

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. А. Ф. ИОФФЕ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК**

На правах рукописи

ЗАБЕЛЛО КОНСТАНТИН КОНСТАНТИНОВИЧ

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ РАЗЛИЧНОЙ
ОРИЕНТАЦИИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ КАТОДНОГО ПЯТНА
ВАКУУМНОЙ ДУГИ И ГЕНЕРИРУЕМОЙ ПЯТНОМ ПЛАЗМЕННОЙ
СТРУИ.**

Специальность 01.04.04 – Физическая электроника

ДИССЕРТАЦИЯ

На соискание ученой степени

Кандидата физико-математических наук

Научный руководитель –

К.ф.-м.н.,

Школьник С.М.

Санкт-Петербург

2015

Оглавление

| | |
|--|------------|
| Введение | 3 |
| I. Катодное пятно вакуумной дуги и его основные характеристики (литературный обзор)..... | 10 |
| I.1. Введение..... | 10 |
| I.2. Взрывная электронная эмиссия | 10 |
| I.3. Виды катодных пятен | 13 |
| I.4. Движение катодных пятен..... | 17 |
| I.5. Напряжение горения дуги; катодное падение потенциала | 21 |
| I.6. Средний ток, пропускаемый катодным пятном | 23 |
| I.7. Эрозия катода в вакуумных дугах; плазменная струя катодного пятна | 23 |
| I.8. Воздействие магнитного поля на плазменную струю | 29 |
| II. Экспериментальные установки и техника измерений | 31 |
| II.1. Установка для исследования динамических характеристик КП..... | 31 |
| II.2. Установка для измерения направления распространения ПС КП | 39 |
| II.2.1. Экспериментальная методика и её обоснование | 39 |
| II.2.2. Модернизированная установка и контрольные измерения | 41 |
| II.3. Установка для спектроскопических измерений и методика эксперимента | 46 |
| III. Результаты исследований и их обсуждение..... | 53 |
| III.1. Измерение среднего тока, пропускаемого катодным пятном | 53 |
| III.2. Исследования зависимости напряжения горения дуги от приложенного магнитного поля .. | 67 |
| III.3. Определение динамических характеристик КП | 78 |
| III.3.1. Направление и скорость движения КП в тангенциальном магнитном поле | 78 |
| III.3.2. Направление и скорость движения КП в магнитном поле, наклонном к поверхности катода | 89 |
| III.4. Определение направления распространения плазменной струи катодного пятна в зависимости от магнитного поля | 97 |
| III.5. Спектроскопические исследования плазменной струи катодного пятна | 103 |
| Заключение и выводы..... | 117 |
| Список Литературы..... | 120 |

Введение

Вакуумная дуга (ВД) – это сильноточный (несколько ампер – десятки килоампер) низковольтный (десятки вольт) электрический разряд, который поджигается в вакууме и горит в парах интенсивно эродирующих электродов [1].

ВД могут быть реализованы на «горячих» и «холодных» электродах. «Горячие» электроды – это электроды с высокой средней температурой, что обеспечивает интенсивное испарение со всей их поверхности [2]. «Холодные» электроды – это электроды, средняя температура которых ниже той, при которой может происходить достаточно интенсивное испарение материала электрода. Наиболее широко ведутся исследования ВД с «холодными» электродами. Такие ВД существуют благодаря наличию на поверхности катода нестационарных микропривязок, называемых катодными пятнами (КП). В них поверхность электрода локально разогрета до очень высоких температур. Именно эти пятна являются источником эрозионных плазменных струй (ПС) в межэлектродном промежутке, а, следовательно, играют определяющую роль в существовании разряда. Также КП являются источником нейтрального пара и расплавленных капель [3].

КП ВД является одним из наиболее фундаментальных объектов исследования физической электроники и физики электрического разряда [4-6]. В настоящее время преобладает точка зрения, что элементарные процессы, происходящие в КП в процессе их горения, это не что иное, как акты взрывной эмиссии на микроскопических неровностях поверхности электродов [7-9]. Поэтому следует ожидать, что существует прямая связь между свойствами КП, материалом катода и состоянием его поверхности.

Как уже было отмечено, КП является нестационарным объектом. Время жизни КП от его образования до погасания составляет от десятых долей до десятков микросекунд. Взамен отмирающего КП на некотором расстоянии образуется другое КП и т.д., т.е. в ВД происходят процессы, обеспечивающие регенерацию КП в процессе её горения. Отмирание КП и его образование на новом месте принято называть «движением». В свободно горящей дуге движение КП является хаотическим и характеризуется «коэффициентом диффузии». В дуге, находящейся под действием внешнего тангенциального (параллельного плоскости катода) магнитного поля (в том числе собственного магнитного поля дугового тока, в случае сильноточных дуг), на фоне хаотического движения КП появляется дрейф в «антиамперовом» направлении. То есть, в направлении, противоположном тому, в котором сила Ампера действует на ток, протекающий через КП [6]. Если дуга находится под действием магнитного поля, наклонённого к поверхности катода, т.е. поля, у которого помимо тангенциальной есть и нормальная (перпендикулярная к

поверхности катода) компонента, то траектория движения КП отклоняется на некоторый угол от антиамперового направления. Этот угол называют углом Робсона [5]. Движение КП под действием магнитных полей, иначе – динамика КП, во многом определяет состояние дуги [10].

Различают два рода КП. Первый род относят к случаю горения дуги на окисленных или «загрязненных» (острова окислов микроскопического размера, включения серы, углерода и т.п.) электродах. Для них характерен малый размер эрозионного кратера (порядка микрона или нескольких микрон), низкие значения эрозии электрода, большие (много больше размеров кратера) расстояния, на которые перескакивает КП после его отмирания в некоторой точке на катоде, малое время жизни. Переход ко второму роду пятен осуществляется в ходе очистки электродов пятнами первого рода. КП второго рода отличаются от первого намного большей скоростью эрозии, временем жизни (на порядок и более) и меньшей скоростью перемещения по поверхности катода. Расстояние, на которое перескакивает КП второго рода, как правило, порядка размера его кратера [11]. Далее будут рассматриваться только пятна второго рода.

Для ВД характерно то, что ее свойства могут заметно варьироваться при изменении давления в диапазоне примерно от 10^{-2} Па и выше. Изменяться может напряжение дуги и коэффициент электропереноса (скорость эрозии). При давлениях меньше 10^{-2} Па параметры дуги перестают зависеть от давления. Настоящая работа проводилась при давлениях порядка 10^{-3} Па и ниже.

Количество КП, одновременно горящих на поверхности катода, связано с величиной тока ВД I , т.к. средний ток, пропускаемый одиночным КП I_s , ограничен. При $I > I_s$ происходит деление КП [12]. Для слаботочной ($10^1 - 10^2$ А) ВД характерно наличие одного или нескольких КП. В сильноточной ($10^3 - 10^5$ А) ВД, катодная привязка состоит из множества КП.

Распространённое применение слаботочного вакуумного дугового разряда – это его использование в ионно-плазменных напылительных устройствах [13] и источниках металлических ионов [14]. Для повышения эффективности источника нужно использовать ионы с высоким средним зарядом. Методом повышения зарядности является помещение ВД во внешнее аксиальное магнитное поле (АМП). Использование АМП позволяет значительно увеличить средний заряд иона в ПС, генерируемой ВД. В установках для нанесения покрытий магнитное поле используется для контроля динамики КП [15, 16], а также для отделения ПС от потока капель, генерируемых КП, и транспортировки ПС к мишени [17]. Отметим, что в подобных установках дуги и, соответственно, КП, на которые они опираются, находятся под воздействием магнитных полей различной ориентации.

Большой практический интерес представляет исследование сильноточной ВД в связи с разработкой вакуумных аппаратов, предназначенных для коммутации сильноточных электрических цепей при высоком напряжении. Главная проблема заключается в том, что при превышении определённых значений тока происходит контракция дуги на электродах и сильный перегрев их поверхностей, что приводит к интенсивному испарению материала электродов и далее к отказу вакуумного выключателя. Для повышения отключающей способности, необходимо обеспечить равномерное распределение плотности тока по поверхности электродов, т.е. удержать дугу в диффузном, не контрагированном состоянии. С помощью АМП удалось заметно перераспределить плотность тока по поверхности электродов и достичь больших токов отключения [18-20].

Здесь тоже необходимо отметить, что КП и ПС в сильноточной ВД, вообще говоря, находятся в наклонном магнитном поле даже в случае, когда внешнее поле однородно и обладает лишь аксиальной компонентой B_n . Тангенциальная компонента магнитного поля B_t создается самим током разряда и увеличивается по мере удаления от центра электродов.

Всё выше сказанное показывает, что как физический, так и практический интерес представляют различные, включая и динамические, характеристики КП, в дугах, находящихся под действием магнитных полей различной ориентации, в том числе и в полях, наклонных к поверхности катода. Однако к началу настоящей работы исследования характеристик КП в таких условиях были единичны [21, 22]. Мало исследованным оставался и вопрос воздействия магнитных полей на ПС КП [23, 24]. Это и определяет актуальность темы диссертационной работы.

Целью диссертационной работы являлось изучение динамических характеристик катодных пятен, среднего тока, пропускаемого катодным пятном, напряжения горения дуги с одиночным катодным пятном, а также формы и направления распространения плазменной струи, истекающей из катодного пятна, в магнитных полях различной ориентации относительно поверхности катода. Исследования велись в дугах с катодами из бескислородной меди, медь-хромовой композиции CuCr30 и из тугоплавких металлов – молибдена и вольфрама. Выбор материалов обусловлен тем, что медь является металлом, на основе которого создаются электродные сплавы и композиты. Медь-хромовые композиты являются основными материалами для электродов вакуумных дугогасительных камер. Тугоплавкие металлы рассматриваются как перспективные для применения в вакуумной коммутационной аппаратуре, однако остались мало исследованными с этой точки зрения

Основные задачи работы.

Определение в магнитных полях различной ориентации:

1. среднего тока, пропускаемого катодным пятном на различных материалах при разных длинах дуги;
2. напряжения горения слаботочной вакуумной дуги (с одиночным катодным пятном) на различных материалах при разных длинах дуги;
3. динамических характеристик катодных пятен в слаботочной вакуумной дуге (с одиночным катодным пятном), таких как скорость и направление движения (угол Робсона) на различных материалах при разных длинах дуги;
4. формы и направления распространения плазменной струи катодного пятна в слаботочной вакуумной дуге.

Научная новизна диссертационной работы заключается в следующем:

1. Определен средний ток на пятно I_s на катодах из Cu, CuCr30, Mo и W в широком диапазоне магнитных полях различной ориентации. Впервые обнаружена зависимость I_s от длины вакуумной дуги.
2. В вакуумных дугах различной длины с катодами из Cu и CuCr30 определена зависимость напряжения горения слаботочной дуги от индукции аксиального магнитного поля B_n при различных величинах тангенциального поля B_t . Обнаружено, что она имеет V-образную форму. Все полученные зависимости сходятся к кривой, полученной при $B_t = 0$, при соотношении $B_n / B_t \approx 1,5$ для катодов из меди и $B_n / B_t \approx 3,5$ для катодов из CuCr30.
3. Проведены систематические измерения и определены динамические характеристики катодных пятен на катодах из Cu, CuCr30, Mo и W в широком диапазоне магнитных полях различной ориентации. Получены зависимости этих характеристик от переносимого катодным пятном тока и от длины вакуумной дуги.
4. Выполнены измерения угла Робсона на катодах из Cu, CuCr30, Mo и W. Впервые обнаружена зависимость угла Робсона от длины вакуумной дуги.
5. Определено направление распространения плазменной струи катодного пятна во внешнем магнитном поле. Установлено, что уже в относительно небольших полях ($B \geq 0,1$ Тл) плазменная струя катодного пятна разворачивается вдоль направления внешнего магнитного поля на небольшом (~ 1 мм) расстоянии от поверхности катода.

6. С помощью спектроскопических измерений изучена форма свободногорящей плазменной струи и плазменной струи, стабилизированной аксиальным магнитным полем при $B_n \leq 0,2$ Тл. Исследован результат взаимодействия плазменной струи с поверхностью анода.

Научная и практическая значимость работы. Большинство полученных в работе результатов являются новыми и представляют интерес с точки зрения физической электроники и физики дугового вакуумного разряда. Они могут быть использованы для моделирования движения катодного пятна в различных разрядных устройствах, а также при выборе оптимальной конфигурации магнитного поля, контролирующего динамику катодного пятна в установках для напыления различных покрытий с помощью вакуумной дуги, и в вакуумной коммутационной аппаратуре (дугогасительных камерах). Знание свойств катодных пятен на разных металлах могут быть использованы при разработке новых электродных материалов.

На защиту выносятся следующие основные положения:

1. Впервые определены средние токи на катодное пятно I_s в магнитных полях, наклонных к поверхности катода. Показано, что зависимость I_s от магнитного поля существенна лишь при превышении некоторого критического значения угла наклона поля к нормали к поверхности катода α^* , который определяется материалом катода. При $\alpha > \alpha^*$ наблюдается сильная зависимость I_s от угла наклона поля, но зависимость от амплитуды магнитного поля $|B|$ остаётся слабой. Амплитуда поля начинает оказывать сильное влияние при $\alpha \rightarrow \pi/2$ ($B_t/B_n \gg 1$). Обнаружено, что I_s зависит от длины межэлектродного промежутка h .
2. Впервые определены напряжения горения слаботочной вакуумной дуги в наклонных к катоду магнитных полях. Обнаружено, что зависимости напряжения дуги от индукции аксиального магнитного поля B_n при различных величинах тангенциального поля B_t имеют V-образную форму и сходятся к кривой, полученной при $B_t = 0$, при соотношении $B_n / B_t \approx 1,5$ для катодов из меди и $B_n / B_t \approx 3,5$ для катодов из CuCr30.
3. Проведены измерения скоростей движения катодного пятна в вакуумных дугах с катодами из Cu, CuCr30, Mo и W в магнитных полях различной ориентации при различных токах в пятне и длинах дуги. Полученные результаты существенно дополняют имеющиеся в литературе данные.

4. Впервые обнаружено, что соотношение между углом Робсона и углом наклона магнитного поля к поверхности катода зависит от величины межэлектродного промежутка. Зависимость от материала катода слабая.
5. Плазменная струя катодного пятна разворачивается по направлению линий магнитного поля, начиная с небольшого расстояния от катода. При полях $B_n = 0,1$ Тл, $B_t = 0,05$ Тл оно составляет $Z_B \sim 1$ мм.
6. Плазменная струя катодного пятна в свободно горящей вакуумной дуге распространяется в конус с углом $\approx 100^\circ$. Под воздействием аксиального магнитного поля плазменная струя приобретает форму цилиндра радиусом ≈ 1 мм уже при воздействии аксиального поля с индукцией $B_n \leq 0,05$ Тл.
7. В вакуумной дуге есть два основных источника атомов – поверхность катода (испарение с перегретой части поверхности вблизи работающего катодного пятна и с остывающих следов погасших пятен) и поверхность анода (эмиссия с части поверхности, подверженной бомбардировке быстрыми ионами плазменной струи катодного пятна.). При проникновении в межэлектродный промежуток атомы ионизируются на малых расстояниях от электродов.

Достоверность результатов, полученных в диссертационной работе, определяется комплексным использованием различных экспериментальных методик, таких как высокоскоростное фотографирование с последующей компьютерной обработкой полученных результатов, эмиссионная спектроскопия с пространственным и временным разрешением. При этом измерения в выбранных режимах производились многократно и все представленные в диссертации результаты получены путём статистической обработки измерений. Достоверность также подтверждается тем, что использованные в работе методы в тех режимах, которые ранее были исследованы, дают результаты, согласующиеся с имеющимися в литературе.

Апробация работы. Основные положения и результаты работы докладывались и обсуждались на научных семинарах и конкурсах в ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, всероссийских и международных конференциях, в том числе:

Всероссийские конференции по физике низкотемпературной плазмы

1. ФНТП-2004 (Петрозаводск);
2. ФНТП-2007 (Петрозаводск);

International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (Международный Симпозиум по Разрядам и Электрической Изоляции в Вакууме)

3. XXI, Ukraine, 2004;
4. XXII, Japan, 2006;
5. XXIII, Romania, 2008;
6. XXIV, Germany, 2010;
7. XXV, Россия, 2012;
8. XXVI, India, 2014.

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 18 печатных работах, из них 8 – статьи в рецензируемых журналах и 10 докладов в трудах конференций.

Личный вклад автора. Основные результаты экспериментального исследования получены лично автором или при его непосредственном участии. Автор участвовал в постановке задачи. Автор принимал непосредственное участие в разработке и создании экспериментальной установки. Обработка экспериментальных данных проведена лично автором и совместно с соавторами. Основные положения, выносимые на защиту, сформулированы лично автором диссертации.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации 128 страниц, включая 55 рисунков и 6 таблиц. Список литературы включает 124 наименований.

I. Катодное пятно вакуумной дуги и его основные характеристики (литературный обзор)

I.1. Введение

Исследования КП ВД, т.е. контрагированной привязки ВД к интегрально холодному катоду, тесно связаны с исследованиями электрического пробоя в вакууме и собственно вакуумного дугового разряда. Эти исследования имеют очень давнюю историю. Особенно интенсивно они стали развиваться во второй половине XX века. Развитие работ показало, что экспериментальное исследование этих явлений очень затруднено, так как приходится иметь дело с целым комплексом сложных взаимосвязанных физических процессов, протекание которых сильно зависит от состояния поверхности электродов. Не менее сложным по этой же причине оказалось и теоретическое описание ВД. Поскольку настоящая работа посвящена экспериментальным исследованиям, в обзоре будут рассмотрены, в основном, работы экспериментального характера. Обзор теоретических исследований КП представляет собой отдельную большую задачу. Для знакомства с состоянием теоретических исследований можно рекомендовать соответствующие разделы в цитированных выше обзорах [5, 7-9], а также [25, 26] и статью в Энциклопедии низкотемпературной плазмы [27].

Трудности экспериментальных исследований существенно усугубляет малость размеров КП и скоротечность процессов в них протекающих. Значительное продвижение в экспериментальных исследованиях, наблюдающееся в последние несколько десятилетий, стали возможны благодаря интенсивному развитию вакуумной техники, появлению современной компьютерной техники, цифровых средств измерения и обработки электрических сигналов, цифровой фотографии и т.д. Произошел кардинальный скачок в производительности труда исследователей, расширился спектр методик, используемых в экспериментах.

Согласно современным представлениям пробой вакуумного промежутка и образование ВД инициируется взрывоэмиссионным процессом на катоде. Поэтому прежде, чем перейти к обсуждению КП и их характеристик необходимо кратко остановиться на явлении взрывной эмиссии.

I.2. Взрывная электронная эмиссия

Электрический ток в вакууме может протекать только, если в вакуумированный объём эмитируется какое-либо вещество, которое могло бы проводить ток. Протекание значительного

тока при относительно низком напряжении не может быть обеспечено эмиссией только электронов из-за ограничений, вызванных пространственным зарядом облака эмитированных электронов вблизи поверхности катода [28]. Наличие же в межэлектродном промежутке положительных ионов, компенсирующих объемный заряд электронов (т.е. наличие плазмы в межэлектродном промежутке), может обеспечить высокую электропроводность промежутка и позволяет замкнуть ток даже при небольшой разности потенциалов между электродами. В вакуумированном объеме, единственным источником плазмообразующего вещества могут быть только сами электроды. Необходимо, чтобы электроды эмитировали и электроны, и атомы. Поэтому важную роль играет вид эмиссии, называемый взрывным, обеспечивающий как эмиссию электронов, так и атомов [29, 30].

При механической обработке поверхности любого металла (электрода) кристаллическая структура металла разрушается и образуется аморфный слой, содержащий вкрапления продуктов различных химических реакций (окислы), остатки абразивных материалов и карбидов [4]. При электролитической полировке снимается верхний аморфный слой и обнажается кристаллическая структура металла, но всё равно это не гарантирует отсутствие выступов с размером кончика в доли микрона. Также появлению микронеровностей способствует испарение и конденсация на поверхности, рекристаллизация, фазовые превращения и т.д. Воздействие напряжения тоже искажает микрорельеф поверхности. Кроме того, при нахождении на открытом воздухе чистая поверхность достаточно быстро вступает в химическую реакцию с окружающим воздухом и покрывается слоем или «островами» окислов.

Приложение к межэлектродному промежутку высокого напряжения приводит к появлению интенсивной автоэлектронной эмиссии с катодных микроострий, которые всегда присутствуют на поверхности, а также с границ металла с диэлектрическими включениями. В результате разогрева микроострий проходящим автоэмиссионным током происходит переход к термоавтоэмиссии, что еще больше нагревает микроострия и в конечном итоге приводит к взрыву с образованием локальных микросгустков катодной плазмы — катодных факелов [30]. С их появлением начинается резкий рост тока пробоя из-за расширения плазмы в межэлектродный промежуток. Напряжение перераспределяется в промежуток между катодным факелом и анодом. Электроны, эмитируемые катодными факелами, находясь в вакуумной части промежутка, ускоряются под действием напряжения в сторону анода и отдают свою энергию аноду. Это приводит к испарению поверхности анода. Атомы, испарённые с анода, ионизируются электронным потоком, образуется анодная плазма, расширяющаяся в промежуток со стороны анода. Катодная и анодная плазмы, расширяясь в промежуток, заполняют его проводящей

средой, что приводит к замедлению роста тока и уменьшению напряжения до уровня, характерного для дугового разряда. Промежуток времени от момента взрыва микроострий и до момента спада напряжения после заполнения межэлектродного пространства плазмой называют искровой стадией пробоя. После завершения искровой стадии наступает дуговая стадия разряда, которая характеризуется высокой проводимостью межэлектродного промежутка. Напряжение на разрядном промежутке не превышает нескольких десятков вольт, а ток разряда ограничен по сути лишь сопротивлением внешней цепи.

Взрывоэмиссионный акт – чрезвычайно быстро протекающий ($\leq 10^{-8}$ с) процесс. Однако в результате взаимодействия плазмы с материалом катода непрерывно обеспечиваются условия для поддержания взрывной электронной эмиссии (регенерации взрывоэмиссионных центров) и появления новых катодных факелов. Как было сказано выше, при протекании тока взрывной электронной эмиссии происходит разрушение микровыступа. При взрыве исходного микроострия, во время акта первичной взрывной эмиссии вокруг эмиссионной зоны формируется тонкий слой жидкометаллической ванны. Из-за высокого давления над этой областью, расплавленный слой металла вытесняется на края в виде кольцеобразного гребня. Силы поверхностного натяжения и гидродинамические неустойчивости разделяют этот периферийный гребень на отдельные струйки жидкого металла. Они вытягиваются и от них отрываются капли. Капли могут успеть оторваться от поверхности и улететь в межэлектродный промежуток, а могут и застыть на вершине микроострия. На застывшую каплю замыкается ионный ток из плазмы, который замыкается на катод через тонкую перетяжку и может её перегреть. Перегретая перетяжка может взорваться и образовать новый эмиссионный центр. В случае отрыва капли и образования нового микроострия между ними возникает сильное электрическое поле, что также может привести к взрыву острия и формированию нового эмиссионного центра. Если источник питания может достаточно длительное время (несколько микросекунд и более) поддерживать достаточно большой ток (несколько Ампер и более), то инициация взрывоэмиссионного процесса приводит в итоге к образованию на катоде сильно перегретой (температура поверхности превышает температуру кипения катодного материала) области микронного размера – так называемого катодного пятна. Из КП идёт мощный поток испарённого вещества и эмиссия (термоавто) электронов. Источником плазмы в промежутке также являются капли, отрывающиеся от поверхности, и генерирующие плазменные микросгустки с параметрами плазмы, близкими к параметрам пятен - так называемые "капельные пятна" [31, 32]. При этом на поверхности катода также продолжают происходить взрывные процессы [30].

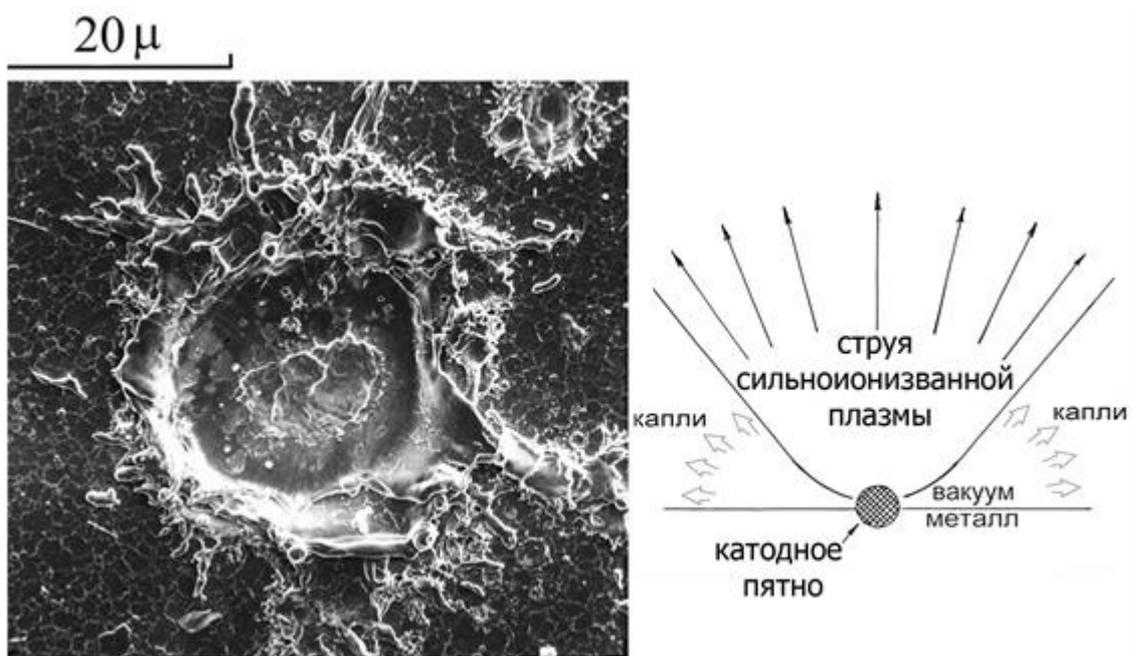
Взрывная электронная эмиссия и КП также исследовалась на жидкометаллических катодах. Особенностью таких катодов было то, что микроострия образовывались на поверхности жидкости под действием сильного электрического поля. Особенности формирования таких выступов, взрывной эмиссии на кончике выступа, эрозионные характеристики катода, особенности генерации капель и характеристики излучения плазмы рассмотрены в обзоре [33].

1.3. Виды катодных пятен

КП (Рисунок 1), — сложный нестационарный самоорганизующийся объект, который имеет микроразмеры и существует в микросекундных масштабах времени [5]. КП состоит из перегретого, кипящего и взрывающегося объема металла и покрывающего его облака сверхплотной эрозионной плазмы, давление в которой достигает десятков атмосфер. КП является источником сверхзвуковой струи плотной сильноионизованной плазмы. Через КП замыкается ток между металлом и плазмой, который и обеспечивает необходимую для существования КП огромную плотность энерговыделения. Выделившаяся энергия поглощается при нагреве и в фазовом переходе из твердого в жидкое и газообразное состояние, а также расходуется на разогрев, ионизацию этого пара и ускорение эрозионной ПС и капель.

Время жизни КП определяется временем, на котором «не работает» теплопроводность в металле. Это время, за которое тепловая волна успевает отойти по металлу на расстояния порядка размера пятна. Как только уход тепла в катод становится существенным в энергобалансе пятна, оно «отмирает», т.к. не хватает энергии для его функционирования. Вместо отмирающего пятна рядом возникает новое. Необходимость поддержания энергетического баланса ограничивает диапазон пропускаемых КП токов. Если ток в электрической цепи превосходит некоторое максимальное значение, то КП «разделяется», т.е. рядом возникает второе КП. Если ток в цепи меньше некоторого минимального, КП потухает.

Микроскопические размеры КП обуславливают существенное влияние на него различных микрообъектов на поверхности катода: диэлектрических включений, зерен металла и других неоднородностей. Материал катода также влияет на параметры КП. В дугах с интегрально холодным катодом, которые здесь обсуждаются, различают, как уже было отмечено во введении, два рода КП. Для КП первого рода характерно горение на «грязной» поверхности, покрытой островами окислов и других диэлектрических включений, которые при этом выгорают. Для КП первого рода свойствен малый размер эрозионного кратера, низкие значения коэффициента электропереноса, большие расстояния между отмирающим и вновь образующимся КП, малые времена жизни. Дуга на «грязной», неочищенной поверхности неустойчива и плохо управляема.



а)

б)

Рисунок 1. Катодное пятно вакуумной дуги.

а) Эрозионный след КП; снимок сделан с помощью электронного сканирующего микроскопа. [34].

б) схематичное изображение КП и истекающей из него сверхзвуковой струи плотной сильноионизованной плазмы.

Скорость эрозии невелика, что приводит к тому, что дуге на грязной поверхности не хватает плазмообразующего вещества. Дуга горит неустойчиво. Часто дугу с током порядка 1 кА используют для тренировки (очистки) исследуемых поверхностей. Пятна первого рода выжигают инородные включения, а потом появляются пятна второго рода, которые горят на очищенной поверхности металла. [35, 36]. Подчеркнём, что именно сама дуга лучше всего очищает поверхность электродов, «выжигая» различные диэлектрические включения, острова серы и т.д.

Основные параметры пятен второго рода, горящих на поверхности металлов с не слишком низкой температурой плавления (Cu, Cr, Fe, ...): средний ток $\sim 10^2$ А, средний радиус $\sim 10^{-3}$ см, средняя плотность тока $\sim 10^7$ А/см², среднее время жизни $\sim 10^{-5}$ с, средняя скорость эрозии $\sim 10^{-4}$ г/Кл. Малое время жизни КП, обуславливает многократное появление и отмирание КП в процессе горения дуги. Потому для ВД характерны шумы напряжения. Для дуг с малым током (малым числом КП одновременно горящих на катоде) «зашумлённость» напряжения велика, но с ростом тока (и увеличением числа КП) уровень шумов снижается [37]. Частотные характеристики шумов напряжения ВД несут в себе информацию о процессах, протекающих на катоде, однако до настоящего времени частотные характеристики напряжения ВД недостаточно изучены.

Исследования показали, что КП второго рода обладают сложной иерархией [6]. На одном и том же материале различные исследователи наблюдали пятна различных размеров, пропускающие различный ток (Таблица 1). Такое различие обусловлено разницей в режимах горения дуги (ток, длительность горения дуги), а также тем, какое пространственное и временное разрешение было доступно тому или иному исследователю. В итоге, в настоящее время сформировалось определенное разделение по уровням иерархии катодных привязок в слаботочной ВД. Для каждого уровня используется определённый термин, обозначающий наблюдаемое пятно и говорящий о его характерном размере, времени жизни, переносимом в пятне токе и уровне шумов напряжения на дуге. Разные авторы используют различные термины. Мы здесь будем придерживаться наиболее распространённой терминологии. Термин “Macrosport” используется для определения объектов самого верхнего уровня (по размерам и пропускаемому току). Термин ”Spot” используется для среднего уровня. Термин “Cell” обозначает самый нижний уровень с самым малым током и размером. Пятно типа “Macrosport” является ассоциацией нескольких пятен типа ”Spot”. Само же пятно типа ”Spot” состоит из “Cell”. Для меди характерные размеры “Macrosport” составляют $(1 - 3) \cdot 10^{-2}$ см, для ”Spot” - $(1 - 2) \cdot 10^{-3}$ см и для “Cell” - $< 5 \cdot 10^{-4}$ см. В [11] также указывается, что “Macrosport” также могут создавать ассоциации, называемые “Group Spots” (Групповое пятно). Как уже было отмечено выше,

| Level | Author | Name | Current (A) | Diameter (μm) |
|-------|-----------------------------|--------------------|-------------|----------------------------|
| A | Rakhovskii (1976) | Group Spot | 200 | |
| | Djakov (1993) | LA-Spot | 25-100 | 100 |
| | Siemroth et al (1995) | Macrospot | 50 | 300 |
| | Jüttner (1997-2000) | Spot | 50-70 | 50-100 |
| B | Rakhovskii (1976) | Type II spot | 20 | - |
| | Djakov (1993) | SA-spot | 25 | 25 |
| | Siemroth et al (1995, 1997) | Subspot, Microspot | 2-20 | 10-20 |
| | Jüttner (1997-2000) | Fragment | 10-15 | 10-20 |
| C | Kesaev (1968) | Cell | 3 | |
| | Rakhovskii (1976) | Type I spot | 10 | 100 |
| | Jüttner (1999a, 2000) | Sub-fragment, Cell | <10 | <5 |

Таблица 1. Иерархия структуры привязки на медном катоде [6].

параметры шумов на осциллограммах напряжения (в первую очередь частота колебаний) связаны с процессами возникновения и отмирания объектов на катоде, относящихся к тому или иному уровню иерархии. Нижний и средний уровни характеризуются частотами от $\sim 10^8$ до $\sim 10^6$ Гц, верхний уровень имеет характерные частоты $\sim 10^5 - 10^4$ Гц. В разрядах достаточно большой длительности ($\sim 10^{-4}$ с и более) и при достаточно больших токах ($\sim 10^2$ А и более), на чистой поверхности (т.е. в условиях, которые рассматриваются в данной работе), наиболее вероятной наблюдаемой структурой является “Macrosport”, но далее данное пятно для простоты будет именоваться как катодное пятно (КП).

1.4. Движение катодных пятен

Нестационарность КП является причиной движения КП по катоду. Пятно погасает в одном месте и поджигается в другом, рядом, причем, как правило, на бруствере образовавшегося кратера. Последовательность таких актов позволяет нам говорить о них, как о движении КП по поверхности электрода.

Доказано, что КП в отсутствии внешнего магнитного поля осуществляет случайные блуждания по поверхности катода (Рисунок 2.а). Это движение можно описать параметрами: r_x – средним единичным смещением, и τ – временем, в течение которого это смещение осуществляется (иначе – временем жизни КП). Смещение КП X относительно исходного положения в течение достаточно долгого времени $t \gg \tau$ является случайной величиной, которая описывается функцией распределения плотности вероятности:

$$W(X) = \frac{X}{2D_m t} e^{\frac{-X^2}{4D_m t}} \quad (1)$$

Где введен параметр – коэффициент диффузии:

$$D_m = \frac{1}{4} \frac{r_x^2}{\tau} \quad (2)$$

Квадрат среднего смещения за время t выражается формулой:

$$\langle X^2 \rangle = 4D_m t \quad (3)$$

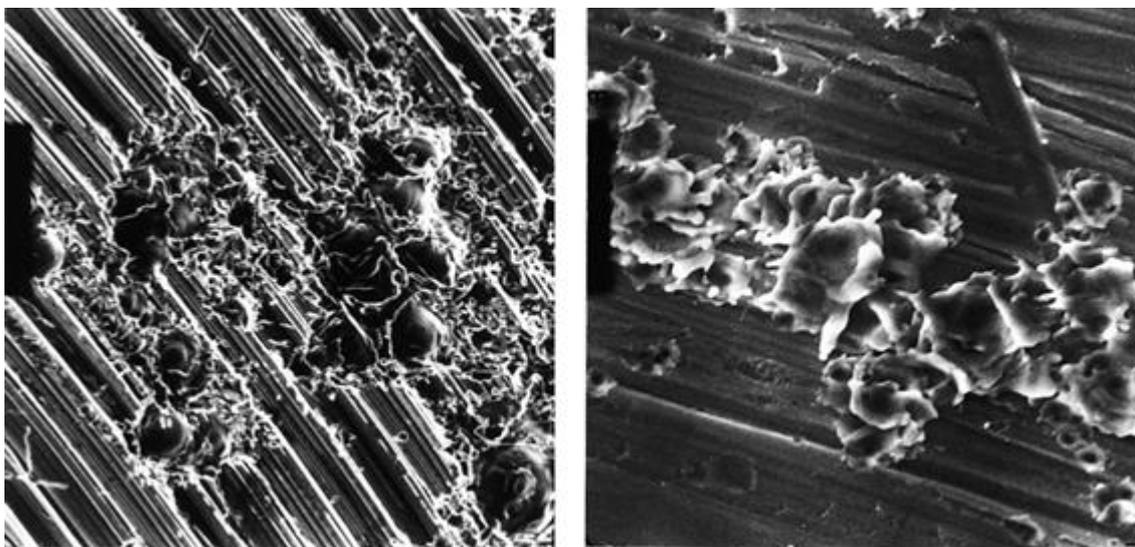
Коэффициент диффузии был экспериментально определен для ряда материалов. В частности, для меди он составляет $\sim (2 - 2,6) \cdot 10^{-3}$ м²/с [6]).

При наложении на вакуумную слаботочную дугу поперечного (тангенциального) магнитного поля B_t , т.е. магнитного поля, вектор индукции которого направлен параллельно плоскости катода, характер движения КП меняется (Рисунок 2.б). На хаотическое движение накладывается дрейф в направлении, обратном тому, в котором действует на проходящий через КП ток сила Ампера. Поэтому, движение КП под действием тангенциального поля было названо “антиамперовым” или “обратным” (Рисунок 3.а). Скорость обратного движения V оказалась пропорциональна индукции поля с коэффициентом пропорциональности $V = k \cdot B_t$. По некоторым данным при увеличении поля B_t зависимость $V = V(B_t)$ насыщается. Коэффициент пропорциональности k зависит от материала катода и состояния его поверхности, а также от длины дуги h . В очень коротких дугах ($< 10^{-1}$ см) движение КП может сильно замедляться и даже вовсе прекращаться. В работе [38] было обнаружено изменение направления движения КП с обратного на прямое (в амперовом направлении) при весьма значительных B_t ($B_t > 1$ Тл). Следует отметить, что этот экспериментальный результат был получен в плохих вакуумных условиях.

К настоящему времени опубликовано немало теоретических работ, в которых рассматривались различные физические модели, объясняющие феномен «обратного» движения КП. Однако окончательно вопрос не решен, какой-то одной общепринятой модели нет, дискуссия продолжается [1, 6-8, 11, 39-60].

Измеренные и опубликованные различными авторами значения k сильно различаются [41, 61-70]. Различия можно объяснить различием вакуумных условий: КП, горящие на загрязненных поверхностях и в низком вакууме, называемые пятнами первого рода, двигаются при прочих равных значительно быстрее КП, горящих на молекулярно чистых поверхностях в высоком вакууме, т.е. пятен второго рода [11]. Однако и в экспериментах с пятнами второго рода имеют место значительно отличающиеся значения k [11]. То же можно сказать и о величине B_0 – значении индукции тангенциального поля, при котором происходит переход линейной зависимости $V = V(B_t)$ к насыщению. Отметим также, что большинство исследований проходили на катодах, изготовленных из чистых металлов. Исследования на композиционных материалах, например, таких как CuCr и др., используемых в настоящее время в вакуумной коммутационной аппаратуре, единичны [71].

Значительно слабее изучено движение КП в случае, когда, на слаботочную дугу действует магнитное поле, вектор индукции которого наклонён на некоторый угол φ относительно катодной поверхности (Рисунок 3.б), т.е. когда вектор индукции имеет две составляющие –



а)

б)

Рисунок 2. Эрозионные следы слаботочной ВД на катоде.

Снимки сделаны с помощью электронного сканирующего микроскопа [34].

а) свободно горящая дуга;

б) на дугу наложено тангенциальное магнитное поле.

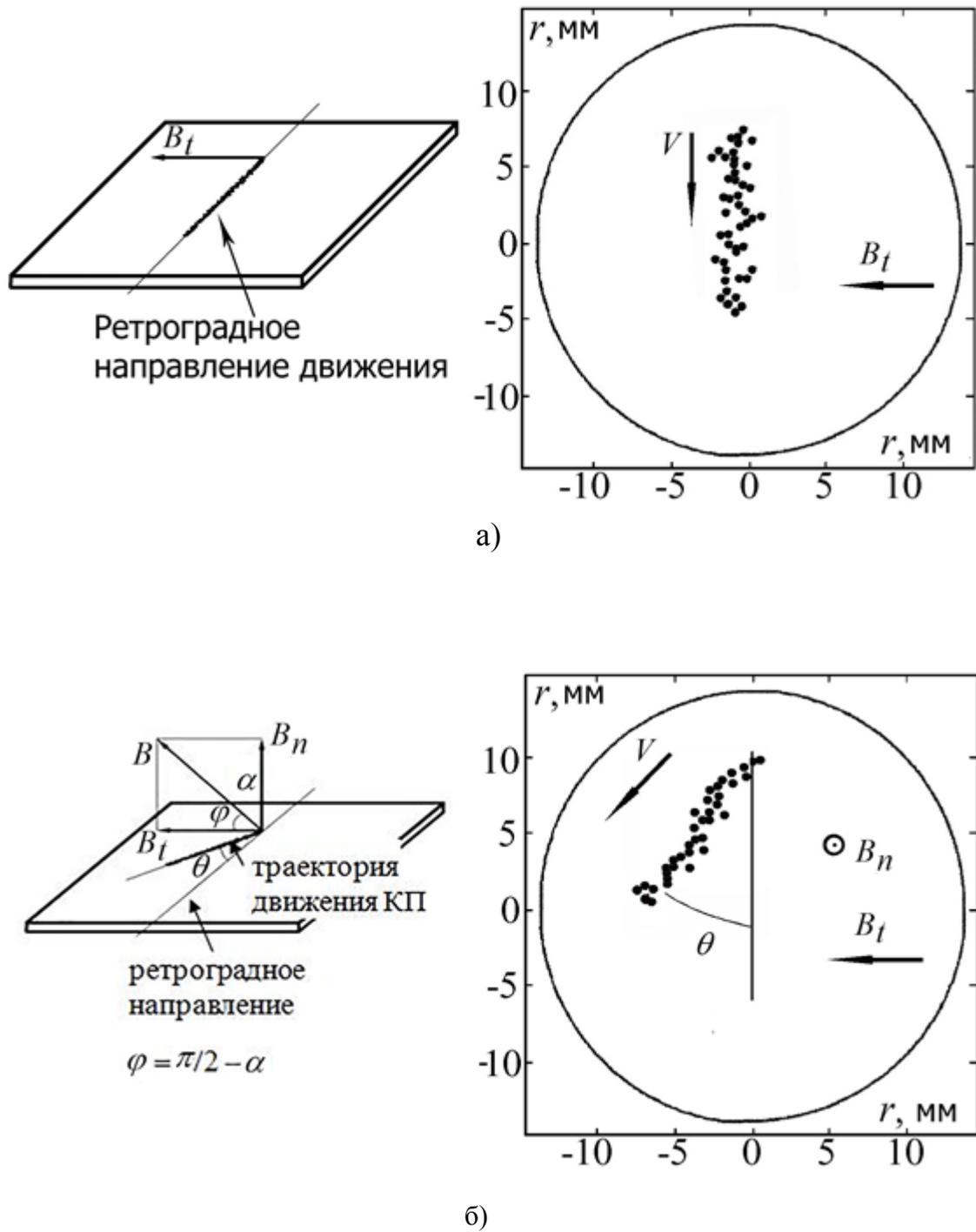


Рисунок 3. Схематичное изображение движения КП в магнитном поле

- а) Движение КП в тангенциальном магнитном поле
 б) Движения КП в наклонном магнитном поле, φ – угол наклона поля, θ – угол Робсона.

тангенциальную (B_t) и нормальную (B_n). В работе [21] было обнаружено, что при наличии компоненты B_n направление движения КП составляет некоторый угол θ с антиамперовым, обратным направлением (задаваемым компонентой B_t). Этот угол, как уже было указано во Введении, называют углом Робсона. Величина θ зависит от соотношения B_n и B_t , т.е. от угла φ . А именно, оказалось что $\theta \approx \varphi$. Правда эти эксперименты были выполнены в плохих вакуумных условиях. В высоком вакууме на чистых поверхностях в работе [22] получен иной результат: $\theta \approx 0,5 \cdot \varphi$. В указанной работе измерения проведены лишь на катодах из Мо и С в короткой дуге в ограниченном числе режимов (Рисунок 4). Из рисунка видно, что разброс результатов значительный.

1.5. Напряжение горения дуги; катодное падение потенциала

Измерение напряжения горения свободногорящей ВД на разных материалах при токах до нескольких сотен Ампер было выполнено в ряде работ на электродах различного размера и при различных длинах дуги. Измерения показали, что Вольт-Амперные характеристики ВД являются медленно растущими. При токах в пределах нескольких сотен Ампер напряжение составляет 10 - 30 Вольт и при одинаковом токе зависит не только от геометрии разрядного устройства, но, существенно, и от материала электродов. В [72] приведены результаты измерений напряжения горения дуг длиной 0,5 см с электродами диаметром 1,27 см на катодах из 10 различных металлов при токах от 10 А до 250 А. Изменение напряжения при увеличении тока в указанном диапазоне составляет лишь несколько Вольт, в то время как различие напряжений для разных металлов может достигать и полутора десятков Вольт.

Измеряя напряжение горения дуг различной длины и экстраполируя полученную зависимость к нулевой длине, получают величину катодного падения потенциала (на самом деле – сумму катодного и анодного падения). Катодное падение обычно отождествляют с падением напряжения непосредственно на КП. Величина катодного падения определяется материалом катода и находится в пределах $\sim 5 - 15$ В [27].

При наложении на ВД поперечного (тангенциального) магнитного поля напряжение ВД увеличивается. В работе [62] обнаружено, что напряжение короткой (длина 1,5 мм) дуги с медным катодом и током $I = 60$ А увеличивается примерно на 7 В, когда индукция магнитного поля достигает $B_t = 0,1$ Т. При этом шумовая компонента напряжения сильно возрастает. Предполагается, что рост напряжения связан с увеличением падения потенциала на дуговом канале вследствие уменьшения его проводимости поперёк магнитного поля. Результаты измерений напряжения ВД в поперечном поле единичны.

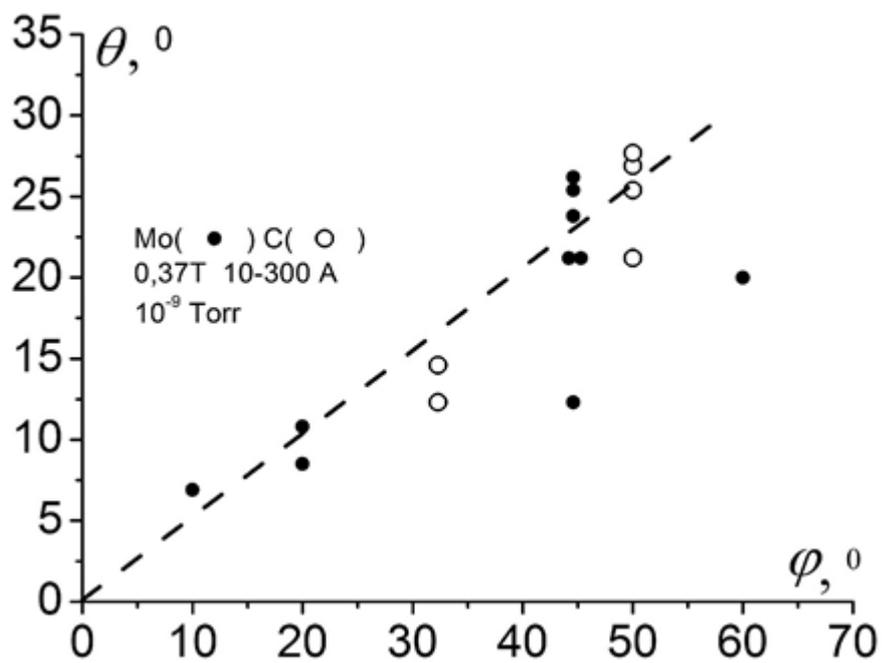


Рисунок 4. Зависимость угла отклонения направления движения КП θ от угла наклона магнитного поля к поверхности катода φ . [22].

Значительно более подробно исследовались ВД в продольных (аксиальных) магнитных полях [23, 68, 73, 74]. Однако и в этом случае результаты, полученные при измерении слабotoчных дуг, немногочисленны. Основным интересом было сосредоточено на исследованиях сильноточных дуг. Исследования показали, что наложение АМП на слабotoчную дугу также приводит к росту напряжения, однако этот рост происходит не столь быстро. Экспериментальные результаты хорошо экстраполируются корневой зависимостью напряжения от индукции магнитного поля. Измерения в слабotoчных ВД, подверженных воздействию магнитного поля наклонённого к поверхности катода, т.е. поля, вектор индукции которого имеет две компоненты B_n и B_t , к началу настоящей работы не проводились.

I.6. Средний ток, пропускаемый катодным пятном

Одним из важных параметров, характеризующих КП, является средний ток, пропускаемый КП, на разных материалах, и зависимость этого тока от приложенного магнитного поля. В [12] было показано, что в свободногорящей ВД при фиксированном токе количество КП распределено по нормальному закону и получены параметры этого распределения. Значения среднего тока, пропускаемого КП, полученные в ряде работ для различных металлов были собраны в [37] (см. Таблица 2). Все данные относятся к свободногорящим дугам. Зависимость среднего тока, пропускаемого КП, от внешнего тангенциального магнитного поля была исследована в работе [75]. Исследования выполнены в дугах с катодами из меди и молибдена. Исследования зависимости тока, пропускаемого КП, в магнитных полях, наклонных к поверхности катода до начала настоящей работы не проводились.

I.7. Эрозия катода в вакуумных дугах; плазменная струя катодного пятна

Как уже было сказано, КП эмитирует электронный ток очень высокой плотности. Также оно создает проводящую среду в межэлектродном промежутке, выбрасывая в него струю плотной сильноионизованной плазмы, через которую протекает эмитированный КП электронный ток. Из пятна также вылетают мельчайшие капли материала катода. ПС в непосредственной близости от поверхности катода ускоряется до сверхзвуковых скоростей ($V \sim 10^6$ см/с) [76, 77]. Скорость капель значительно ниже ($\sim 10^4$ см/с) [78].

Непосредственно возле поверхности электрода, над КП, концентрация в ПС наиболее высокая. По данным работы [79] на расстоянии ~ 10 микрон от поверхности КП концентрация плазмы превышает 10^{20} см⁻³. В процессе распространения ПС вглубь межэлектродного

| Материал катода | Ток на пятно, А |
|------------------------------|-----------------|
| Ртуть (твердая) | 0,4 |
| Ртуть (стабилизированная) | 0,7 2 |
| Ртуть (жидкая) | 7 |
| | 8 |
| Кадмий | 15 |
| | 9 |
| Цинк | <20 |
| | 3-5 |
| Висмут | 9 |
| Свинец (твердый) | 5 |
| Свинец (жидкий) | 15 |
| Индий (твердый) | 18 |
| Индий (жидкий) | 60-100 |
| Серебро | 80 |
| | 30 |
| Алюминий | 50 |
| | 75 |
| Медь | 100 |
| | 50 |
| Хром | 30 |
| | 60-100 |
| Железо | 70 |
| Титан | 200 |
| Углерод | 150 |
| Молибден | 300 |
| Вольфрам | 250 |

Таблица 2. Экспериментальные значения средних токов, пропускаемых КП [37].

промежутка, она расширяется, и концентрация в ней падает. В работе [80] приведены экспериментальные данные, говорящие о том, что при отсутствии внешних магнитных полей, распределение концентрации в пространстве анизотропное. Максимум ионного тока на единицу телесного угла приходится на нормаль к поверхности катода. При малых токах распределение концентрации в струе по углам описывается законом косинуса с максимумом по нормали к катоду. С ростом тока распределение сужается (Рисунок 5).

Величина генерируемого дугой ионного тока была определена в [81]. Измерения проводились в диапазоне токов дуги 50 - 1000 А для разных катодных материалов с различными теплофизическими свойствами от кадмия (температура кипения 1038 К) до тугоплавких - вольфрама (температура кипения 5973 К). Ионный ток для всех материалов (и тугоплавких, и легкоплавких) растёт пропорционально дуговому току и достигает 7-10% от его величины. (Рисунок 6).

В ряде работ проводился энергетический анализ ионного потока с помощью времяпролётных и электростатических анализаторов [72, 77, 82, 83]. Были получены функции распределения ионов по энергии и получены данные о зарядном состоянии ионов. Показано, что средняя скорость ионов в плазме $\sim 10^6$ см/с. Поток плазмы ВД содержит большое количество многозарядных ионов. Например, для медного катода при токе дуги 100 А содержание однократных ионов составляет $\sim 30\%$, двукратных – 54% , трехкратных – 15% , ионов более высокой кратности – не более 1% [72].

При анализе продуктов эрозии катода в ВД наблюдаются заметное количество микрочастиц – капель и твердых осколков. Ранее были обнаружены капли от единиц до десятков микрон [84]. В более поздних работах обнаружены капли нанометрового размера [85].

Как уже было указано, скорость движения капель $\sim 10^4$ см/с. Основное количество капель вылетает с катода под углом 20 - 30 градусов к его плоскости. Их количество зависит от материала и геометрии катода, тока дугового разряда. Основная эрозия и соответственно потеря массы в капельной фазе для медного катода происходят за счет частиц размером более 10 мкм. Типичное угловое распределение массы генерируемых частиц представлено на Рисунке 7 [84]. Как уже было сказано, по современным представлениям испускание жидких капель пятном дуги происходит при формировании на поверхности катода эрозионных кратеров в результате взрывной эмиссии.

Исследования показали, что в массопереносе существенную роль играют потоки нейтрального пара катодного материала. Температура нейтрального пара, генерируемого дугой, по разным данным лежит между температурой кипения и плавления материала катода [86, 87].

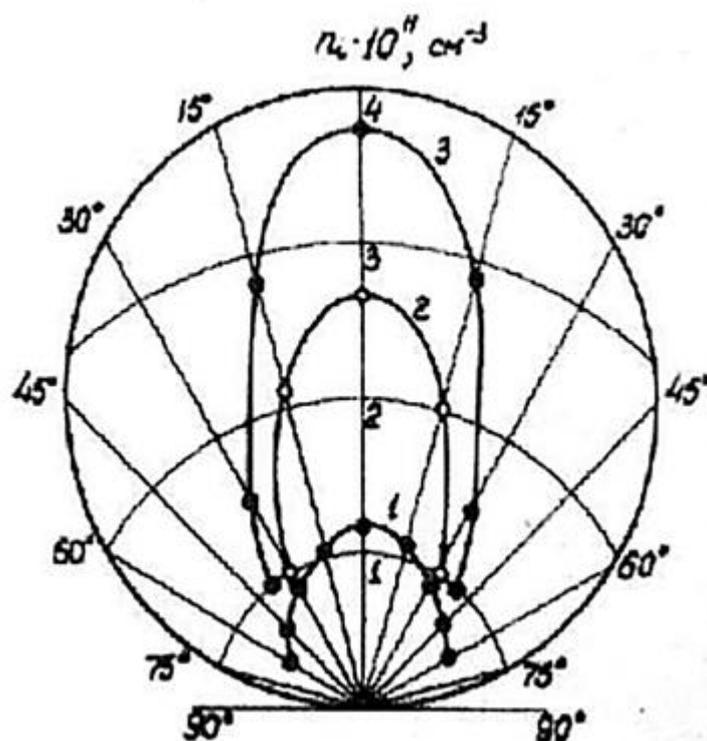


Рисунок 5. Распределение заряженных частиц в объеме для ВД с молибденовым катодом на радиусе 300 мм от плоскости катода: 1 – $I = 120$ А; 2 – $I = 180$ А; $I = 220$ А [80].

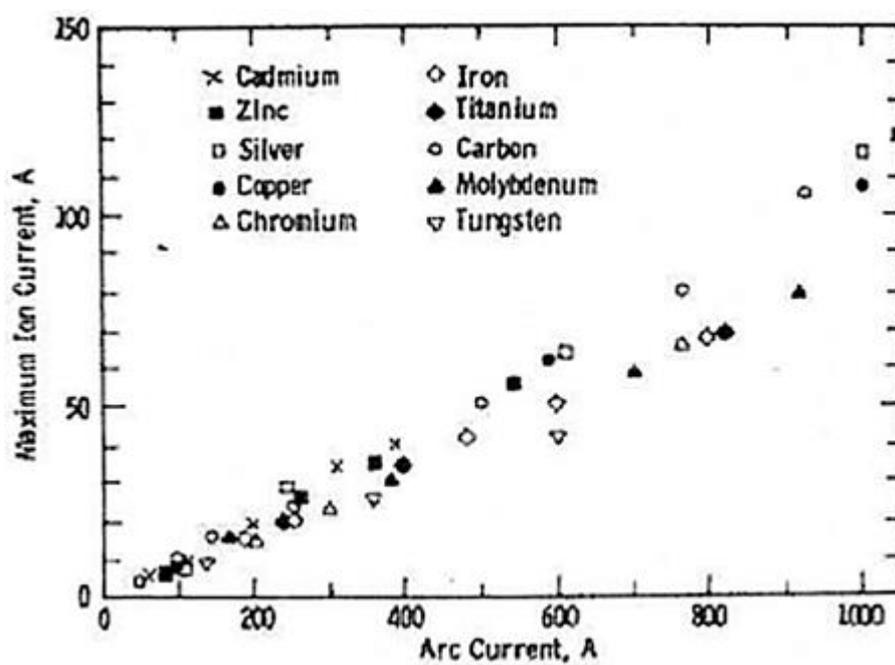
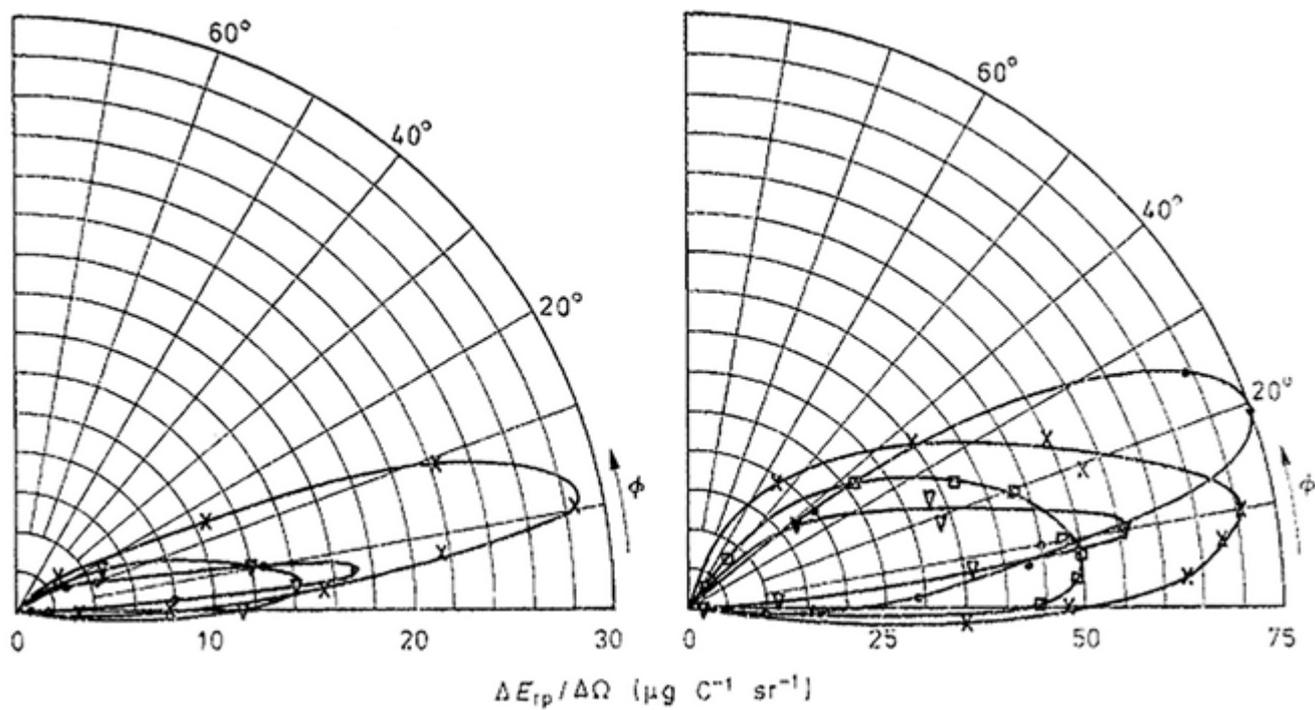


Рисунок 6. Зависимость ионного тока от тока дуги для различных материалов катода [81].



а)

б)

Рисунок 7. Угловое распределение капель в ВД.

(а) Катод – медь, • - $\Delta Q = 2,4$ Кл; ∇ - $\Delta Q = 20,8$ Кл; х - $\Delta Q = 200$ Кл;

(б) Катод – кадмий, • - $\Delta Q = 0,21$ Кл; ∇ - $\Delta Q = 0,47$ Кл; \square - $\Delta Q = 45$ Кл;

х - $\Delta Q = 135$ Кл [84]. ΔQ - перенесённый в дуге заряд.

Испарение происходит с периферии горящего пятна, с поверхности следа КП после его погасания, либо с поверхности капель расплавленного материала при их пролёте через межэлектродный промежуток. Непосредственно самим КП генерируется поток частиц, ионизованный на 100%. Получается, что источники нейтрального пара и ионов разнесены во времени и пространстве [87].

I.8. Воздействие магнитного поля на плазменную струю

Воздействие магнитного поля на различные плазменные потоки представляет большой физический и практический интерес и потому интенсивно исследуется уже много десятков лет. Наиболее изучено воздействие магнитных полей различной конфигурации на потоки более или менее однородной плазмы. Поток плазмы из КП, и особенно на небольших расстояниях от катода, сильно неоднороден. Непосредственно вблизи КП плазма в струе столь плотная, что её практически невозможно замагнитить. Однако уже на расстоянии $\sim 10^{-1}$ см от катода концентрация сильно уменьшается вследствие расширения и охлаждения ПС. Используя имеющиеся в литературе данные о параметрах ПС, можно сделать оценки величины параметра Холла, которые показывают, что на расстоянии $\sim 10^{-1}$ см электронная компонента ПС может быть замагничена ($\omega_e \tau_e \gg 1$) полем с индукцией $B \geq 0,1$ Тл. При этом ионная компонента плазмы, конечно, не замагничена ($\omega_i \tau_i \ll 1$), поскольку ионы на много порядков величины тяжелее электронов. Однако в силу квазинейтральности магнитное поле воздействует на плазму в целом. Сказанное подтверждают оценки, выполненные ниже на странице 40.

Экспериментально воздействие АМП на ПС КП было исследовано в ряде работ и обнаружено, что под воздействием АМП параметры и форма ПС существенно меняются. Высокоскоростное фотографирование слаботочной дуги (с единичным КП) длиной 1 см, выполненное в середине межэлектродного промежутка, показало, что при наложении АМП свечение ПС становится ярче, а его полуширина уменьшается [23]. Измерения углового распределения ионного тока, генерируемого слаботочной дугой, обнаружили, что по мере увеличения индукции АМП ток, регистрируемый при малых углах к нормали к поверхности катода, возрастает, а при больших углах уменьшается [24]. В работе [14] показано, что средний заряд ионов в дуге под действием АМП возрастает.

Сильноточная ВД, стабилизированная АМП, в определённых условиях может рассматриваться как совокупность отдельных ячеек – КП с вытекающими из них ПС. Те КП, что расположены на периферии катода, где собственное магнитное поле дуги наиболее сильное, как и истекающие из них ПС, находятся под действием результирующего магнитного поля

(тангенциального, собственного поля дугового тока и аксиального, наложенного извне) достаточно сильно наклонённого к поверхности катода [88]. В связи с этим, представляет интерес исследование ПС КП, причём её начальной части, где ПС существенно неоднородна, в наклонных к поверхности катода магнитных полях. Пока такие исследования выполнены только расчётным путём. В работе [89] рассчитана форма ПС КП в наклонном к катоду магнитном поле и показано, что на относительно небольших расстояниях от катода ПС разворачивается в направлении поля. Экспериментальные исследования представляют несомненный интерес, но до настоящего времени не выполнялись.

Обзор литературы подтверждает утверждение, сделанное во введении, что воздействие магнитного поля на динамические характеристики КП, средний ток, пропускаемый КП, напряжение горения ВД с одиночным КП, а также на форму и направление распространения ПС КП изучены пока недостаточно. Наиболее исследовано воздействие тангенциального и аксиального полей. Мало изученным к началу настоящей работы оставался вопрос о воздействии на КП и ПС КП магнитных полей, наклонных к поверхности катода. Это и определяет актуальность темы диссертационной работы.

II. Экспериментальные установки и техника измерений

Для проведения экспериментов были использованы две экспериментальные установки. Первая из них - установка для определения динамических характеристик КП и напряжения горения слаботочной дуги в магнитных полях различной ориентации была специально разработана и изготовлена под данную задачу. Для решения этой задачи проводились электрические измерения и высокоскоростное фотографирование катодной привязки дуги (КП). На следующем этапе работы эта же установка была частично перестроена для проведения исследований воздействия магнитного поля на направление распространения ПС КП. Эти исследования также планировалось выполнить, используя высокоскоростное фотографирование. Как это было выполнено, подробно обсуждается ниже. Другая установка [90], уже имевшаяся в лаборатории, была приспособлена для проведения спектроскопических измерений в ПС КП. Эта установка также обеспечивала возможность измерения электрических характеристик дуги.

II.1. Установка для исследования динамических характеристик КП

Установка (Рисунок 8) обеспечивала возможность проводить измерения электрических параметров ВД в импульсном режиме и фотографировать рабочую поверхность катода с помощью высокоскоростной фотографической установки ВФУ-1. Некоторая часть исследований была выполнена с помощью цифровой скоростной видеокамеры Phantom Miro310. Фотографирование дуги позволяло определить положения КП на катоде в различные моменты времени. Анализ полученных результатов позволял определить направление движения КП и его скорость.

Блок-схема экспериментальной установки представлена на Рисунке 9. Измерения проводились в вакуумной камере из нержавеющей стали, объемом примерно 5 литров при непрерывной откачке. Для откачки использовался диффузионный паромасляный насос Н-05 с ловушкой, наполненной жидким азотом. В камере достигалось давление $p \approx 10^{-4}$ Па. Для контроля качества вакуума применялись ионизационно-термопарные вакуумметры. В диапазоне давлений от 10^{-1} до 10^{-5} Па измерения проводились с помощью ионизационной лампы ПМИ-2, а в диапазоне давлений $20 - 10^{-1}$ Па – термопарной лампой ПМТ-2. Вакуумная камера снабжена смотровыми окнами, через которые проводилось фотографирование дуги.

Для исследований использовались цилиндрические электроды диаметром 30 мм с накладками на торцевой поверхности из исследуемого материала (бескислородная медь,



Рисунок 8. Фотография экспериментальной установки для исследования динамических характеристик КП и напряжения горения слаботочной дуги в магнитных полях различной ориентации.

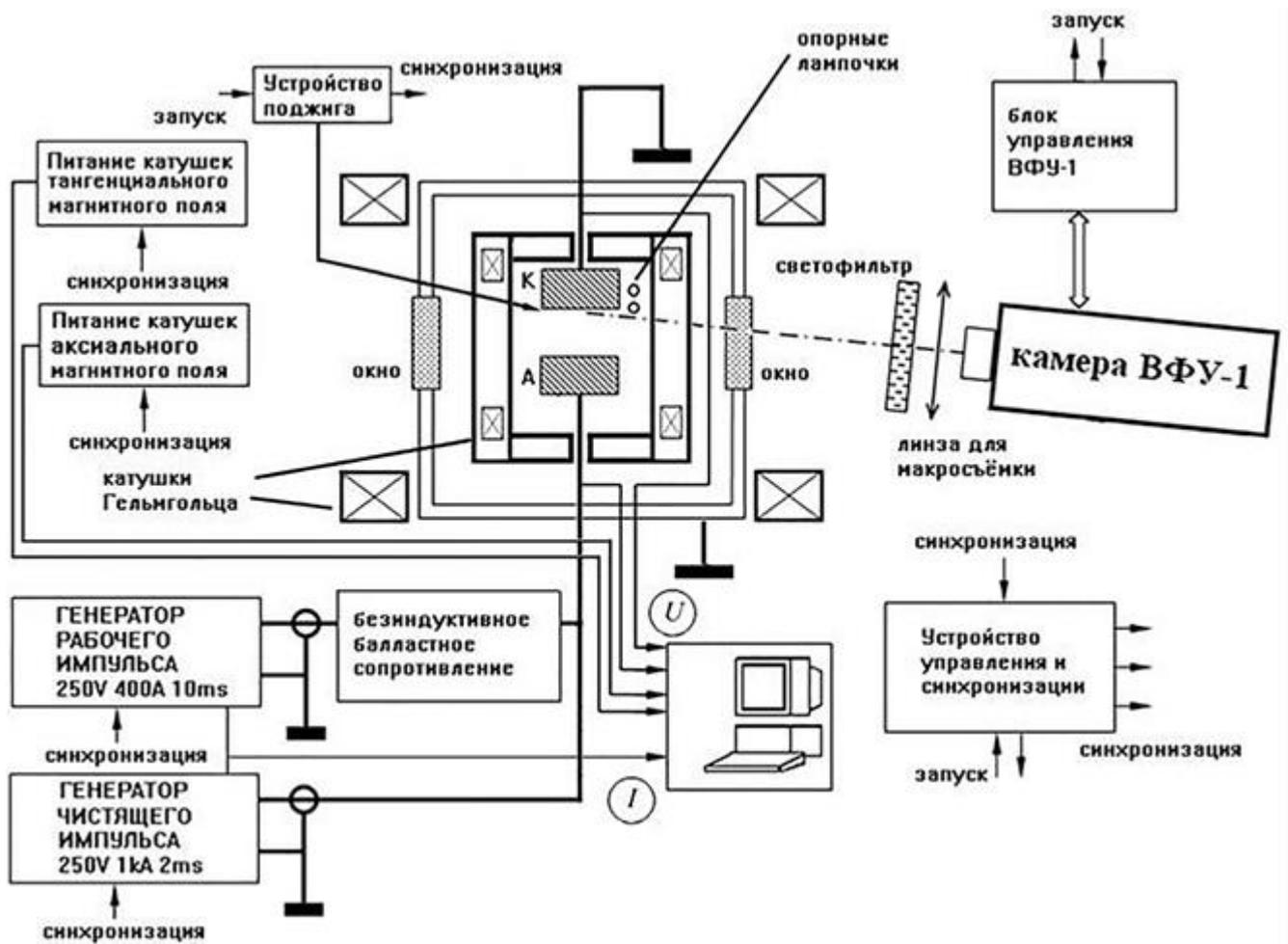


Рисунок 9. Блок-схема экспериментальной установки для исследования динамических характеристик КП и напряжения горения слаботочной дуги в магнитных полях различной ориентации.

композиция CuCr, молибден или вольфрам). Катод закреплялся в специальном узле, позволяющем перемещать его вдоль оси камеры. Это позволяло изменять межэлектродный промежуток в диапазоне $h = 0 - 12$ мм. Анод закреплялся в узле таким образом, чтобы можно было установить его торцевую поверхность параллельно торцевой поверхности катода и соблюсти соосность электродов. Ось разряда была ориентирована горизонтально.

АМП создавалось парой катушек Гельмгольца, находящихся вне камеры. Величину АМП можно было регулировать в пределах $B_n = 0 - 0,4$ Тл. Поперечное (тангенциальное) магнитное поле создавалось катушками Гельмгольца, намотанными на фторопластовый каркас, помещенный внутри вакуумной камеры. Величину тангенциального магнитного поля можно было регулировать в пределах $B_t = 0 - 0,4$ Тл. Обе пары катушек создавали область однородного магнитного поля в межэлектродном промежутке. Калибровка катушек проводилась с помощью датчика Холла SS496A. Ток в каждой паре катушек мог регулироваться независимо, поскольку каждая пара катушек питалась от отдельного источника питания. Источники вырабатывали импульсы длительностью 25 мс с плато длительностью 10 мс. Постоянство тока на плато обеспечивалось с точностью не хуже 5%. Величина тока на плато могла меняться в широких пределах.

Исследуемый разряд поджигался с некоторой задержкой после подачи питания в катушки. Длительность задержки подбиралась такой, чтобы обеспечить установление величины магнитного поля в межэлектродном промежутке. Это обеспечивало горение разряда в однородном квазистационарном магнитном поле, величина индукции которого регулировалась в процессе эксперимента.

Дуга питалась от источника тока, выполненного в виде искусственной длинной линии, заряжаемой до 250 В и разряжаемой через тиристорный ключ и мало-индуктивное балластное сопротивление. Источник тока позволял генерировать прямоугольный импульс тока, величиной до $I = 300$ А и длительностью до $t = 10$ мс. Источник тока подключался к разрядному узлу таким образом, чтобы скомпенсировать магнитное поле, создаваемое токоподводящей цепью. Для этого в обратном направлении ток отводился через четыре токоведущих стержня расположенных вне камеры равноудалено от её оси (Рисунок 10).

Поджиг дуги производился на заземленном катоде путём размыкания контакта во вспомогательной цепи катод – молибденовая игла. С помощью пружинки игла поджималась к краю небольшой выемки, сделанной на расстоянии 2 – 3 мм от края катода. Через иглу пропусклся ток в 20 – 50 А. В момент отрыва иглы от катода с помощью индукционно-динамического привода между иглой и катодом поджигалась слаботочная ВД, в результате чего

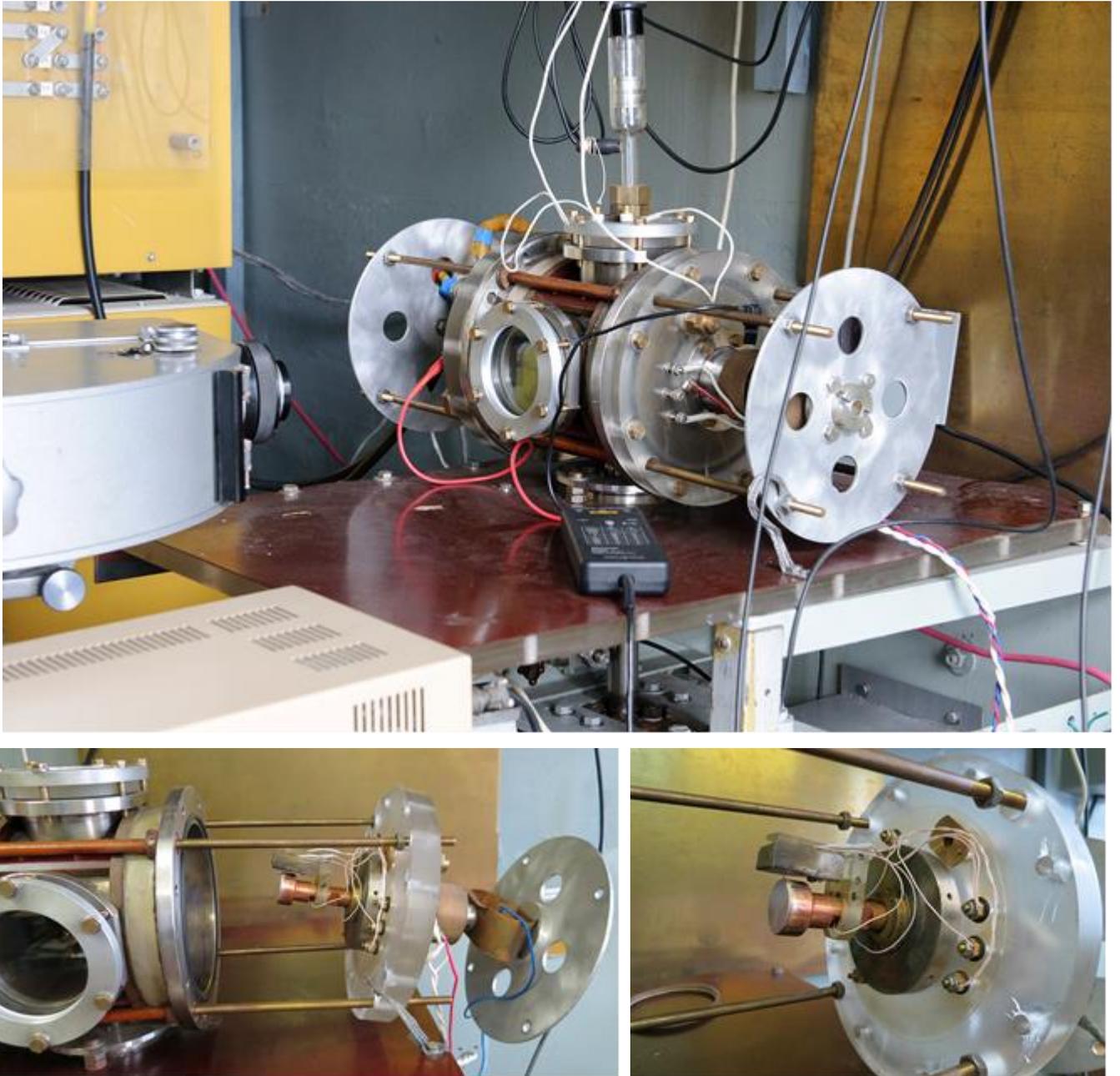


Рисунок 10. Фотографии разрядного узла экспериментальной установки для исследования динамических характеристик КП и напряжения горения дуги в магнитных полях различной ориентации.

в межэлектродном промежутке генерировался небольшой сгусток плазмы. В результате электропрочность межэлектродного промежутка существенно ухудшалась и происходил пробой основного промежутка поскольку напряжение к аноду подключалось несколько ранее, чем производилось размыкание вспомогательной цепи.

Очистка рабочей поверхности электродов от диэлектрических и прочих включений осуществлялась с помощью сильноточной ВД. В качестве источника тока сильноточного разряда использовался специальный генератор чистящего импульса. Он выполнен в виде искусственной длинной линии, заряжаемой до 250 В и разряжаемой через тиристорный ключ. Номинальной нагрузкой этого генератора являлся разрядный промежуток. Амплитуда импульса тока составляла ~ 1 кА. Для очистки «свежих» электродов проводилось 20 - 30 разрядов этого генератора и до 10 разрядов для очистки ранее работавших электродов после длительного перерыва между исследованиями. Кроме того, для удаления газов, адсорбированных за время подготовки к измерению, перед каждым исследуемым импульсом слаботочной ВД запускался одиночный чистящий разряд.

В дугах с током $I \approx 30$ А, и длине дуги $h = 4$ мм, при $B_n = 0$ стабильность горения дуги была плохой уже при $B_t = 0,05$ Тл, а при $B_t \geq 0,08$ Тл дуга практически вообще не поджигалась. Поэтому, при измерениях в магнитных полях с соотношением тангенциального и аксиального полей $B_t / B_n \gg 1$ упомянутый выше источник питания дуги заменялся высоковольтным источником, состоявшим из конденсатора емкостью $C = 300$ мкФ, заряжаемом до $U \leq 3$ кВ, и подключенном к разрядному промежутку через регулируемый балласт. При этом изменение тока дуги за время ~ 1 мс с момента поджига не превышало 10%. Поскольку, таким образом, измерения проводились только в сильных тангенциальных полях, в которых скорость движения КП велика, этого времени было достаточно для получения результата.

С другой стороны, при полях $B_t / B_n \ll 1$ наблюдались другие сложности. При слабом тангенциальном или сильном нормальном магнитном поле КП, как правило, не отходило от места поджига, держалось в месте контакта молибденовой иглы с катодом или на краю выемки, в которую упиралась эта игла. Для того чтобы «оторвать» КП от места поджига и сделать тем самым его движение «свободным», использовался дополнительный источник тока. Источник обеспечивал прямоугольный импульс тока 500 - 1000 А длительностью до 5 мс с очень быстрыми фронтами. Сам источник подключался параллельно рабочему генератору через диод. В начале дугового процесса этот источник обеспечивал достаточно большой ток, и на катоде образовалось несколько КП. «Расталкивая» друг друга собственными магнитными полями, КП разбегались по катоду. После отключения дополнительного источника ток подхватывал основной источник,

поддерживая его достаточным для горения лишь одного КП. Ток дополнительного источника и длительность его работы подбирались в каждом конкретном случае индивидуально так, чтобы оставшееся после прекращения его работы одиночное пятно находилось на достаточном удалении от места поджига и могло свободно двигаться под действием внешнего магнитного поля. Основные источники тока для очистки катода и питания дуги, а также источники тока, питавшие обе пары катушек, были изготовлены на предприятии «Таврида Электрик».

Осциллограммы токов записывались встроенными в источники тока осциллографами с дискретизацией в 2 мкс. Осциллограммы напряжения на дуге измерялись осциллографом Tektronix TDS 3014 при помощи дифференциального щупа Tektronix P5205. Все осциллограммы сохранялись на компьютере.

Используемая для фотографирования катода высокоскоростная фотографическая установка ВФУ-1 позволяет получать 60 последовательных кадров на 35 мм фотопленке. Съемка осуществлялась под углом $\sim 7 - 15^\circ$ по отношению к катоду в зависимости от межэлектродного промежутка. Специальное устройство управления ВФУ-1 позволяло менять скорость съемки в пределах от 4 мкс/кадр до 50 мкс/кадр. Для подавления излучения плазмы использовался оранжевый фильтр. Результаты фотографирования после проявки оцифровывались при помощи пленочного сканера HP S20, а специальная написанная нами для этой цели программа позволяла определить местонахождение КП на электроде. Для точного определения положения пятен на катоде в непосредственной близости от электродов располагались сверхминиатюрные лампы (СМН 10-55-2), так чтобы их изображение попадало в каждый кадр. Размер изображения одиночного КП (Рисунок 11) в файле, содержащем его изображение (полуширина на половине максимума яркости свечения), составляла 4 – 5 пикселей (1 пиксель $\approx 0,067$ мм), что определяется разрешающей способностью фотокамеры СФР, разрешением сканера и фотопленкой. Таким образом, пространственное разрешение можно оценить примерно как 0,25 мм.

Также съемка ВД проводилась при помощи высокоскоростной видеокамеры Phantom Miro M310. Максимальное разрешение данной камеры составляет 1280x800 пиксель, минимальное время экспозиции 1 мкс. Скорость съемки зависит от выбранного разрешения и в данном случае составляла 29000 кадров/с, что позволяло снимать кадр размером 128x552 пиксель. Сохраненный видеофайл разбивался на отдельные кадры, которые далее обрабатывались так же, как и отсканированные кадры.

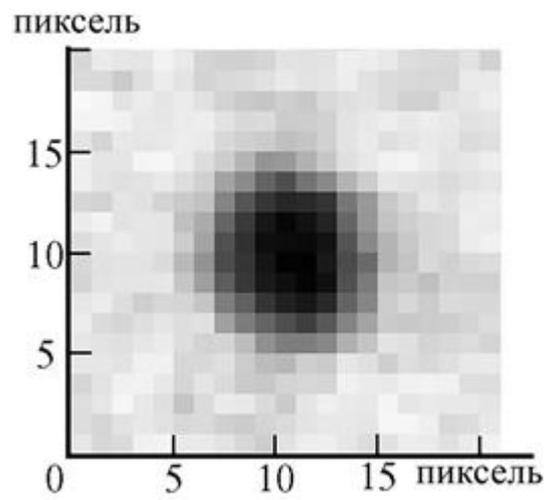


Рисунок 11. Пример изображения одиночного КП (фрагмент кадра скоростной фотосъёмки).

II.2. Установка для измерения направления распространения ПС КП

II.2.1. Экспериментальная методика и её обоснование. Прежде чем перейти к описанию переделок, которые оказалось необходимым выполнить, чтобы на существующей установке провести исследования распространения ПС КП в наклонённом к поверхности катода (имеющем две компоненты B_n и B_t) магнитном поле, необходимо сделать некоторые пояснения. Необходимо обсудить, каким образом с помощью высокоскоростного фотографирования по одному направлению можно получить информацию о воздействии магнитного поля на направление распространения ПС КП.

Будем рассматривать квазистационарное состояние ВД с одиночным пятном, находящейся в наклонном к катоду магнитном поле. Такой подход вполне адекватен, т.к. время пролёта ПС КП через межэлектродный промежуток длиной ≤ 1 см много меньше времени жизни КП. Канал дуги (траектория распространения ПС) в указанных условиях может иметь сложную форму. При фотографировании по некоторому направлению мы получим лишь проекцию канала дуги на плоскость, перпендикулярную направлению фотографирования. Для выявления истинной формы канала необходимо его фотографировать по нескольким направлениям, что делает работу чрезвычайно сложной. Однако если ось канала полностью лежит в некоторой плоскости, то её форму можно определить, зная места привязок канала к электродам. Для этого нужно сфотографировать одновременно поверхности обоих электродов и определить места обеих электродных привязок в некоторый фиксированный момент времени. Время экспозиции при фотографировании должно быть меньше времени жизни КП.

Очевидно, что фотографирование катодной привязки не вызывает проблем. КП имеет высокую яркость и малый размер, и мы можем определить его местоположение на катоде с указанной выше точностью ($\sim 0,25$ мм). Анодная привязка дуги, как это будет показано ниже, под действием АМП уменьшается в размере, а интенсивность излучения прианодной области ПС возрастает. Опыт показал, что привязка к аноду при не слишком малых величинах аксиального поля хорошо различима и положение максимума интенсивности тоже может быть определено с достаточной точностью.

Поясним, как можно, определив положение дуговых привязок, получить информацию о форме дуги. После этого рассмотрим, предположение о том, что ось канала не выходит из плоскости.

В основании ПС КП, т.е. в непосредственной близости от поверхности катода, плазма в ПС настолько плотная, что замагнитить её полем с индукцией даже ~ 1 Тл невозможно: концентрация плазмы $n \geq 10^{20} \text{ см}^{-3}$ [79]. Ускорение плазмы ПС до высоких скоростей происходит

как раз в этой области, где плотность плазмы чрезвычайно высока. Потому из КП вылетает ПС, которая, не смотря на наличие поперечного магнитного поля, некоторое расстояние пролетает по направлению нормали к поверхности катода.

По мере удаления от катода концентрация в ПС быстро падает вследствие расширения и ускорения ПС. Кроме того, плазма остывает. На расстоянии $\sim 10^{-1}$ см от катода концентрация плазмы составляет $n \approx (2-3) \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, а температура электронов $T_e \approx 1$ eV [5]. При этом плазма в струе является сильноионизованной. Поэтому для оценки параметра Холла ($\omega_e \tau_e$) можно воспользоваться следующими соотношениями:

$$\tau_e = \frac{3 \cdot m^{1/2} (kT_e)^{3/2}}{4\sqrt{2\pi} \cdot K_\varepsilon^2 \cdot \Lambda \cdot e^4 \cdot n_p} \quad (4)$$

$$\rho_e = \frac{m \cdot \bar{v}_e}{e \cdot B} \quad (5)$$

$$\omega_e \tau_e = \frac{3 \cdot (kT_e)^{3/2} \cdot B}{4\sqrt{2\pi} \cdot K_\varepsilon^2 \cdot m^{1/2} \cdot \Lambda \cdot e^3 \cdot n_p} \quad (6)$$

Здесь Λ - Кулоновский логарифм; $K_\varepsilon = 1/(4\pi\varepsilon_0)$.

Оценки показывают, что плазма в ПС на расстоянии $\sim 10^{-1}$ см от катода может быть сильно замагничена ($\omega_e \tau_e \gg 1$) относительно небольшим полем с индукцией $B \sim 10^{-1}$ Т. ПС с сильно замагниченной плазмой должна распространяться вдоль направления магнитного поля.

Таким образом, траектория ПС (канал дуги) должен иметь два основных участка. На начальном, относительно коротком участке ПС распространяется нормально к катоду. На втором участке, на некотором удалении от катода ПС распространяется по направлению, заданному силовыми линиями магнитного поля. Между этими участками есть переходной участок, где канал дуги искривляется по мере преодоления инерции (незамагниченных) ионов действующей на них силой, возникающей вследствие квазинейтральности плазмы (Рисунок 12).

Используя эти качественные соображения, можно с помощью эксперимента получить количественный результат, характеризующий процесс разворота ПС магнитным полем. Действительно, из Рисунка 12 видно, что зная угол наклона магнитного поля к нормали к катоду α , длину межэлектродного промежутка h , и, определив из эксперимента угол наклона отрезка, соединяющего привязки дуги к электродам β , можно с помощью простого соотношения вычислить расстояние от катода Z_B , на котором происходит поворот ПС на направление, задаваемое направлением поля:

$$Z_B = h \cdot (1 - \operatorname{tg}\beta / \operatorname{tg}\alpha). \quad (7)$$

Теперь рассмотрим, предположение, что траектория ПС лежит полностью в плоскости (на Рисунке 12 это плоскость Z,Y). Строго говоря, это предположение неверно. Через ПС протекает ток и потому на неё действует сила Ампера (магнитное поле имеет тангенциальную компоненту). Эта сила действует в направлении, перпендикулярном плоскости (Z,Y) и потому в той или иной мере выводит ПС из этой плоскости. Детальный анализ этого воздействия чрезвычайно сложен. В работе [57] выполнен численный расчет воздействия тангенциального магнитного поля на взрывоэмиссионный процесс (эктон) на катоде ВД. Расчёт показал, что ось ПС, образующейся в результате взрывного процесса, под действием поля с индукцией $B_t = 0,4$ Тл на расстоянии 0,1 мм от катода смещается всего лишь на $\approx 0,005$ мм. Значит на первом участке струи (в непосредственной близости от катода), на котором плазма ПС очень плотная и потому немагнитная, смещением ПС из плоскости Y,Z можно пренебречь. Можно думать, что на втором участке, на котором плазма ПС сильно замагничена и потому «привязана» к магнитным силовым линиям, смещением тоже можно пренебречь.

Для одновременного определения положения катодной и анодной привязки можно было бы использовать фотографирование обоих электродов разными сверхскоростными фоторегистрирующими установками [91]. Однако одновременное использование двух установок потребовало бы полной переделки экспериментальной установки. Чтобы этого избежать, было придумано другое решение и, соответственным образом, была модернизирована существовавшая экспериментальная установка.

II.2.2. Модернизированная установка и контрольные измерения. В экспериментах по исследованию направления распространения ПС КП использовалась та же вакуумная камера, разрядный узел и источники питания, что и при исследовании динамических характеристик КП. Ток дуги устанавливался $I = 65$ А. Магнитные поля (нормальное и тангенциальное) устанавливались в пределах от 0 до 0,2 Тл. Использовались цилиндрические электроды из бескислородной меди диаметром 30 мм.

Для обеспечения возможности фотографирования поверхностей обоих электродов оптическая часть установки была модернизирована. С помощью сферического зеркала, расположенного вне разрядной камеры вблизи смотрового окна, противоположного тому, через которое велось фотографирование, в межэлектродном промежутке создавалось действительное изображение рабочей поверхности катода (Рисунок 13). Рабочая поверхность катода в момент фотографирования освещалась при помощи вспышки «Луч М1». Для того чтобы увеличить длительность действия вспышки, параллельно к её собственной емкости были подключены 4

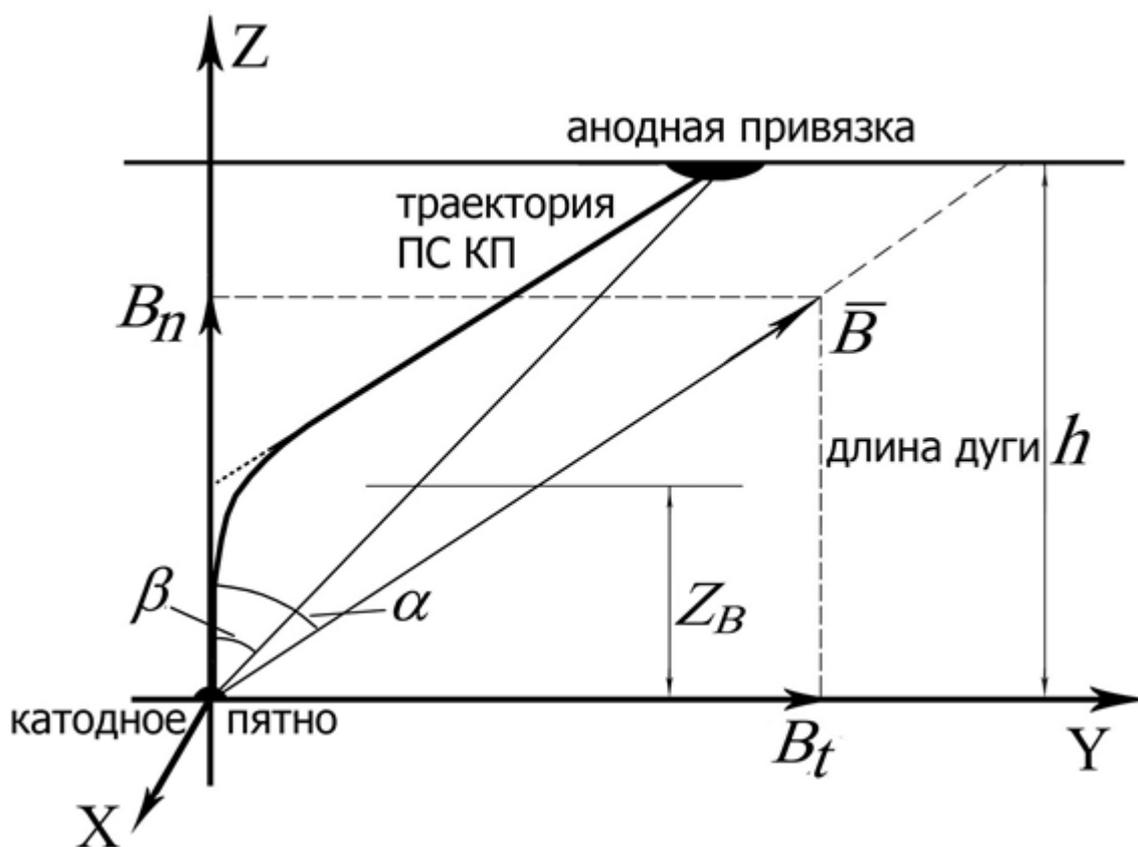


Рисунок 12. Схематичное изображение ПС КП в наклонном к катоду магнитном поле.

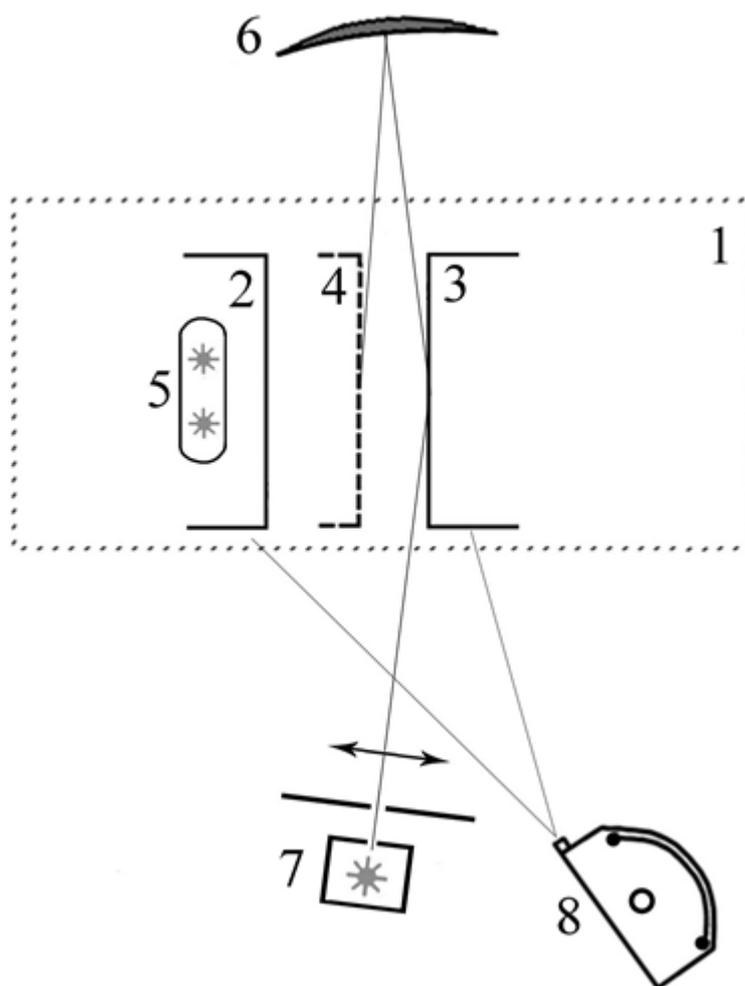


Рисунок 13. Блок-схема оптической части установки для определения направления распространения ПС КП.

1 – вакуумная камера; 2 – анод; 3 – катод; 4 – действительное изображение катода; 5 – опорные лампочки; 6 – сферическое зеркало; 7 – фотовспышка для освещения катода; 8 – ВФУ-1.

конденсатора суммарной емкостью 800 мкФ. В результате длительность импульса фотовспышки была увеличена до 1,5 мс, что позволяло освещать электроды в течение всего времени съемки. Вспышка была направлена через диафрагму и линзу на катод, под углом примерно 10° . Оптическая ось ВФУ-1 ориентировалась под углом ($\sim 10^\circ$) к поверхности анода, который освещался отраженным от поверхности катода светом вспышки. В результате мы получаем возможность одновременной съёмки поверхностей анода и действительного изображения поверхности катода. Кроме электродов, в кадр попадали опорные мини лампочки, которые использовались как опорные точки при определении положения электродов и электродных привязок.

На Рисунке 14 показан пример результата фотографирования. Слева расположен анод, справа – катод. Поверхность катода недоступна для фотографирования, и на кадре мы видим ее изображение, созданное с помощью сферического зеркала. На изображении чётко видно КП. Поверхность анода мы фотографируем непосредственно. Для удобства разглядывания анода, на фотографии тонкой линией нанесена граница поверхности анода. В приведенном примере дуга горела в АМП 0,05 Тл. Как показали эксперименты, уже при небольшом АМП $B_n > 0,03$ Тл, возле анода можно наблюдать достаточно четкие контуры анодного свечения, что позволяет определить его местоположение. Таким образом, из подобных фотографий, в принципе, возможно одновременно определить положение привязок дуги на обоих электродах.

Однако внимательный анализ полученных фотографий выявил искажения на изображениях электродов. Дело в том, что условия эксперимента диктовали необходимость использовать большие углы поля зрения. Это и приводило к появлению искажений на изображениях электродов. Искажение анода было слабым, т.к. он фотографировался непосредственно, а искажение катода было более сильным, т.к. фотографировался не катод, а его изображение, при построении которого тоже имели место искажения. Отчётливо обнаружить искажения помогли сделанные специально метки. Выше было указано, что на катоде имеется продольное углубление, в котором расположена поджиговая игла. Углубление было профрезировано вдоль диаметра катода. Для оценки искажений на том же диаметре сверлом были намечены ещё два углубления. Все эти метки на катоде хорошо видны на фотографии, приведённой на Рисунке 14 (светлая полоска и две светлые точки). Видно, что все метки действительно расположены на прямой, но эта прямая не проходит через центр катода, т.е. не является, как это было в реальности, диаметром катода. Это результат того, что мы вынуждены были работать с широкими световыми пучками, а также того, что плоскости электродов расположены не перпендикулярно к оптическим осям сферического зеркала и ВФУ,

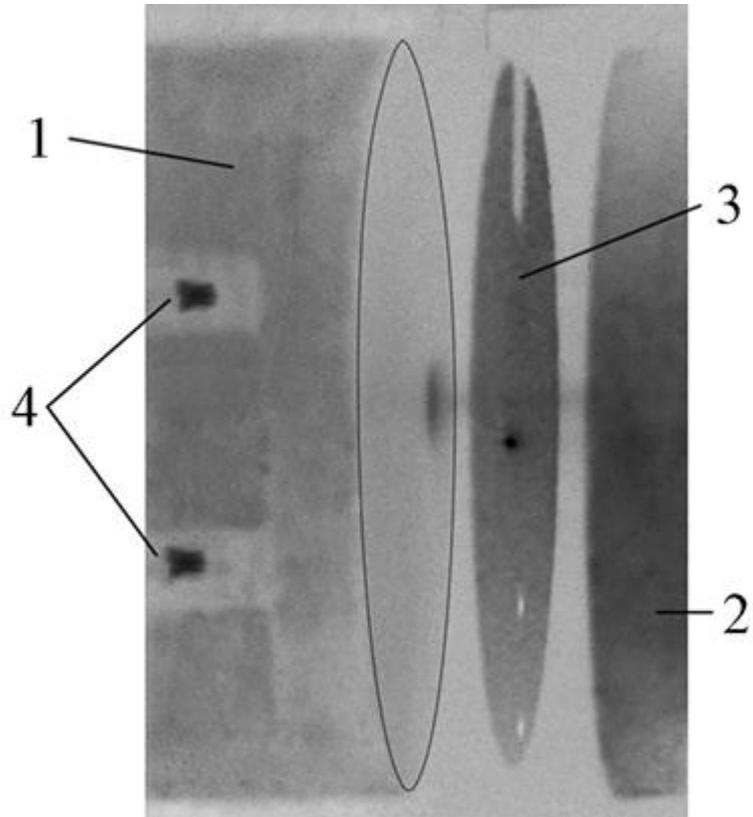


Рисунок 14. Кадр скоростной фотографии рабочих поверхностей одновременно двух электродов.

$I = 65 \text{ A}$; $B_n = 0,05 \text{ Тл}$, экспозиция 25 мкс;

1 – анод; 2 – катод; 3 – действительное изображение рабочей поверхности катода; 4 – опорные лампочки.

следовательно, разные участки электродов находятся на различных расстояниях от фокальной плоскости и имеют различные увеличения. Необходима корректировка, позволяющая перейти от координат некой точки на изображении к её координатам на реальном объекте.

Корректировка была сделана с помощью простых формул, полученных в рамках геометрической оптики. Результаты корректировки проверялись в экспериментах, в которых фотографировались специально изготовленные электроды с целой сеткой меток на всей рабочей поверхности. Эксперименты показали достаточную точность коррекции в центральной области катода ($r < 12$ мм), где ошибка определения координат не превышает 0,5 мм. Это не позволяет использовать результаты съёмки, в которых привязки электродов находятся вблизи края электрода. Но при приближении к краю электрода, форма анодной привязки искажается, привязка частично переходит на боковую поверхность. Потому края электрода мы всё равно не можем использовать в эксперименте.

Для проверки работоспособности разработанного метода и определения его ошибок, были выполнены многократные измерения с дугой, помещённой в АМП, т.е. с дугой, не имеющей наклона к оси разрядной системы. Этот эксперимент позволил обнаружить наличие систематической ошибки в определении угла β . Результаты этих экспериментов будут приведены в следующей главе.

III.3. Установка для спектроскопических измерений и методика эксперимента

С помощью спектроскопических измерений проводились исследования ПС КП, находящейся под действием АМП. Описанная ниже установка была создана ранее [90]. После небольшой модернизации она была использована в настоящей работе. Экспериментальная установка для спектроскопических исследований (фотография приведена на Рисунке 15), принципиально устроена так же, как и установка, описанная в предыдущих разделах, но вакуумная камера была другой. На Рисунке 16 приведена блок-схема установки. Измерения проводились в разборной вакуумной камере при постоянной откачке ($p \sim 10^{-4}$ Па). На камеру были установлены смотровые кварцевые окна. Использовались торцевые цилиндрические электроды диаметром $D = 30$ мм из бескислородной меди. Ось электродов была размещена вертикально. Межэлектродный промежуток составлял 4 и 8 мм. Электрическая часть установки практически не отличалась от описанной в предыдущих частях. Разряд поджигался в отверстии в центре катода (диаметром 2,5 мм) с помощью поджигового электрода, отрываемого от катода индукционно-динамическим приводом. Дуга питалась прямоугольными импульсами тока амплитудой 60 А и длительностью $\tau \approx 4$ мс. Чтобы «оторвать» привязку дуги от места поджига

(места касания поджиговым электродом катода), как и в экспериментах по исследованию динамики КП, использовался дополнительный источник тока, который включался параллельно источнику рабочего тока через диод. Важным отличием являлось наличие лишь одной пары катушек Гельмгольца. Катушки были расположены вне вакуумной камеры и позволяли генерировать АМП с индукцией до $B \leq 0,4$ Тл

Оптическая схема установки показана на Рисунке 17. Для регистрации излучения ПС КП использовался спектрограф SpectraPro 2500i и камера серии PI-MAX производства Princeton Instruments. Изображение на входной щели спектрографа формировалась с помощью системы зеркал.

В ПС КП значительную часть потока составляют двукратные ионы и ионы более высокой кратности, поэтому основная часть излучения из этой области генерируется ионами. Доминирующая часть линий излучения ионов, пригодных для диагностики, лежит в ультрафиолетовой (УФ) части спектра. С учетом этого факта изображение ПС фокусировалось на щели спектрографа не объективом, а с помощью зеркал. Оптическая схема состояла из четырёх зеркал: пары скрещенных под углом 90° плоских зеркал, а также сферического и ещё одного плоского зеркал. Изображение ПС, ось которой ориентирована вертикально (Рисунок 18.а), разворачивалось с помощью скрещенных зеркал на 90° и фокусировалась на входной щели спектрографа SpectraPro 2500i с помощью сферического зеркала. Горизонтальное положение изображения ПС на входной щели спектрографа позволяло получать радиальные распределения излучения плазмы (Рисунок 18.б). Перемещение изображения ПС относительно входной щели контролировалось микрометрическим винтом плоского зеркала.

Увеличение системы зеркал (0,3) было таково, что проецировало электроды диаметром 30 мм на ПЗС матрицу камеры шириной 13 мм. Размеры зеркал (плоское и сферическое) имели диаметр 70 мм. Пространственное разрешение оптической системы оценивалось как 0,25 мм, апертура – 1/30.

Оптическая система спектрографа SpectraPro 2500i имеет исправленный астигматизм. В комплектацию спектрографа входит две турели дифракционных решеток, для УФ и ИК частей спектра соответственно. Каждая турель имеет 3 решетки с различным количеством штрихов на миллиметр: 600, 1200 и 2400. Выбор турели определяется шаговым двигателем. Управление шаговым двигателем осуществляется с помощью контроллера, связанного с ПК через СОМ порт. В качестве приемника излучения использовалась камера PI-MAX 1K RB-SG-43 с мегапиксельной ССD матрицей. Матрица запускалась спустя 1 мс после окончания сильноточного импульса. Время работы матрицы было установлено 50 мкс.

Дифракционная решетка 600 штрихов/мм использовалась для всего доступного диапазона (200 – 800 нм). Решетка 2400 штрихов/мм использовалась для измерений в выбранном небольшом участке спектра. В таком случае за один импульс регистрировалась спектральный интервал ~ 10 нм. Ширина входной щели спектрографа была 75 мкм, что позволяло иметь спектральное разрешение не хуже 0,15 нм.

Измерения проводились на различных расстояниях z от катода ($z = 0$ – поверхность катода) при различных величинах индукции АМП. Измерялись радиальное распределение интенсивности спектральных линий различных ионизационных состояний меди в специально выбранном диапазоне. В диапазоне $\Delta\lambda = 275 - 285$ нм находятся четыре достаточно интенсивные линии трех ионизационных состояний: атома – CuI ($\lambda = 282,44$ нм), однократного иона – CuII ($\lambda = 276,96$ нм и $\lambda = 283,74$ нм) и двукратного иона – CuIII ($\lambda = 281,3$ нм). Формы радиальных распределений интенсивностей двух разных линий CuII оказались практически идентичны. Поэтому, впоследствии использовалась только одна из линий, более интенсивная ($\lambda = 276,96$ нм). Выбранные линии находятся достаточно близко, что позволяет наблюдать их одновременно с решеткой 2400 штрихов/мм.

Радиальные распределения интенсивности излучения ионных линий практически всегда были аксиально-симметричными. Радиальные распределения интенсивности линий атома часто не обладали аксиальной симметрией. Кроме того, при фиксированных внешних параметрах изменения интенсивности излучения в некоторых импульсах достигали полутора раз. Поэтому каждое измерение при определенных значениях V_n и z , многократно повторялось. Для последующей обработки, отбирались наиболее симметричные распределения. Измеренные профили линий были достаточно шумными, поэтому выбранные радиальные распределения сглаживались с помощью метода скользящего среднего. Результаты, обработанные таким образом, были использованы для определения у исследуемых линий $I_\lambda(z, V)$ – интенсивности, интегрированной по радиусу (вдоль луча зрения), а также для определения $R(z, V)$ - половины ширины их радиальных распределений (половина ширины на половине высоты). Плазма считалась тонкой для всех исследуемых линий. Для определения коэффициента эмиссии $\epsilon_\lambda(r)$, сглаженные кривые подвергались абелевской инверсии по методу Луизовой [92]. Полученные три-пять измерений усреднялись.

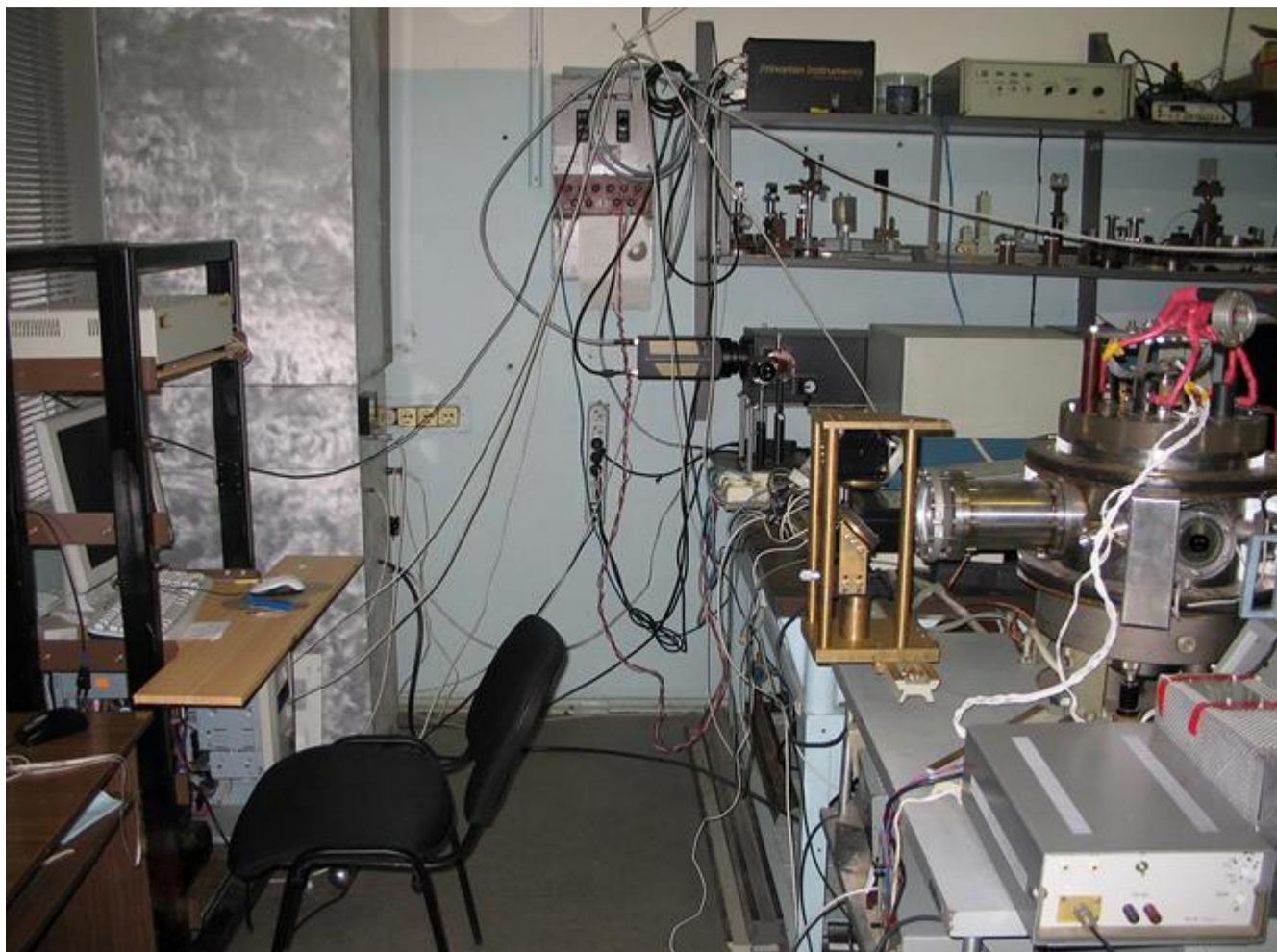


Рисунок 15. Фотография экспериментальной установки для спектроскопических измерений.

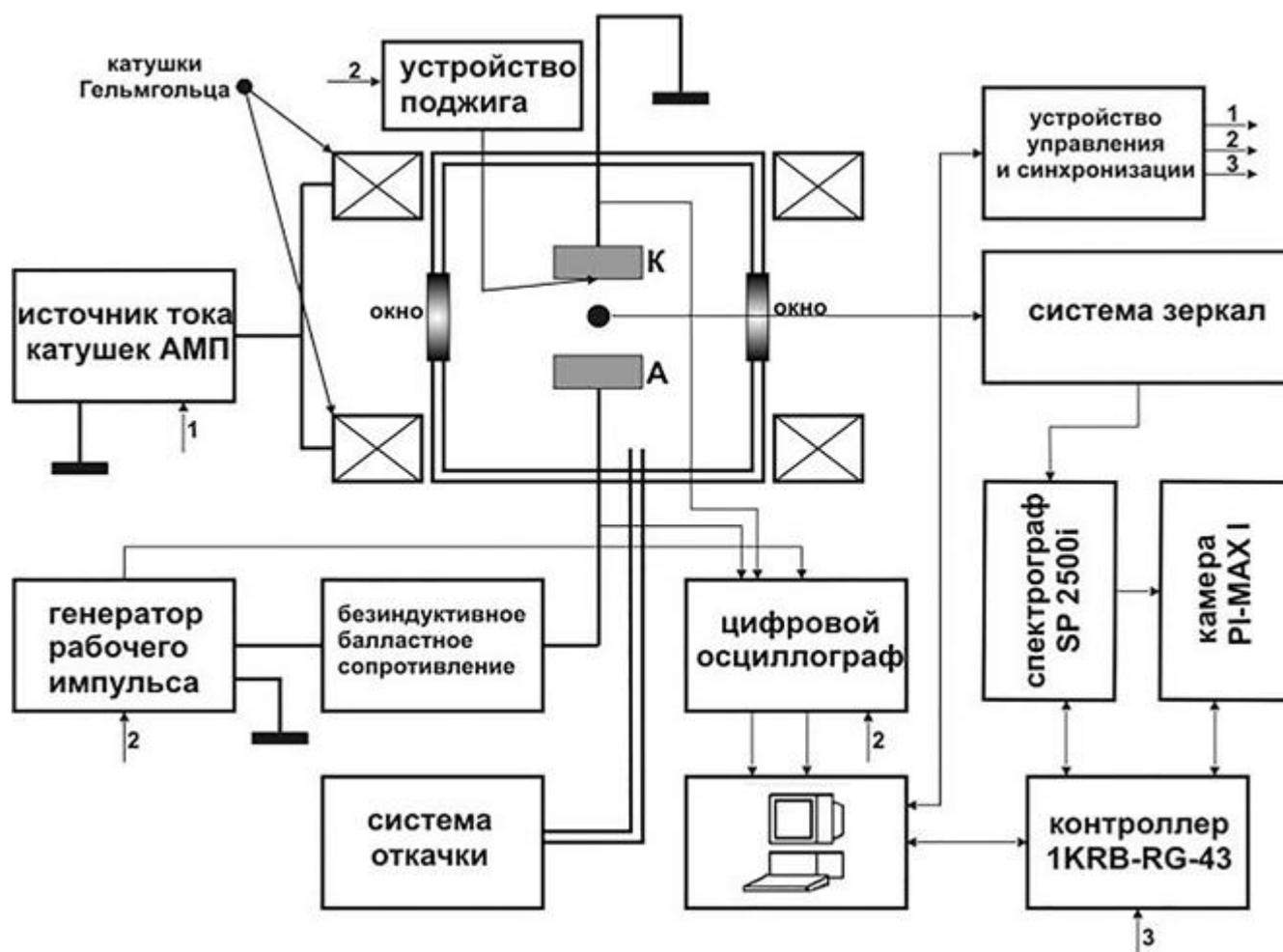


Рисунок 16. Блок-схема экспериментальной установки для спектроскопических измерений.

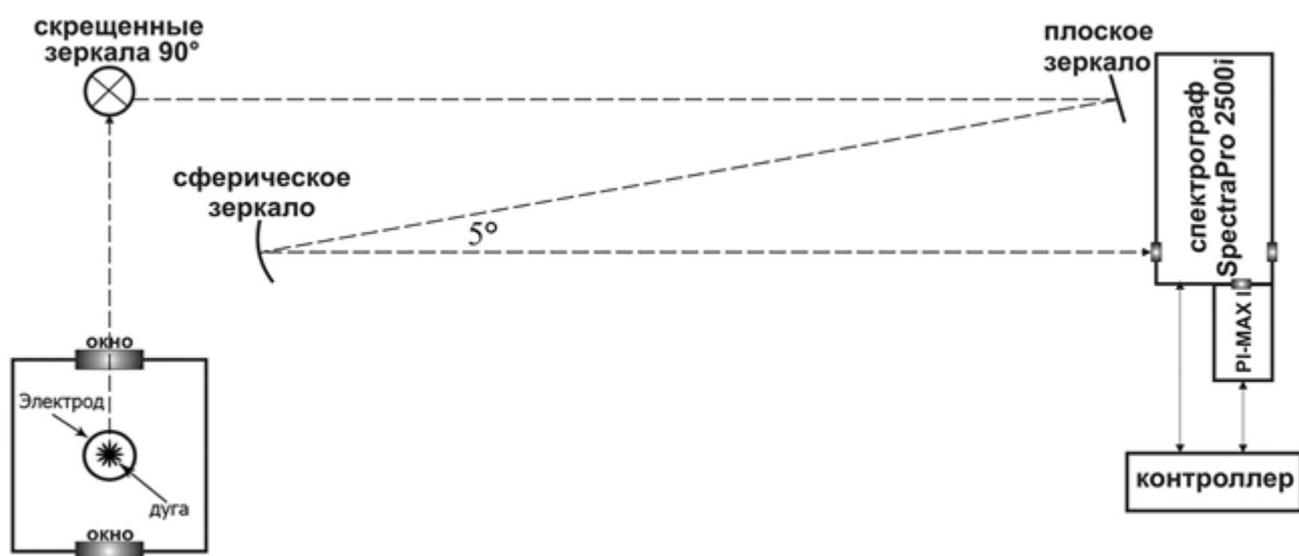


Рисунок 17. Блок-схема оптической части установки для спектроскопических измерений (вид сверху).

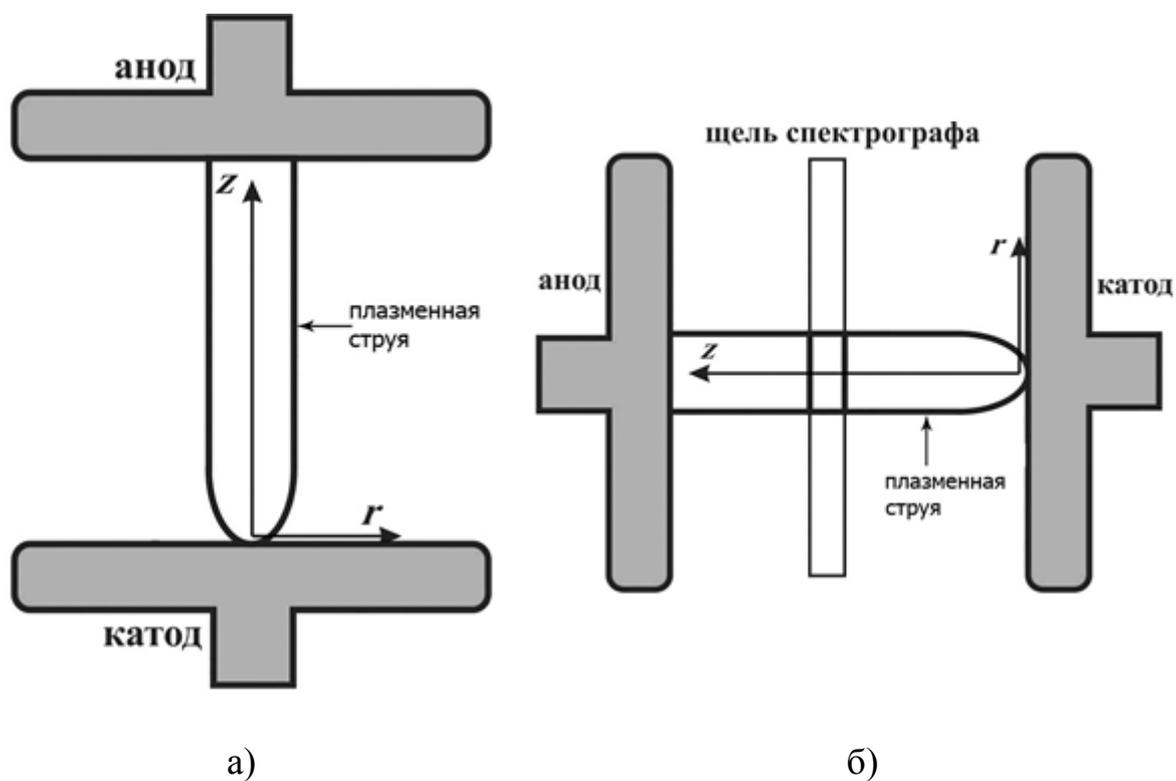


Рисунок 18. а) Схематическое изображение электродов и ПС в вакуумной камере.
б) Схематическое изображение ПС на входной щели спектрографа.

III. Результаты исследований и их обсуждение

III.1. Измерение среднего тока, пропускаемого катодным пятном

Результаты исследований, изложенные в настоящем разделе, были опубликованы в работах [93-99]. Для определения среднего тока пропускаемого КП проводилась скоростная фотосъёмка дуги при различных комбинациях нормального и тангенциального магнитных полей. Ток разряда выбирался таким, чтобы при данной комбинации магнитных полей на фотографии наблюдалось несколько КП. Исследования проводились с электродами из меди и медь-хромовой композиции и тугоплавких металлов. Вначале опишем результаты, полученные в дугах с катодами из меди и медь-хрома длиной $h = 4$ мм.

На Рисунке 19 представлен типичный кадр съёмки с несколькими КП. Полученные на фотографиях пятна пересчитывались, причем пятном считался светящийся объект с одним максимумом интенсивности. Если один светящийся объект имел два максимума, то он засчитывался за два пятна. Для расчета распределения количества КП отбирались только те кадры съёмок, на которых пятна располагались на достаточном удалении от поджига (≥ 1 мм). Для того чтобы получить $\sim 10^2$ пригодных для обработки кадров требовалось провести 2 - 4 съёмки дуги.

В результате обработки фотографий установлено, что количество КП при фиксированном токе хорошо аппроксимируется нормальным распределением:

$$p(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \frac{-(n-n_c)^2}{2\sigma^2} \quad (8)$$

где n – количество пятен, $p(n)$ – доля наблюдений с n пятнами, n_c, σ – параметры распределения (положение центра распределения и корень квадратный из дисперсии, соответственно). Значения n_c и σ для каждого из режимов были получены по методу наименьших квадратов. Результаты, полученные при обработке всех экспериментов приведены в Таблицах 3 и 4.

Используя переменные

$$x = \frac{n-n_c}{\sqrt{2}\sigma} \quad (9)$$

$$y = p(n)\sigma\sqrt{2\pi} \quad (10)$$

можно представить распределение в безразмерном виде:

$$y = \exp(-x^2) \quad (11)$$

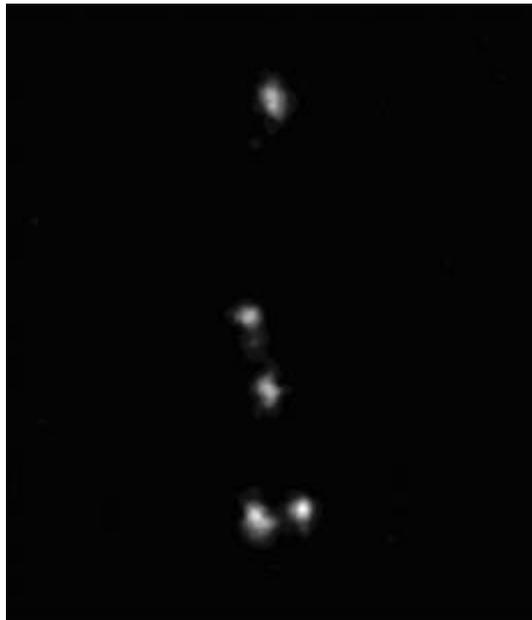


Рисунок 19. Фрагмент кадра скоростной фотосъемки. $I = 150$ А; $B_n = 0,35$ Тл, $B_t = 0,2$ Тл; экспозиция 24 мкс; $t = 0,8$ мс после поджига дуги. Материал электродов CuCr30.

| $B_n, \text{Тл}$ $B_t, \text{Тл}$ | 0 | 0,05 | 0,1 | 0,2 | 0,35 |
|--------------------------------------|----------------------------|------------------------------|----------------------------|-----------------------------|------------------------------|
| 0 | * $n_c=7,8; \sigma=0,7$ | *** $n_c=3,4; \sigma=1,0$ | | | |
| 0,01 | * $n_c=5,9; \sigma=1,3$ | | | | |
| 0,02 | * $n_c=4,1; \sigma=0,7$ | | | | |
| 0,03 | * $n_c=2,5; \sigma=0,6$ | * $n_c=6,5; \sigma=1,1$ | | | |
| 0,04 | * $n_c=1,6; \sigma=0,6$ | | | | |
| 0,05 | | * $n_c=4,9; \sigma=1,1$ | * $n_c=5,7; \sigma=1,0$ | ** $n_c=3,4; \sigma=1,1$ | *** $n_c=2,2; \sigma=1,1$ |
| 0,1 | | * $n_c=2,7; \sigma=0,8$ | * $n_c=4,8; \sigma=1,3$ | * $n_c=5,6; \sigma=1,0$ | * $n_c=5,9; \sigma=0,8$ |
| 0,15 | | * $n_c=1,7; \sigma=0,4$ | * $n_c=4,1; \sigma=1,0$ | * $n_c=5,6; \sigma=0,9$ | * $n_c=5,2; \sigma=1,0$ |
| 0,2 | | | * $n_c=3,2; \sigma=1,0$ | * $n_c=4,0; \sigma=0,6$ | * $n_c=4,4; \sigma=0,9$ |
| 0,25 | | | * $n_c=1,8; \sigma=0,5$ | * $n_c=3,6; \sigma=1,0$ | *** $n_c=2,0; \sigma=0,5$ |

Таблица 3. Параметры аппроксимаций распределения количества КП.
Материал электродов CuCr30, $I = 65 \text{ A}$ (***); 90 A (**); 150 A (*).

| $B_n, \text{Tл}$ $B_t, \text{Tл}$ | 0 | 0,05 | 0,1 | 0,2 | 0,35 |
|--------------------------------------|-----------------------------|----------------------------|----------------------------|----------------------------|----------------------------|
| 0 | * $n_c=4,5; \sigma=0,8$ | * $n_c=4,7; \sigma=0,8$ | * $n_c=4,5; \sigma=0,8$ | | |
| 0,01 | ** $n_c=2,3; \sigma=0,5$ | | | | |
| 0,02 | ** $n_c=2,2; \sigma=0,5$ | | | | |
| 0,03 | | * $n_c=4,4; \sigma=0,5$ | * $n_c=3,9; \sigma=0,5$ | | |
| 0,04 | ** $n_c=1,6; \sigma=0,8$ | | | | |
| 0,05 | | * $n_c=3,6; \sigma=0,4$ | * $n_c=3,8; \sigma=0,8$ | * $n_c=3,7; \sigma=0,6$ | |
| 0,08 | | $n_c=3,2; \sigma=0,5$ | * $n_c=3,7; \sigma=0,7$ | * $n_c=3,9; \sigma=0,6$ | |
| 0,1 | | * $n_c=2,8; \sigma=0,6$ | * $n_c=3,1; \sigma=0,7$ | * $n_c=3,7; \sigma=0,7$ | * $n_c=3,2; \sigma=0,7$ |
| 0,15 | | | * $n_c=2,5; \sigma=0,5$ | * $n_c=3,0; \sigma=0,9$ | * $n_c=3,1; \sigma=0,6$ |
| 0,2 | | | | * $n_c=2,5; \sigma=0,5$ | * $n_c=3,1; \sigma=0,7$ |

Таблица 4. Параметры аппроксимаций распределения количества КП.
Материал электродов Cu, $I = 150 \text{ A}$ (**); 300 A (*).

В таком виде можно свести результаты для различных режимов на один график (Рисунок 20). Из рисунка видно, что во всех исследованных режимах горения дуги на обоих использованных материалах распределение количества пятен в катодной привязке при некотором фиксированном токе действительно хорошо описывается нормальным законом

Для свободно горящих ВД на медном катоде этот результат находится в согласии с результатами работы [12]. Для дуг на катоде из композиции CuCr30, а также дуг, находящиеся под действием магнитного поля, подобные исследования ранее не проводились.

При наложении магнитного поля распределения количества пятен для обоих материалов остаются нормальными, но параметры распределений зависят от магнитного поля. Существует некоторый критический угол наклона магнитного поля α^* относительно нормали к поверхности катода, внутри которого ($\alpha < \alpha^*$) зависимость от магнитного поля слабая. При превышении этого угла ($\alpha > \alpha^*$) проявляется сильная зависимость параметров распределения от угла наклона магнитного поля α , но не от амплитуды вектора магнитного поля $|B|$. Амплитуда магнитного поля начинает оказывать сильное влияние на распределения количества пятен лишь при $\alpha \rightarrow \pi/2$ ($B_t / B_n \gg 1$). Зависимости распределения от магнитного поля имеют одинаковый характер для обоих исследованных материалов, но величины критических углов α^* отличаются и составляют $\alpha^* \approx 45^\circ$ (для электродов из CuCr30) и $\alpha^* \approx 30^\circ$ (для катода из бескислородной меди).

На Рисунках 21а – 23а приведены примеры результатов и их аппроксимации нормальным распределением для обоих использованных в работе материалов, иллюстрирующие сказанное выше. Используя аппроксимации распределения количества КП, можно получить распределение среднего тока, пропускаемого пятном $I_s = I/n$. Примеры таких распределений приведены на Рисунках 21б – 23б. Рисунок 21 иллюстрирует результат воздействия нормального к поверхности катода магнитного поля, Рисунок 22 – результат воздействия тангенциального поля и Рисунок 23 – результат воздействия наклонного магнитного поля. Средние по распределению значения тока для свободногорящих ВД I_{s0} на катодах из медь-хромовой композиции CuCr30 и катодах из меди составляют 20 А и 65 А соответственно. Результат, полученный в дугах с медным катодом, находится в согласии с данными в литературе [12, 75]. Данные для дуг с катодом из композиции CuCr30 в литературе ранее отсутствовали.

Представляет интерес зависимость среднего по распределению значения тока I_s на разных материалах от магнитного поля, наложенного на дугу. Они приведены на Рисунке 24 для CuCr30 и Рисунке 25 для меди. При наложении на дугу магнитного поля, имеющего только тангенциальную компоненту ($\alpha = \pi/2$) зависимость среднего по распределению значения I_s для

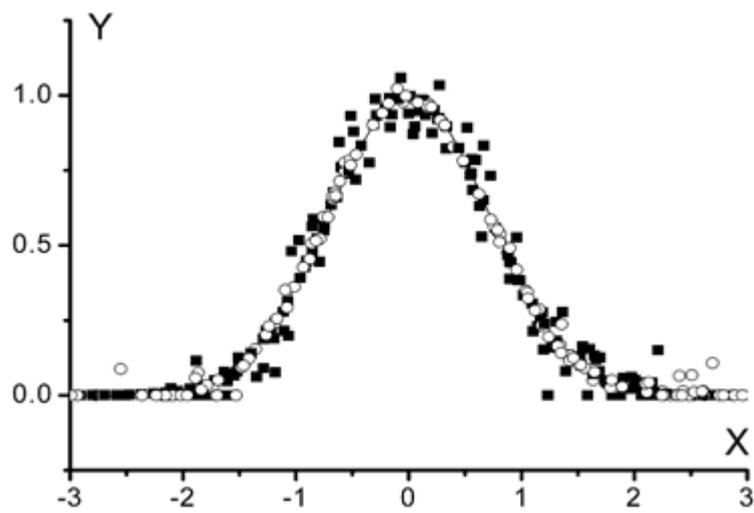


Рисунок 20. Нормированная плотность распределения количества КП для всех исследованных режимов. Материал электродов CuCr30 (заполненные символы); $I = 65 \text{ A}$; 90 A ; 150 A ; $0 \leq B_n \leq 0,35 \text{ Тл}$; $0 \leq B_t \leq 0,25 \text{ Тл}$. Материал электродов Cu (пустые символы); $I = 150 \text{ A}$; 300 A ; $0 \leq B_n \leq 0,35 \text{ Тл}$; $0 \leq B_t \leq 0,2 \text{ Тл}$.

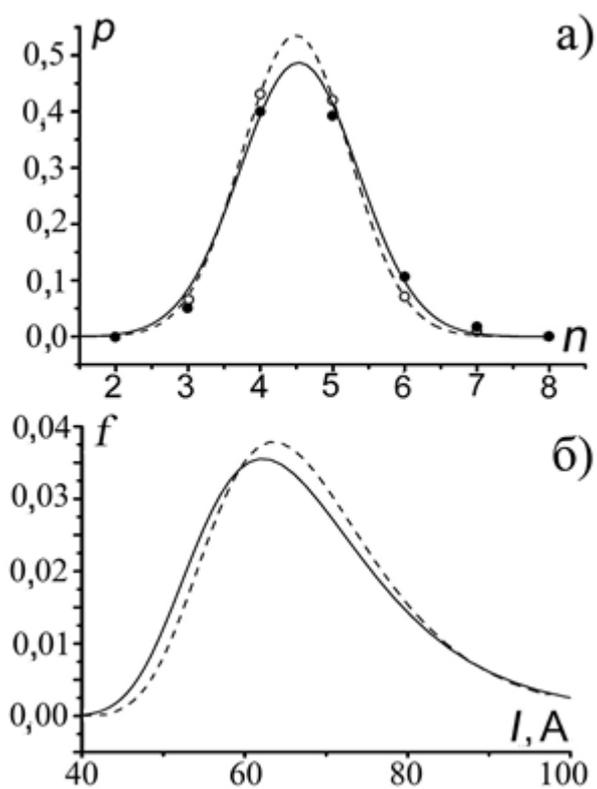


Рисунок 21. Распределение количества КП (а) и распределение тока, пропускаемого КП (б) в дуге с медными электродами при токе $I = 300$ А. Точки – эксперимент, кривые – аппроксимации. Заполненные точки и сплошные кривые $B_n = 0; B_t = 0$; пустые точки и штриховые кривые $B_n = 0,1$ Тл; $B_t = 0$.

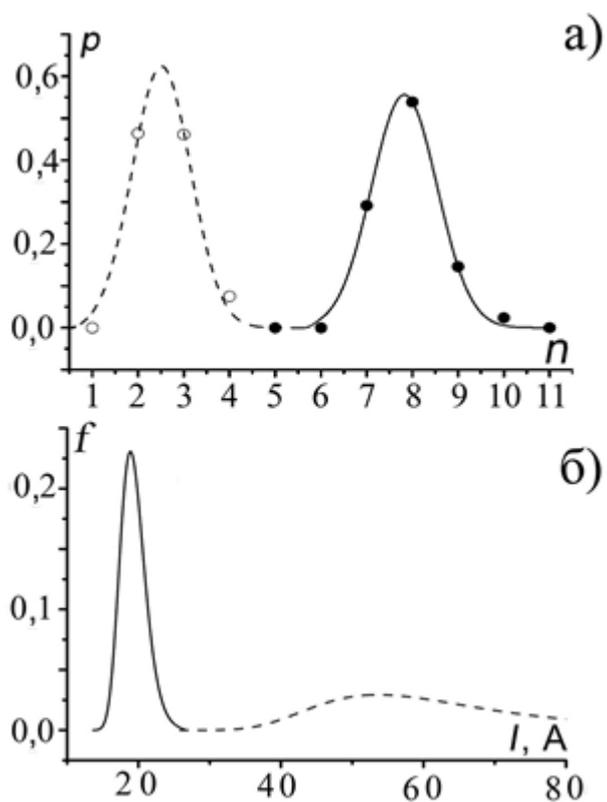


Рисунок 22. Распределение количества КП (а) и распределение тока, пропускаемого КП (б) в дуге с электродами из композиции CuCr30 при токе $I = 150$ А. Точки – эксперимент, кривые – аппроксимации. Заполненные точки и сплошные кривые $B_n = 0; B_t = 0$; пустые точки и штриховые кривые $B_n = 0; B_t = 0,03$ Тл.

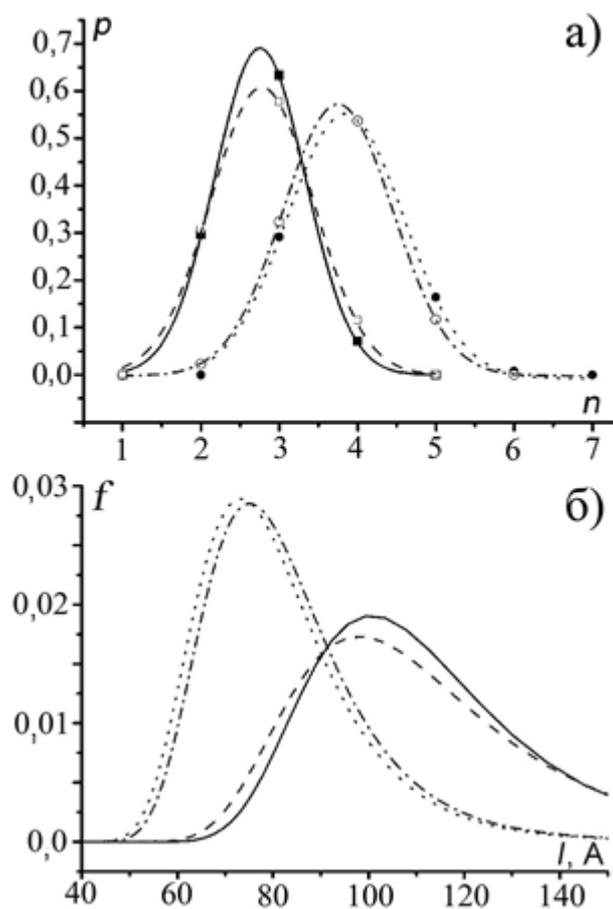


Рисунок 23. Распределение количества КП (а) и распределение тока, пропускаемого КП (б) в дуге с медными электродами при токе $I = 300$ А. Точки – эксперимент, кривые – аппроксимации. Заполненные точки и точечные кривые $B_n = 0,1$ Тл; $B_t = 0,05$ Тл; пустые точки и штрихпунктирные кривые $B_n = 0,2$ Тл; $B_t = 0,1$ Тл. Заполненные квадраты и сплошные кривые $B_n = 0,05$ Тл; $B_t = 0,1$ Тл; пустые квадраты и штриховые кривые $B_n = 0,1$ Тл; $B_t = 0,15$ Тл.

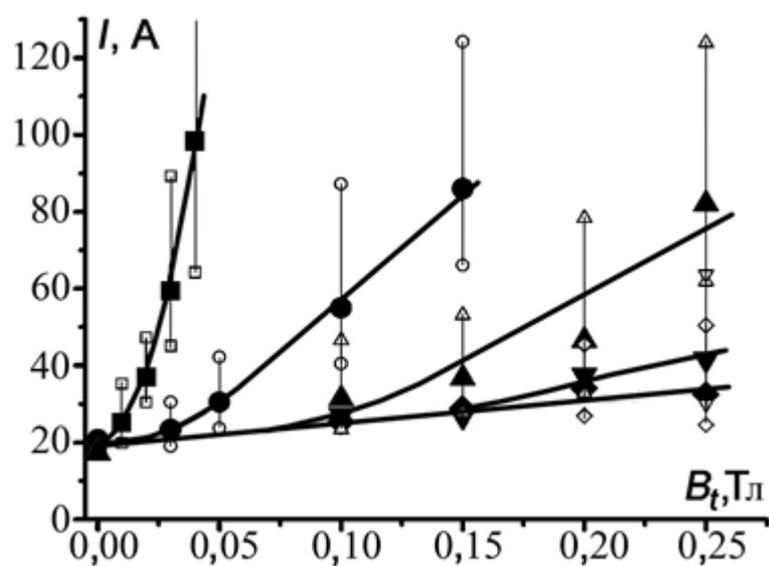


Рисунок 24. Зависимость среднего по распределению значения I_s от магнитного поля. Материал электродов CuCr30. ■ - $B_n=0$; ● - $B_n=0,05$ Тл; ▲ - $B_n=0,1$ Тл; ▼ - $B_n=0,2$ Тл; ◆ - $B_n=0,35$ Тл. Пустые символы сверху и внизу отмечают значения $I_s^{(1)}$ и $I_s^{(2)}$ для которых, соответственно, вероятность $I_s > I_s^{(1)}$ и $I_s < I_s^{(2)}$ составляет 90%.

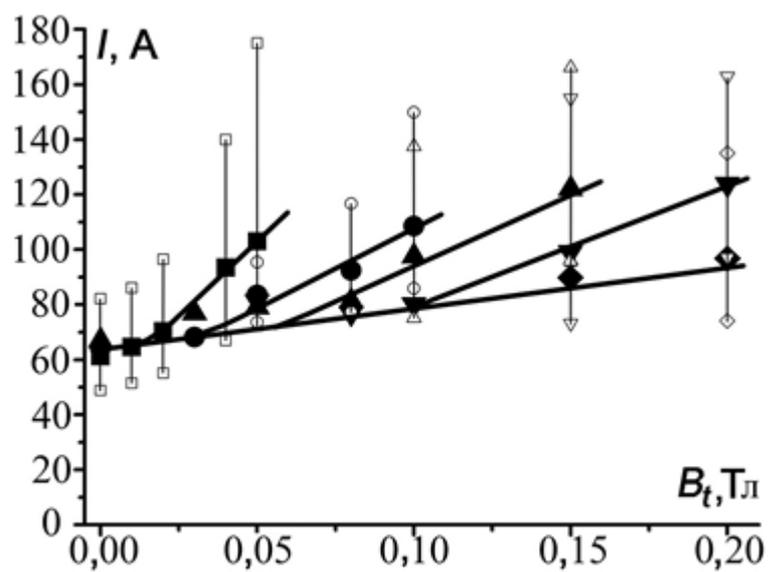


Рисунок 25. Зависимость среднего по распределению значения I_s от магнитного поля. Материал электродов Cu. ■ - $B_n=0$; ● - $B_n=0,05$ Тл; ▲ - $B_n=0,1$ Тл; ▼ - $B_n=0,2$ Тл; ◆ - $B_n=0,35$ Тл. Пустые символы вверху и внизу отмечают значения $I_s^{(1)}$ и $I_s^{(2)}$ для которых, соответственно, вероятность $I_s > I_s^{(1)}$ и $I_s < I_s^{(2)}$ составляет 90%.

дуги с медными электродами от B_t получилась отличной от опубликованной в [75]. В [75] при $B_t \leq 0,1$ Тл средний ток, пропускаемый КП, не меняется ($I_s \approx I_{s0}$) и лишь при $B_t > 0,1$ Тл, начинает линейно увеличиваться. Рисунок 25 показывает, что увеличение I_s начинается при значительно меньших значениях магнитного поля. Можно предположить, что это вызвано различиями в условиях эксперимента. В [75] для фотографирования поверхности катода использовалась аналогичная камера. Очевидно, что временное и пространственное разрешение было таким же, однако фотографирование производилось сквозь сетчатый анод. Использование сетчатого анода, как показано в [100], меняет условия в дуге, т.к. снижает эффективность генерации вторичной плазмы, основным источником которой является именно анод [101].

При наложении на дугу наклонного к катоду магнитного поля с углом наклона меньшим критического ($\alpha < \alpha^*$), среднее по распределению значение I_s меняется мало ($I_s \approx I_{s0}$). В настоящих экспериментах абсолютное значение вектора результирующего поля достигало величины $B = 0,43$ Тл. При таком сильном поле, но наклонённом под углом меньше критического ($\alpha < \alpha^*$), среднее по распределению значение I_s для обоих исследованных материалов увеличилось менее чем в полтора раза по сравнению с I_{s0} . В десять раз более слабое поле $B = 0,04$ Тл, наклонённое под углом $\alpha > \alpha^*$, влияет значительно сильнее, а при $\alpha = \pi/2$ среднее по распределению значение I_s увеличивается более чем в пять раз (для электродов из CuCr30) и почти в два раза (для электродов из меди).

Следует заметить, что небольшое увеличение среднего значения I_s в сильных магнитных полях, наклонённых под малыми углами ($\alpha < \alpha^*$), может быть кажущимся. Нельзя исключать, что при больших значениях B_n пространственное разрешение используемой аппаратуры, оказывается недостаточным. Исходя из [3], возможно предположить, что характерное расстояние между КП с ростом B_n уменьшается, что может привести к просчету в количестве КП в меньшую сторону.

В экспериментах с катодами из тугоплавких металлов были получены качественно схожие результаты. Эксперименты были выполнены в дугах различной длины. На Рисунке 26(а, б) показаны результаты определения среднего тока, пропускаемого КП, в полях различной ориентации. Видно, что ток зависит не только от величины магнитного поля и его наклона, но и от длины межэлектродного промежутка h . В свободногорящей дуге ($B = 0$) с катодом из молибдена при $h = 2$ мм $I_{s0} \approx 65$ А и снижается до $I_{s0} \approx 55$ А при $h = 6$ мм (Рисунок 26.а). В случае вольфрамового катода, ток на пятно $I_{s0} \approx 90$ А и $I_{s0} \approx 75$ А для $h = 2$ мм и 6 мм, соответственно (Рисунок 26.б). Это сильно отличается от значения $I_{s0} = (250 - 300)$ А для вольфрама, представленного в известных обзорах [5, 11, 37]. Разница может быть связана с различиями между режимами горения дуги. Значение $I_{s0} = 250 - 300$ представленное в [5, 37]

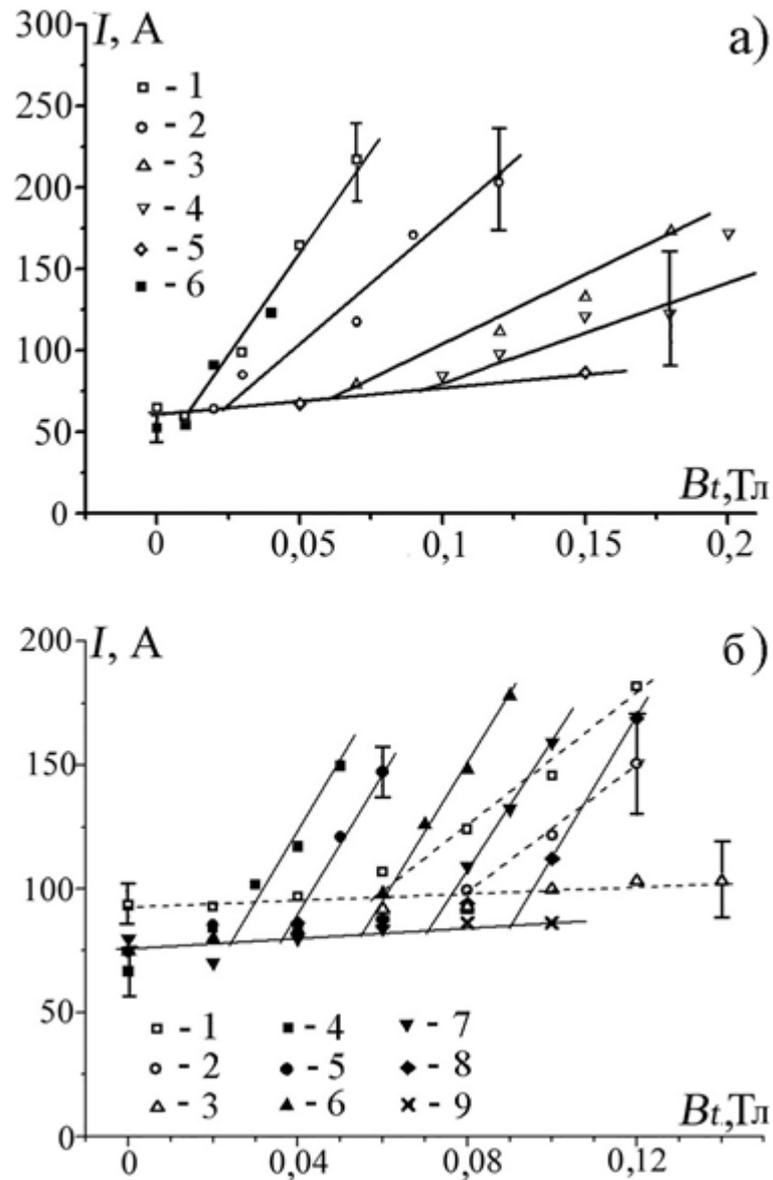


Рисунок 26. Зависимость среднего тока, пропускаемого КП, от магнитного поля.

а) Молибденовый катод. 1 – 5: $h = 2$ мм; 6: $h = 6$ мм. 1 – $B_n = 0$; 2 – $B_n = 0,025$ Тл; 3 – $B_n = 0,05$ Тл; 4 – $B_n = 0,075$ Тл; 5 – $B_n = 0,1$ Тл; 6 – $B_n = 0$.

б) Вольфрамовый катод. 1 – 3: $h = 2$ мм; 4 – 9: $h = 6$ мм. 1 – $B_n = 0$; 2 – $B_n = 0,025$ Тл; 3 – $B_n = 0,05$ Тл; 4 – $B_n = 0$; 5 – $B_n = 0,025$ Тл; 6 – $B_n = 0,05$ Тл; 7 – $B_n = 0,75$ Тл; 8 – $B_n = 0,1$ Тл; 9 – $B_n = 0,12$ Тл.

были получены в работе [81]. Измерения в данной работе были проведены в дуге постоянного тока. Другой возможной причиной может быть недостаточное пространственное разрешение или разница в технологии производства металлов, из которых были сделаны катоды. К сожалению, эти данные в публикациях отсутствуют. Из результатов, показанных на Рисунке 26, можно видеть, что, как и на катодах из меди и медь-хрома, при малых углах наклона магнитного поля ток на пятно $I_s \sim I_{s0}$ и слабо зависит от амплитуды магнитного поля $|B|$. Когда $\alpha \rightarrow \pi/2$ ($B_t / B_n \gg 1$) амплитуда поля сильно влияет на значение тока на КП.

Результаты на вольфраме также отличаются от результатов, полученных в недавней работе [102]. В этой работе хотя и не определялся ток на пятно, но указывалось, что во многих случаях деление пятен наблюдалось при токе дуги $I = 20 - 50$ А. При этом в работе [102] дуга горела в магнитном поле $B_t = 0,1 - 0,7$ Тл, при котором следует ожидать большое значение тока на пятно. Деление пятен было определено при анализе следов дуги с помощью сканирующего электронного микроскопа (SEM), который обеспечивает высокое пространственное разрешение. Использование SEM позволило увидеть следы на катоде размером несколько микрон и менее, расположенные на расстояниях, не превышающих их размеров. Следовательно, в работе [102] приведены характеристики объектов на уровне более низком, чем "Macrosport", которые не могут быть разрешены в настоящем исследовании. Различие изучаемых объектов также объясняет существенную разницу в оценках времени жизни пятна, полученные в работе [102] ($\tau = 25 - 50$ нс) и в данной работе ($\tau > 1$ мкс).

Как и в случае вольфрама, результат определения тока на пятно для молибдена значительно отличается от результатов, приведенных в [5, 37] ($I_{s0} \approx 150$ А), но близко к результату, полученному в работе [75], где $I_{s0} = 50$ А для дуги на молибдене длиной $h = 3 - 5$ мм.

Выводы:

1. При фиксированном токе количество КП в привязке ВД на катодах из меди и CuCr30 во всём исследованном диапазоне изменения результирующего магнитного поля распределено по нормальному закону.
2. Параметры распределений сильно зависят от материала катода. Зависимость от магнитного поля существенна лишь при превышении некоторого критического значения угла наклона поля к нормали к поверхности катода α^* , которое определяется материалом катода и составляет $\alpha^* \approx 45^0$ (для электродов из CuCr30) и $\alpha^* \approx 30^0$ (для электродов из меди). При $\alpha > \alpha^*$ наблюдается сильная зависимость параметров распределения от угла наклона поля, а, значит, и среднего по распределению тока, пропускаемого КП, но

зависимость от амплитуды магнитного поля $|B|$ остаётся слабой. Амплитуда поля начинает оказывать сильное влияние на распределение при $\alpha \rightarrow \pi/2$ ($B_t/B_n \gg 1$).

3. Определены средние значения тока, пропускаемого КП, I_s для тугоплавких металлов Мо и W при воздействии различных по величине и наклону к поверхности катода магнитных полей. Как и для катодов из меди и CuCr30, при малых углах наклона магнитного поля средний ток слабо зависит от магнитного поля: $I_s \approx I_{s0}$.
4. В экспериментах с катодами из Мо и W впервые было обнаружено, что средний ток, пропускаемый КП, I_s зависит не только от величины магнитного поля и его наклона, а также от длины межэлектродного промежутка h .

III.2. Исследования зависимости напряжения горения дуги от приложенного магнитного поля

Результаты исследований, изложенные в настоящем разделе, были опубликованы в работах [93, 94, 103 - 105]. Измерения были проведены в дугах с катодами из меди и медь-хромовой композиции.

После серии из нескольких десятков чистящих импульсов, свободногорящая ($B = 0$ Тл) слаботочная дуга с током $I = 30$ А горит с относительно низким уровнем шума. Никаких существенных изменений напряжения на дуге с ростом заряда, прошедшего через поверхность катода, и, соответственно, с ростом эрозии поверхности, не наблюдается. При наложении тангенциального магнитного поля, напряжение на дуге становится сильно шумящим. Уровень постоянной составляющей напряжения, значительно возрастает. На Рисунке 27 приведены примеры осциллограмм напряжения свободно горящей дуги и дуги, подверженной действию аксиальных и тангенциальных полей. Осциллограммы сильно зашумлены. Схематично, не вдаваясь в детали можно выделить два типа шумов: 1) высокочастотные шумы с большой амплитудой; 2) неупорядоченные колебания напряжения с относительно небольшой характерной частотой и небольшой амплитудой ΔU . Форма колебаний позволяет предположить, что дуга может гореть в различных режимах, отличающихся средним напряжением, и переходить из одного режима в другой, либо скачком, либо постепенно за время в десятки микросекунд. Амплитуда колебаний ΔU может меняться от долей Вольта до 1 - 2 Вольта в зависимости от приложенного магнитного поля $\vec{B} = \vec{B}_n + \vec{B}_t$ и угла α его наклона к оси дуги.

Сопоставление осциллограмм с результатами фотосъёмки позволяет сделать вывод о том, что различным режимам соответствует различная структура катодной привязки

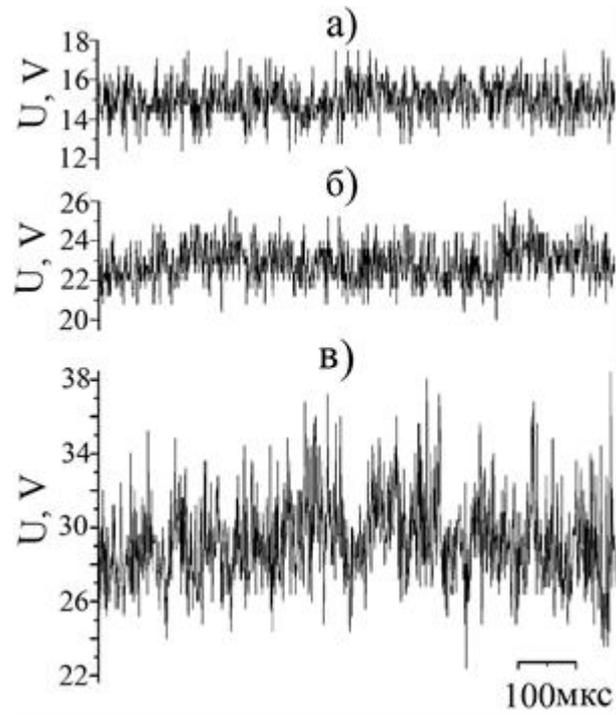


Рисунок 27. Типичные осциллограммы напряжения.
CuCr30, $I = 30$ А, $h = 4$ мм.

а) $B = 0$; б) $B_n = 0,15$ Тл, $B_t = 0$; в) $B_n = 0$, $B_t = 0,05$ Тл.

(Рисунок 28). В отличающихся по среднему напряжению режимах на катоде видно разное количество КП. То есть, низкочастотные колебания среднего напряжения дуги чётко коррелируют с изменением числа КП. Сравнение результатов определения среднего тока, пропускаемого КП с результатами, показанными на Рисунке 28, говорит о том, что минимальный уровень напряжения соответствует состоянию катодной привязки с таким количеством КП, где мгновенный ток в КП $I_{sm} = I/n$ близок к току I_s , характерному для приложенного магнитного поля. Такое состояние катодной привязки является предпочтительным для дуги. В зависимости от тока дуги и угла наклона внешнего магнитного поля α изменение количества КП может вызывать как рост, так и падение напряжения. Следует заметить, что расстояние между КП также может влиять на уровень напряжения.

Далее низкочастотные колебания напряжения были усреднены за более длительный период горения дуги (несколько миллисекунд). Получены зависимости средних напряжений горения дуги U (при фиксированном токе) от амплитуды вектора индукции магнитного поля и угла его наклона α к оси дуги. На Рисунке 29(а, б) показаны зависимости среднего напряжения дуги от индукции АМП для дуг различной длины с катодами из Cu и CuCr30 при токе $I = 30$ А. Видно, что все полученные зависимости удовлетворительно аппроксимируются корневыми функциями. Такой вид зависимости $U(B_n)$ был ранее получен в ряде работ с катодами из чистых металлов [74, 106]. Рост напряжения горения дуги при увеличении индукции АМП, как показали результаты исследований, изложенные ниже в разделе III.5, связан с изменением формы ПС КП (уменьшением угла конуса, внутри которого она распространяется, и даже переходом к цилиндрической форме) и, соответственно, плотности тока и параметров плазмы в ПС. Приведенные на Рисунке 29 результаты позволяют определить зависимость напряжения на дуге от её длины при фиксированном значении B_n . Как и в работе [106], эта зависимость оказалась логарифмической.

На Рисунках 30 и 31 приведены зависимости $U(B_n)$ при различных значениях B_t для дуг длиной $h = 4$ мм с электродами из Cu и CuCr30 при токе $I = 30$ А. Видно, что эти зависимости при отличных от нуля значениях тангенциальной компоненты магнитного поля имеют характерную V-образную форму. Аналогичные результаты были получены и при больших токах дуги $I = 150$ А (Рисунок 32).

Полученные в работе V-образные кривые отчётливо разбиваются на три участка (Рисунок 31). Участок 1 характеризуется быстрым спадом напряжения по мере увеличения аксиальной компоненты наложенного на дугу магнитного поля. Участок 2 плоский, напряжение на нём не меняется. На участке 3 наблюдается медленный рост напряжения. Переходные

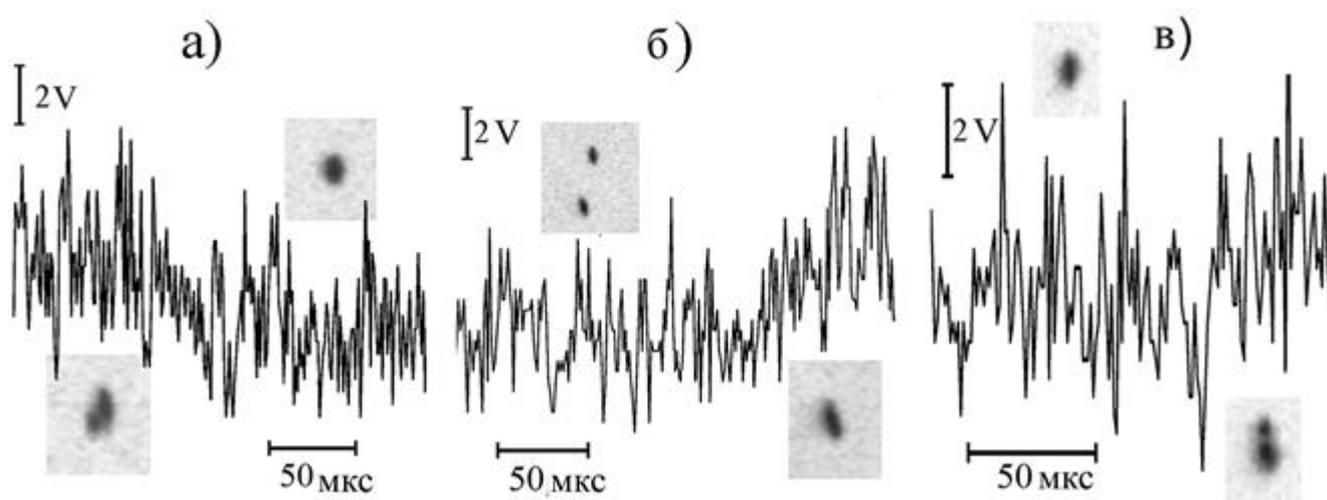


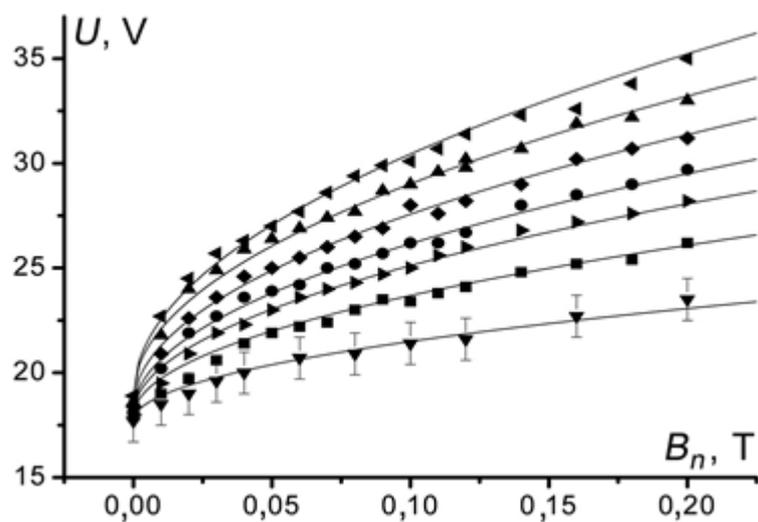
Рисунок 28. Сопоставление осциллограмм с фотографиями катодной привязки.

а, б – электроды из CuCr30; в – электроды из меди; $h = 4$ мм.

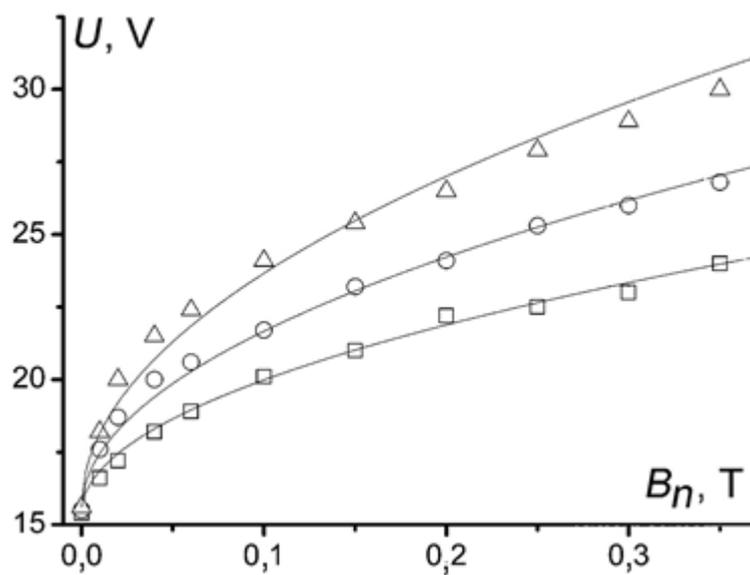
а) $I = 90$ А; $B_n = 0$; $B_t = 0,05$ Тл ($I_s = 110$ А);

б) $I = 90$ А; $B_n = 0,1$ Тл; $B_t = 0,2$ Тл ($I_s = 50$ А);

в) $I = 65$ А; $B_n = 0,1$ Тл; $B_t = 0,1$ Тл ($I_s = 95$ А).



а)



б)

Рисунок 29. Зависимость напряжения на дуге от B_n при $B_t = 0$.

- а) Cu, $I = 30$ А. \blacktriangledown – $h = 1$ мм; \blacksquare – $h = 2$ мм; \blacktriangleright – $h = 3$ мм; \bullet – $h = 4$ мм;
 \blacklozenge – $h = 6$ мм; \blacktriangle – $h = 8$ мм; \blacktriangleleft – $h = 10$ мм.
 б) CuCr30, $I = 30$ А. \square – $h = 2$ мм; \circ – $h = 4$ мм; \triangle – $h = 8$ мм.

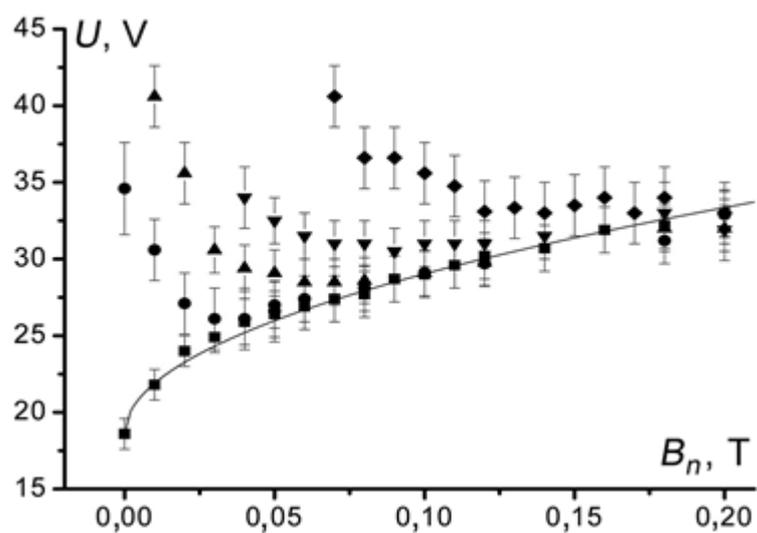


Рисунок 30. Зависимость напряжения на дуге от B_n при различных B_t .

Сu; $h = 4$ мм; $I = 30$ А:

- – $B_t = 0$; ● – $B_t = 0,02$ Тл; ▲ – $B_t = 0,04$ Тл;
- ▼ – $B_t = 0,06$ Тл; ◆ – $B_t = 0,09$ Тл.

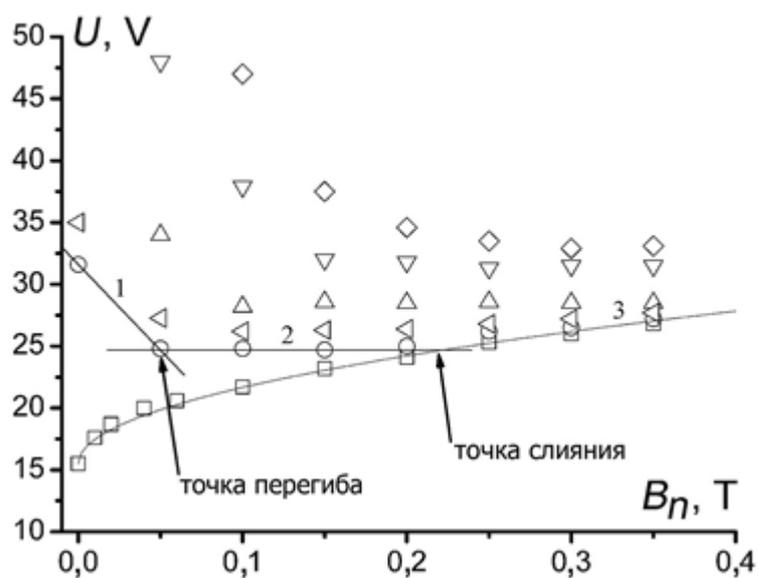


Рисунок 31. Зависимость напряжения на дуге от B_n при различных B_t .

CuCr30; $h = 4$ мм; $I = 30$ А:

□ – $B_t = 0$; ○ – $B_t = 0,05$ Тл; ◁ – $B_t = 0,07$ Тл; △ – $B_t = 0,1$ Тл;

▽ – $B_t = 0,2$ Тл; ◇ – $B_t = 0,25$ Тл.

1 – участок 1; 2 – участок 2; 3 – участок 3.

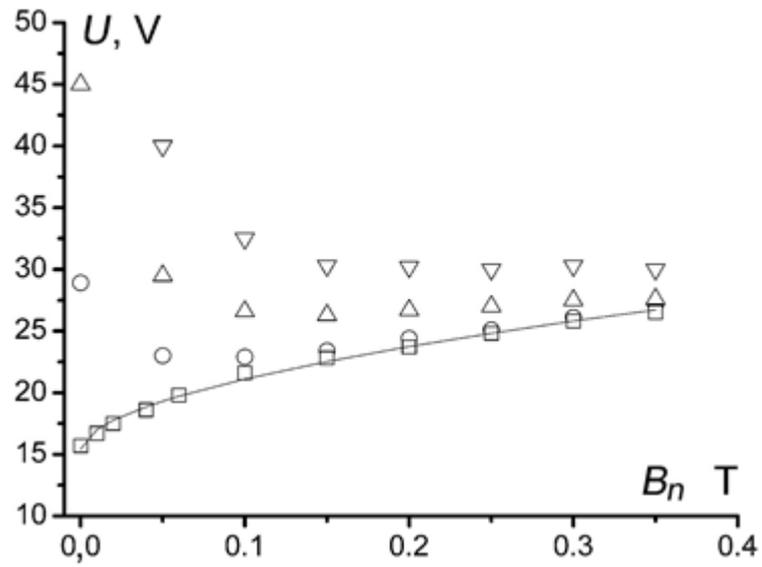


Рисунок 32. Зависимость напряжения на дуге от B_n при различных B_t .

CuCr30, $h = 4$ мм; $I = 150$ А:

□ – $B_t = 0$; ○ – $B_t = 0,05$ Тл; △ – $B_t = 0,1$ Тл; ▽ – $B_t = 0,2$ Тл.

области между указанными участками, по сравнению с протяжённостью самих участков, относительно невелики. Поэтому с хорошей точностью можно говорить о существовании на обсуждаемых кривых характерных точек двух разных типов. Стыки участков 1 с участками 2 назовём точками перегиба, а стыки участков 2 с участками 3 – точками слияния.

На Рисунке 33 точки перегиба и слияния для дуг с электродами из CuCr30 показаны на координатной плоскости (B_t, B_n) . (Точки слияния при $B_t = 0,1$ Тл получены путём экстраполяции.) Видно, что для дуги фиксированной длины и те, и другие точки ложатся на прямые, проходящие через начало координат, то есть на прямые, определяющие наклон вектора магнитного поля. Аналогичный результат был получен в дугах с медными катодами и отмечен на Рисунке 33 штриховыми линиями.

Наклоны прямых для дуг разной длины, проходящих через точки одного типа, отличаются слабо. Сильно отличаются наклоны прямых, проходящих через точки разных типов. Плоскость (B_t, B_n) разбивается этими прямыми на три области: $B_n / B_t \leq 1$ (I); $1 \leq B_n / B_t \leq 4$ (II); $B_n / B_t \geq 4$ (III). Всем точкам, лежащим внутри области I ($\alpha \geq \alpha_I = 45^\circ$), соответствует напряжение на падающем участке (участке 1, Рисунок 33) зависимости $U(B_n)|_{B_t=\text{const}}$. Всем точкам, лежащим внутри области II ($\alpha_2 \approx 15^\circ \leq \alpha \leq \alpha_I \approx 45^\circ$), соответствует напряжение на плоском участке (2). И, наконец, точкам, лежащим внутри области III ($\alpha \leq \alpha_2 \approx 15^\circ$), соответствует напряжение на медленно растущем участке (3). Причём внутри области III, в отличие от областей I и II, напряжение не зависит от B_t .

Таким образом, можно сказать, что характерным участкам на кривых $U(B_n)|_{B_t=\text{const}}$ соответствуют различные области изменения угла наклона вектора магнитного поля.

Участок 1 реализуется, когда угол наклона вектора результирующего магнитного поля $\alpha \geq 45^\circ$. Спад напряжения при увеличении B_n на участке 1 представляется вполне естественным. Как уже было отмечено на стр.40, плазма в ПС КП при удалении от катода на расстояние $\sim 10^{-1}$ см, оказывается сильно замагниченной уже при наложении на дугу магнитного поля с индукцией $\sim 10^{-1}$ Т. В дуге, подверженной действию тангенциального магнитного поля, электроны должны двигаться на анод поперёк силовых линий поля. Сильная замагниченность электронов препятствует их движению поперёк силовых линий. Поэтому напряжение на дуге при увеличении B_t сильно возрастает. При наложении на дугу дополнительно АМП

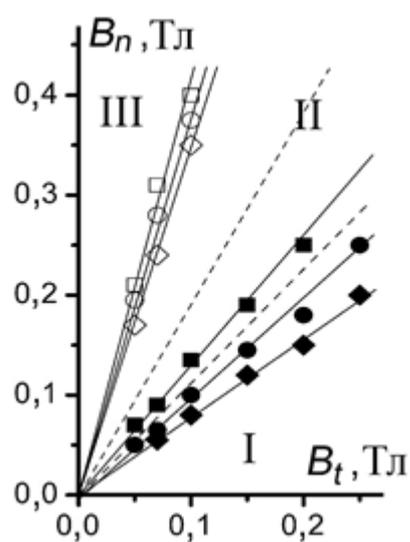


Рисунок 33. Точки перегиба и слияния для дуг различной длины при $I = 30 \text{ А}$.

Точки перегиба: \blacklozenge – $h = 2 \text{ мм}$; \bullet – $h = 4 \text{ мм}$; \blacksquare – $h = 8 \text{ мм}$.

Точки слияния: \blacklozenge – $h = 2 \text{ мм}$; \circ – $h = 4 \text{ мм}$; \square – $h = 8 \text{ мм}$.

Штриховая линия – электроды из меди (усреднённые результаты).

электроны получают возможность достичь анода, двигаясь вдоль (наклонных) линий результирующего магнитного поля. Чем меньше угол наклона α силовых линий поля к оси дуги, тем короче путь для электронов.

Поведение напряжения на участке 2, которое, как видно из Рисунка 33, на дуге с катодом из CuCr30 остаётся постоянным при изменении угла наклона результирующего вектора индукции магнитного поля от $\alpha \approx 45^\circ$ до $\alpha \approx 15^\circ$ (при этом длина вектора индукции меняется почти в три раза), возможно, является результатом одновременного влияния двух факторов. С одной стороны, увеличение B_n (при $B_t = \text{const}$) приводит к укорачиванию пути электронов, что уменьшает напряжение на дуге. С другой стороны, увеличение B_n приводит к изменению формы ПС, что влечет за собой увеличение напряжения на струе (см. Рисунок 29).

Можно предположить, что независимость напряжения от B_t на участке 3 также есть результат уменьшения угла раскрытия катодной струи под влиянием аксиальной компоненты поля. Сужение струи приводит к увеличению плотности плазмы, и потому ослаблению влияния тангенциальной компоненты поля (уменьшению параметра Холла, оцениваемого по значению B_t).

Усредненные результаты, полученные в дугах с медным катодом, изображены на Рисунке 33 пунктирной линией. Видно, что α_2 сильно зависит от материала электрода ($\alpha_2 \approx 30^\circ$ для дуги с медным электродом), в то время как α_1 практически не зависит от материала.

Выводы:

1. В дуге с фиксированным током изменение структуры катодной привязки (изменение числа отдельно существующих КП) приводит к изменению напряжения на величину \sim Вольта. В зависимости от угла наклона α внешнего магнитного поля к оси дуги изменение количества КП может вызывать как рост, так и снижение напряжения.
2. Зависимость среднего напряжения на дуге U от B_n при различных значениях B_t имеет характерную V-образную форму. На кривых $U(B_n)|_{B_t=\text{const}}$ отчётливо различаются три участка: участок быстрого спада (1), постоянства (2) и медленного (корневого) роста (3) напряжения.
3. Переход от одного участка V-образной кривой к другому происходит при определённых значениях угла α . Переход от участка 1 к участку 2 происходит при $\alpha_1 \approx 45^\circ$, который не зависит от материала электрода. Переход от участка 2 к участку 3 происходит при $\alpha_2 \approx 15^\circ$ в дугах с катодом из CuCr30 и при $\alpha_2 \approx 30^\circ$ в дугах с катодом из Cu. Эти характерные значения α слабо зависят от длины дуги и тока.

III.3. Определение динамических характеристик КП

Результаты исследований, изложенные в настоящем разделе, были опубликованы в работах [97-99, 103-105, 107, 108].

III.3.1. Направление и скорость движения КП в тангенциальном магнитном поле.

Исследовались дуги с катодами из меди, медь-хромовой композиции и тугоплавких металлов – из молибдена и вольфрама. Вначале опишем результаты, полученные на катодах из меди и медь-хрома, которые были получены при токе $I = 30$ А и длине межэлектродного промежутка $h = 4$ мм.

На Рисунке 34 приведены примеры результатов обработки фотографий изображений катодной привязки. Определенные из фотографий координаты КП нанесены на координатную плоскость, привязанную к электроду. Катодная привязка смещается от кадра к кадру в вертикальном направлении (сверху вниз), которое, как это легко проверить, является «ретроградным» или «антиамперовым», т.е. противоположным тому, в котором сила Ампера действует на ток, замыкающийся сквозь КП.

Как видно из рисунка, КП перемещается от кадра к кадру, в основном, на небольшие расстояния, но периодически можно увидеть нечто вроде «скачка», чаще всего, в горизонтальном направлении. Причины этих «скачков» могут быть различны. Во-первых, при используемом нами способе обработки, когда в случае деления КП выбирается одно более яркое пятно, такой эффект может быть вызван делением КП. Во-вторых, следует учитывать, что изображение катода на пленке имеет форму эллипса с соотношением полуосей примерно $1 : (6 - 4)$ в зависимости от угла съёмки. Когда эллипс превращается в окружность, незначительные случайные ошибки определения позиции КП по горизонтали могут существенно возрасти. В-третьих, «скачки» могут быть вызваны неустойчивостью дуги.

На Рисунке 35 картина движения КП в одном из неустойчивых режимов сопоставлена с измерениями тока и напряжения дуги на соответствующем отрезке времени. Начало и конец съёмки соответствуют моментам времени t_0 и t_3 . Моменты времени, в которые ток падает, а напряжение на дуге возрастает, отмечены как t_1 и t_2 . Отметим, что средняя скорость КП на отрезке времени $t_0 - t_3$ выше, чем на отрезке $t_0 - t_1$ почти в полтора раза. Необходимо отметить также, что усреднённая траектория движения КП отклоняется (на угол $\approx 7^\circ$) от направления ретроградного движения, что, как мы увидим ниже, происходит только в наклонных к поверхности катода магнитных полях (т.е. в полях, имеющих помимо тангенциальной ещё и аксиальную компоненту). Однако в данном эксперименте аксиальное поле не накладывалось

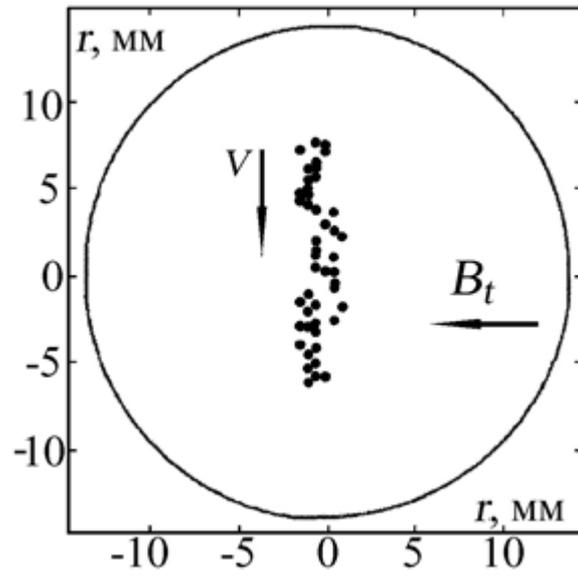


Рисунок 34. Пример обработки фотосъемки катодной привязки дуги.
CuCr, $h = 4$ мм; $I \approx 30$ А; $B_t = 0,065$ Тл; $B_n = 0$ Тл.

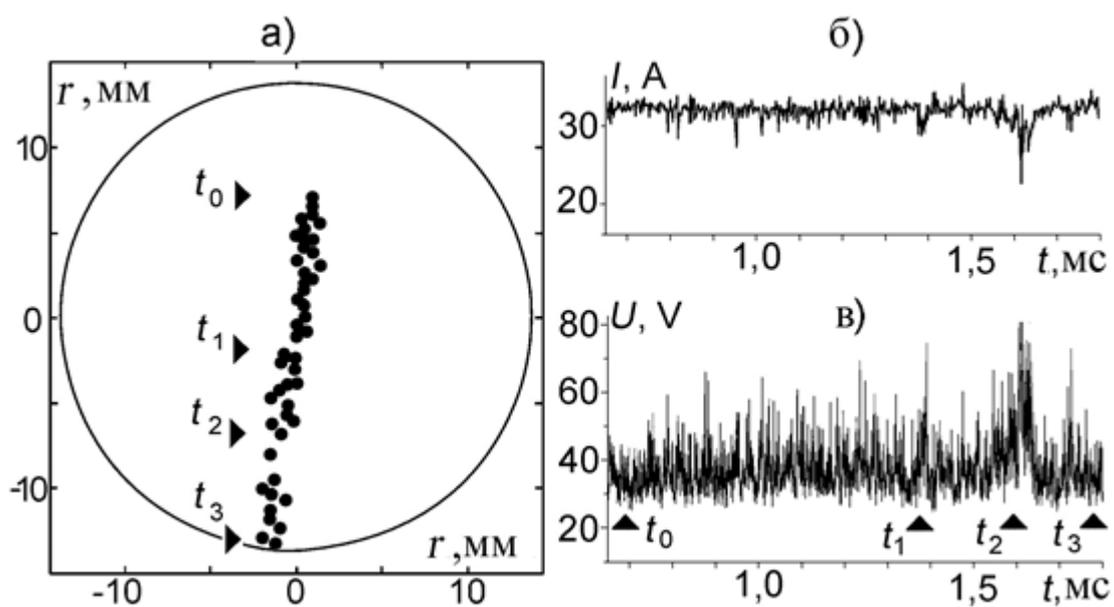


Рисунок 35. Дуга на катоде из CuCr. $h = 4$ мм, $I \approx 30$ А, $B_t = 0,06$ Тл.

а) результат обработки фотографий;

б) осциллограмма тока дуги; в) осциллограмма напряжения;

t_0, t_3 – начало и конец съёмки; t_1, t_2 отметки моментов всплеска напряжения.

($B_n = 0$), а компланарность плоскостей катода и оси катушки тангенциального поля выставлялась с высокой точностью. Отклонение усреднённой траектории в данном случае также является следствием неустойчивости дуги. Как видно на Рисунке 35, части траектории, соответствующие отрезкам времени $t_0 - t_1$, $t_1 - t_2$ и $t_2 - t_3$, практически не отклоняются от направления ретроградного движения. Отклонение траектории в целом является следствием “скачков” КП. Поэтому при определении скорости и направления движения КП далее выбирались участки траектории, на которых горение дуги было устойчивым.

Измерения скорости ретроградного движения КП на медном катоде, усреднённой по достаточно большому по сравнению с размерами пятна участку траектории, показали, что она линейно растёт с ростом индукции магнитного поля:

$$V = k \cdot B_t. \quad (12)$$

При этом скорость зависит от состояния поверхности (степени эрозии) катода. Даже когда поверхность уже эродирована сплошь (Рисунок 36б), дальнейшее увеличение степени эрозии (Рисунок 36в) приводит к некоторому снижению скорости (Рисунок 36а).

Скорость существенно зависит от материала катода, как это видно из результатов, представленных на Рисунке 37. На нём сопоставлены результаты измерений скоростей ретроградного движения КП на сильно эродированных катодах из меди и медь-хромовой композиции в зависимости от индукции магнитного поля $V(B_t)$ при $I = 30$ А, $h = 4$ мм, $B \leq 0,12$ Тл. Отметим, что зависимость $V(B_t)$ на композиционном катоде также линейна.

При превышении некоторого значения магнитного поля, часто называемым критическим (B_0), намечается насыщение этой зависимости – скорость КП перестаёт зависеть от индукции поля. В условиях описываемого эксперимента критическое значение поля в случае медного и медь-хромового катодов составляло $B_0 \sim 0,1$ Тл.

Линейная зависимость скорости от индукции магнитного поля находится в согласии с многочисленными известными данными (например, [62]). Исключение составляет лишь работа [71]. В этой работе для “virgin smooth cathode” из Cu при $h = 3$ мм зависимость $V(B_t)$ оказалась экспоненциальной. Но для “eroded” Cu катода в совсем короткой дуге при $h = 1$ мм зависимость $V(B_t)$ оказалась линейной. Можно предложить следующее объяснение этого результата. Для питания дуги в [71] использовалась батарея, обеспечивавшая напряжение 144 В. Этого напряжения может быть недостаточно для устойчивого горения дуги даже при небольших индукциях тангенциального магнитного поля. По мере увеличения индукции магнитного поля неустойчивость горения дуги усиливается, а это приводит к кажущемуся увеличению

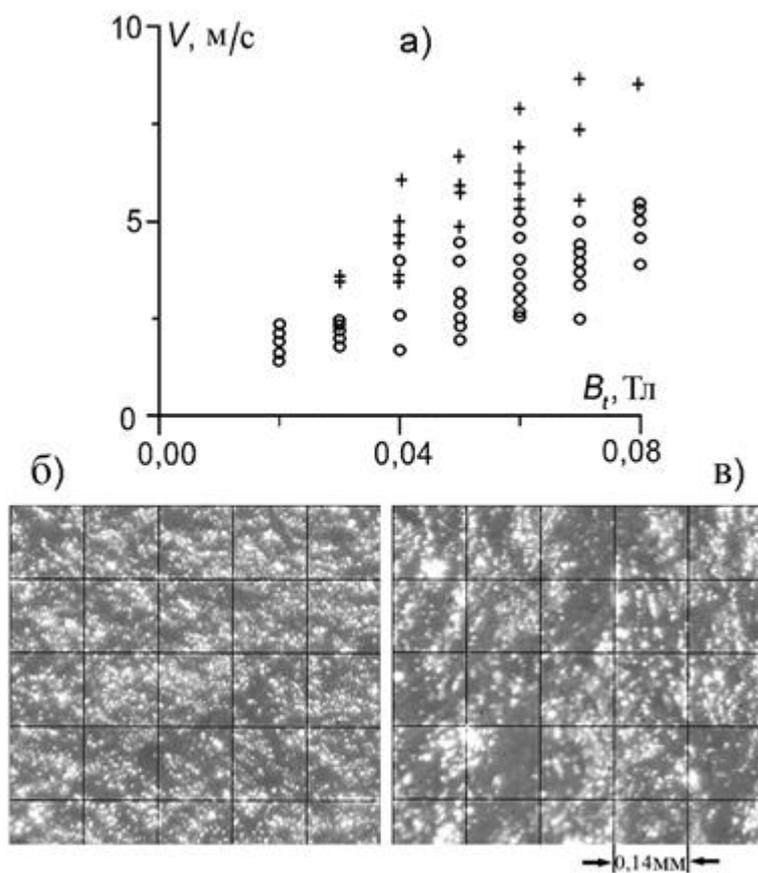


Рисунок 36. Дуга на медном катоде, $h = 4$ мм, $I \approx 30$ А.

- а) Скорость ретроградного движения КП в тангенциальном магнитном поле в зависимости от степени эрозии электрода.
 + - эрозия поверхности показана на Рисунке 33б
 о - эрозия поверхности показана на Рисунке 33в
- б), в) Катодная поверхность с разной степенью эрозии, шаг сетки соответствует 0,14 мм.

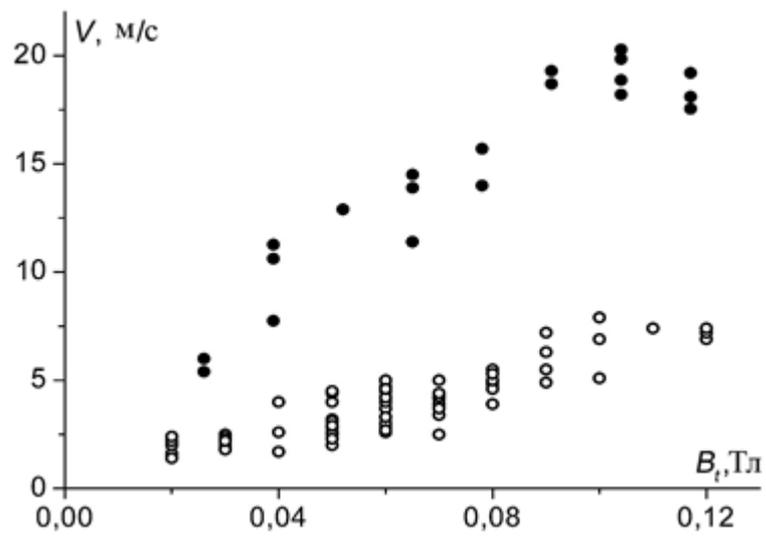


Рисунок 37. Скорость ретроградного движения КП в тангенциальном магнитном поле на эродированной поверхности. $h = 4$ мм, $I \approx 30$ А.
● – катод из CuCr; ○ – катод из меди.

скорости движения КП. Линейная зависимость $V(B_t)$ на эродированном катоде получена в [71] в короткой дуге длиной $h = 1$ мм, которая горит при тех же значениях B_t более устойчиво. Экспоненциальная зависимость $V(B_t)$ на “virgin smooth cathode” получена в более длинной ($h = 3$ мм), и потому менее устойчиво горящей дуге. Возможно, что по той же причине «экспоненциальными» оказались и зависимости $V(B_t)$, приведённые в [71] для CuCr катода – они получены в дуге длиной $h = 3$ мм. Отметим, что в упомянутой выше работе [62], дуга питалась источником, обеспечивавшим напряжение 450 V.

Сопоставим полученные нами величины константы скорости k , с полученными в различных работах. Величина коэффициента k , полученная нами при токе $I = 30$ А в дуге длиной $h = 4$ мм составляет $k \approx 60$ м/(с·Тл) для медного катода и $k \approx 200$ м/(с·Тл) для катода из CuCr. Полученные значения константы скорости ретроградного движения пятна k на сильно эродированной поверхности меди близки к значениям, полученным в [71], однако точное сравнение невозможно, т.к. данные в [71] приведены для большего тока (50 А), но меньшей длины дуги ($h = 1$ мм). Да и степени эрозии поверхности трудно сопоставимы. В работе [62] для дуги с током 30 А длиной $h = 1,5$ мм получено значение $k \approx 20$ м/(с·Тл), что даже после пересчёта к $h = 4$ мм, используя зависимость скорости от длины дуги, приведённую в этой работе, оказывается примерно в два раза ниже, чем полученное нами значение. Возможно следующее объяснение этого расхождения. В работе [62] отмечено, что скорость движения КП зависит от номера импульса. Вначале эта зависимость очень сильная, а затем ослабевает. После ~ 100 импульсов скорость практически перестаёт меняться. Отметим, что при этом в каждом импульсе КП двигалось строго по одной и той же небольшой части поверхности катода, эрозия которой стала в итоге весьма значительной. То есть, фактически, КП двигалось в «прорытой» им «канаве». В настоящей работе использовался сильноточный чистящий импульс, и потому поверхность катода эродировала хотя и сильно, но равномерно. Кроме того, в работе [62] качестве материала анода был использован чистый графит. Причина, по которой был сделан такой выбор, не объяснена. Между тем, проводимость графита почти в 500 раз (!) ниже проводимости меди и сравнима с проводимостью дуги. КП движется в ретроградном направлении, а канал дуги отклоняется в противоположном, и анодная привязка «отстаёт» от пятна. В зависимости от конструкции токоподвода к графитовому аноду может реализоваться ситуация, в которой дуга, выбирая минимальное напряжение, будет тормозить движение анодной, а с ней и катодной, привязок. Нужно отметить, что в обсуждаемой работе получен на удивление низкий разброс результатов, как при измерении скорости КП, так и при измерении

напряжения горения дуги. В настоящей работе разброс значений скорости достигал двух раз, в работе [71] разброс был ещё больше, а в работе [62, рисунок 5] – лишь 10-15% (!).

Описанные выше результаты получены при токе $I = 30$ А, однако представляет интерес измерение скорости КП, несущего и существенно большие токи, т.к. в тангенциальном магнитном поле средний ток, протекающий через КП значительно возрастает.

Полученные нами зависимости скорости ретроградного движения КП в тангенциальном магнитном поле на эродированной поверхности медного катода для разных токов приведены на Рисунке 38. Видно, что скорость движения КП в широком диапазоне токов пропорциональна индукции магнитного поля: $V = k \cdot B$. Как и при $I = 30$ А, при более высоких токах увеличение индукции поля свыше критического значения ($B > B_0 \sim 10^{-1}$ Т) приводит к нарушению пропорциональности, зависимость V от B начинает насыщаться. Следует отметить, что на рисунке приведены лишь те результаты, где дуга горела только с одним пятном, т. е. при тех полях B_i , где $I_s \geq I$. Результаты отбирались таким образом потому, что в ином случае, когда два или три КП одновременно горят на катоде, каждое из них находится под влиянием как внешнего поля B_i , так и собственного поля тока, протекающего через другие КП. В этом случае трудно определить величину результирующего магнитного поля, которое действует на КП.

Аналогичные измерения в широком диапазоне токов были сделаны и в дугах с катодами из медь-хромовой композиции при различных длинах дуги $h = 4$ мм и $h = 2$ мм. Их результаты приведены на Рисунках 39 и 40. Видно, что результаты качественно схожи с теми, что получены для медного катода: скорость движения КП пропорциональна индукции магнитного поля, однако насыщается при несколько меньших значениях поля: $B_0 \sim (0,05 - 0,06)$ Тл.

Таким образом, в некотором диапазоне изменения B коэффициент k не зависит от B (и в этом смысле его называют константой), но, как это видно из сопоставления результатов, приведённых на Рисунках 38, 39 и 40, зависит от материала катода, длины дуги и тока. С ростом тока коэффициент k возрастает, достигает своего максимального значения при $I \sim 2I_{s0}$ и при дальнейшем увеличении тока уже не изменяется. При укорачивании дуги коэффициент k уменьшается, что согласуется с имеющимися литературными данными.

Обращает на себя внимание то, что при токах $I = 30$ А и 60 А КП на медном катоде движутся значительно медленнее, чем на медь-хромовом. Однако максимальное (предельное) значение коэффициента k на катодах из меди и медь-хромовой композиции отличаются мало, в пределах разброса эксперимента. Это означает, что КП, образующиеся в достаточно сильных полях и несущие большой ток, на обоих материалах движутся с примерно одинаковой скоростью.

Отметим, что для обоих материалов предельное значение коэффициента k достигается

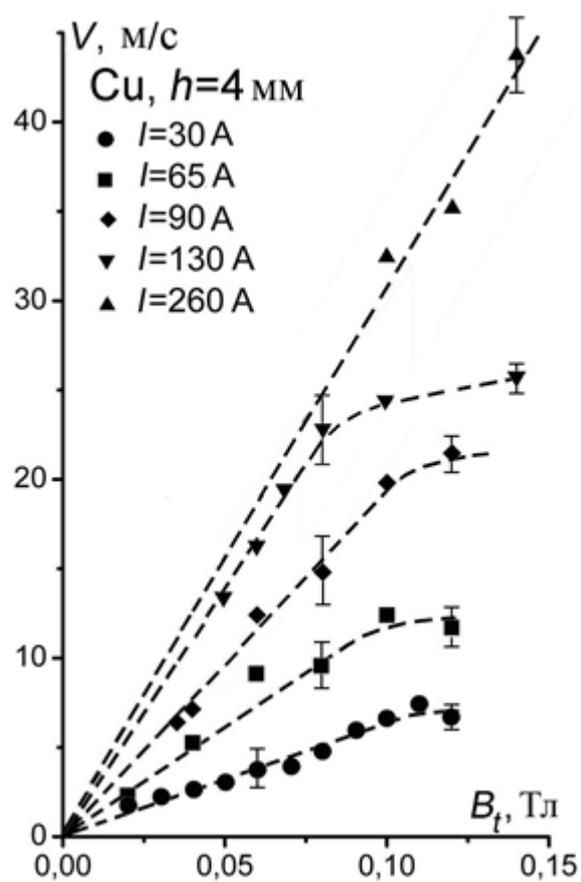


Рисунок 38. Скорость ретроградного движения КП в тангенциальном магнитном поле на эродированной поверхности для разных токов. Медный катод. $h = 4$ мм.

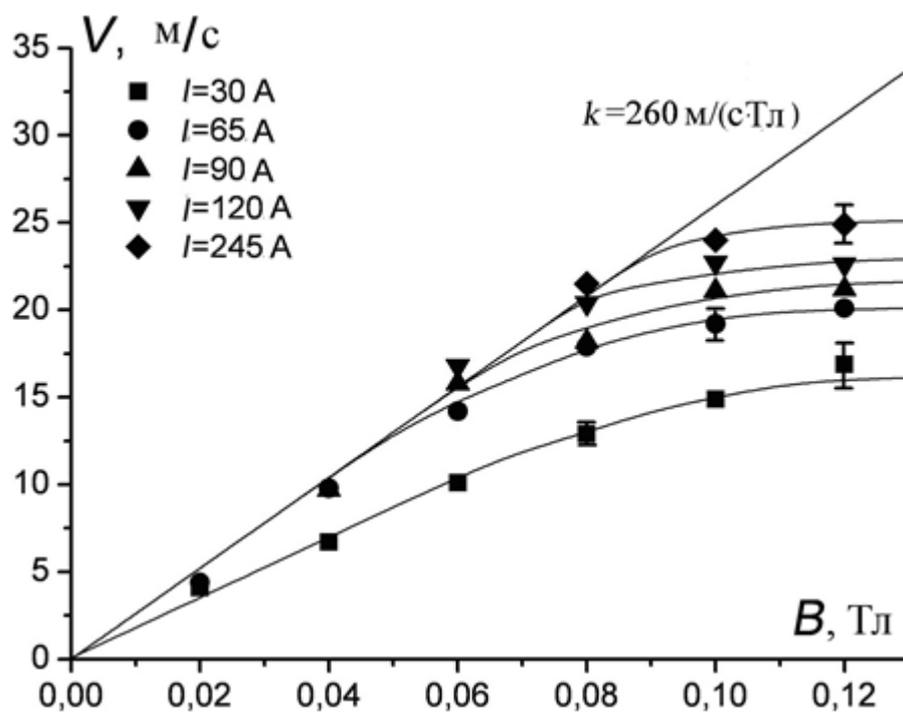


Рисунок 39. Скорость ретроградного движения КП в тангенциальном магнитном поле на эродированной поверхности для разных токов. Катод CuCr30. $h = 2$ мм.

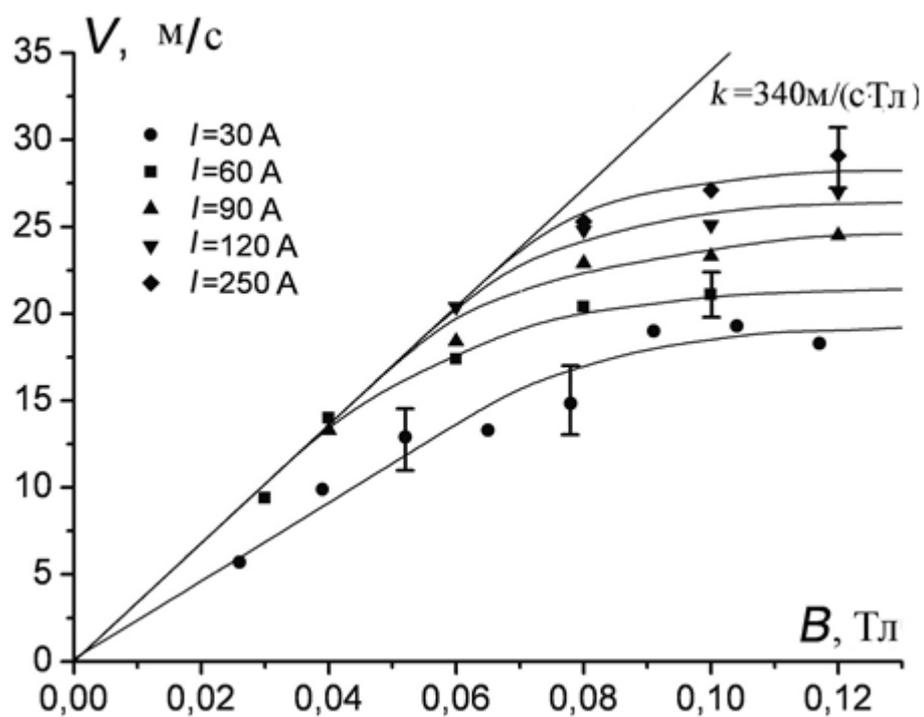


Рисунок 40. Скорость ретроградного движения КП в тангенциальном магнитном поле на эродированной поверхности для разных токов. Катод CuCr30. $h = 4$ мм.

при токе $I \sim 2I_{s0}$, но значения I_{s0} на этих материалах сильно отличаются: для меди $I_{s0} \approx 65$ А, а для медь-хромовой композиции $I_{s0} \approx 20$ А. Потому на медном катоде предельное значение k достигается лишь при токе $I = 130$ А, а на медь-хромовом катоде уже при токе $I = 60$ А оно отчётливо достигнуто. При значительно отличающихся токах на меди $I = 90$ А ($\approx 1,5 I_{s0}$) и на медь-хроме $I = 30$ А ($\approx 1,5 I_{s0}$) значения коэффициентов k практически совпадают.

Результаты измерений, выполненных в дугах с катодами из тугоплавких металлов, представлены на Рисунке 41. Из Рисунка 41а видно, что скорость КП на вольфрамовом катоде увеличивается с увеличением B_t линейно ($V = k \cdot B_t$), как и на всех других металлах, в частности, на меди. Однако, в отличие от меди, скорость КП на вольфраме при $I > I_{s0}$ практически не зависит ни от тока, ни от длины межэлектродного промежутка на линейной части зависимости $V(B_t)$. Только при значениях индукции магнитного поля B_t , при которых наблюдается насыщение зависимости $V(B_t)$, скорость начинает зависеть и от I и от h , как и сама величина индукции поля, начиная с которой происходит насыщение. Качественно сходные результаты были получены и на молибденовом катоде (Рисунок 41б). Коэффициент пропорциональности k между скоростью и индукцией магнитного поля практически одинаков для обоих (W и Mo) материалов: $k \approx 460$ м/(сТл).

В литературе нет данных, с которыми можно было бы сравнить полученные нами результаты на вольфрамовом катоде. Результаты, полученные на молибденовом катоде, как качественно, так и количественно сходны с результатами работы [75], полученными при $h = 3$ - 5 мм.

III.3.2. Направление и скорость движения КП в магнитном поле, наклонном к поверхности катода. Эксперименты показали, что при наложении на дугу, помимо тангенциального поля, ещё и нормального (аксиального) магнитного поля, абсолютное значение скорости движения КП на катоде из медь-хромовой композиции немного уменьшается, однако на медном катоде практически не меняется (Рисунок 42). Но при этом происходит поворот вектора скорости на некоторый угол θ (Рисунок 43), который принято называть углом Робсона (острый угол между направлением движения КП под влиянием чисто тангенциального магнитного поля и направлением движения в поле, наклоненном к катоду). Известно, что угол Робсона не зависит амплитуды магнитного поля, а определяется углом наклона вектора индукции к поверхности катода φ . Выше было указано, что данные по измерениям угла Робсона весьма немногочисленны. Ниже приведены результаты измерений, выполненные нами в различных условиях в дугах с катодами из меди, медь-хрома и тугоплавких металлов.

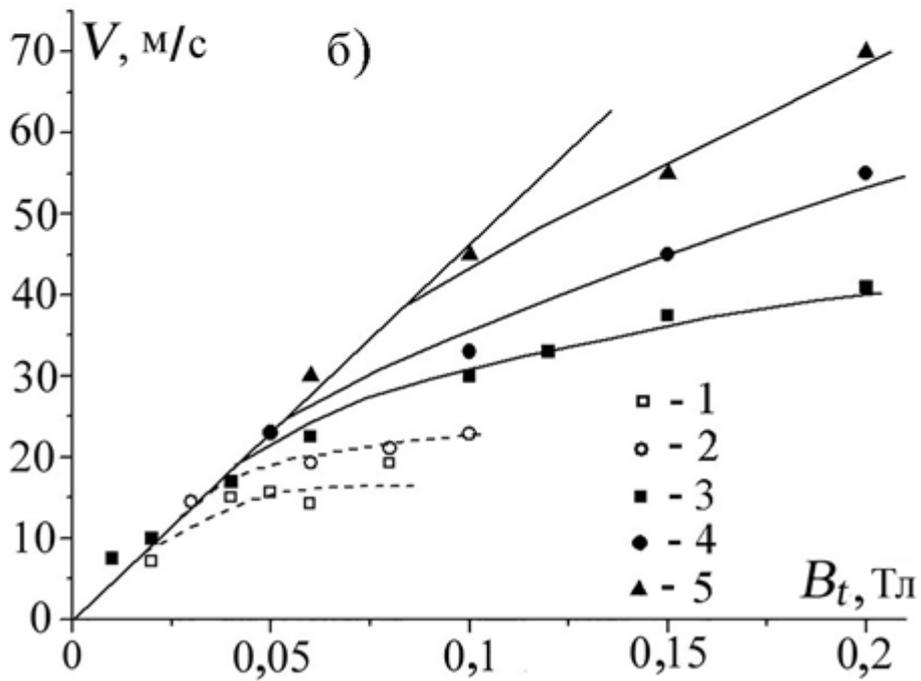
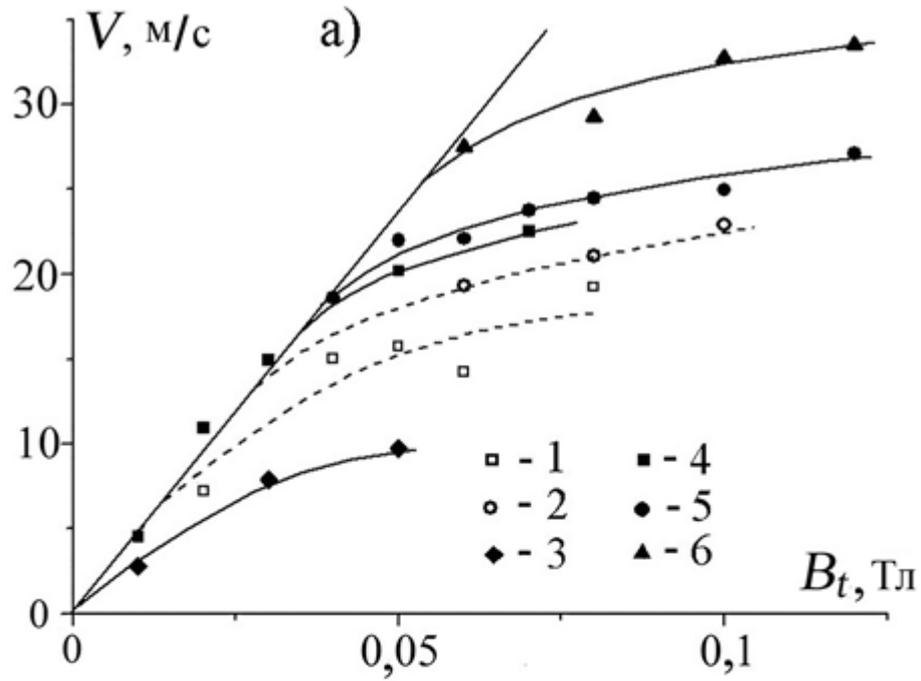


Рисунок 41. Скорость КП в тангенциальном ($B_n = 0$) магнитном поле.

а) Вольфрамовый катод. $h = 2$ мм: 1 – $I = 75$ А; 2 – $I = 150$ А.

$h = 6$ мм: 3 – $I = 30$ А; 4 – $I = 75$ А; 5 – $I = 150$ А; 6 – $I = 300$ А.

б) Сравнение вольфрамового электрода (кривые 1, 2) с молибденовым (кривые 3, 4, 5) электродом. $h = 2$ мм. 1 – $I = 75$ А; 2 – $I = 150$ А; 3 – $I = 90$ А; 4 – $I = 180$ А; 5 – $I = 300$ А.

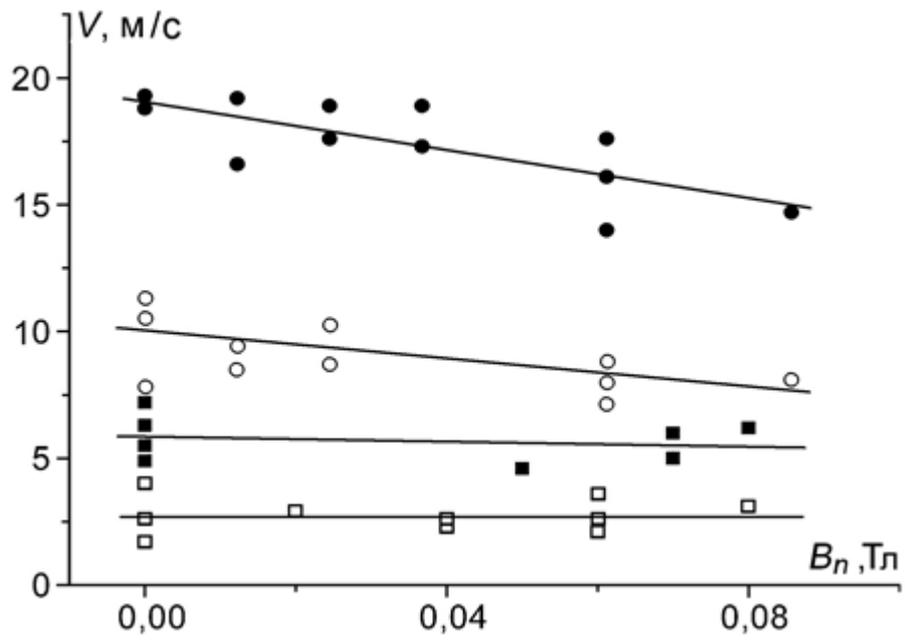


Рисунок 42. Абсолютная величина вектора скорости КП при различных B_t и B_n .
 Кружки – катод из CuCr, квадраты – медный катод. Пустые символы –
 $B_t = 0,04$ Тл, заполненные символы – $B_t = 0,09$ Тл. $h = 4$ мм, $I \approx 30$ А.

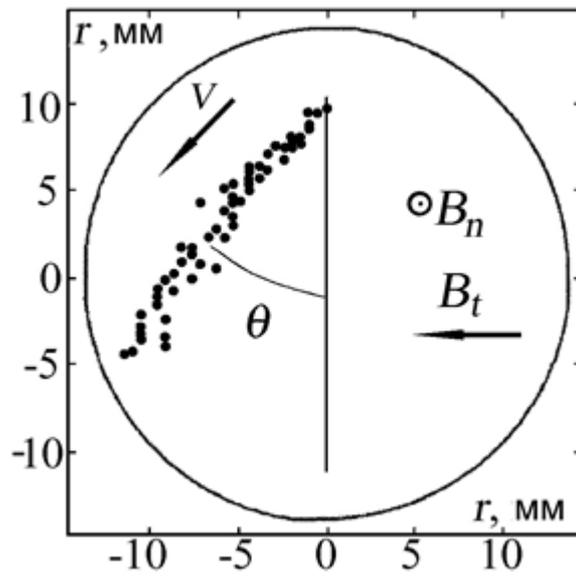


Рисунок 43. Пример обработки фотосъемки катодной привязки дуги.
 $h = 4$ мм, $I \approx 30$ А, $B_t = 0,065$ Тл, $B_n = 0,06$ Тл.

Результаты измерений угла Робсона в дугах длиной $h = 4$ мм с медными и медь-хромовыми электродами при токе $I = 30$ А приведены на Рисунке 44. Известна только одна работа [22], в которой измерялась зависимость угла θ вектора скорости КП от угла наклона магнитного поля φ на чистых поверхностях. Сравнение результатов, полученных в настоящей работе на катоде из CuCr с результатами этой работы, приведено на Рисунке 45. Видно значимое различие результатов. Можно предположить, что различие между полученными нами данными и тем, что получены в [22], может быть связано просто с разницей в материале катодов. Некоторое различие результатов, полученных в настоящей работе на катодах из Cu и CuCr (Рисунок 44) делает такое предположение вполне вероятным. Другой возможной причиной может быть различие длины дуги в настоящем эксперименте и в работе [22]. Дальнейшие исследования показали, что на соотношение между φ и θ более сильное влияние оказывает длина дуги.

Измерения угла Робсона в дугах с тугоплавкими катодами были выполнены при разных длинах дуги, что позволило обнаружить зависимость угла Робсона от длины дуги. На Рисунке 46 представлены результаты определения угла Робсона θ в дугах с молибденовым и вольфрамовым электродами. Межэлектродный промежуток $h = 2$ мм и $h = 6$ мм. Ток дуги $I \approx 60$ А, горело только одно КП. Для каждого значения угла наклона поля φ , измерения проводились для двух комбинаций значений B_t и B_n . Например, при $\varphi = 45^\circ$ измерения были сделаны для $B_t, B_n = 0,03$ Тл и $B_t, B_n = 0,05$ Тл.

Из данных, представленных на Рисунке 46 видно, что угол Робсона примерно пропорционален углу наклона магнитного поля φ ($\varphi \leq 50^\circ$) и практически одинаков для обоих материалов. Однако углы Робсона различны для дуг различной длины, и разница выходит за пределы разброса. В дуге с $h = 2$ мм, $\theta \approx 0,5\varphi$, что совпадает с результатом, полученным в работе [22] на молибденовом катоде в аналогичных условиях. В более длинной дуге с $h = 6$ мм $\theta \approx 0,85 \cdot \varphi$, что удовлетворительно согласуется с результатом, $\theta \approx (0,7 - 0,8) \cdot \varphi$, полученным в высоком вакууме на катодах из CuCr при $h = 4$ мм, и с результатом $\theta \approx 0,9 \cdot \varphi$, полученные в работе [21] в техническом вакууме на алюминиевом катоде. Таким образом, главный фактор, влияющий на отношение между углом Робсона и углом наклона магнитного поля, это длина межэлектродного промежутка. Другие факторы, такие как материал электрода и состояние поверхности имеют значительно меньшее влияние, которое трудно количественно оценить, так как измерение угла Робсона даёт значительный разброс, в том числе и в условиях сверхвысокого вакуума, и на отожженных электродах, и электродах, подвергнутых дуговой очистке [22].

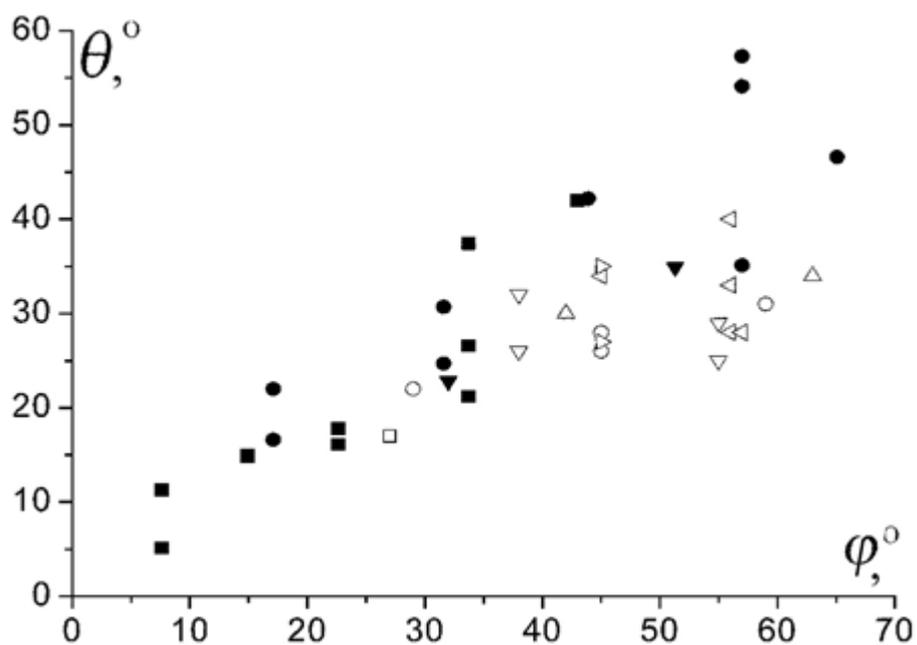


Рисунок 44. Зависимость угла Робсона θ от угла наклона магнитного поля φ ($B_n = B_t \cdot \text{tg}\varphi$). $h = 4$ мм, $I \approx 30$ А. Заполненные символы – катод из CuCr, пустые символы – медный катод.

Cu: \square – $B_t = 0,02$ Тл; \triangleright – $B_t = 0,04$ Тл; \circ – $B_t = 0,05$ Тл; \triangleleft – $B_t = 0,06$ Тл; ∇ – $B_t = 0,07$ Тл; \triangle – $B_t = 0,08$ Тл.

CuCr: \bullet – $B_t = 0,04$ Тл; \blacksquare – $B_t = 0,09$ Тл; \blacktriangledown – $B_t = 0,13$ Тл.

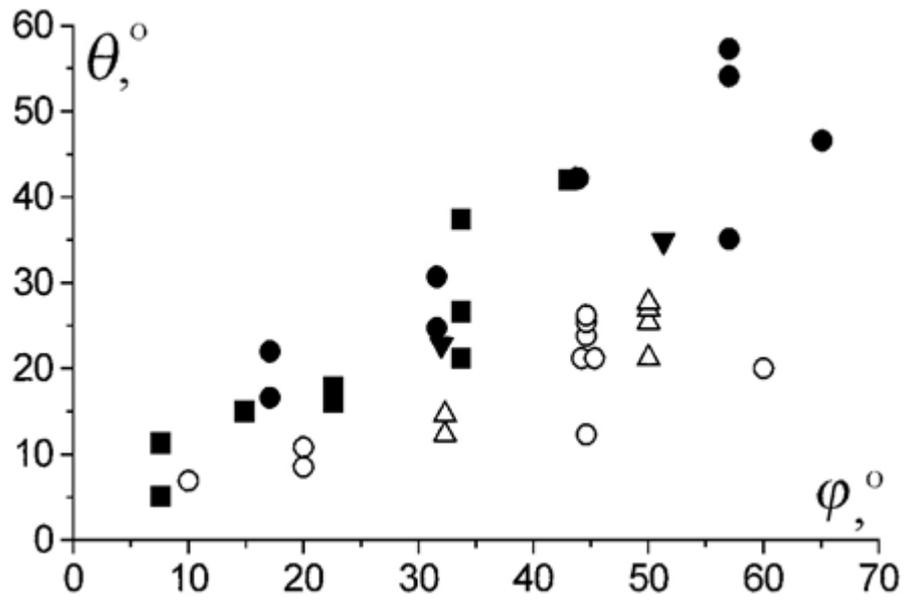


Рисунок 45. Зависимость угла Робсона θ от угла наклона магнитного поля φ .

$h = 4$ мм, $I \approx 30$ А.

Заполненные символы – катод из CuCr, пустые символы – Mo(O) и C(Δ) [22].

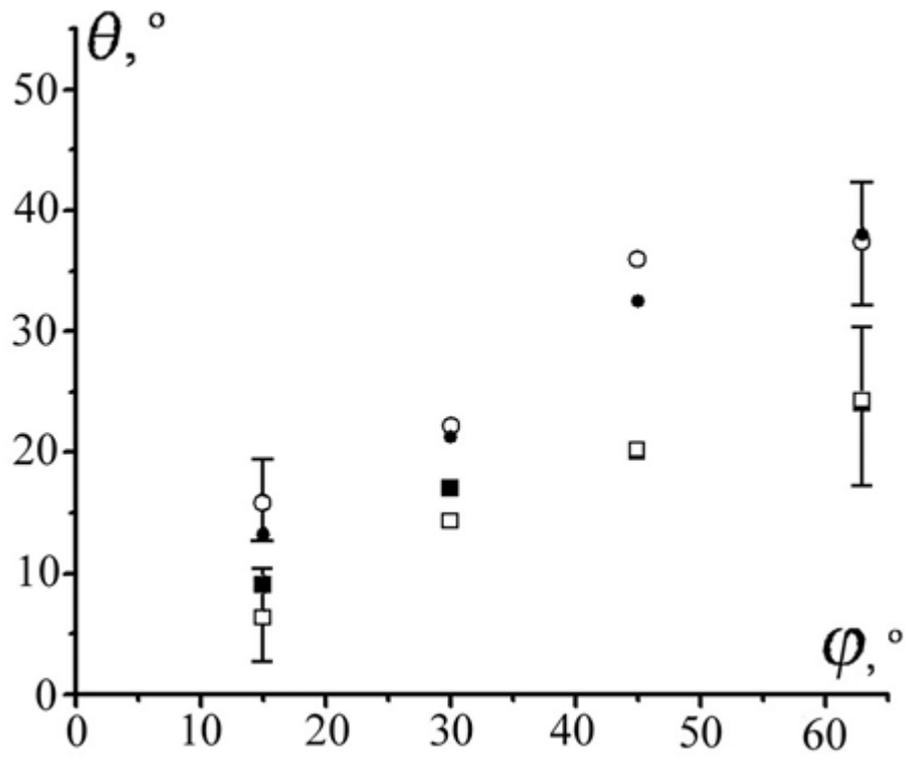


Рисунок 46. Зависимость угла Робсона от угла наклона магнитного поля. Заполненные символы – молибденовый катод, пустые символы – вольфрамовый катод. Кружки – $h = 6$ мм, квадраты – $h = 2$ мм.

Выводы:

1. Скорость ретроградного движения КП на медных, вольфрамовых, молибденовых катодах и катодах из CuCr в некотором диапазоне значений магнитного поля $0 < B_t < B_0$ линейно зависит от B_t : $V = k \cdot B_t$. Коэффициент пропорциональности k зависит от тока дуги, её длины и степени эрозии поверхности катода. Результат измерения скорости КП также зависит от стабильности горения дуги.
2. В магнитных полях, индукция которых превышает B_0 , зависимость скорости КП от поля насыщается. Величина B_0 определяется материалом катода.
3. Наклон магнитного поля к поверхности катода незначительно влияет на абсолютное значение вектора скорости КП. Однако на направление движения КП влияние угла наклона поля φ значительно. Движение КП под действием наклонного поля происходит по направлению, которое составляет некоторый угол θ (называемый углом Робсона) с направлением ретроградного движения.
4. Впервые было обнаружено, что соотношение между углами φ и θ существенно зависит от длины межэлектродного промежутка. Соотношение между углами φ и θ зависит также и от материала катода, однако, эта зависимость несильная.

III.4. Определение направления распространения плазменной струи катодного пятна в зависимости от магнитного поля

Результаты исследований, изложенные в настоящем разделе, были опубликованы в работах [109, 110].

Для проверки работоспособности разработанного нами метода определения направления распространения ПС КП и определения возможных ошибок, как указано во второй главе "Экспериментальная установка и техника измерений", были выполнены многократные измерения с дугой, помещённой в АМП. Эти измерения позволили оценить систематическую ошибку метода, поскольку в аксиальном поле ПС не должна быть наклонена ($\beta = 0$). Результаты определения угла β при $B_t = 0$, $B_n = 0,03$ Тл приведены на Рисунке 47. Видно, что распределение угла β можно удовлетворительно описать функцией Гаусса. N это число кадров с величиной $\beta = (n \pm 1)^\circ$, где $n = -2, 0, 2, 4, \dots$. Отметим, что ВФУ-1 позволяет сделать за одну съёмку 60 кадров, но использовались при обработке только те, где КП располагалось вблизи центра электрода. Результаты этих съёмок показывают, что систематическая ошибка в определении угла β составляет $\approx 5^\circ$, статистический разброс $\pm 3^\circ$. Систематическая ошибка, скорее всего, связана со

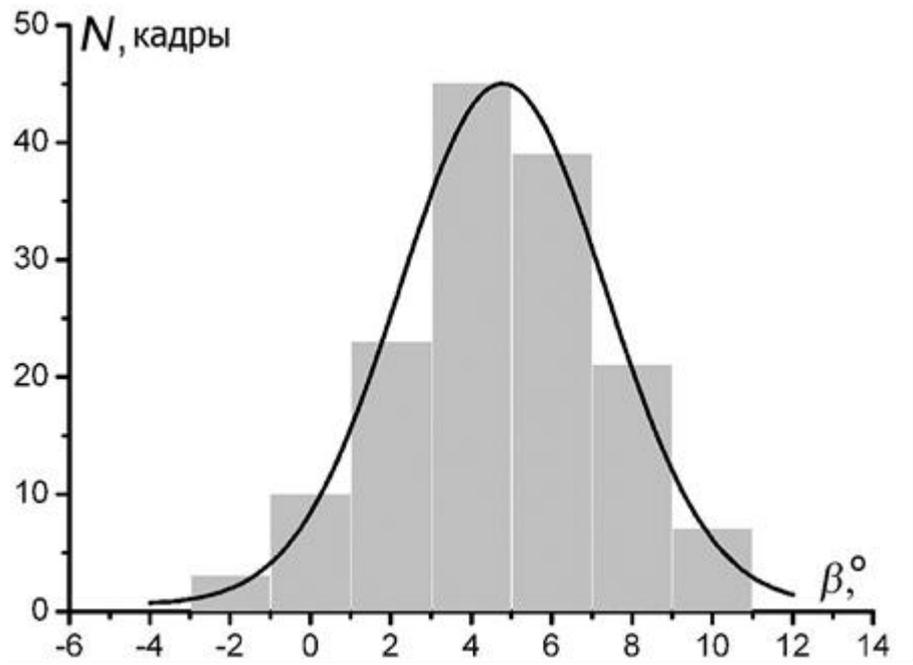


Рисунок 47. Результаты определения угла β в аксиальном магнитном поле $B_n = 0,03$ Тл. Сплошная линия – аппроксимация Гауссом.

сложностью юстировки ВФУ-1, а также с самой конструкцией скоростной фотокамеры (две диафрагмы для каждого ряда кадров на фотопленке). Разброс данных, по-видимому, связан с неточностью определения положения привязок на электродах.

На Рисунке 48 приведен пример результатов обработки фотографий дуги в одном из режимов в наклонном магнитном поле. Рисунок 48а показывает расположение КП на катоде (заполненные символы) и положение проекции центра анодной привязки на катод (пустые символы). Рисунок 48б демонстрирует результаты расчета угла β по этим данным. Нулевой момент времени, соответствует моменту погасания вспомогательного сильноточного импульса.

Угол β был определен для трех значений угла наклона магнитного поля, $\alpha = 14^\circ, 26^\circ$ и 45° . Использовались следующие комбинации компонент магнитного поля: $B_n = 0,2$ Тл, $B_t = 0,05; 0,1; 0,2$ Тл; $B_n = 0,1$ Тл; $B_t = 0,05; 0,1$ Тл; $B_n = 0,05$ Тл, $B_t = 0,025; 0,05$ Тл. В Таблице 5 показаны результаты измерений. Видно, что для всех значений магнитного поля углы β были меньше, чем углы наклона магнитного поля α . Однако, разница $\Delta = (\alpha - \beta)$ выходит за рамки разброса результатов измерений, или лежит на самом его краю, только при $B_n \leq 0,1$ Тл, $B_t \leq 0,1$ Тл.

Расчет соответствующих значений Z_B с помощью формулы (7): $Z_B = h(1 - \text{tg}\beta/\text{tg}\alpha)$ показывает, что ПС КП поворачивает вдоль магнитного поля на малых расстояниях от катода. Значения Z_B оказываются больше при меньших значениях индукции магнитного поля и угла наклона поля к оси электрода. Максимальное значение $Z_B \approx 1,5$ мм были получены при $B_n = 0,05$ Тл, $B_t = 0,025$ Тл.

Интересно сравнить эти результаты с результатами расчёта разворота ПС, выполненными в работе [89]. Сравнение показало, что эти результаты находятся в качественном согласии с результатами расчета в [89]. Количественные сравнения расчета с экспериментальными результатами возможны только при $B_n \leq 0,1$ Тл, $B_t \leq 0,1$ Тл, т. к. в работе [89], были выполнены расчеты лишь для $B_n = 0,2$ и $0,1$ Тл. В Таблице 6 приведено сравнение расчетов и экспериментальных результатов для $B_n = 0,1$ Тл, $B_t = 0,1$ и $0,05$ Тл.

Результаты, представленные в таблице, показывают, что расчеты в работе [89] переоценивают расстояние, на котором струя поворачивает вдоль линий магнитного поля. Разница между экспериментом и расчетом даже больше, потому что "исходная плоскость," выбранная в расчете, находится на некотором расстоянии от поверхности катода. Возможно, переоценка расстояния, на котором ПС КП поворачивает вдоль линий магнитного поля, связана с предположением (сделанным в [89] для упрощения расчета), что температура электронов в ПС постоянна. Следует отметить, что результаты расчетов [111] и [112], также указывают на

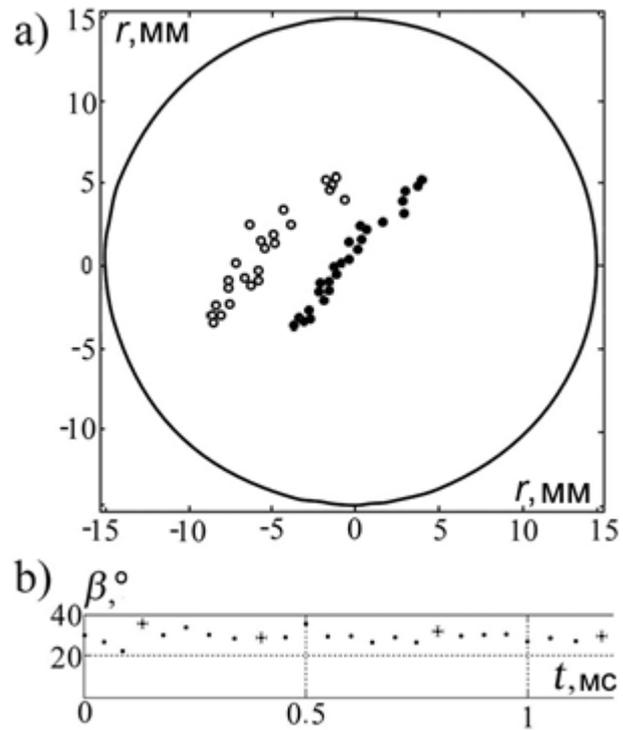


Рисунок 48. Пример обработки результатов высокоскоростной фотографии.
 $B_n = 0,1 \text{ Тл}$, $B_t = 0,05 \text{ Тл}$.

- а) – положение КП на катоде (заполненные символы) и проекция центра анодной привязки на катод (пустые символы).
 б) – результаты расчета угла β . $t = 0$ – момент погасания вспомогательного сильноточного импульса.

| B_n, T | B_t, T | $\alpha, \text{град.}$ | $\beta, \text{град.}$ | $\Delta, \text{град.}$ |
|-----------------|-----------------|------------------------|-----------------------|------------------------|
| 0,2 | 0,2 | 45 | 43 | 2 |
| | 0,1 | 26,6 | 25 | 1,6 |
| | 0,05 | 14 | 13 | 1 |
| 0,1 | 0,1 | 45 | 42 | 3 |
| | 0,05 | 26,6 | 24 | 2,6 |
| 0,05 | 0,05 | 45 | 41 | 4 |
| | 0,025 | 26,6 | 22 | 4,6 |

Таблица 5. Результаты измерений угла β в разных магнитных полях.

| B_n, T | B_t, T | $\alpha, \text{град.}$ | $Z_B^{\text{расч.}}, \text{мм}$ | $Z_B^{\text{эксп.}}, \text{мм}$ |
|-----------------|-----------------|------------------------|---------------------------------|---------------------------------|
| 0,1 | 0,1 | 45 | 1,4 | 0,8 |
| | 0,05 | 26,6 | 2,9 | 0,9 |
| 0,05 | 0,05 | 45 | – | 1,1 |
| | 0,025 | 26,6 | – | 1,5 |

Таблица 6. Сравнение расчетов [89] и экспериментальных результатов.

неадекватность предположения, что температура электронов в ПС постоянна. Эти расчеты показывают, что температура электронов вдоль ПС КП под действием АМП увеличивается. Увеличение температуры электронов, приведет к увеличению параметра Холла при фиксированном магнитном поле ($\omega_e \tau_e \sim T_e^{3/2}$, см. формулу (6)). Поэтому, плазма ПС КП будет замагничена на более коротких расстояниях от поверхности катода.

Выводы:

Впервые экспериментально определено, что ПС КП поворачивает по направлению внешнего магнитного поля на сравнительно небольшом расстоянии от поверхности катода, даже при умеренных значений индукции магнитного поля (в частности, при $B_n = 0,1$ Тл, $B_t = 0,05$ Тл расстояние, которое струя пройдет по нормали к катоду, $Z_B < 1$ мм).

III.5. Спектроскопические исследования плазменной струи катодного пятна

Результаты исследований, изложенные в настоящем разделе, были опубликованы в работах [113-116].

В предыдущей главе было указано, что измерения проводились на различных расстояниях z от катода ($z = 0$ – поверхность катода) при различных величинах индукции АМП. Исследовались дуги на медных электродах длиной $h = 8$ мм и $h = 4$ мм с током $I = 60$ А, т.е. дуги с одиночным КП. Измерялись радиальные распределения интенсивности спектральных линий различных ионизационных состояний меди в специально выбранном спектральном диапазоне.

Измерения показали, что измеряемый сигнал от свободно горящей дуги ($B = 0$) заметно выше шума только в прикатодной части дуги. При $z \geq 3$ мм, интенсивность линий CuI и CuII значительно уменьшается (соотношение сигнал/шум становится ~ 1), а при $z > 6$ мм линии “тонут” в шумах. Интенсивность излучения CuIII “тонет” в шумах при $z > 3$ мм. Однако в дуге, стабилизированной АМП, уже при $B \geq 0,02$ Тл интенсивности излучения всех зарегистрированных линий достаточно высоки, они существенно выше шумов на протяжении всего промежутка.

На Рисунке 49 представлены примеры радиальных распределений интенсивности излучения для различных ионизационных состояний меди в свободно горящей дуге и дуге, стабилизированной АМП с индукцией 0,1 Тл, на расстоянии от катода $z = 2$ мм (CuI $\lambda = 282.44$ нм, CuII $\lambda = 276.96$ нм, $\lambda = 283.74$ нм, CuIII $\lambda = 281.3$ нм.). Видно, что на таком расстоянии от катода при $B = 0$ (Рисунок 49а) излучение линии CuIII теряется в шумах, но при наложении АМП линия становится значительно более интенсивной (Рисунок 49б). Формы

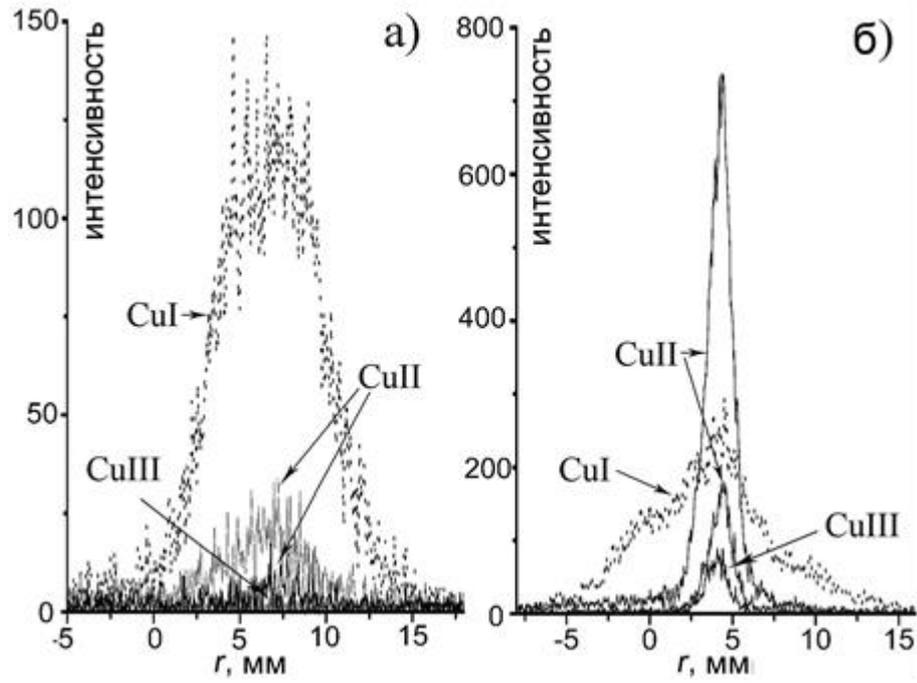


Рисунок 49. Радиальное распределение интенсивности излучения различных ионизационных состояний меди. $z = 2$ мм; а) $B_n = 0$; б) $B_n = 0,1$ Тл.

радиальных распределений интенсивности двух разных линий CuII практически идентичны. Поэтому, чтобы определить зависимость интенсивности излучения и полуширины (HWHM) радиального распределения линии CuII от B и z , далее используется одна из линий, более интенсивная. (Уточним, что под полушириной мы здесь понимаем половинную ширину на уровне половинной амплитуды (англ. HWHM — half width at half maximum). Полная ширина на уровне половинной амплитуды FWHM — full width at half maximum, соответственно, составляет: $FWHM = 2 \cdot HWHM$).

Видно, что радиальные распределения интенсивности спектральных линий ионов CuII и CuIII обладают выраженным максимумом особенно при наложении АМП. Радиальные положения максимумов линий практически совпадают. Это позволяет определить положение оси дуги (оси ПС КП). Радиальные распределения интенсивности излучения линии атома CuI гораздо шире, чем линий ионов CuII и CuIII. (Рисунок 49а).

На Рисунке 50 представлены полуширины распределений интенсивности излучения атома, одно- и двукратных ионов меди R в зависимости от расстояния от катода при различных значениях АМП. Длина дуги $h = 4$ мм. Как видно из рисунка, при $B = 0$, полуширина радиального распределения интенсивности излучения для CuII возрастает примерно пропорционально расстоянию от катода с наклоном $\approx 50^\circ$. При $B \geq 0,05$ Тл, начиная с $z = 1-2$ мм, полуширина струи не зависит от z и B . ПС распространяется внутри цилиндра радиус, которого примерно 1 мм.

Следует отметить, что полученные значения R , являются несколько преувеличенными. Среднее время жизни КП на медных электродах меньше, чем используемое время экспозиции матрицы $\tau = 5 \cdot 10^{-5}$ с. Используя данные из [5], где приведён коэффициент диффузии КП при случайном блуждании для меди $D \approx 10$ см²/сек, с помощью формулы (3) можно оценить смещение КП за время экспозиции матрицы как 0.2 мм.

На Рисунке 51 представлены полуширины распределений интенсивности излучения атома и однократных ионов меди R в зависимости от расстояния от катода при различных значениях АМП вплоть до анода в дуге длиной $h = 8$ мм. Сопоставление результатов, полученных в дугах различной длины, представлено на Рисунке 52.

Осевое распределение интенсивностей ионных линий $I_i(r = 0, z)$ представлено на Рисунке 53. Интенсивность линий для обоих ионов (CuII и CuIII) быстро убывает с удалением от катода. В свободно горящей дуге излучение ионов вблизи анода теряется в шумах. Спад интенсивности излучения вызван расширением ПС и остыванием электронов [5]. При наложении на дугу АМП излучение ионной компоненты становится более интенсивным и распространяется вплоть до анода. Это объясняется тем, что под действием АМП на некотором расстоянии от

катода расширение дуги прекращается (Рисунок 50, 51). Начиная с $z \approx 2$ мм, $I_\lambda(r=0, z)$ для обоих ионов практически не зависит от z вплоть до анода. На Рисунке 54 представлено осевое распределение интенсивности излучения атома CuI. Видно, что интенсивность излучения атомной компоненты свободно горящей дуги максимальна вблизи катода, а на некотором расстоянии от него теряется в шумах. Излучение дуги, стабилизированной АМП, более интенсивно и вблизи анода имеет выраженный максимум.

Для определения радиального распределения эмиссионного коэффициента $\varepsilon_\lambda(r)$ была выполнена абелевская инверсия распределений интенсивности. Для этого, как было указано выше, была использована методика, предложенная в работе [92]. На Рисунке 55 представлены результаты абелевской инверсии радиальных распределений интенсивности излучения линии CuI и линии CuII. Можно видеть, что радиальные распределения эмиссионного коэффициента иона достигают максимума на оси ПС во всём промежутке, в то время, как радиальные распределения эмиссионного коэффициента атома вблизи катода имеет вне осевые максимумы. Отметим, что из-за низкого отношения сигнал/шум, не имело смысла определение формы кривой между максимумами (соответственно, кривые на Рисунке 55а имеют разрыв около оси).

Обсудим полученные результаты. Начнём с обсуждения свободно горящей дуги. Следуя результатам работы [117] будем считать, что размер зоны светимости иона (CuII) определяет размер зоны проводимости канала ВД. Тогда из результатов, приведённых на Рисунках 50 и 51, следует, что проводящий ток канал свободно горящей дуги в окрестности катода, т.е. ПС КП, распространяется из КП в виде конуса с углом при вершине $\approx 100^\circ$. При этом форма и структура прилегающей к катоду части дуги не меняется при увеличении длины ВД (Рисунок 52), как этого и следовало ожидать. Этот проводящий ток канал ПС, истекающей из КП, полностью ионизован. Атомов внутри канала ПС нет, их излучение приходит с периферии (Рисунок 55а). Канал окружён «шубой» слабоионизованной плазмы. Радиус этой «шубы» значительно превосходит радиус канала. Возможным источником плазмообразующего вещества для слабо ионизированной «шубы», окружающей ПС КП, является перегретая часть поверхности катода вблизи КП и остывающие следы погасших КП [87]. На расстоянии нескольких миллиметров от катода форма и структура ПС меняется. ПС практически перестаёт расширяться, радиус слабоионизованной «шубы» становится примерно равным радиусу зоны светимости иона (Рисунки 51, 52), плазма вблизи оси перестаёт быть полностью ионизованной – радиальное распределение эмиссионного коэффициента атомной компоненты достигается на оси (Рисунок 55b). Интенсивность излучения ПС на этом расстоянии уже сильно ослабевает и при дальнейшем удалении от катода «тонет» в шумах (Рисунок 53, 54). Поэтому достоверную

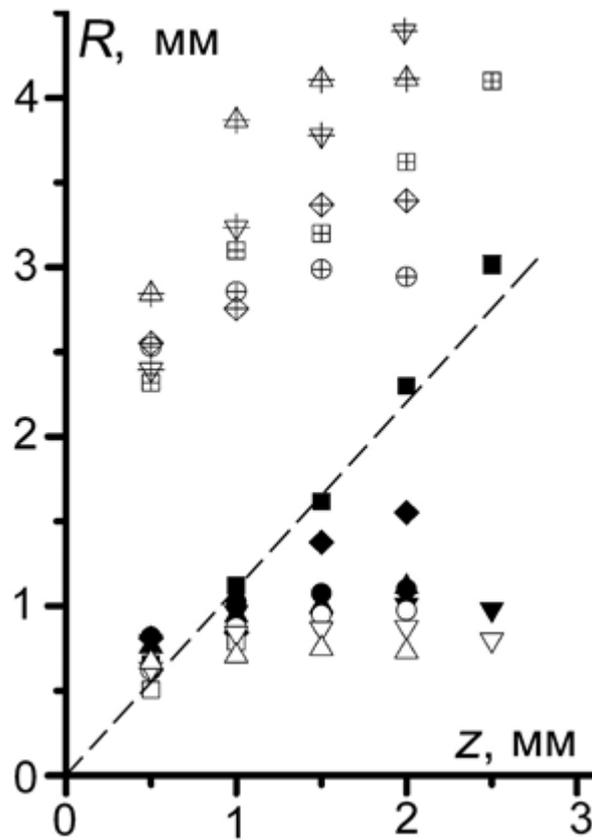


Рисунок 50. Полуширины распределений интенсивности излучения R в зависимости от расстояния от катода при различных значениях АМП для различных ионизационных состояний меди, $h = 4$ мм.

$B = 0$ – квадрат; $B = 0,02$ Тл – ромб; $B = 0,05$ Тл – круг;

$B = 0,1$ Тл – треугольник вниз; $B = 0,18$ Тл – треугольник вверх.

Перечеркнутый символ – CuI; полный символ – CuII; пустой символ – CuIII.

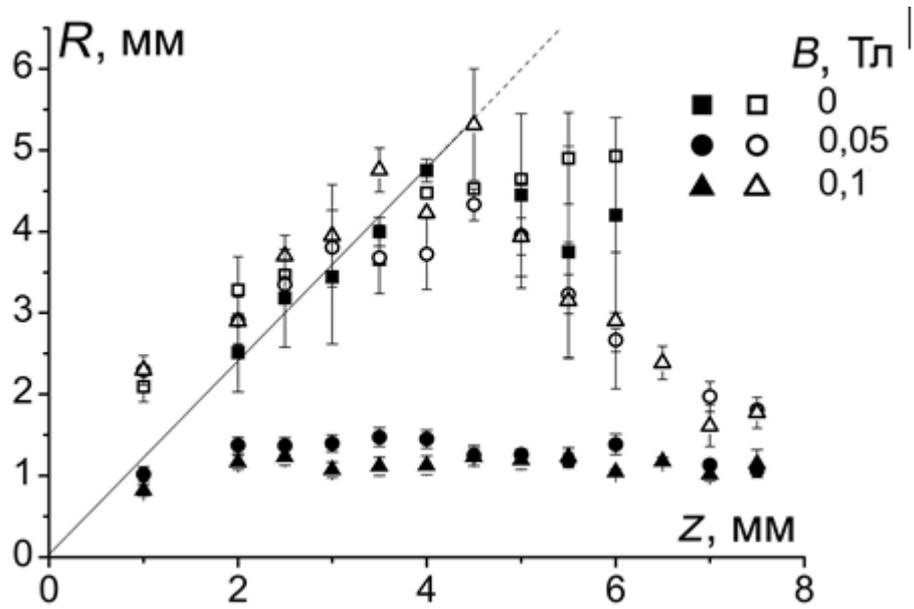


Рисунок 51. Полуширины распределений интенсивности излучения R в зависимости от расстояния от катода при различных значениях АМП для различных ионизационных состояний меди, $h = 8$ мм. Пустые символы – CuI ; заполненные символы – CuII .

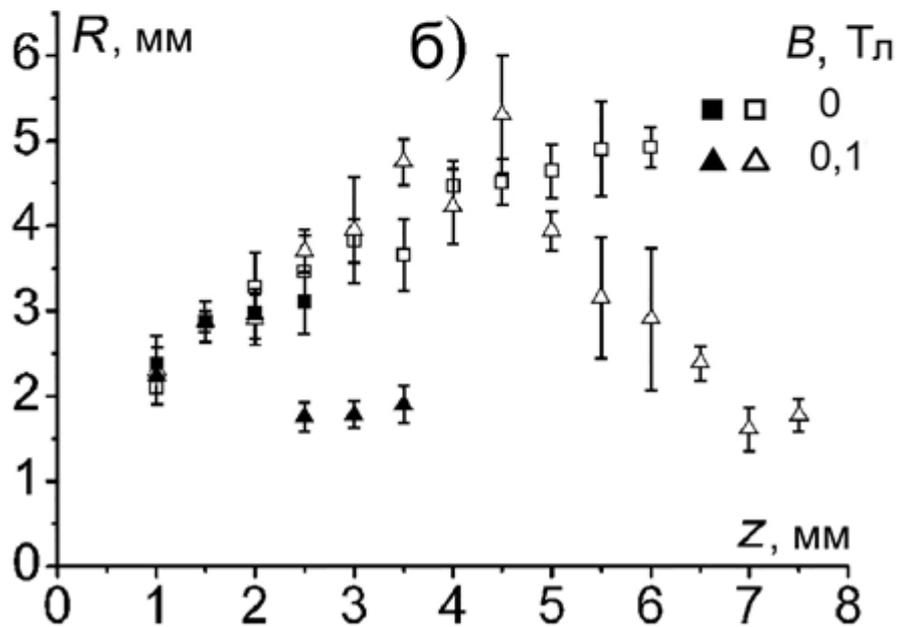
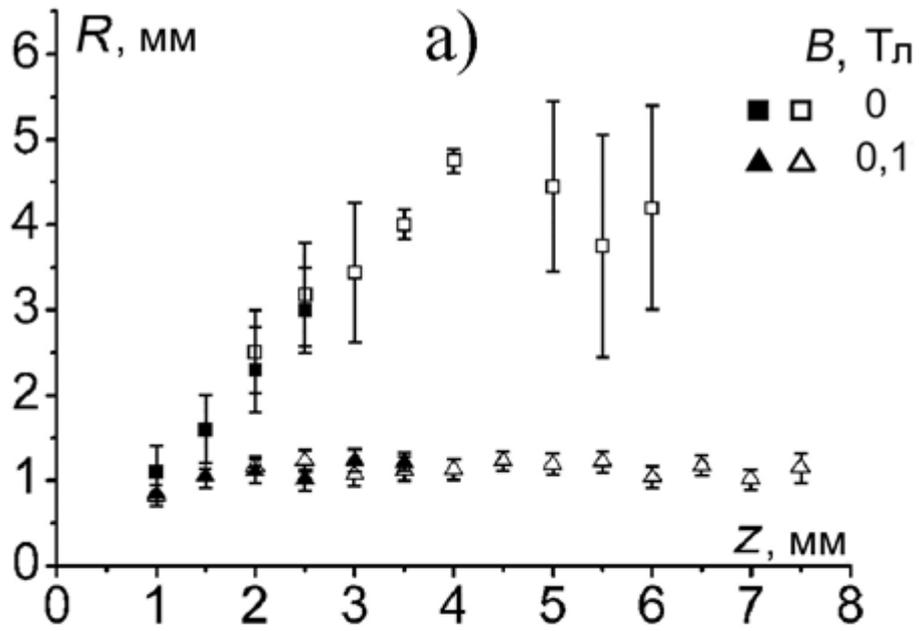


Рисунок 52. Сопоставление результатов измерений R в дугах различной длины. Пустые символы – $h = 8$ mm; полные символы – $h = 4$ mm.

- а) – R излучения ионов CuII ,
 б) – R излучения атомов CuI .

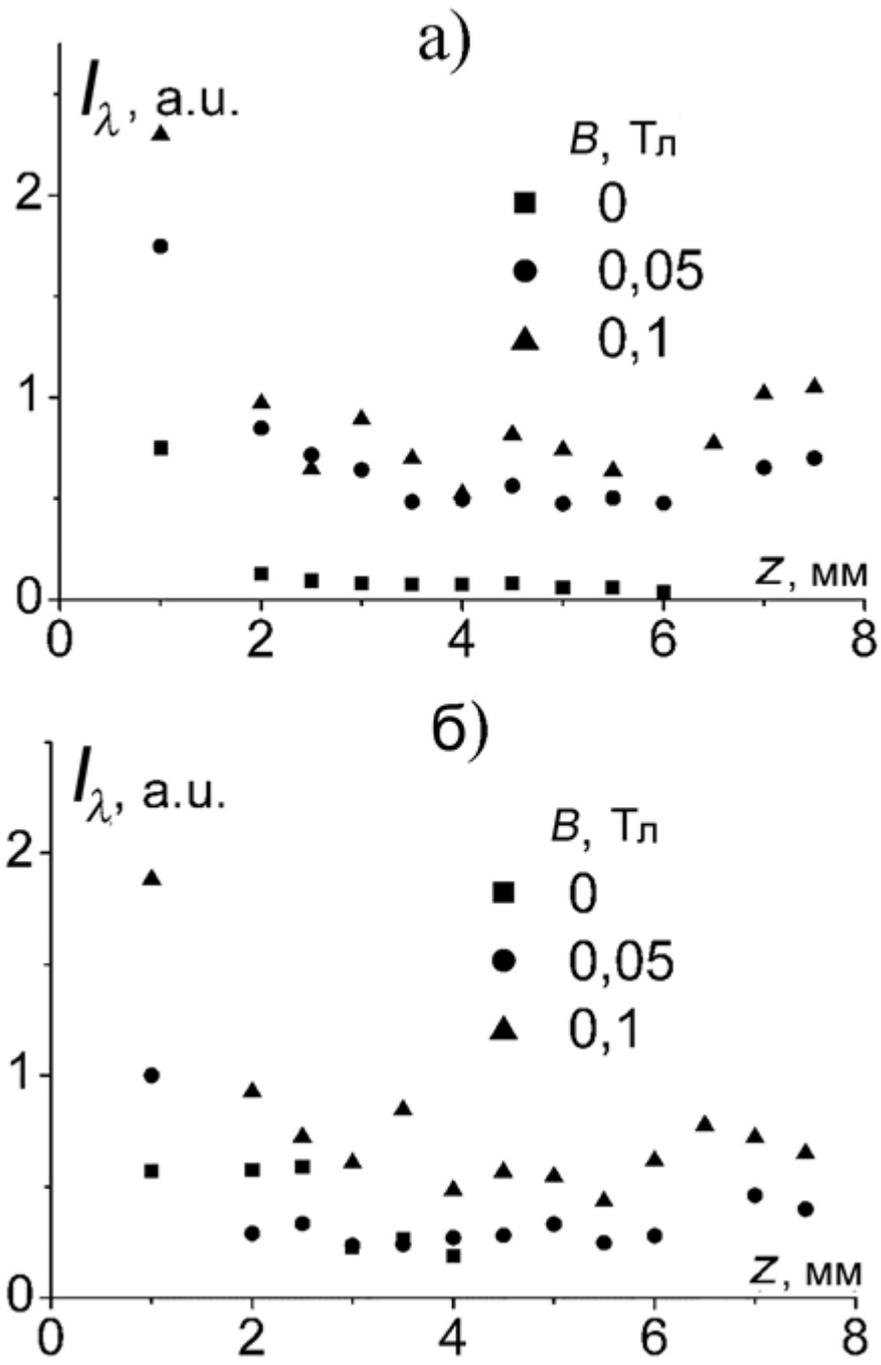


Рисунок 53. Осевое распределение интенсивностей ионных линий.
а) CuII; б) CuIII.

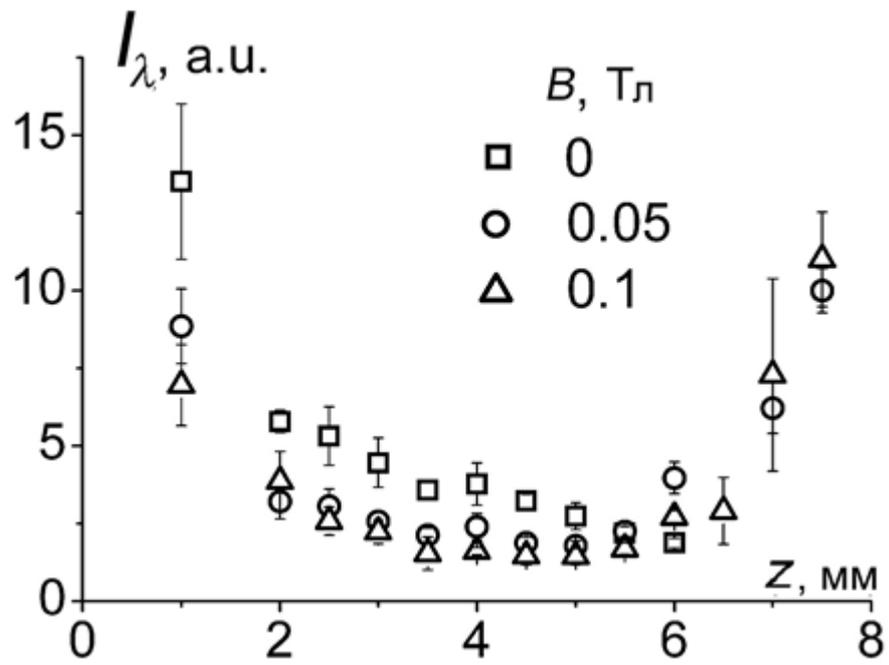


Рисунок 54. Осевое распределение интенсивностей атомной линии.

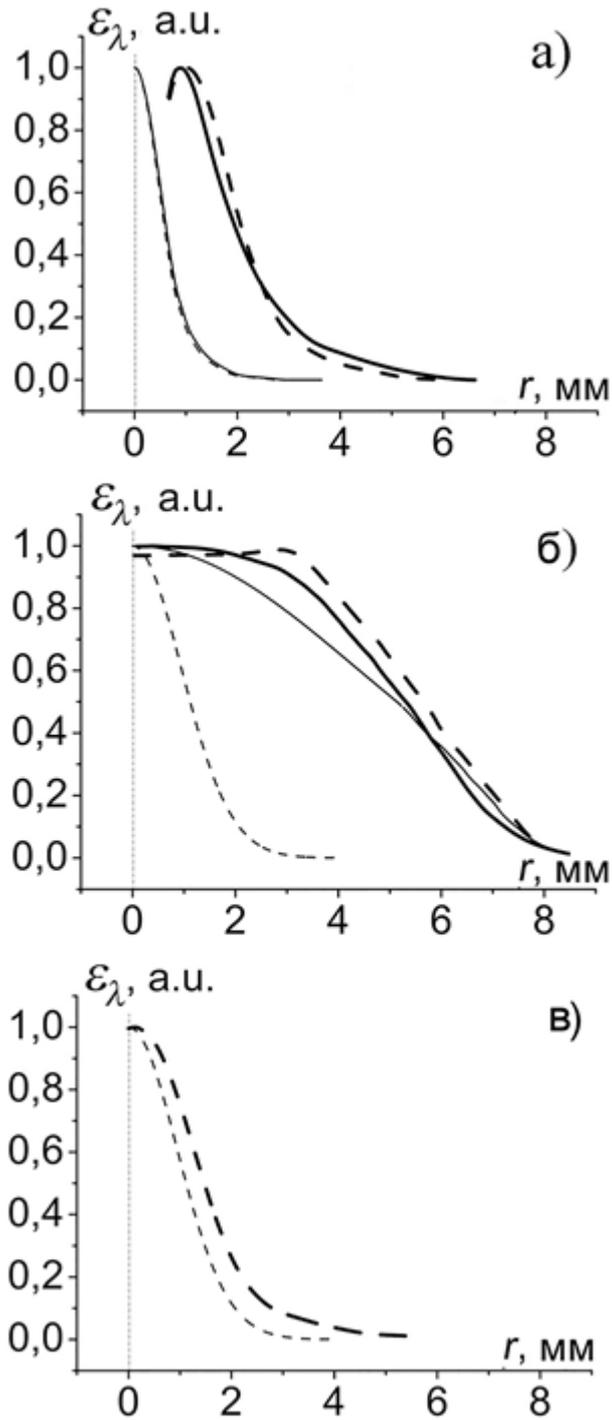


Рисунок 55. Радиальное распределение эмиссионных коэффициентов CuI (толстые линии) и CuII (тонкие линии).

a) $z = 1$ мм; б) $z = 4,5$ мм; в) $z = 7,5$ мм.
Сплошные линии $B = 0$, прерывистые линии $B = 0,1$ Тл.

информацию о состоянии плазмы свободно горящей дуги вблизи анода в описанных экспериментах получить не удалось.

Перейдём к обсуждению результатов, полученных в дугах, стабилизированных АМП. При воздействии АМП на дугу интенсивность излучения как атомной, так и ионной компоненты плазмы увеличивается, давая возможность получать надежные результаты во всём межэлектродном промежутке. Полуширина радиального распределения интенсивности излучения ионов, как видно из результатов, приведённых на Рисунках 51 и 52, не меняется до анода. Это значит, что поток быстрых (ускоренных в КП) ионов сохраняет цилиндрическую форму, которую он приобрел под влиянием АМП вблизи катода, вплоть до поверхности анода.

Формирование цилиндрического дугового канала при воздействии АМП на слаботочную ВД с одиночным КП было ранее обнаружено в работе японских исследователей (см. “Discussion” в [118]), в которой приведены результаты измерений при токе $I = 80$ А. Согласно данным [118] радиус цилиндра при $B \geq 0,05$ Т мало меняется при увеличении индукции АМП и составляет при $B = 0,1$ Т примерно 1,5 мм. Позднее в работе [119] было проведено приближённое рассмотрение воздействия АМП на ПС КП, в котором предполагалось, что в результате такого воздействия ПС КП приобретает форму цилиндра, и получено выражение для радиуса этого цилиндра на некотором расстоянии от катода:

$$r = \left(\frac{3M I_i / I}{\pi \sigma_0 e Z B_n^2} I \right)^{3/2} \quad (13)$$

Здесь M – масса иона, I_i – ионный ток в ПС, Z – средний заряд иона в ПС, σ_0 – проводимость плазмы. Используя значения $I_i/I = 0,08$, $Z = 1,8$ и $\sigma_0 = 2 \cdot 10^4$ (Ом·м)⁻¹, как это предложено в [119], получим при токе $I = 60$ А и $B_n = 0,1$ Т (при котором выполнены наши измерения) для радиуса цилиндра значение 1,9 мм. Это значение превосходит значение, полученное в наших экспериментах (≈ 1 мм), примерно в два раза. Примерно такой же результат даёт сравнение расчётов по формуле (13) и измерений, выполненных в работе [118] при токе $I = 80$ А, $B_n = 0,1$ Т: расчётный радиус (2,3 мм) примерно в 1,5 раза больше, полученного экспериментально (1,5 мм). Как видно, простая теория, развитая в работе [119], хотя и несколько завышает радиус цилиндра, описывает эксперимент удовлетворительно. Формула (13) полезна ещё и тем, что позволяет оценить влияние тока на радиус цилиндра. С учётом различия токов, результаты наших измерений находятся в хорошем согласии с измерениями в работе [118].

Недавно было опубликовано подробное теоретическое исследование ПС КП в АМП [112]. В этой работе сформулирована системы уравнений и выполнен численный расчёт ПС КП,

стабилизированной АМП, при токе $I = 50$ А и различных значениях индукции АМП. Приведены результаты расчёта в критическом сечении и зависимости параметров плазмы от расстояния от критического сечения (по направлению к аноду). В том числе, приведена зависимость радиуса ПС. Из этих результатов видно, что на расстоянии $\sim 1 - 2$ мм (в зависимости от индукции АМП) ПС приобретает форму цилиндра. Радиус цилиндра, например, при $B_n = 0,1$ Т составляет примерно 2 мм. Этот результат хорошо согласуется с результатами наших экспериментов. Действительно, в [112] за радиус ПС принимается расстояние от оси до границы плазма-вакуум, которая формируется под действием собственного магнитного поля тока, протекающего в ПС. Очевидно, что эту величину следует сравнивать не с полушириной радиального распределения интенсивности излучения ионов, которая при $B_n = 0,1$ Т в эксперименте составляет ~ 1 мм, а скорее с половиной ширины радиального распределения интенсивности на существенно более низком уровне, например, на уровне $\sim 10\%$ от максимума.

Таким образом, полученные в работе результаты показывают, что в стабилизированной АМП дуге формируется цилиндрический токовый канал, площадь привязки которого к аноду значительно меньше, чем площадь привязки свободно горящей дуги, в которой поток ионов распространяется внутри конуса с большим углом при вершине. Поток ионов на анод в стабилизированной АМП дуге локализован, а его плотность значительно выше.

Известно, что взаимодействие быстрых ионов ПС КП с анодом вызывает эффективную эмиссию атомов с его поверхности [101, 120]. В свободно горящей дуге плотность потока ионов на анод невелика, соответственно невелика и плотность ответного потока атомов. Увеличение плотности потока ионов в анодной привязке под действием АМП вызывает локальное увеличение плотности ответного потока атомов. Вылетевшие с анода атомы меди, попав в прианодную плазму, возбуждаются, а затем ионизируются плазменными электронами, и потому их концентрация по мере удаления от поверхности анода падает. Длину ионизации атомов можно оценить с помощью простого выражения [121]:

$$L_i = v_a / nk_i \quad (14)$$

Здесь k_i -коэффициент ионизации. Для него можно использовать приближённое выражение [122]:

$$k_i = \sigma \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left(\frac{E_0}{E_n} \right)^2 \exp \left(- \frac{E_n}{kT_e} \right) \quad (15)$$

Здесь $\sigma = 10^{-20}$ м², $E_0 = 13,6$ эВ, E_n – энергия ионизации. По данным работы [112] температура электронов T_e в дуге, стабилизированной АМП, достигает 2 - 3 эВ, а концентрация

электронов $n \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$. При выполнении оценки используем значение средней скорости потока атомов, испускаемых анодом при ион-атомной эмиссии из работы [123]: $v_a \approx 3 \cdot 10^5 \text{ см/с}$. Расчёты дают следующую оценку длины ионизации атомов, испускаемых анодом: $L_i \leq 10^{-1} \text{ см}$. Это значит, что испускаемые анодом атомы ионизируются вблизи его поверхности.

Полученные при исследовании дуг, стабилизированных АМП, характеристики излучения атомной компоненты в прилегающей к аноду области разряда хорошо согласуются с вышесказанным. Действительно, при приближении к аноду интенсивность излучения атомной компоненты растёт и достигает максимума непосредственно у поверхности анода (Рисунок 54). Как в короткой, так и в более длинной дугах, полуширина радиального распределение интенсивности излучения атома у поверхности анода несильно отличается от полуширины радиального распределения излучения иона (Рисунок 51 и 52). Радиальное распределение эмиссионного коэффициента атома вблизи анода имеет максимум на оси (Рисунок 55с). Все эти результаты указывают на то, что анод эмитирует атомы. Эмиссия происходит под действием потока быстрых ионов, т.к. эмиссия идёт с той части поверхности анода, к которой привязан токовый канал. Быстрый спад интенсивности излучения атома при удалении от анода является следствием «выгорания» (ионизации) эмитированных атомов. Расстояние, на котором этот спад происходит, находится в согласии с оценкой длины ионизации атомов в прианодной плазме, сделанной выше. На расстояниях от анода меньших, чем длина ионизации, плазма внутри токового канала ионизована не полностью и максимум эмиссионного коэффициента атомов находится на оси. Конечно, эмиссия атомов с поверхности анода происходит и в свободно горящей дуге, но из-за низкой плотности потока ионов у поверхности анода плотность потока эмитированных атомов в этом случае тоже является низкой и её не удалось зарегистрировать в настоящей работе.

Итак, в дуге есть два основных источника атомов – поверхность катода (испарение с перегретой части поверхности вблизи работающего КП и с остывающих следов погасших КП) и поверхность анода (эмиссия с части поверхности, подверженной бомбардировке быстрыми ионами ПС КП). Потому осевое распределение интенсивности излучения атомов в дугах, стабилизированных АМП, имеет два максимума у поверхностей электродов (Рисунок 54). Концентрация атомов в потоках, движущихся как от катода, так и от анода значительно уменьшается с увеличением расстояния от электродов в результате расширения этих потоков, а также вследствие ионизации атомов по мере их продвижения в плазму. Необходимо отметить, что в средней части промежутка некоторый вклад в концентрацию атомов даёт испарение с капель [124]. Источником капель в промежутке дуги является КП. Капли, в отличие от

электродов, являются объёмным источником атомов, но эффективность этого источника ниже, чем поверхностных источников. Поэтому в средней части промежутка интенсивность излучения атомов значительно ниже, чем вблизи электродов (Рисунок 54).

Выводы:

Спектроскопические исследования короткой ВД с одиночным КП показывают:

1. В свободно горящей дуге несущая ток ПС, истекающая из КП, распространяется в конусе с углом при вершине $\sim 100^\circ$. При воздействии на дугу АМП с индукцией $B \geq 0,02$ Тл форма ПС меняется и, начиная с расстояния от катода $z = (1-2)$ мм, струя приобретает форму цилиндра, которую сохраняет на всей длине вплоть до анода. При $B=0,05$ Тл радиус цилиндра составляет примерно 1 мм и при дальнейшем увеличении индукции АМП меняется слабо.
2. Плазма в ПС КП практически полностью ионизована, концентрация атомов низкая. Вблизи катода ПС окружена «шубой» слабоионизованной плазмы. Источник атомов, образующих эту «шубу», как было известно ранее, - поверхность катода (остывающие следы отмерших КП и сильно нагретая часть поверхности, охватывающая действующее КП).
3. Анод является источником атомной струи, истекающей с его поверхности в межэлектродный промежуток. Эмиссия атомов с анода происходит вследствие бомбардировки поверхности анода быстрыми ионами ПС КП. При попадании в плазму эти атомы быстро ионизируются (на расстоянии от анода ~ 1 мм и менее). Всё это наиболее отчётливо прослеживается в дугах, стабилизированных АМП. Очевидно, что эти процессы происходят и в свободно горящей дуге, однако плотность потока атомов в этом случае значительно ниже, поскольку ниже и плотность потока быстрых ионов. Потому вблизи анода излучение атомной компоненты нами зарегистрировано не было.
4. Приэлектродные процессы играют существенную роль в формировании плазмы в межэлектродном промежутке ВД. При этом процессы на катоде и на аноде взаимосвязаны. Воздействие АМП на дугу определяет форму токового канала и усиливает взаимосвязь между процессами на электродах.

Заключение и Выводы

Целью работы было изучение динамических характеристик КП, среднего тока, пропускаемого КП и направления распространения ПС КП в магнитных полях различной ориентации на электродах из различных материалов в различных межэлектродных промежутках. Кроме того, была изучена форма ПС в свободно горящей и стабилизированной АМП дуге.

Для проведения работы была создана экспериментальная установка, позволяющая проводить исследование ВД при непрерывной откачке при давлении $p \approx 10^{-4}$ Па и лучше. В установке было возможно исследовать дугу при питании прямоугольным импульсом тока с амплитудой до 300 А на цилиндрических электродах диаметром до 35 мм. На дугу возможно было накладывать магнитное поле в двух независимых взаимно перпендикулярных направлениях (аксиальное и тангенциальное) с индукцией до 0,4 Тл.

Для экспериментов по исследованию направления распространения ПС КП использовалась та же вакуумная камера, разрядный узел и источники питания, что и при исследовании динамических характеристик КП. Однако для обеспечения возможности фотографирования поверхностей обоих электродов оптическая часть установки была модернизирована. С помощью сферического зеркала, в межэлектродном промежутке создавалось действительное изображение рабочей поверхности катода, которое фотографировалось одновременно с поверхностью анода. Из полученных фотографий, при определённой корректировке, получены одновременные положения привязок дуги на обоих электродах и далее определено направление распространения ПС. Для проведения спектроскопических исследований была использована другая, ранее созданная в лаборатории установка, в которую были внесены небольшие изменения.

В результате работы удалось определить следующее:

1. На катодах из меди и CuCr30 при фиксированном токе во всём исследованном диапазоне изменения результирующего магнитного поля количество КП в привязке ВД распределено по нормальному закону. Обнаружена существенная зависимость параметров распределений от материала катода.
2. Зависимость параметров распределений от магнитного поля наблюдается только при превышении некоторого значения угла наклона поля к нормали к поверхности катода. Из полученных данных были определены средние токи, пропускаемые КП в магнитных полях различной ориентации.
3. В экспериментах с катодами из Mo и W было обнаружено, что средний ток, пропускаемый

КП, зависит не только от величины магнитного поля и его наклона, а также от длины межэлектродного промежутка.

4. Зависимость среднего напряжения на дуге от величины нормального магнитного поля при фиксированном значении тангенциального поля имеет характерную V-образную форму.
5. Скорость ретроградного движения КП на катодах из Cu, CuCr, W и Mo в некотором диапазоне значений тангенциального магнитного поля $0 < B_t < B_0$ линейно зависит от индукции поля. Коэффициент пропорциональности зависит от тока дуги, длины дуги и степени эрозии поверхности. В магнитных полях, индукция которых превышает B_0 , зависимость скорости КП от поля насыщается. Значение B_0 определяется материалом катода.
6. Соотношение между углами φ (угол наклона магнитного поля к поверхности катода) и θ (угол Робсона) существенно зависит от длины межэлектродного промежутка, зависимость от материала катода несильная.
7. ПС КП поворачивает по направлению внешнего магнитного поля на сравнительно небольшом расстоянии от поверхности катода даже при умеренных значениях индукции магнитного поля. Для $B_n = 0,1$ Тл, $B_t = 0,05$ Тл расстояние, которое струя пройдет по нормали к катоду < 1 мм.
8. ПС, истекающая из КП в свободно горящей дуге, распространяется в конус с углом ~ 100 градусов. Под воздействием АМП на расстояния от катода $z = (1-2)$ мм струя приобретает форму цилиндра радиусом ~ 1 мм уже при воздействии АМП с индукцией $B_n \approx 0,05$ Тл.
9. Плазма в ПС КП практически полностью ионизована, концентрация атомов низкая. Вблизи катода ПС окружена «шубой» слабоионизованной плазмы. Анод является источником атомной струи, истекающей с его поверхности в межэлектродный промежуток. Эмиссия атомов с анода происходит вследствие бомбардировки поверхности анода быстрыми ионами ПС КП. При попадании в плазму эти атомы быстро ионизируются.

Большинство изложенных в данной работе результатов являются новыми и представляют интерес с точки зрения физической электроники и физики дугового вакуумного разряда. Результаты могут быть использованы для моделирования движения КП, а также при выборе оптимальной конфигурации магнитного поля, для контроля динамики КП в различных разрядных устройствах. Разносторонние измерения свойств КП на разных металлах могут быть использованы при разработке новых электродных материалов.

Благодарности.

Автор выражает глубокую благодарность Лаборатории Низкотемпературной Плазмы ФТИ, где была сделана настоящая работа, и в частности заведующему лабораторией С.М. Школьнику за руководство работой, и её сотрудникам А.А. Логачеву и Ю.А. Баринову за помощь в работе.

А также, студентам В.С. Минаеву, Р.А. Тактарову, С.Ю. Мятвичу за участие в части измерений и в обработке результатов.

Отдельно благодарю А.М. Чалого за участие в постановки задачи и обсуждении результатов, и промышленную группу «Таврида Электрик» за изготовление и предоставление в пользование источников тока и напряжения, а также измерительного оборудования.

Список Литературы

1. Вакуумные дуги. Теория и приложения. // Под ред. Дж. Лафферти., Москва: Мир, 1982, 432 с.
2. Falabella S., Karpov D.A., Gorokhovskiy V.I., Polistchok V.P., Yartsev I.M., Glaser J.W., Brown I., Arc source designs in Handbook of Vacuum Arc Science and Technology. // Ed by Voxman R.L., Sanders D. M., and Martin P. J., Eds. Park Ridge, NJ: Noyes, 1995, pp.396–453.
3. Кесаев И.Г., Катодные процессы электрической дуги. Москва: Наука, 1968, 244 с.
4. Месяц Г.А., Проскуровский Д.И., Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984, 295 с.
5. Juttner B., Puchkarev V. F., Hantzsch E., and Beilis I., Cathode spots in Handbook of Vacuum Arc Science and Technology. // Ed by Voxman R.L., Sanders D. M., and Martin P. J. Eds. Park Ridge, NJ: Noyes, 1995, pp.73–281.
6. Juttner B., Cathode spots of electric arcs. // J. Phys. D: Appl. Phys., 2001, vol.34, №17, pp.R103-R123.
7. Месяц Г.А., Эктоны Часть I. Екатеринбург: Наука, 1993, 185 с.
8. Месяц Г.А., Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. Москва: Наука, 2000, 424 с.
9. Mesyats G.A., Ecton Mechanism of Cathode Spot Phenomena in a Vacuum Arc. // IEEE Trans. Plasma. Sci., 2013, vol.41, №4, pp.676-694.
10. Chaly A.M., Logatchev A.A., Shkol'nik S.M., Cathode processes in free burning and stabilized by axial magnetic field vacuum arcs. // IEEE Trans. Plasma Sci., 1999, vol.27, №4, pp.827-835.
11. Любимов Г.А., Раховский В.И., Катодное пятно вакуумной дуги. // УФН, 1978, т.125, №4, с.665-714.
12. Djakov B.E., Holmes R., Cathode spot division in vacuum arcs with solid metal cathodes. // J. Phys. D: Appl. Phys., 1971, vol.4, pp.504-508.
13. Voxman R.L., Recent Developments in Vacuum Arc Deposition. // IEEE Trans. Plas. Sci., 2001, vol.29, №5, pp.762-767.
14. Oks E., Anders A., Brown I.G., Dickinson M.R., MacGill R.A., Ion charge state distribution in high current vacuum arc plasmas in a magnetic field. // IEEE Trans. Plasma Sci., 1996, vol.24, №3, pp.1174-1183.
15. Karpov D.A., Saksagansky G., Magnetically stabilized plasma sources of getter films. // Contrib. Plasma Phys., 1990, vol.30, №4, pp.523-545.

16. Karpov D.A., Nazikov S.N., Multicomponent electric-arc source of metallic plasma. // Plasma devices and operations, 1991, vol.1, pp.239-246.
17. Стрельницкий В.Е., Аксёнов И.И., Плёнки алмазоподобного углерода. Харьков: ИПП «Контраст», 2006, 344 с.
18. Chaly A.M., Magnetic Control of High Current Vacuum Arc With the Aid of an Axial Magnetic Field: A Review. // IEEE Trans. Plas. Sci., 2005, vol.33, №5, pp.1497-1503.
19. Chaly A.M., Logatchev A.A., Zabello K.K., Shkol`nik S.M., High-current vacuum arc appearance in nonhomogeneous axial magnetic field. // IEEE Trans. Plasma Sci., 2003, vol.31, №5, pp.884-889.
20. Shkol`nik S.M., Afanas`ev V.P., Barinov Y.A., Logatchev A.A., Zabello K.K., Chaly A.M., Malakhovsky S.I., Poluyanova I.N., Distribution of cathode current density and breaking, capacity of medium voltage vacuum interrupters with axial magnetic field. // IEEE Trans. Plasma Sci., 2005, vol.33, №5, pp.1511-1518.
21. Robson A.E., The motion of an arc in magnetic field. // in Proc. IV Int. Conf. Phen. Ionised Gases, Uppsala. 1959, vol.IIb. pp.346-349.
22. Juttner B., Cathode processes of electric discharge in vacuum. // Thesis B, Acad. Sci., Berlin, Germany, 1983.
23. Rondeel W.G.J.. The vacuum arc in an axial magnetic field, // J. Phys. D: Appl. Phys., 1975, vol.8., №8, pp.934-942.
24. Heberlein J.V.R., Porto D.R. The interaction of vacuum arc ion currents with axial magnetic fields. // IEEE Trans. Plasma Sci., 1983, vol.PS-11, №3. pp.152-159.
25. Beilis I.I., State of the Theory of Vacuum Arcs. // IEEE Trans. Plas. Sci., 2001, vol.29, №5, pp.657-670.
26. Hantzsche E., Mysteries of the Arc Cathode Spot: Retrospective Glance. // IEEE Trans. Plas. Sci., 2003, vol.31, №5, pp.799-808.
27. Литвинов Е.А., Катодные пятна. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. // Под ред. В.Е.Фортова, т.II, раздел IV.5.3., Москва: Наука, 2000, с.107-115.
28. Грановский В.Л., Электрический ток в газе. Установившийся ток. Москва: Наука, 1971, 490 с.
29. Месяц Г.А., Эктон - лавина электронов из металла. // УФН, 1995, т.165, №6, с.601–626.
30. Проскуровский Д.И., Эмиссионная электроника. Томск, 2010, 288 с.

31. Батраков А.В., Юттнер Б., Попов С.А., Проскуровский Д.И., Фогель Н., Капельное пятно - новый объект в физике вакуумного разряда. // Письма в ЖЭТФ, 2002, т.75, вып.2, с.84-91.
32. Proskurovsky D.I., Popov S.A., Kozyrev A.V., Pryadko E.L., Batrakov A.V., Shishkov A.N. Droplets evaporation in vacuum arc plasma. // IEEE Trans. On Plasma Sci., 2007, vol.35, №4, pp.980-985.
33. Proskurovsky D.I., Explosive Electron Emission from Liquid-Metal Cathodes. // IEEE Trans. Plasma Sci., 2009, vol.37, №8, Part 1, pp.1348-1362.
34. Bushik A.I., Juttner B., Pursch H., Shilow V.A., Effect of local heat accumulation at the cathode of vacuum arcs. // Preprint 83-1, Zentralinstitut fur Electronenphysik Akademie der Wissenschaften der DDR, Februar 1983.
35. Juttner B., On the variety of cathode craters of vacuum arcs and the influence of the cathode temperature. // Physica C, 1982, vol.114C, pp.225-261.
36. Bushik A.I., Juttner B., Pursch H., Nature and the motion of arc cathode spots in UHV. // Beitr. Plasma Phys., 1979, vol.19, pp.177-188.
37. Харрис Л., Катодные процессы, Глава 4, Вакуумные дуги. // Под ред. Дж. Лафферти., Москва: Мир, 1982. стр.153-209.
38. Robson A.E., The motion of a low-pressure arc in a strong magnetic field. // J.Phys.D: Appl.Phys., 1978, vol.11, pp.1917-1923.
39. Hull A.W., Cathode spot. // Phys. Rev., 1962, vol.126, №5, pp.1603-1610.
40. Сена Л.А., О возможном механизме обратного движения катодного пятна. // ЖТФ, 1968, т.28, с.1993-1996.
41. Djakov B.E., Holmes R., Cathode spot motion in a vacuum arc under influence the inhomogeneous magnetic field. // IEE Int. Gas Discharge Conf., London, 1970, pp. 468-472.
42. Сена Л.А., О делении катодного пятна дуги низкого давления. // ЖТФ, 1970, т.40, с.1942-1945.
43. Djakov B.E., Holmes R. Retrograde motion of cathode spot and conduction of heat in the cathode. // "2-nd Int. Gas Discharge Conf., London, 1972, pp. 183-184.
44. Sherman J.C., et al, Cathode spot motion in high-current vacuum arcs on copper electrodes. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1975, vol.8, pp. 696-702.
45. Цескис Л.А., О возможности феноменологического описания ретроградного движения. // Письма в ЖТФ, 1976, т.2, вып.16, с.735-738.

46. Auweter-Ming A., Shrade H.O., Exploration of arc spot motion in the presence of magnetic field. // *Journal of Nuclear Materials*, 1980, vol.93, pp.799-805.
47. Жаринов А.В., Саночкин Ю.В., Возможное объяснение механизма движения катодного пятна. // *Письма в ЖТФ*, 1982, т.36, вып.5, с.147-149.
48. Немчинский В.А., О движении катодного пятна вакуумной дуги. // *ЖТФ*, 1983, т.49, №3, с.241-251.
49. Shrade H.O., Auweter-Ming A., Kurtz H.L., Analysis of the cathode spot of metal vapor arcs. // *Trans. On Plasma Sci.*, 1983, vol.PS11, №3, pp.103-110.
50. Жаринов А.В., Саночкин Ю.В., О форме мениска и условия равновесия поверхности жидкого металла в катодном пятне вакуумной дуги. // *Письма в ЖТФ*, 1983, т.9, вып.23, с.1465-1468.
51. Harris L.P., Transverse forces and motion at cathode spots in vacuum arcs. // *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, 1983, vol.PS-11, №3, pp.94-102.
52. Саночкин Ю.В., Термокапиллярная ячейка с током в поперечном магнитном поле и компенсация действия амперовой силы. // *ЖТФ*, 1984, т.54, №9, с.1718-1724.
53. Agarwal M.S., Holms R., Cathode spot motion in high current vacuum arc under self generated azimuthal and applied axial magnetic fields. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1984, vol.17, pp.743-756.
54. Саночкин Ю.В., Филлипов С.С., Гидродинамический механизм расталкивания токовых ячеек при сближении и делении катодного пятна. // *Письма в ЖТФ*, 1985, т.28, вып.12, с.733-736.
55. Литвинов Е.А. и др., О механизме самоподдержания катодного пятна вакуумной дуги. // *ЖТФ*, 1985, т.55, №11, с.2270-2273.
56. Саночкин Ю.В., Гидродинамические явления при движении точки нагрева вдоль свободной поверхности жидкости. // *ТВТ*, 1985, т.23, №23, с.823-826.
57. Немчинский В.А., О падении напряжения в прикатодной плазме вакуумной дуги. // *ЖТФ*, 1988, т.58, №6, с.1214-1216.
58. Nemchinsky V.A., On retrograde motion of vacuum arc. // in *Proc. XIV ISDEIV, Santa-Fe, USA*, 1990, pp.263-265.
59. Баренгольц С.А. и др., Движение катодного пятна вакуумной дуги во внешнем магнитном поле. // *ЖТФ*, 1998, т.68, №6, с.60-64.
60. Баренгольц С.А., Месяц В.Г., Шмелев Д.Л., Влияние тангенциального магнитного поля на эктонные процессы в катодном пятне вакуумной дуги. // *Письма в ЖТФ*, 2010, т.36, вып.23, стр.91-97.

61. Кесаев И.Г., Катодные процессы ртутной дуги и вопросы ее устойчивости. // труды ВЭИ. Вып.67. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1961, 320 с.
62. Fang D.Y., Cathode spot velocity of vacuum arcs. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1982, vol.15, pp.833-844.
63. Gundlach H.C.W., Experimental study of retrograde motion of the arc cathode spot in high vacuum. // in Proc. V ISDEIV, Poznan, Poland, 1972, p.510-514.
64. Sethuraman S.K., Chatterton P.A., Barrault M.R., A study of the erosion rate of vacuum arcs in a transverse magnetic field. // J. Nucl. Mater., 1982, №111-112, pp.510-516.
65. Fang D.Y., Nurnberg A., Bauder U et. al., Arc velocity and erosion for stainless steel and aluminium cathodes. // J. Nucl. Mater., 1982, №111-112, pp.517-521.
66. Арш А.М., Андропова И.П., Хромой Ю.Д., Распространение катодных пятен на ртути при различных скоростях нарастания тока. // Письма в ЖТФ, 1975, т.1, вып.2, с.86-89.
67. Rakhowskii V.I., The study of the cathode spot structure in the vacuum arc. // in Proc VII ISDEIV Novosibirsk, USSR. 1976, p.38-54.
68. Олещук О.В., Брециких А.Ф., Сысун В.И., Динамика катодных пятен сильноточного импульсного разряда в аксиальном магнитном поле. // ФНТП-98, Петрозаводск, 1998, т.1, с.205-208.
69. Олещук О.В., Брециких А.Ф., Сысун В.И., Динамика катодных пятен сильноточного импульсного разряда в аксиальном магнитном поле. // Известия Академии наук, Серия физическая, 1999, т.63, №11, с.2265-2268.
70. Oleschuk O.V., Bretskih A.F., Sysun V.I., The motion of cathode spot in self magnetic field of current arc discharge. // in Proc. XVIII ISDEIV, 1998, Eindhoven, Netherlands, vol.1, pp.318-320.
71. Y.H. Fu, Cathode surface effects and H.F.-behaviour of vacuum arcs // thesis, Tech. Univ. Eindhoven, The Netherlands, 1990.
72. Davis W. D., Miller H.C., Analysis of the electrode products emitted by dc arcs in a vacuum ambient. // J. Appl. Phys., 1969, vol.40, pp.2212-2221.
73. Gundlach H.C.W., Interaction between a vacuum arc and an axial magnetic field. // in Proc. VII ISDEIV, Albuquerque, NM, 1978, vol.2, pp.1-11.
74. Agarwal M.S., Holms R., Arcing voltage of the metal vapour vacuum arc. // J. Phys. D: Appl. Phys., 1984, vol.17, №4, pp.757-767.
75. Перский Н.Е., Сысун В.И., Хромой Ю.Д., Динамика катодных пятен вакуумной дуги. // ТВТ, 1989, т.24, №6, с.1060-1067.

76. Tanberg R., On the cathode of on arc drown in vacuum. // *Phys. Rev.*, 1930, vol.35, pp.1080-1085.
77. Плюто А.А., Рыжков В.Н., Капин А.Т., Высокоскоростные потоки плазмы вакуумных дуг. // *ЖЭТФ*, 1964, т.47, №2, с.494-507.
78. Utsumi T., English J.N., Study of electrode products emitted by vacuum arcs in form of molten metal particles. // *J.Appl.Phys.*, 1975, v.46, №1, pp.126-131.
79. Anders A., Anders S., Juttner B., Botticher W., Luck H. and Schroder G., Pulsed dye laser diagnostics of vacuum arc cathode spots. // *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 1992, vol.20, pp.466-472.
80. Лунёв В.М., Овчаренко В.Д., Хороших В.М., Исследование некоторых характеристик плазмы вакуумной металлической дуги. // *ЖТФ*, 1977, т.17, вып.7, стр.1486-1490.
81. Kimblin C.W., Erosion and ionization in the cathode spot regions of vacuum arcs. // *Journ. Appl. Phys.*, 1973, vol.44, p.3074-3081.
82. Yushkov G.Yu., Anders A., Oks E.M, Brown I.G., Ion velocities in vacuum arc plasmas. // *J. Appl. Phys.*, 2000, vol.88, №10, pp.5618-5622.
83. Anders A., Ion energies in vacuum arcs: A critical review of data and theories leading to traveling potential humps. // in *Proc. XXVI ISDEIV, Mumbai, India, 2014*, pp.201-204.
84. Daalder J. E., Components of cathode erosion in vacuum arcs. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1976, vol.9, №16, pp.2379-2395.
85. Monteiro O. N., Anders A., Vacuum-Arc-Generated Macroparticles in the Nanometer Range. // *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 1999, vol.27, № 4, pp.1030-1033.
86. Utsumi T., Measurement of cathode spot temperature in vacuum arc. // *Appl. Phys. Lett.*, 1971, vol.18, №6, pp.218-220.
87. Eckhardt G., Interpretation of data on cathode erosion and efflux from cathode spots of vacuum arcs. // *J. Appl. Phys.*, 1975, vol.46, №8, 3282-3285.
88. Jia S., Song X., Shi Z., Wang L., Huo X., Investigations on the Motion of High-Current Vacuum-Arc Cathode Spots Under a Magnetic Field. // *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 2011, vol.39, №6, pp.1344-1348.
89. Michael Keidar, Eric D. Taylor, A Generalized Criterion of Transition to the Diffuse Column Vacuum Arc. // *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 2009, vol.37, №.5, p.693-698.
90. Bugaev V.A., Dernovskij V.L., Logatchev A.A., Zabello K.K., Shkol'nik S.M., Emission spectra of high-current vacuum arc stabilized by axial magnetic field. // in *Proc. XXIII ISDEIV, 2008, Bucharest, Romania*, pp.284-287.

91. Баринов Ю. А., Система синхронизации фазы двух высокоскоростных фотографических установок (ВФУ-1). // Приборы и техника эксперимента. // 2009, т.52, №6, с.107-109.
92. Л.А.Луизова, Физически обоснованный приём регуляризации в задаче радиального преобразования. // Оптика и спектроскопия, 1982, т.52 вып.4, с.690-695.
93. Chaly A.M., Logatchev A.A., Zabello K.K., Shkol'nik S.M., Effect of amplitude and inclination of magnetic field on low-current vacuum arc. // in Proc. XXII ISDEIV, Matsue, Japan, 2006, pp.313-316.
94. Chaly A.M., Logatchev A.A., Zabello K.K., Shkol'nik S.M., Effect of amplitude and inclination of magnetic field on low-current vacuum arc. // IEEE Trans. Plasma Sci., 2007, vol. 35, №4, pp.946-952.
95. Забелло К.К., Логачёв А.А., Чалый А.М., Школьник С.М., Влияние магнитного поля на ток, пропускаемый катодным пятном. // ФНТП-2007, Петрозаводск, том.2, стр.53-57.
96. Забелло К.К., Логачев А.А., Чалый А.М., Школьник С.М., Характеристики статистического распределения тока, пропускаемого катодным пятном вакуумной дуги, в магнитных полях различной ориентации. // ЖТФ, 2009, т.79, №6, стр.58-66.
97. Chaly A.M., Minaev V.S., Myatovich S.U., Zabello K.K., Experimental study of a short low-current vacuum arc on the electrodes of refractory metal. // in Proc. XXIV ISDEIV, Braunschweig, Germany, 2010, vol.2, pp.316-319.
98. Chaly A.M., Barinov Yu.A., Zabello K.K., Shkol'nik S.M., Comparison of the characteristics of vacuum arc cathode spots on the tungsten and the molybdenum electrodes. // in Proc. XXV ISDEIV, 2012, Tomsk, Russia, vol.2, pp.349-352.
99. Chaly A.M., Barinov Y.A., Minaev V.S., Myatovich.S.U., Zabello K.K., Shkol'nik S.M., Characteristics of vacuum-arc cathode spots on the refractory metal electrodes. // IEEE Trans. Plasma Sci., 2013, vol.41, №8, pp.1917-1922.
100. A.M. Chaly, A.A. Logatchev, S.M. Shkol'nik, Cathode Spot Dynamics on Pure Metals and Composite Materials in High-Current Arc. // IEEE Trans. Plas. Sci., vol.25, №4, Aug. 1997, pp. 564-57.
101. S.M. Shkol'nik, Secondary plasma in the gap of high-current vacuum arc: origin and resulting effects. // IEEE Trans. Plas. Sci. 2003, vol.31, №5, pp.832-846.
102. V.F. Puchkarev, A.M. Murzakayev, Current density and the cathode spot life time in vacuum arc at threshold currents. // J. Phys. D: Appl. Phys., 1990, vol.23, №1, pp. 26-35.

103. Zabello K.K., Barinov Y.A., Logatchev A.A., Shkol`nik S.M., Cathode spot motion and burning voltage of low-current vacuum arc with electrodes of copper-chromium composition in magnetic field. // in Proc. XXI ISDEIV, 2004; Yalta, Ukraine, vol.1, pp.280-283.
104. Забелло К.К., Баринов Ю.А., Логачев А.А., Чалый А.М., Школьник С.М., Исследование слаботочной вакуумной дуги в магнитном поле. // ФНТП-2004, Петрозаводск, том.2, стр. 52-57.
105. Zabello K.K., Barinov Y.A., Chaly A.M., Logatchev A.A., Shkol`nik S.M., "Experimental study of cathode spot motion and burning voltage of low-current vacuum arc in magnetic field," IEEE Trans. Plasma Sci., 2005, vol.33, №5, pp.1553-1559.
106. Gundlach H.C.W., Interaction between a vacuum arc and an axial magnetic field. // in Proc. VIII ISDEIV, Albuquerque, NM, 1978, vol.2, pp.1-11.
107. Забелло К.К., Чалый А.М., Школьник С.М., Измерение угла Робсона в вакуумных дугах различной длины. // Письма В ЖТФ, 2013, т.39, №2, стр.44-51.
108. Chaly A.M., Zabello K.K., Shkol`nik S.M., Cathode Spot Velocity in Tangential Magnetic Field on Cathode of Copper-Chromium Composition in Vacuum. // in Proc. XXVI ISDEIV, Mumbai, India, 2014, vol.1, pp.229 - 232.
109. Zabello K.K., Myatovich S.U., Logachev A.A., Shkol`nik S.M., Influence of magnetic field on direction of cathode spot plasma jet propagation. // In Proc. XXV ISDEIV, Tomsk, Russia, 2012, vol.2, pp.277-280.
110. Zabello K.K., Myatovich S.U., Logatchev A.A., Shkol`nik S.M., "Influence of magnetic field on the direction of cathode spot plasma jet propagation," IEEE Trans. Plasma Sci., 2013, vol.41, №8, pp.1917-1922.
111. Beilis I.I., Keidar M., Electron temperature in expanding cathode plasma jet in a vacuum arc. // in Proc. XX ISDEIV, Tours, France, 2002, pp.535-538.
112. Anan`in Yu., Afanas`ev V.P., Hydrodynamic model of plasma jet of cathode spot of vacuum arc in the presence of external axial magnetic field. // IEEE Trans. Plas. Sci. 2009, vol.37, №8, pp.1393-1397.
113. Chaly A.M., Logatchev A.A., Taktarov R., Zabello K.K., Shkol`nik S.M., Optical investigation of vacuum arc cathode spot plasma jet in axial magnetic field. // in Proc. XXIII ISDEIV, 2008; Bucharest, Romania, vol1, pp.268-271.
114. Chaly A.M., Logatchev A.A., Taktarov R., Zabello K.K., Shkol`nik S.M., Optical Investigation of the Plasma Jet of Vacuum-Arc Cathode Spot. // IEEE Trans. Plasma Sci., 2009, vol.37, №8, pp.1426-1432.

115. Zabello K.K., Logatchev A.A., Taktarov R.A., Shkol'nik S.M., Some results of the spectroscopic study of a low-current (single spot) short vacuum arc in an axial magnetic field. // in Proc.XXIV ISDEIV, 2010, Braunschweig, Germany, 2010, vol.2, pp.328-331.
116. Zabello K.K., Logatchev A.A., Taktarov R.A., Shkol'nik S.M., Spectroscopic Studies of Low-Current (Single-Spot) Short Vacuum Arcs in Axial Magnetic Field. // IEEE Trans. Plasma Sci., 2011, vol.39, №6, pp.1319-1323.
117. Раховский В.И., Эрозия электродов в контрагированном разряде. // Изв. СО АН СССР Серия Технических наук, 1975, т.3, вып.1, стр.11-27.
118. Morimiya O., Sohma S., Sugawara T., Mizutani H., High Current Vacuum Arcs Stabilized by Axial Magnetic Fields // IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems, 1973, vol.PAS-92,, pp.1723 – 1732.
119. Nemchinsky V.A., Vacuum arc in axial magnetic field. // in Proc. XIV ISDEIV, Santa-Fe, USA, 1990, pp.260-262.
120. Logatchev A.A., Shkol'nik S.M, Spectroscopic investigation of translation motion characteristics of the heavy plasma component in a high-current vacuum arc. // in Proc. 17th Int. Conf. Elect. Cont., 1994, Nagoya, Japan, pp.907-914.
121. Бакшт Ф.Г., Дюжев Г.А. , Митрофанов Н.К., Школьник С.М., Юрьев В.Г., Зондовые измерения в низкотемпературной плазме при высоких степенях ионизации /// ЖТФ. 1973. т.43, №12. стр. 2574-2583.
122. Krinberg I.A., Zverev E.A., Additional ionization of ions in the inter-electrode gap of a vacuum arc. // Plasma Sources Sci. Technol., 2003, vol.12, pp.372-379.
123. Werner Y.W., in Electron and ion spectroscopy of solids. / ed. by L. Fiermans, J. Venik and W.Dekeyser, New York, London: Plenum Press, 1978.
124. Boxman R.L., Goldsmith S., The interaction between plasma and macroparticles in multi-cathode-spot vacuum arc. // J. Appl. Phys., 1981, vol.52, №1, pp.151-161.