометрического преобразователя в рабочую камеру проводилась откачка – форвакуумным (2НВР5Д) и турбомолекулярным (ТМН500) насосами. Деформационный манометр использовался для измерения давления воздуха в диапазоне $13 \cdot 10^3 – 10^5$ Па, в диапазоне $1,3 – 13 \cdot 10^3$ Па – вакуумметр ВДГ, а в диапазоне $8 \cdot 10^{-3} – 1,3$ Па измерения проводились вакуумметром ВИТ-2.

На рисунке 4.19 показаны экспериментальная и расчётная зависимости.

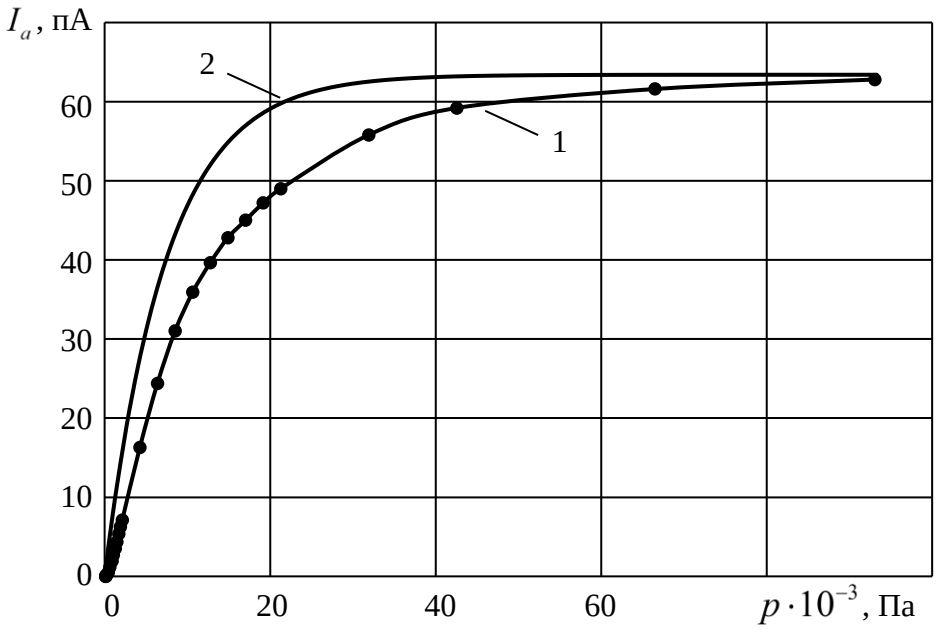


Рисунок 4.19 – Экспериментальная (1) и расчётная (2) зависимости манометрической чувствительности от давления при $I_e = 64$ пА

Расчётная зависимость получена по формуле 4.6 при следующих параметрах: индукция магнитного поля 50 мТл, среднее сечение рассеяния $1,1 \cdot 10^{-19}$ см^2, длины пути, пройденного электроном между торцами 506 см. Ход зависимостей практически совпадают.

На рисунке 4.20 показана градуировочная кривая в диапазоне от $1,2 \cdot 10^{-3}$ Па до 10^5 Па [87]. Из-за наличия максимума зависимость является неоднозначной, что затрудняет определение давления по току анода. Для разрешения этой неоднозначности используется зависимость тока катода от давления. Таким образом,

по величине тока анода можно судить о давлении, а по току катода — определять, на каком участке градуировочной кривой находится рабочая точка.

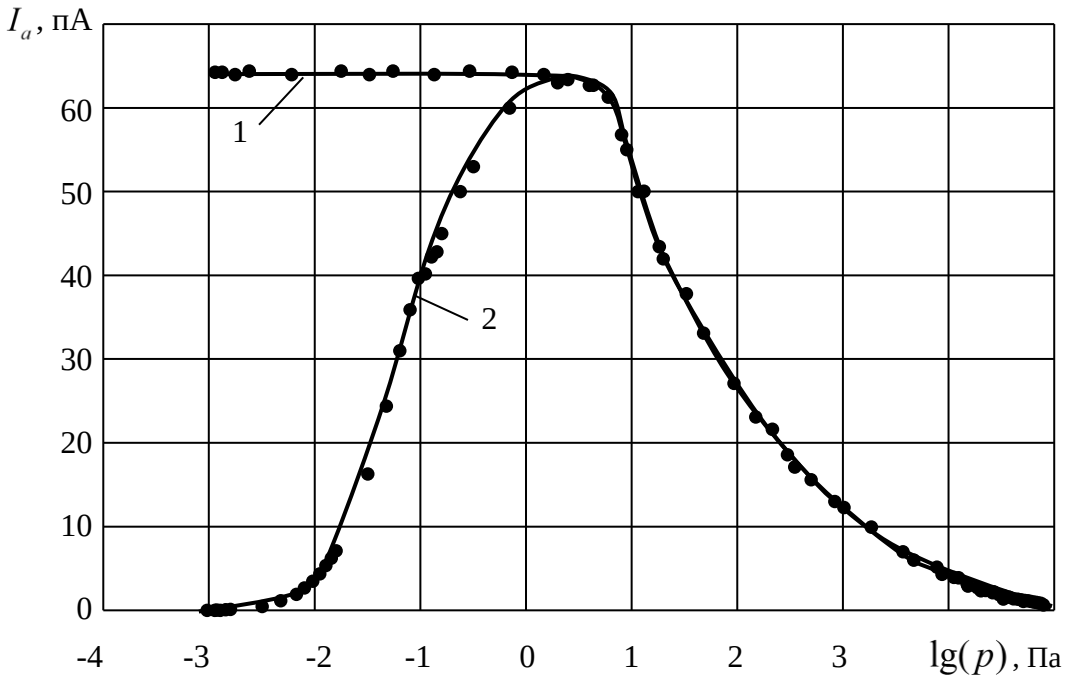


Рисунок 4.20 – Экспериментальная градуировочная характеристика:
1 – ток катода; 2 – ток анода

Экспериментальная градуировочная зависимость показала принципиальную возможность измерения давления воздуха одним манометрическим преобразователем в диапазоне $1{,}2 \cdot 10^{-3}$ –10^{5} Па.

4.4 Выводы по главе

Основные результаты главы заключаются в следующем:

1. Проведено исследование влияние электрического и магнитного полей на траекторию движения заряженных частиц в манометрическом датчике с торцевым расположением катода.

3. Получено выражение для расчёта градуировочной характеристики, определяемой, как зависимость тока рассеянных на анод электронов от давления газа.

4. Изготовлен и исследован макет манометрического преобразователя с термокатодом, показавший возможность работы предложенной конструкции датчика в высоковакуумной части рабочего диапазона давлений.

5. Испытан макет манометрического преобразователя с торцевым расположением фотокатода. Экспериментально показана возможность измерения давления воздуха одним манометрическим преобразователем в диапазоне от $1{,}2 \cdot 10^{-3}$ до 10^5 Па.

6. Предложен способ устранения неоднозначности определения давления газа из-за наличия максимума на градуировочной характеристике широкодиапазонного манометрического преобразователя с помощью измерения тока фотокатода.

Заключение

В соответствии с целью и задачами диссертационного исследования в работе получены следующие основные результаты.

1. Компьютерным моделированием процесса случайных столкновений электронов с молекулами газа методом Монте-Карло показано, что при ортогональных векторах электрического и магнитного полей величина, обратная среднему времени пролета электрона через промежуток, линейно возрастает с увеличением давления газа в широком (7 порядков) диапазоне от 10^{-5} Па до 10^{2} Па. Эту величину целесообразно использовать в качестве информативного параметра вакуумметрического метода на рассеянии электронов молекулами.

2. Подтверждена возможность измерения давления газа в отпаянном магнетроне методом, основанном на рассеянии электронов, с помощью его собственной электродной системы. В экспериментах к электродам прикладывалось меандровое напряжение с регулируемой частотой, в качестве меры давления использовалось значение частоты, при которой по мере повышения происходило двукратное уменьшение постоянной составляющей анодного тока, вызываемого поступлением на него рассеянных электронов.

3. Разработан манометрический преобразователь на рассеянии электронов с электродной системой магнетронного типа, с фотоэмиттером электронов на основе галлия, расположенный на катоде, и с источником излучения на длине волны 255 нм, способный регистрировать давление газов в интервале от 10^{3} до 10^{5} Па. В экспериментах в качестве меры давления использовалась частота меандрового напряжения, при которой ток рассеянных электронов на анод уменьшался в два раза.

4. Разработан манометрический преобразователь на рассеянии электронов с электродной системой магнетронного типа, в котором фотоэмиттер расположен на торцевом диске, а электродная система дополнена малогабаритным коллектором фотоэлектронов, расположенным в плоскости диска. Мерой давления является ток рассеянных электронов на анод. Экспериментально подтверждена возможность измерения давления воздуха в диапазоне от $3 \cdot 10^{-5}$ Па до 10^{5} Па.

Список использованных источников

1. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники. – М.: Мир, 1964. 715 с.
2. Востров Г.А., Розанов Л.Н. Вакуумметры. – Ленинград: Машиностроение, 1967. 236 с.
3. Глазков, А. А. Учебная лаборатория вакуумной техники. – М.: Атомиздат, 1971. 277 с.
4. Хавкин Л. П. Компрессионный манометр типа Мак-Леода с охлаждаемой ловушкой // Приборы и техника эксперимента. 1964. №5. 165 с.
5. Розанов Л.Н. Вакуумная техника: учебник для вузов / Л. Н. Розанов. 3-е издание, перераб. и доп. – М.: Высш. Шк. 2007. 391 с.
6. Leck, J. H. Pressure measurement in vacuum systems / J. H. Leck. – London: Institute of Physics, 1957. 144 p.
7. Катыс Г.П., Катыс П.Г. Микродатчики реализованные на технологии МЭМС // Нано- и микросистемная техника. № 11, 2001, С. 3–7.
8. Горобей В. Н., и др. Компрессионный вакуумметрический преобразователь, созданный по технологии МЭМС // Вакуумная техника и технология. 2015. Т. 25, № 2. С. 61–63.
9. Pirani M. Selbstanzeigendes Vakuum-Meßinstrument // Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 1906. Vol. 8, P. 686-694.
10. Фролов Е. С., и др. Вакуумная техника: справочник // М.: Машиностроение, 1985. 360 с.
11. Dushman S., Found C. G. Studies with the Ionization Gauge. I. Construction and Method of Calibration // Physical Review. 1921. Vol. 17, № 1. P. 7–19.
12. Кузьмин В. В., Левина Л. Е., Творогов И. В. Вакуумметрическая аппаратура техники высокого вакуума и течеискания. М.: Энергоатомиздат, 1984. 240 с.
13. А. с. 697850 СССР, МПК G01L 21/30. Ионизационный вакуумметр / А. А. Биршерт, А. М. Григорьев, И. В. Творогов и др. — № 2645379/18-10; заявл. 11.07.1978 ; опубл. 15.11.1979, Бюл. № 42. 3 с.
14. Bayard R. T., Alpert D. Extension of the low pressure range of the ionization gauge // Review of Scientific Instruments. 1950. Vol. 21, № 6. P. 571–572.

15. Alpert D. Vacuum valve for the handling of very pure gases // Review of Scientific Instruments. 1951. Vol. 22, № 7. P. 536–537.
16. Alpert D. New developments in the production and measurement of ultra high vacuum // Journal of Applied Physics. 1953. Vol. 24, № 7. P. 860–876.
17. Lafferty, J. M. A hot-cathode magnetron ionization gauge for the measurement of ultra-high vacua // 7th Nat. Vac. Symp. Trans., 1960. P. 97–103.
18. Lafferty, J. M. A new hot cathode ionization gauge with high sensitivity // Review of Scientific Instruments. 1963. Vol. 34, № 4. P. 467–470.
19. Lafferty, J. M. Hot-cathode magnetron ionization gauge with an electron multiplier ion detector for the measurement of extreme ultra-high vacua // Rev. Sci. instr., 1963. Vol. 34, № 5. P. 467–476.
20. Mourad, W. G. Orbitron Ionization Gauge / W. G. Mourad, T. Pauly, R. G. Herb // Review of Scientific Instruments. 1964. Vol. 35, № 6. P. 661–665.
21. Blechschmidt D. Low pressure limitation of the orbitron ionization gauge. // Japanese Journal of Applied Physics. January 1974. P. 1–6.
22. Feidt, M. L. Influence of ionization phenomena and electron space charge on condition of electronic injection into an orbitron device / M. L. Feidt, D. F. Paulmier // Vacuum. 1978. Vol. 28, № 8/9. P. 333–336.
23. Gosselin C. M., Beitel G. A., Smith A. Study of Low-Pressure Application of the Orbitron Ion Gauge. Journal of Vacuum Science & Technology. 1970. Vol 7, Num 1. P 233–236.
24. Turner, D. J. Electrostatic ionization pumps and gauges – criterion for charged particles orbiting in a logarithmic field / D. J. Turner // Vacuum. 1964. Vol. 14. P. 477–478.
25. Базылев В. К., Жидков А. М., Коротченко В. А., Скворцов В. Э. Компьютерное моделирование движения электронов в орбитронном вакуумметрическом датчике // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. 2016. № 58. С. 146–152.
26. Коротченко В.А., Скворцов В.Э., Базылев В.К., Жидков А.М., Андреасян Т. Н. Физический механизм функционирования орбитронной электронной ловушки

в ионизационном манометре // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. 2017. № 62. С. 163–170.

27. Коротченко В.А., Скворцов В.Э., Базылев В.К., Жидков А.М., Андреасян Т.Н. Разработка и исследование ионизационного вакуумметрического преобразователя орбитронного типа // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. 2018. № 64. С. 137–149.
28. Petit, B. Theoretical determination of ionization efficiency for an orbitron device and variation with the main working parameters / B. Petit, M. L. Feidt // Journal of Vacuum Science & Technology. 1983. Vol. 1, № 2. P. 163–167.
29. Riemersma H., For R. E., Lange W. J. A photomultiplier ion gauge // 7th Nat. Vac. Symp. Trans., 1960. P. 92–96.
30. Dobroff J. R., Oman R. M. An ionization gauge using a SIC p-n junction electron emitter // J. vac. sci and technology, 1969. Vol. 6, № 5. 906 p.
31. Windsor E. E. A sensitive high vacuum gauge using an electron multiplier // Vacuum, 1970. Vol. 20, № 1. P. 7–9.
32. Penning F. M. A new pressure gauge for low pressures, particularly pressures between 10^{-3}-millimeters and 10^{-5}-millimeters // Physica, 1937. Vol. 4, P. 71–78
33. Penning F. M. High Vacuum Gauges // Philips Technical Review, 1937. Vol. 2, № 7. P. 71–78
34. Leck J. H., Riddoch A. Observations on the Characteristics of the Cold-Cathode Ionization Gauge // British Journal of Applied Physics, 1956. Vol. 7, №4. 153 p.
35. Leck J. H. Sorption and desorption of gas in the cold-cathode ionization gauge // Journal of Scientific Instruments, 1953. Vol. 30, № 8. 271 p.
36. Hobson J. P., Redhead P. A. Operation of an inverted-magnetron gauge in the pressure range 10^{-3} to 10^{-12} mm. Hg // Canadian Journal of Physics, 1958. Vol. 36, № 37. P. 255-270.
37. Worrell F. T. Instability in the magnetron gauge // Review of Scientific Instruments, 1963. Vol. 34, № 12. P. 1384-1385.
38. Kageyama K., Monma S., Fukasawa F., Kuriyama N. // Proceedings of the 6th International Vacuum Congress, 1974. Vol. 13, № 1. 109 p.

39. Патент 2389990 Российская Федерация, МПК G01L 11/00 (2006.01). Комбинированный ионизационный вакуумметрический преобразователь / Дрейзин В. Э., Овсянников Ю. А., Поляков В. Г., Поветкин Р. А., Бабаскин С. О.; заявитель ФГУП Курский завод «Маяк». – №2008114988/28; заявл. 16.04.2008; опубл. 20.05.2010, Бюл. № 14. – 6 с.
40. Патент 2515212 Российская Федерация, МПК G01L 21/30 (2006.01). Высокочувствительный ионизационный вакуумметрический преобразователь / Богомазов Р. Ю., Дрейзин В. Э., Кочура А. В., Пиккиев В. А.; патентообладатель ФГБОУ ВПО «Юго-Западный государственный университет». – №2012135911/28; заявл. 21.08.2012; опубл. 10.05.2014, Бюл. № 13. – 7 с.
41. Патент 2427813 Российская Федерация, МПК G01M 3/00 (2006.01), G01L 21/34 (2006.01). Датчик вакуума / Пушкин Н. М., Юлдашев Э. М.; патентообладатель ОАО «Научно-производственное объединение измерительной техники». – №2010124444/28; заявл. 15.06.2010; опубл. 27.08.2011, Бюл. № 24. – 8 с.
42. Яккель Р. Получение и измерение вакуума / Р. Яккель; перевод с немецкого Е. Н. Мартынсона; под редакцией М. И. Меньшикова. – М.: Издательство иностранной литературы, 1952. 343 с.
43. Хавкин Л. П. Плутониевый радиоактивный ионизационный манометр // Приборы и техника эксперимента. 1960. №5. С. 101-106.
44. Fremerey J. K., Boden K. Active permanent magnet suspensions for scientific instruments // Journal of Physics E: Scientific Instruments, 1978. Vol. 11, №2. 106 p.
45. Патент 1793289 Российская Федерация, G01L 21/24. Вакуумметр / Галкин В. И., Измайлов Е. А., Маслов А. А.; патентообладатель Московский институт электромеханики и автоматики. – №4938970/10; заявл. 29.04.91; опубл. 07.02.93, Бюл. №5. – 4 с.
46. Evrard R., Boutry G. A. An Absolute Micromanometer Using Diamagnetic Levitation // Journal of Vacuum Science and Technology, 1969. Vol. 6, №2, P. 279-288
47. Уэстон Дж. Техника сверхвысокого вакуума. –М.: Мир, 1988. 366 с.
48. Каталог вакуумметров Televac: [Электронный ресурс]. — URL: http://vacuumpro.ru/vakuummetr/televac (дата обращения: 15.09.2026)

49. Вакуумное оборудование: [Электронный ресурс]. — URL: http://www.actan.ru/vac_gauge_vsh82mv.html (дата обращения: 15.09.2026)
50. Вакуумное оборудование: [Электронный ресурс]. — URL: http://www.actan.ru/vac_gauge_vsm72mv.html (дата обращения: 15.09.2026)
51. [Электронный ресурс]. — https://www.zencoplasma.ru/ (дата обращения: 15.09.2026)
52. [Электронный ресурс]. — www.taco-line.ru (дата обращения: 12.04.2021)
53. [Электронный ресурс]. — URL: https://www.agilent.com/ (дата обращения: 12.04.2021)
54. [Электронный ресурс]. — https://www.instrutechinc.com/ (дата обращения: 15.09.2026)
55. Базылев В.К., Жидков А.М., Коротченко В.А., Скворцов В.Э. Ионизационный манометрический преобразователь для сверхвысокого вакуума // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. 2019. № 68. С. 126–133.
56. Базылев В.К., Коротченко В.А., Жидков А.М., Скворцов В.Э. Исследование ионизационного манометрического преобразователя для сверхвысокого вакуума // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. 2020. № 74. С. 144–152.
57. Патент 2690049 Российская Федерация, МПК G01L 21/30 (2006.01), G01L 21/12 (2006.01). Способ повышения верхнего предела измерения давления термоэлектронного манометра / Базылев В.К., Коротченко В.А., Жидков А.М., Скворцов В.Э.; патентообладатель Общество с ограниченной ответственностью "Московский электроламповый завод". – №2018102975; заявл. 25.01.2018; опубл. 30.05.2019, Бюл. № 16. – 5 с.
58. Readhead P. A. New Hot-Filament Ionization Gauge with Low Residual Current // Journal of Vacuum Science and Technology, 1966, Vol. 3, №4, P. 173-188
59. Beek U., Reich G. Comparison of the pressure indication of a Bayard-Alpert and an extraction gauge // Journal of Vacuum Science and Technology, 1972. Vol. 9, №3, 126 p.

60. Pittaway, L. G. The application of ion storage in electron space-charge fields to the design of a U.H.V. gauge and mass-spectrometer ion source. Pt. II. The construction and performance of the extractor gauge // Philips Research Reports. 1974. Vol. 29, № 3. 283 p.
61. Blechschmidt, D. An ionization gauge using a channel electron multiplier for pressures below 10^{-12} Torr // Journal of Vacuum Science and Technology. 1973. Vol. 10, № 2. 376 p.
62. Helmer, J. C. Ion gauge for vacuum pressure measurement below $1 \cdot 10^{-10}$ Torr // Review of Scientific Instruments. 1966. Vol. 37, № 12. 1652 p.
63. Blechschmidt, D. New deflected-beam gauge for pressures below 10^{-12} Torr // Journal of Vacuum Science and Technology. 1975. Vol. 12, № 5. 1072 p.
64. Коротченко В.А. Контроль герметичности приборов вакуумной и плазменной электроники // Дефектоскопия. 1987. №6. С. 41-47.
65. Физические величины: Справочник / А. П. Бабичев, Н. А. Бабушкина, А. М. Братковский и др.; под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.– 1232 с.
66. Базылев В. К., Жидков А. М. Исследование возможности измерения давления газа в отпаянном магнетроне с прямонакальным катодом // Вестник РГРТУ. – 2015. – № 54-2. – С. 143–147.
67. Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями в 2-х томах. Т.1. Основные элементы приборов / Пер. с англ. под общ. ред. М.М. Фёдорова. – М.: Издательство иностранной литературы, 1961. 465 с.
68. 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 РГРТУ. – 2014. – № S1 – С. 44–47.
69. Жидков А.М. Применение программы «Фокус» для моделирования движения электронов в цилиндрической конструкции. Новые информационные технологии в научных исследованиях и в образовании «НИТ 2014». Материалы XIX Всероссийской научно-технической конференции студентов, молодых ученых

и специалистов. Рязанский государственный радиотехнический университет имени В.Ф. Уткина. Рязань, 2014, С. 146-147.

70. Жидков А.М. Моделирование движения электронов в цилиндрическом магнетроне при неортогональности векторов электрического и магнитного полей // Математические методы в технике и технологиях – ММТТ. Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А. Саратов. 2015. С. 108-110.
71. [Электронный ресурс]. — www.focus-pro.com
(дата обращения: 10.10.2019)
72. Базылев В. К., Жидков А. М. Основной фактор определения нижней границы диапазона измерения давления методом рассеяния электронов на молекулах газа // Вестник РГРТУ. – 2018. – № 65. – С.177–184.
73. Базылев В.К., Жидков А.М., Коротченко В.А. Источник электронов для широкодиапазонного манометрического преобразователя. Современные технологии в науке и образовании – СТНО-2025. Сборник трудов VIII Международного научно-технического форума. В 10-ти томах. Том 2. Под общей редакцией О.В. Миловзорова. Рязань, 2025, С. 21-27.
74. Егоров Н. В., Шешин Е. П. Автоэлектронная эмиссия. Принципы и приборы. – Долгопрудный: Интеллект, 2011. 704 с.
75. Соболева Н. А., Меламид А. Е. Фотоэлектронные приборы. – М.: Высшая школа, 1974. 376 с.
76. Bazylev V. K., Suvorov D. V., Zhidkov A. M. Study of materials for the air resistant photocathode // Proceedings of 10th International Vacuum Electron Sources Conference (IVESC) and Second International Conference on Emission Electronics (ICEE), Saint-Petersburg, Russia, June 30 – July 04, 2014, p. 312.
77. Никулин С.П. Электронные и ионные процессы в газоразрядных системах низкого давления. Екатеринбург: ИЭФ УрО РАН, 2008. 296 с.
78. Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа: в задачах с решением. 3-е изд., перераб. и доп. М.: Наука, 1985. 424 с.

79. Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977. 832 с.
80. Бронштейн И.М., Фрайман Б.С. Вторичная эмиссия электронов М.: Высшая школа, 1974.
81. [Электронный ресурс]. — https://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr/index.html (дата обращения: 20.09.2026)
82. Месси Г. Отрицательные ионы. М.: Мир,1979. 754 с.
83. Бочевский В.В., Донской И.А., Коган И.Л. и др. Автоматический цифровой вакуумметр с безнакальным ионизационным преобразователем // Приборы и техника эксперимента, 1988, №4, с.126.
84. Базылев В. К., Жидков А. М. Широкодиапазонный манометрический преобразователь на основе рассеяния электронов молекулами газа // Вестник РГРТУ. – 2022. – № 81. – С. 89–95.
85. Патент № 2774640 C1, Российская Федерация, МПК G01L 21/30. Широкодиапазонный манометрический преобразователь/ Базылев В. К., Жидков А. М., Коротченко В. А.; патентообладатель Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Рязанский государственный радиотехнический университет им. В.Ф. Уткина"; Заявка № 2021117441; заявлено 15.06.2021; опубликовано 11.05.2022 Бюл. №14. – 9 с.
86. Базылев В.К., Жидков А.М., Рогов А.А. Исследование токопрохождения в манометрическом преобразователе с фотокатодом. Актуальные проблемы современной науки и производства. Материалы V Всероссийской научно-технической конференции. Рязанский государственный радиотехнический университет имени В.Ф. Уткина. Рязань, 2020, С. 25-32.
87. Базылев В.К., Жидков А.М., Коротченко В.А. Исследование работы манометрического преобразователя с фотокатодом при низком вакууме. Современные технологии в науке и образовании – СТНО-2022. Сборник трудов V Международного научно-технического форума. В 10-ти томах. Том 2. Под общей редакцией О.В. Миловзорова. Рязань, 2022, С. 49-53.

Приложение А. Копия патента на изобретение



РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ

ПАТЕНТ

НА ИЗОБРЕТЕНИЕ

№ 2771640

ШИРОКОДИАПАЗОННЫЙ МАНОМЕТРИЧЕСКИЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ

Патентообладатель: *Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Рязанский государственный радиотехнический университет им. В.Ф. Уткина" (RU)*

Авторы: *Базылев Виктор Кузьмич (RU), Коротченко Владимир Александрович (RU), Жидков Александр Михайлович (RU)*

Заявка № **2021117441**
Приоритет изобретения **15 июня 2021 г.**
Дата государственной регистрации в Государственном реестре изобретений Российской Федерации **11 мая 2022 г.**
Срок действия исключительного права на изобретение истекает **15 июня 2041 г.**

Руководитель Федеральной службы по интеллектуальной собственности

ДОКУМЕНТ ПОДПИСАН ЭЛЕКТРОННОЙ ПОДПИСЬЮ
Сертификат 69b8007fe14e40f0a94edbd24145d5c7
Владелец Зубов Юрий Сергеевич
Действителен с 26.05.2022 по 26.05.2023

Ю.С. Зубов

Приложение Б. Акты об использовании результатов диссертационной работы

Общество с ограниченной ответственностью
"МОСКОВСКИЙ ЭЛЕКТРОЛАМПОВЫЙ ЗАВОД"

Юридический адрес: 141960 Россия, Московская область, г.Талдом, пгт. Запрудня, ул. Ленина, д.1 корпус 4 этаж/комната 2/1
Телефон: 8(499) 707-38-58, 8(496) 203-35-53, Почта: mel.z-zap@mail.ru
ИНН/КПП – 5078036809/507801001 ОГРН 1075019003875

«05» октября 2026 г.

Акт

о внедрении результатов диссертационной работы
Жидкова Александра Михайловича
на тему «Вакуумметрический метод на основе рассеяния электронов молекулами газа»

Настоящим актом подтверждается, что основные результаты диссертационной работы Жидкова А.М., выполненной в федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего образования «Рязанский государственный радиотехнический университет имени В.Ф. Уткина, внедрены на предприятии ООО «Московский электроламповый завод» при производстве электровакуумных приборов.

В диссертационной работе предложен метод измерения давления газа в скрещенных электрическом и магнитном полях на основе рассеяния электронов молекулами газа.

С использованием разработанного вакуумметрического метода на предприятии осуществляется измерение давления остаточных газов в отпаянных приборах собственной электродной системой с целью контроля герметичности оболочек приборов.

Генеральный директор /Скворцов В.Э./

«УТВЕРЖДАЮ»
Проректор по образовательной деятельности
РГРТУ им. В.Ф. Уткина
_____ Дубков М.В.
«08» октября 2026 г.

АКТ

об использовании материалов диссертационной работы
на соискание ученой степени кандидата технических наук
старшего преподавателя кафедры «Промышленная электроника»
Жидкова Александра Михайловича
в учебном процессе

Настоящим подтверждаем, что при проведении учебного процесса по направлению подготовки 11.03.04 «Электроника и наноэлектроника» основной профессиональной образовательной программы бакалавриата в ФГБОУ ВО «Рязанский государственный радиотехнический университет имени В.Ф. Уткина» использованы материалы диссертационной работы Жидкова А.М. в части методики измерения давления в вакуммно-технологических системах методом рассеяния электронов молекулами газа.

Результаты исследования, полученные в диссертационной работе, были использованы для подготовки лабораторного практикума и аудиторных занятий по дисциплинам «Вакуумная техника и технология», «Основы технологии электронной компонентной базы».

Декан ФЭ,
к.т.н, доцент Сливкин Е.В.

Зав. каф. ПЭЛ
д.т.н., доцент Круглов С.А.