

537.523.5⁹⁸**КАТОДНОЕ ПЯТНО ВАКУУМНОЙ ДУГИ****Г. А. Любимов, В. И. Раховский****СОДЕРЖАНИЕ**

| | |
|--|-----|
| 1. Введение. Экспериментальное исследование катодного пятна | 665 |
| а) Типы катодных пятен и их качественная характеристика (667). б) Некоторые методические особенности исследования приэлектродных областей вакуумной дуги (669). в) Характер движения катодного пятна (672). г) Обратное движение катодного пятна в магнитном поле (675). д) Время жизни катодного пятна (677). е) Величина тока в пятне (679). ж) Плотность тока в катодном пятне (680). з) Эрозия катодов вакуумных дуг (682). 1) Эрозия в паровой фазе (682). 2) Катодные струи пара (685). и) Концентрация и температура частиц в катодном пятне (688). к) Катодное падение потенциала (690). | |
| 2. Теоретическое описание теплового катодного пятна | 693 |
| а) Вводная часть (693). б) Законы эмиссии (694). в) Температура поверхности металлов в пятне (695). г) Слой объемного заряда и уравнение полного тока (696). д) Баланс энергии на поверхности электрода (697). е) Параметры, задаваемые при расчете (699). ж) Расчет параметров прикатодной плазмы (700). | |
| Цитированная литература | 703 |

1. ВВЕДЕНИЕ. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КАТОДНОГО ПЯТНА

Термин «катодное пятно» связывается обычно с некоторой небольшой, ярко светящейся областью на поверхности катода, через которую осуществляется перенос тока между катодом и межэлектродным пространством в дуговом разряде. Известны несколько видов (или форм) дугового разряда (вакуумная дуга, дуга, горящая при нормальном давлении в атмосфере различных газов, дуга высокого давления, дуга с подогревым катодом и т. д.). Не вдаваясь в физические определения различных видов дугового разряда, отметим только, что всем им присуще существование катодных пятен¹⁻³.

Понятие катодного пятна объединяет две различные в физическом отношении области — поверхность металла, которая может быть нагрета в области пятна до температур, намного превышающих температуру кипения, и прикатодную плазму, которая образуется в процессе формирования пятна или непрерывно генерируется в результате испарения. Прикатодная плазма характеризуется весьма высокими значениями параметров, которые зависят от типа пятна и вида разряда.

Различные теоретические оценки и результаты экспериментов по определению физических параметров прикатодной плазмы вакуумной дуги приводят к следующим значениям: концентрация частиц $n \sim 10^{17} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$, степень ионизации $\alpha \sim 10 - 100\%$, температура электронов $T_e = 1 - 2 \text{ эв}$, температура тяжелых частиц $T \sim 0,5 - 2 \text{ эв}$. Естественно, что прикатодная плазма с такими параметрами не может находиться

в равновесии, она разлетается из области пятна, причем, измеренные вдали от катода скорости струи пара имеют порядок 10^6 см/сек.

Возникновение катодного пятна в процессе формирования дугового разряда обусловлено необходимостью переноса больших ($10-10^4$ а) токов через поверхность холодного и практически неэмитирующего проводника. Такая возможность реализуется в катодном пятне за счет высокой концентрации энергии в малой области на поверхности электрода (характерный размер катодного пятна $r \sim 10^{-4}-10^{-2}$ см). При этом перенос тока осуществляется как ионами, поступающими из приэлектродной плазмы, так и электронами, которые эмитируются из металла в области катодного пятна за счет высокой температуры поверхности и электрического поля, создаваемого объемным зарядом в прикатодной плазме.

Уже простое описание катодного пятна и присущих ему параметров плазмы показывает, что оно представляет собой весьма своеобразный физический объект. Если учесть еще, что дуговой разряд имеет большое прикладное значение, то станет понятным, почему катодное пятно стало объектом пристального внимания и многочисленных исследований, которые начались в начале XX века. Тем не менее сегодня проблема катодного пятна еще далека от своего решения.

Трудности экспериментального исследования катодного пятна связаны с тем, что его размеры и время жизни на одном месте весьма малы (скорости перемещения пятен по поверхности катода достигают величин 10^4 см/сек). В связи с этим до последнего времени изучались только некоторые внешние характеристики катодного пятна — размер светящейся области, характер следа, оставляемого пятном на поверхности металла, время существования разряда и его временные характеристики, которые отождествлялись со свойствами катодного пятна, и т. д. Но даже и эти измерения часто бывали неточны из-за методических трудностей. Представления о физических процессах, протекающих в пятне, строились на базе этой экспериментальной информации и довольно грубых теоретических оценок, в которых, как правило, не учитывались параметры прикатодной плазмы. При этом молчаливо предполагалось, что все катодные пятна идентичны по своим свойствам.

Только в самое последнее время с помощью специально разработанных комплексных методов измерения параметров катодного пятна удалось проследить динамику развития катодного пятна и провести прямые измерения ряда параметров прикатодной плазмы. Эти измерения позволили прежде всего установить, что катодные пятна могут существенно различаться по своим свойствам — возникло представление о катодных пятнах разного типа. Опираясь на измеренные параметры прикатодной плазмы, удалось оценить роль отдельных физических процессов в поддержании условий существования пятна. Тем не менее в настоящее время остаются открытыми для исследования еще много проблем, имеющих принципиальное значение для понимания процессов, сопутствующих образованию, развитию и существованию катодного пятна.

Настоящий обзор имеет целью привлечь внимание широкого круга физиков (различного профиля) к этой комплексной проблеме, лежащей на стыке физики и динамики плазмы и физики твердого тела. В первой части обзора после критического анализа экспериментальных методов приводятся экспериментальные факты и данные, с точки зрения авторов, надежно установленные. При этом мы стремились описать все известные качественные эффекты и привести численные значения основных параметров, характеризующих катодные пятна разного типа. Нам представляется, что такая информация в полном объеме будет необходима тем, кто попытается осмыслить или описать совокупность физических процессов, определяю-

щих катодное пятно. В некоторых разделах этой части дается критический анализ существующих попыток объяснения тех или иных эффектов. Этот анализ имеет целью обратить внимание на некоторые существенные проблемы, связанные с тем или иным экспериментально установленным фактом.

Во второй части обзора систематически излагаются последние и, как нам представляется, наиболее обоснованные подходы к физическому и математическому описанию некоторых типов катодных пятен. В тексте обращается внимание на отдельные проблемы в этой области, решение которых имело бы принципиальное значение для теории катодных пятен.

а) Типы катодных пятен и их качественная характеристика

Еще первые наблюдения дуги на ртути, предпринятые Штарком и Райхом⁷, обнаружили быстрое хаотическое перемещение и деление «яркой светящейся области вблизи катода», названной Штарком⁸ катодным пятном, а в дальнейшем часто называвшейся прикатодной областью разряда.

Четкое физическое определение катодного пятна в настоящее время отсутствует и это связано, по-видимому, с тем, что его физические свойства изучены еще недостаточно полно. Тем не менее с этим понятием всегда связывается малая область на поверхности электрода и вблизи него, через которую переносится на катод ток дуги.

Иногда при этом подразумевается только часть поверхности электрода, с которой связывают определенные законы эмиссии, эрозии, аккомодации заряженных частиц и т. д. и тем самым выделяют ее как участок поверхности, на котором осуществляется перенос тока от металла к межэлектродной плазме. Но такое определение не может быть физически замкнутым, так как физические процессы, происходящие на поверхности электрода в области пятна, тесным образом связаны с процессами, протекающими в плазме вблизи его поверхности и ее параметрами. В этом отношении поверхность электрода в области пятна и плазма вблизи нее неразделимы в физическом отношении, и их совокупность естественно рассматривать как единый физический объект — катодное пятно *).

Граница катодного пятна на поверхности электрода условна, так как вдоль поверхности существует непрерывное распределение параметров определяющих процесс токопереноса. Но благодаря сильной зависимости эмиссии и степени ионизации плазмы от температуры эта граница может быть довольно четко определена как в экспериментах, так так и при теоретических расчетах.

Характерный размер катодного пятна в направлении, нормальном поверхности электрода, определяющий объем прикатодной плазмы, связан по определению с максимальной длиной элементарного процесса, влияющего на физические процессы на поверхности электрода в пятне. Теоретическое и экспериментальное исследование прикатодной плазмы начато сравнительно недавно. Полученные сведения не позволяют еще построить полную физическую модель прикатодной плазмы и пятна в целом. Поэтому граница катодного пятна со стороны межэлектродной плазмы не может быть еще четко определена (соответствующие оценки для существующих моделей пятна будут даны в гл. 2).

*) В тех случаях, когда в процессе изложения будет удобно разделить эти два понятия, будем употреблять для их обозначения термины «поверхность электрода в пятне» и «прикатодная плазма».

Подчеркнем, что в рамках данного определения катодное пятно может быть существенно неоднородным (естественно, что конкретное распределение параметров в пятне зависит от типа пятна). Экспериментальное определение распределений физических параметров в пятне наталкивается на принципиальные трудности, связанные с возможностями оптических систем, регистрирующих излучение самого пятна.

Ограничения, связанные с аберрациями оптической системы, проецирующей изображение пятна, и необходимой минимальной глубиной резкости, не позволяет получить реальное пространственное разрешение лучше чем 10^{-4} см при использовании таких систем⁸². Однако оценки показывают, что характерные размеры неоднородности в пятне могут быть существенно меньшими. Поэтому восстановление субструктуры пятна по измеренным его интегральным параметрам и распределениям параметров вдали от него и на его внешней границе является задачей теоретических (физических и математических) моделей пятна. В этом состоит большое познавательное значение таких моделей и одновременно трудность их построения.

Долгое время считалось, что свойства катодного пятна вакуумной дуги не зависят от тока разряда, характера поверхности электрода, времени разряда и других его характеристик. При этом термин «катодное пятно» отождествлялся с некоторым физическим объектом, к которому относили всю совокупность опытных данных.

Однако, как показали недавние исследования^{24, 29, 33, 49}, катодные пятна могут существенно различаться по своим свойствам.

Было установлено, что в начальной стадии разряда на всех металлах возникают быстроперемещающиеся катодные пятна (пятна первого типа). Эти пятна существуют независимо друг от друга, вызывая незначительную эрозию поверхности*). По-видимому, именно к этому типу пятен относится основной объем экспериментальной информации, накопленной за многие годы.

Спустя некоторое время после зажигания разряда характер катодных пятен на поверхности электрода меняется. Сначала наряду с пятнами первого типа появляются отдельные пятна больших размеров, обладающие существенно меньшей скоростью перемещения (пятна второго типа). С течением времени количество этих пятен растет, и, наконец, на поверхности остаются только пятна второго типа.

Время перехода от пятен первого типа к пятнам второго типа зависит от тока разряда и теплофизических свойств материала электрода. При малых токах в условиях экспериментов работы⁴⁹ пятна второго типа вообще не наблюдались.

Пятна второго типа производят существенно большую эрозию, чем пятна первого типа. Эти пятна легко образуют ассоциации — групповые пятна, — эрозия в которых максимальна.

Анализ экспериментальных данных приводит к заключению о том, что эрозия в пятнах второго типа (и групповых) носит термический характер. При специально подготовленной и обезгаженной поверхности электрода эрозия определяется испарением, имеющим место при высокой температуре в этих пятнах.

С другой стороны, опытные данные и физические оценки показывают, что эрозия в пятнах первого типа имеет нетермический характер, и

*) Численные значения основных параметров, характеризующих пятно, для пятен разного типа будут даны ниже в соответствующих разделах. В данном разделе дается качественное описание пятен, необходимое для облегчения чтения последующего текста.

связана, по-видимому, с последовательными взрывами микронеоднородностей на поверхности электрода *).

Необходимо подчеркнуть, что число экспериментальных исследований, в которых определялся тип пятна, весьма ограничено. Поэтому не исключена возможность, что при некоторых условиях разряда будут обнаружены катодные пятна других типов.

б) Некоторые методические особенности исследования приэлектродных областей вакуумной дуги

Основные методические трудности, возникающие при экспериментальном исследовании катодных пятен (особенно быстроперемещающихся пятен первого типа), связаны с тем, что пятно занимает случайное положение на поверхности электрода, быстро перемещается ($v \sim 10^4$ см/сек) и имеет малые размеры ($r \sim 10^{-3}$ см). Эти особенности катодного пятна как физического объекта и возможности экспериментальной техники не позволяли до последнего времени получить надежные сведения о локальных характеристиках поверхности металла в пятне и прикатодной плазмы. Основные результаты были связаны с наблюдением динамики катодных пятен.

При экспериментальном исследовании динамики развития приэлектродных областей вакуумной дуги и, в частности, катодного пятна прежде всего возникает проблема определения формы и характерного размера пятна r .

В настоящее время для этой цели в основном используются два метода. В одном размер пятна, которое считается кругом, отождествляется с каким-либо характерным размером следа, оставляемым пятном на поверхности электрода (метод автографов)²⁻¹⁴, в другом — с характерным размером области свечения (метод скоростной регистрации)^{18, 19, 22-25, 29}. При определении размеров пятна методом автографов возникает известный произвол в выборе характерного размера следа. Действительно, по следу невозможно установить, через какую именно из зон термического влияния (зону окисления, зону рекристаллизации, зону плавления, зону микрократеров и т. п.) протекал ток и как он был распределен.

С подобной проблемой впервые столкнулись авторы работы¹⁵, когда при исследовании поверхности медного катода они, вследствие использования недостаточного увеличения, не обнаружили вообще следов пятна. Впоследствии, при использовании большего увеличения, следы были обнаружены. Применение более совершенной оптической аппаратуры не позволяет устранить указанный произвол, а лишь выявляет новые возможности для привязки характерных размеров пятна. Иллюстрацией этому служит работа¹⁴.

Для того чтобы установить определенную связь между характерным размером следа и размером пятна и тем самым обосновать корректность метода автографов, необходимо изучить характер эрозии в пятнах того или иного типа. Такие исследования, выполненные в последнее время, показывают, что метод автографов может давать, по-видимому, как правильные, так и неправильные результаты.

Например, в настоящее время можно считать установленным, что эрозия в быстроперемещающихся пятнах первого типа носит нетепловой характер (см. раздел в), а также^{13б}) и что размер «пораженной» поверхности электрода в таких пятнах намного меньше размера токопередающей области (пятна) (см. раздел з)). Естественно, что в этом случае метод автографов не может применяться для определения размеров пятна, а структура следа может представлять интерес только для оценки скорости и характера эрозии.

С другой стороны, как показали расчеты^{18а} для групповых пятен, в которых эрозия определяется испарением, характерный размер области, ограниченной изотермой, на которой температура равна температуре плавления, не сильно отличается от размера пятна, если время жизни пятна $\tau \leq 1$ сек. Следовательно, для пятен этого типа метод автографов может использоваться для оценки размера пятна, если за характерный размер следа принять размер изотермы плавления. Из общих соображений ясно, что в этом случае метод автографов будет давать лучшие результаты на металлах с низкой температуропроводностью и высокой теплоотводной способностью. При определении размеров пятна путем регистрации размера светящейся области у катода,

*) Механизм эрозии в пятнах первого типа еще окончательно не выяснен. Если он связан с последовательными взрывами микронеоднородностей, то этот процесс связан с аккумуляцией тепловой энергии токов, текущих в микронеоднородности, и в этом смысле имеет тоже термический характер. Тем не менее всюду в дальнейшем для удобства термины «термический» и «тепловой» относятся только к пятнам второго типа, в которых эрозия связана с испарением. Все другие механизмы эрозии будем относить к «нетермическим» или «нетепловым».

возникают вопросы правомерности отождествления токопроводящего канала со светящейся областью и надежной фиксации ее размера. Последний вопрос особенно важен при исследовании быстро перемещающихся пятен.

Анализ спектра катодного пятна (см. раздел и)) показывает, что светящаяся область у катода состоит из паров материала электрода, находящихся при высоком давлении и сильно ионизованных. При этом граница светящейся области должна не сильно отличаться от границы прикатодной плазмы.

Соответствующие оценки показывают, что для пятен второго типа ионный ток из прикатодной плазмы на электрод может быть сравним с током дуги (см. гл. 2). В пятнах первого типа ионный ток может не давать заметного вклада в ток дуги, но ионы прикатодной плазмы определяют электрическое поле у катода и тем самым необходимый уровень эмиссии электронов. В обоих случаях в силу принятого определения (см. раздел а)) граница катодного пятна должна соответствовать границе прикатодной плазмы и, следовательно, определяться границей светящейся области у катода. Именно эта величина фиксируется в методе скоростной регистрации.

Анализируя результаты измерений размеров катодного пятна методом скоростной регистрации^{18, 19, 22-25}, нетрудно заметить, что по мере уменьшения экспозиции при

фотографировании катодных пятен регистрируемый размер катодного пятна уменьшается. На первый взгляд более достоверными кажутся более поздние эксперименты (с большим временным разрешением), так как при уменьшении экспозиции размеры светящейся области, экспонируемой в одном кадре, меньше искажаются за счет перемещения пятна в процессе экспозиции. Однако уменьшение времени приводит также к потере информации, так как при очень коротких экспозициях поток света в регистрирующем тракте уменьшается и при недостаточной чувствительности последнего могут быть зафиксированы уменьшенные размеры пятна, соответствующие самым ярким точкам светящейся области^{*}).

Для того чтобы достоверно определить размеры светящегося пятна, необходимо, во-первых, достаточное временное разрешение и, во-вторых, высокая чувствительность регистрирующего тракта, которая позволяла бы получать снимки пятна при очень малых экспозициях. Большинство исследований, связанных с изучением движения и размеров катодных пятен, не отвечало этим требованиям, так как использовалась аппаратура с недостаточным временным разрешением^{1, 15, 22, 23, 26} либо аппаратура, которая при достаточном временном разрешении не обладала необходимой чувствительностью^{18, 24, 25}.

Чтобы избежать указанных недостатков, была разработана специальная методика²⁹. Эта методика позволяла осуществлять сверхскоростную регистрацию катодных пятен с помощью электронно-оптической камеры, обладавшей временным разрешением $5 \cdot 10^{-8}$ сек и пространственным разрешением (благодаря применению соответствующей оптической системы) до 10^{-3} см (рис. 1). Контрольные эксперименты и специально проведенные оценки показали^{18, 27}, что размеры области свечения совпадают с размерами катодного пятна, так как уменьшение времени экспозиции компенсировалось наличием необходимого усиления по свету, причем микрофотометрирование

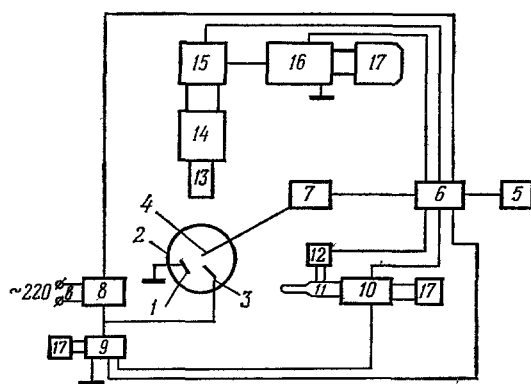


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки для изучения быстроперемещающихся катодных пятен²⁹.

1 — катод, 2 — экспериментальная трубка, 3 — анод, 4 — поджигающий электрод, 5 — блок управления, 6 — блок синхронизации, 7 — блок поджига, 8 — силовой блок питания, 9 — осциллограф, регистрирующий ток разряда и падение напряжения на разряде, 10 — электронно-оптический преобразователь, с помощью которого осуществлялась съемка прикатодной области в по кадровом режиме, 11 — микроскопическая приставка, 12 — проектор масштабной сетки, 13 — микроскопическая приставка, 14 — спектрограф, 15 — электронно-оптический регистратор контуров спектральных линий, 16 — осциллограф, 17 — поляроидные фотокамеры или видеокамеры.

^{*}) Возможен случай, когда чрезмерное уменьшение экспозиции вообще не позволяет зафиксировать изображение пятна. Так, например, при экспозициях $1 \cdot 10^{-7}$ сек Фрум²⁵ в своих экспериментах вообще не смог наблюдать пятна на медном катоде, используя ячейку Керра.

изображений катодных пятен при использовавшемся пространственном разрешении не обнаружило значительных неоднородностей свечения в пределах пятна *), а динамический диапазон контрастности ЭОПа позволял видеть в выбранных режимах съемки все пятно. Таким образом, метод скоростной регистрации при необходимом временном и пространственном разрешении и достаточной чувствительности (см., например, ²⁹) позволяет с достаточной точностью определять характерный размер катодного пятна g .

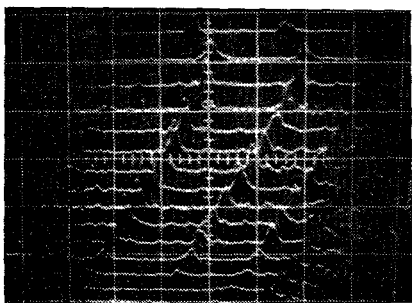


Рис. 2. Развертка участка спектра прикатодной области вакуумной дуги, горящей на меди.

Временное разрешение 10^{-7} сек.

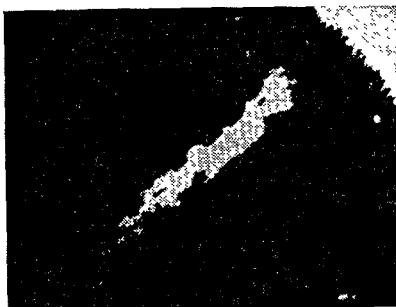


Рис. 3. Фотография следа, оставленного пятном второго типа на медном катоде ($\times 150$).

При исследовании медленно перемещающихся пятен (второго типа и групповых) не требуется столь высоких временных разрешений и для определения размеров пятна можно использовать скоростной фоторегистратор (СФР).

Разработанная и описанная в ^{29, 154, 187} методика позволяет, кроме размера пятна, одновременно регистрировать и ряд других параметров. В частности, с помощью специально разработанного прибора МРС-1 ⁶⁰ можно было регистрировать непосредственно на экране осциллографа (рис. 2) динамику изменения контуров спектральных линий. При этом число разверток контуров изучаемых участков спектра соответствовало числу кадров, зафиксированных электронно-оптической камерой. Регистрация динамики изменения контуров атомных и ионных линий в прикатодной области с пространственным разрешением $\sim 10^{-3}$ см и временным разрешением $5 \cdot 10^{-8}$ сек позволяла определять по штарковскому уширению концентрацию заряженных частиц n_e , а по отношению интенсивностей линий — их температуру T_e . Кроме того, определение концентрации заряженных частиц можно проводить по отношению интенсивностей разрешенной и запрещенной линии ²⁷.

В экспериментах, проведенных с описанной аппаратурой, изучался характер и скорость эрозии электрода, вызванной воздействием пятна. С этой целью перед экспериментом поверхность катода полировалась, а после воздействия единичного разряда след (рис. 3), оставленный катодным пятном, фотографировался с необходимым увеличением. По фотографии определялась площадь следа. Глубина следа определялась либо с помощью профилографирования (рис. 4) на контактном профилографе, обладавшем чувствительностью 10^{-5} см, либо с помощью оптического профилографирования, либо по снимкам на электронном микроскопе. Зная площадь, глубину следа и параметры разряда, можно было определить скорость эрозии γ г/сек или коэффициент электропереноса k г/кул.

Размеры и форма катодных пятен определялись по эзограммам. Скорость перемещения пятна определялась как частное от деления расстояния между центрами пятен на время между кадрами. Плотность тока определялась как отношение мгновенного значения тока, определяемого соответствующей меткой времени, к мгновенному значе-



Рис. 4. Профиллограмма эрозионного следа, оставленного пятном второго типа на медном катоде.

*) Использование более высокого пространственного и временного разрешений ⁸² позволило обнаружить внутри пятна более мелкие неоднородности свечения — фрагменты.

нию площади пятна, определяемой по эопограмме. Время жизни пятна можно было определить из непосредственных наблюдений за пятнами данного типа в различных условиях горения дугового разряда.

Конкретные результаты, полученные по описанным методикам, будут приведены ниже в соответствующих разделах. К сожалению, с помощью этой методики детально исследованы только медные электроды.

в) Характер движения катодного пятна

Шмидт²⁸, впервые изучавший характер перемещения катодного пятна на ртути с помощью скоростной киносъемки, позволявшей зафиксировать траекторию катодного пятна, показал, что средний квадрат смещения катодного пятна прямо пропорционален времени его движения, т. е. непосредственно установил хаотический характер движения быстроперемещающихся катодных пятен. При увеличении тока до 450 а на хаотическое движение пятна налагалось направленное, делавшееся все более заметным по мере роста тока, что, по-видимому, могло бы быть объяснено влиянием собственного магнитного поля тока и магнитного поля токоподводов.

Результаты достаточно полного исследования движения катодного пятна на ртути и других металлах содержатся в^{1, 26}. Они получены с помощью метода зеркальной фоторазвертки изображения пятна. След, оставляемый разрядом, при таком исследовании имеет вид ветвистой линии^{1, 22, 26}. Принято считать (см., например,¹), что различные ветви соответствуют ячейкам (независимым катодным пятнам), эмиттирующим ток и создающим среду, необходимую для поддержания своего существования^{*}). Наличие нескольких ветвей свидетельствует об одновременном существовании нескольких пятен.

При токах, близких к некоторому минимальному, называемому пороговым, весь ток сосредотачивается в одном пятне. При увеличении тока наблюдается все возрастающая тенденция к делению этого одиночного пятна. При этом, начиная с некоторого тока, вероятность одновременного существования двух или более пятен асимптотически стремится к единице¹.

При стационарном состоянии дуги (заданном токе) наблюдается самопроизвольный распад пятен. Однако ввиду постоянства (в среднем) числа пятен при данном токе одновременно с распадом происходит их образование за счет деления имеющихся пятен. Максимальной устойчивостью пятно обладает при токе на пятно, равном удвоенному пороговому току^{1 **}).

В литературе имеется много работ, посвященных объяснению механизма деления пятна и его хаотического движения. В работе³⁰ предполагалось, что ввиду взрыва эмиттирующих участков поверхности пятна, возникает пауза тока, связанная с деструкцией поверхности, и происходит перескок пятна в новое место. Аналогичные соображения были высказаны в работе³¹; авторы²⁴ полагали, что быстродвижущиеся пятна обладают высокой плотностью тока и потому существуют в основном в местах,

^{*}) По терминологии¹ катодным пятном называется вся совокупность отдельных ячеек при данном токе. Нам представляется логичным отождествлять ячейку с отдельным катодным пятном. Эта терминология и принята в дальнейшем.

^{**}) Этот факт, а также многие другие закономерности поведения катодного пятна установлены Кесаевым¹ в опытах с пленочными катодами. Считалось, что свойства пятен на массивном и пленочном (при толщине пленки $d \sim 1 - 1,5 \text{ мкм}$) катодах идентичны. Однако нам это утверждение не представляется очевидным, так как тип пятна (не фиксировавшийся в¹) на массиве и пленке может быть различным, и теплофизические свойства материала пленки могут отличаться от свойств массива (см. по этому поводу¹⁸²). В связи с этим ниже свойства катодных пятен на пленочных катодах не рассматриваются. Интересующихся этим вопросом можно отослать к прекрасной монографии¹.

где велик фактор усиления поля: на выступающих гранях кристаллитов, микронеровностях и т. п. Ввиду оплавления этих микронеровностей фактор усиления поля падает, и пятно переходит на другое место. С этим же связано значительно более устойчивое горение дуги с быстроперемещающимся пятном на твердых катодах, чем на жидких^{1, 24}. Наблюдения за движением катодного пятна на окисленных поверхностях¹¹ привели к попыткам объяснения его хаотического движения разрушением пленки вследствие ионной бомбардировки в районе пятна и ухудшением условий эмиссии ввиду устранения малтер-эффекта^{32 *}).

Многokrатно отмечавшийся факт деления пятен привел к широкому распространению гипотез относительно их взаимного расталкивания^{**}). В¹ на основании анализа движения пятна в магнитном поле установлено, что смещение пятна происходит в направлении максимума магнитного поля. Это свойство пятна автор использует для объяснения расталкивания пятен после деления и их хаотического движения. Предполагается, что в начале деления в пределах одного пятна образуется два «токовых центра» (причины, вызывающие их образования, не обсуждаются). Собственное магнитное поле между «центрами» будет меньше, чем с внешней стороны, что в силу установленного эффекта смещения пятна в сторону максимального поля должно привести к расталкиванию этих центров и образованию двух пятен. В¹⁸⁶ взаимное расталкивание пятен объясняется силовым взаимодействием между ними, определяемым силой притяжения параллельно текущих токов и силой отталкивания объемных зарядов над катодными пятнами.

Изучение характера перемещения катодных пятен первого типа на массивном катоде с помощью установки с высоким временным и пространственным разрешениями²⁹ позволило обнаружить ряд новых особенностей динамики их развития по сравнению с ранее известным^{1, 5, 24}.

Макроскопическое смещение этих пятен обычно является результатом анизотропного увеличения размеров пятен, возникновения нового пятна на его периферии и отмирания исходного пятна. При делении пятна исходное пятно не отмирает, что приводит к образованию двух независимых пятен. Деление пятна наступает в процессе его расширения по достижении некоторой минимальной плотности тока при практически неизменном токе на пятно. Увеличение расстояния между пятнами после деления связано с прекращением протекания тока на определенной части поверхности, а не с перемещением, благодаря отталкиванию дочерних пятен после деления, как это предполагалось в¹. Наряду с делением установлен факт слияния пятен. Скорость расширения пятен первого типа заметно превосходит скорость распространения теплового фронта в теле электрода и определяется, по-видимому, скоростью разлета тяжелых частиц прикатодной плазмы. Существуют ли пятна после деления сепаратно или вновь объединяются в одно пятно, определяется преимущественным направлением разлета плазмы из прикатодных областей пятен, возникших после деления.

Скорость перемещения пятен первого типа слабо зависит от материала электрода (она выше на материалах с низкой теплопроводностью и температурой плавления) и составляет величину $\sim 10^3$ — 10^4 см/сек. Она резко возрастает при увеличении поверхностной плотности микронеровностей на катоде.

*) Под малтер-эффектом обычно понимают возникновение автоэлектронной эмиссии под влиянием электрических полей ионов, сконденсировавшихся на тонкой диэлектрической пленке, покрывающей поверхность катода.

**) Отметим, что отталкивание пятен имеет место отнюдь не всегда; нами непосредственно наблюдалось весьма частое слияние пятен²⁹.

Наблюдавшиеся характерные особенности макроскопического хаотического смещения катодного пятна могут быть объяснены в рамках взрывной модели пятна первого типа ^{33, 121, 187 *}).

Суть модели заключается в следующем. В момент возникновения пятна между электродами может протекать ток за счет остаточной плазмы, образовавшейся при пробое или в результате распада ранее существовавшего пятна. При этом, благодаря усилению локальной напряженности поля у микронеоднородностей поверхности катода, через микронеоднородность может потечь автоэмиссионный ток, обладающий достаточной плотностью ($> 5 \cdot 10^7$ а/см²), чтобы в результате резистивного нагрева и эффекта Нотингама привести к взрыву острия. Возникающая при этом плазма, распространяясь вдоль поверхности катода, усиливает поле у микронеоднородностей на поверхности катода и вызывает возникновение автоэмиссионного тока. Однако ввиду резкого спада напряжения после возникновения канала разряда напряженность поля и плотность тока с микроострий таковы, что они не приводят к их взрыву. По мере разлета и остывания плазмы, возникшей при взрыве, проводимость ее падает, падение напряжения вблизи катода нарастает и в какой-то момент вновь происходит взрыв у подходящей микронеоднородности — цикл повторяется. Таким образом, тяжелые частицы, необходимые для обеспечения переноса тока в прикатодной зоне, регенерируются при взрыве микроострий в момент инициации пятна ¹²¹. Перенос тока осуществляется в основном за счет автоэлектронной эмиссии с микронеоднородностей катода при плотностях тока, много меньших взрывной, обеспечивая среднюю плотность тока в пятне порядка $5 \cdot 10^4$ а/см².

Описанная модель возникновения и развития пятна первого типа позволяет качественно объяснить ряд экспериментальных фактов. Отсутствие смещения пятна первого типа на монокристалле и его фиксация «рисками», расположенными на расстоянии, большем размера пятна, объясняется отсутствием микронеоднородностей. По мере ухудшения качества поверхности (переход от монокристалла к монокристаллу с «рисками», расположенными ближе, чем размер пятна ¹²¹, переход от полированной поверхности к поверхностям, хуже обработанным) увеличиваются скорость смещения пятен и время перехода к пятнам второго типа ^{5, 154}.

Представление о перемещении пятна как о последовательности взрывов (или пробоев на периферии пятна) позволяет легко объяснить высокие скорости перемещения пятен, определяемые скоростью разлета плазмы, и колебания напряжения на дуге с частотой, соизмеримой с обратной величиной среднего времени жизни пятна ^{1, 97}. Так как возникновение условий последующего пробоя при разлете плазмы носит случайный характер, то движение пятна по поверхности катода должно быть хаотическим, а отдельные пятна после деления могут как удаляться друг от друга, так и сливаться в одно пятно. Все эти факты наблюдаются экспериментально ^{33, 187}.

Скорость перемещения пятен второго типа лежит в пределах 10—100 см/сек. Эти пятна имеют тенденцию к слиянию и образованию груп-

*) Описание катодного пятна как последовательности взрывов предпринималось неоднократно ^{30, 57, 48, 83, 134}. Однако эти попытки делались безотносительно к свойствам пятен определенного типа и, как правило, не были подкреплены экспериментальными данными в достаточной степени. Приводимая ниже модель качественно, а в ряде случаев количественно соответствует экспериментальным данным ^{33, 187}. Тем не менее, как будет видно из дальнейшего, она еще далека от завершения, т. е. не доведена до соотношений, позволяющих рассчитать все параметры катодного пятна.

повых пятен. Число пятен в группе порядка десяти, они расположены на расстояниях порядка диаметра отдельных пятен.

Причины, приводящие к смещению пятна этого типа и образованию групповых пятен, в настоящее время не ясны. Какие-либо соображения на этот счет в литературе отсутствуют.

г) Обратное движение катодного пятна в магнитном поле

В течение многих лет одной из наиболее волнующих загадок катодного пятна является так называемое обратное движение катодного пятна в магнитном поле. Суть явления заключается в том, что катодное пятно вакуумной дуги в тангенциальном по отношению к поверхности катода магнитном поле движется в направлении, противоположном направлению амперовой силы, на что впервые обратил внимание еще Штарк²¹. Этот эффект был изучен на большом числе металлов^{34-36, 39} и при наличии различных остаточных газов^{34, 36, 38}. При этом установлены следующие факты.

Направленная скорость обратного движения катодного пятна возрастает по мере увеличения магнитного поля H в основном за счет спрямления траектории. На отдельных участках траектории скорость смещения катодного пятна постоянна и равна хаотической. При достаточно больших полях ($H \sim 10^3$ э) направленная скорость становится практически равной хаотической^{1, 46}. При магнитных полях $H \sim 10^4 - 2 \cdot 10^4$ наблюдалось скачкообразное увеличение скорости³⁹.

При увеличении давления остаточного газа скорость обратного движения уменьшается и при некотором $P = P_{кр}$ пятно начинает двигаться в противоположном направлении. $P_{кр}$ возрастает при возрастании H и уменьшении тока i , в зависимости от этих параметров, меняется в широких пределах^{34, 36, 38, 39}.

Обеспечение условий, способствующих возникновению термоэлектронного пятна (подогрев катода), приводит к переходу от обратного к прямому движению³.

Скорость обратного движения возрастает с ухудшением качества обработки поверхности^{5, 187}.

Существует много попыток объяснения обратного движения катодного пятна (см., например, ^{1, 40-48}). Однако в настоящее время нет не только сколько-нибудь последовательной количественной теории, но и качественной модели обратного движения катодного пятна дуги низкого давления.

При попытках объяснения направления смещения пятна в магнитном поле в сторону, обратную электродинамической силе, действующей на столб дуги, часто используются термины «аномальное направление» «обратное направление», «удивительный факт» и т. д. При этом может создаться впечатление, что смещение пятна в направлении, обратном наблюдаемому на опыте, было бы естественным и не нуждалось бы в объяснении. На самом деле направление действия сил в столбе дуги может не иметь прямого отношения к физическим процессам на поверхности электрода и в ближайших к ней слоях плазмы, которые в действительности определяют направление смещения пятна. Поэтому правильное говорить о явлениях, приводящих к смещению пятна и о влиянии на них магнитного поля.

С другой стороны, при объяснении механизма смещения пятна часто пользуются «кинетическими» соображениями, рассматривая движение отдельных частиц в более или менее правдоподобном поле сил, а затем на основании качественного вида траекторий частиц делают выводы отно-

сительно смещения пятна (см., например, ^{43, 47}), привлекая на этом этапе некоторые предположения о свойствах пятна в целом (о характере эмиссии, связи эмиссии с концентрацией ионов и т. д.). Такой подход породил многообразие объяснений движения пятна в магнитном поле, но не привел на сегодня к решению этого вопроса, так как ни одно из них не описывает полной совокупности опытных данных, а некоторые просто противоречат элементарным физическим представлениям.

Обзоры различных попыток выяснения механизмов, приводящих к смещению пятна в магнитном поле, и их критика содержатся в ^{1, 5, 39}. В последние годы появились работы ^{1, 47}, в которых содержатся новые соображения, призванные объяснить движение пятна в магнитном поле.

В работе ¹ экспериментально доказано, что пятно смещается в сторону максимума магнитного поля и что продолжительность разряда θ увеличивается с увеличением напряженности магнитного поля. На основе последнего факта дается следующее объяснение механизма перемещения пятна. Считается, что пятно можно представить как совокупность «активных центров эмиссии», время жизни которых зависит от напряженности магнитного поля. При этом перемещение пятна представляется как отмирание «центров» в области слабых полей и зарождение новых «центров» в области более сильных полей. Отсюда следует, что пятно должно перемещаться в сторону возрастания магнитного поля, что и наблюдается в эксперименте.

Такая логика характерна для многих работ. Во-первых, вводится неопределенное понятие «активные центры эмиссии», во-вторых, факт, установленный для некоторого явления (рост θ с увеличением поля), приписывается введенному понятию (активным центрам) и далее делаются физические выводы. Кажется очевидным, что приведенные рассуждения не объясняют причин перемещения пятна.

Тем не менее эксперименты ¹, проведенные в магнитных полях сложной конфигурации, вполне убедительно показывают, что пятно смещается в область возрастания суммарного поля (внешнего плюс собственной дуги). Этот факт, названный в ¹ принципом максимума поля, можно считать установленным экспериментально, и он должен приниматься во внимание при построении любой теоретической модели смещения пятна. В работе ¹ сделана попытка доказать, что максимуму поля в пятне соответствует максимум концентрации заряженных частиц, и использовать этот факт для объяснения перемещения пятна. Однако это доказательство математически некорректно.

Работа ⁴⁷ основана на анализе траекторий ионов вблизи края пятна. Предполагается, что благодаря действию объемного заряда центральной области пятна на ионы, находящиеся вблизи его края, последние приобретают скорости, направленные от центра пятна. Если эти скорости существенны, то благодаря ларморовскому вращению ион, двигаясь в пролетном слое, будет с одной стороны пятна приближаться к поверхности катода, а с другой — удаляться от нее. На этом основании считается вероятным образование зоны повышенной концентрации ионов в том месте, где траектории рассматриваемых ионов приближаются к поверхности. Из этого факта, считая, что эмиссия возрастает с ростом концентрации ионов, делается вывод о непрерывном возникновении новых эмитирующих участков вблизи края пятна, где концентрация ионов повышена. Простой анализ показывает, что если этот эффект имеет место, то пятно должно смещаться в направлении, которое соответствует экспериментальным данным.

Подход работы ⁴⁷ характерен для многих работ в данном направлении. В стороне остается основной вопрос — насколько эффективен рас-

смаатриваемый механизм на фоне других, действие которых либо не рассматривается, либо заменяется выбранной картиной сил. В частности, по отношению к ситуации, рассмотренной в ⁴⁷, можно сказать следующее. Вблизи поверхности электрода имеется область объемного заряда, структура которой у края пятна неизвестна и не может быть известна, пока не принята какая-либо модель пятна в целом. Ясно, однако, что вблизи края пятна имеется зона рассеяния электрического поля, и, следовательно, частица в своем пролетном движении при наличии магнитного поля будет участвовать в двух движениях — вращаться по окружности (это движение изучается ⁴⁷) и дрейфовать в направлении вектора (ЕН) (эта составляющая движения не рассматривается в ⁴⁷).

Легко проверить, что в изученной в ⁴⁷ ситуации дрейф частицы при наличии реального электрического поля приводит к эффектам, качественно противоположным выводам ⁴⁷, а это ставит под сомнение предложенное в этой работе объяснение характера движения пятна.

Подчеркнем в заключение, что выяснение причин, приводящих к направленному смещению пятна в магнитном поле, равно, как и причин его хаотического движения в отсутствие поля, представляется весьма заманчивой и важной задачей как для теоретического, так и для экспериментального исследования. Нам кажется, однако, что ее теоретическое решение невозможно без привлечения достаточно полной физической модели катодного пятна в целом.

д) Время жизни катодного пятна

Выше уже отмечалось, что долгое время катодное пятно, как физический объект, неразрывно связывалось с дугой. При этом естественно, что и некоторые свойства дуги связывались со свойствами пятна. В частности, время жизни пятна отождествлялось с продолжительностью разряда ¹.

Исследование продолжительности разряда на холодном катоде привело к эмпирическому правилу ¹, согласно которому число дуг N_t , существующих в течение времени t , равно

$$N_t = N_0 e^{-t/\theta}, \quad (1.1)$$

где N_0 — полное число исследовавшихся дуг, θ — средняя продолжительность существования дуги. Величина θ экспоненциально возрастает с ростом тока разряда I .

По мнению автора ¹, отношение θ/t свидетельствует о существовании особого свойства вакуумных дуг, названного им «внутренней неустойчивостью», характеризующего постоянное стремление дуги к погасанию.

Так как в настоящее время установлено ^{1, 5, 29, 33, 187}, что время жизни разряда может намного превосходить время жизни пятна за счет деления пятен или их возникновения и гибели (см. раздел в)), то естественно, что величина θ не может характеризовать катодное пятно как физический объект. Это относится даже к тому случаю, когда при малом токе на катоде в каждый момент времени существует только одно пятно.

Для того чтобы определить закономерности, связанные с временем жизни отдельного катодного пятна на массивном катоде, было проделано специальное исследование с помощью электронно-оптической регистрации ^{29, 33, 187}. При этом оказалось, что время существования пятна первого типа, т. е. время между двумя последующими делениями, не зависит от тока и увеличивается с ростом скорости нарастания тока. Для медного катода при $dI/dt = 10^5$ а/сек время жизни пятна составляет 7,5 мксек, при $dI/dt = 6 \cdot 10^5$ а/сек оно равно 10,2 мксек, а при $dI/dt = 6 \cdot 10^6$ а/сек —

20 мксек. При одной и той же скорости нарастания тока число пятен первого типа изменяется пропорционально току. При этом величина тока J , приходящегося на одно пятно, не зависит от I при постоянном dI/dt и меняется от 6,9 а до 14—17 а при увеличении dI/dt в указанных выше пределах.¹

Кроме того, проведенные исследования показали, что в начале разряда и при небольших токах на катоде существуют только пятна первого

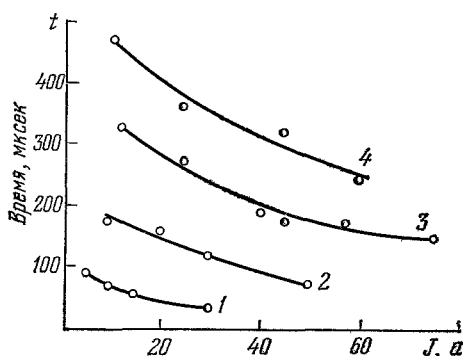


Рис. 5. Зависимость времени перехода от пятен первого типа к пятнам второго типа от материала катода и тока разряда.

1 — цинк, 2 — железо, 3 — медь, 4 — серебро.

которые вначале сосуществуют с быстроперемещающимися, а затем наблюдаются в отсутствие последних. Время жизни таких пятен слабо зависит от материала электрода и колеблется от 500 мксек до полутора миллисекунд. Как правило, пятна второго типа возникают в месте наиболее частого пребывания пятен первого типа. Зависимость времени перехода от теплофизических свойств материала и связь места возникновения пятен второго типа (и группового пятна) с местом пребывания пятен первого типа наводит на мысль о тепловом характере явления перехода от одних пятен к другим.

Пятна второго типа охотно образуют групповое пятно, содержащее до 20 одиночных пятен, расположенных на расстояниях, сравнимых с диаметром пятен, причем время жизни такого группового пятна на материалах с высокой температуропроводностью (медь, серебро и т. д.) достигало нескольких миллисекунд^{154 *}).

Групповые пятна не возникают при токах, меньших некоторого критического $I_{кр}$ (для меди, например, $I_{кр} \sim 100$ а).

Вследствие малой скорости перемещения групповых пятен тепловые процессы в них устанавливаются на материалах с хорошей теплопроводностью (например, медь) за время $t_* \sim 10^{-3}$ сек¹⁸⁴. Следовательно, такое пятно при $t > t_*$ можно считать стационарным пятном.

Время жизни групповых пятен на вольфраме в опытах^{49, 154} не превышало $5 \cdot 10^{-5}$ сек. При этом тепловые процессы в пятне не устанавливаются ($t_* \sim 10^{-4}$ сек), и, следовательно, возможно, что эти пятна имеют другую, по сравнению с медью и другими материалами с хорошей теплопроводностью, природу. Групповые пятна на вольфраме в опытах⁸⁹

*) Это время было ограничено длительностью разряда. Кажется вероятным, что групповое пятно может существовать и значительно большее время.

наблюдались при малых межэлектродных промежутках. При этом возможно повышение давления паров и возникновение пятен, характерных для дуг в атмосфере инертного газа. В целом вопрос о типе группового пятна на вольфраме и его физической природе нуждается в дополнительном исследовании.

е) Величина тока в пятне

Исследования, проведенные различными экспериментаторами, показали, что величина тока в катодном пятне существенно зависит от материала катода, типа катодного пятна, скорости нарастания тока, условий горения разряда и множества других причин. По-видимому, имеет смысл разделять два понятия — минимальное значение тока, при котором еще может существовать катодное пятно и, следовательно, дуга (пороговый ток J_*), и среднее в статистическом смысле значение тока, приходящегося на одно пятно J_n .

Попытка определения порогового тока предпринималась неоднократно рядом исследователей. При этом использовались различные физические методы: в работе ⁵⁰ пороговый ток отождествлялся со средним значением тока обрыва дуги переменного тока перед прохождением через нуль («ток среза»); в работах ^{51, 52} — с минимальным током перехода от тлеющего разряда к дуге; в работах ^{1, 54–56, 58} — с минимальным током возникновения дуги размыкания в вакууме. Нам представляется естественным, что полученные разными методами значения J_n довольно сильно различаются между собой. Это связано с тем, что физические процессы, определяющие возникновение (или гибель) пятна, в упомянутых условиях измерений различны. В связи с этим ясно, что понятие порогового тока нуждается в уточнении.

Отметим интересный эмпирический факт, установленный в работе ¹, заключающийся в том, что минимальный ток размыкания дуги в вакууме связан с теплофизическими константами материала соотношением

$$J_* = 2,5 \cdot 10^{-4} T_k \sqrt{\lambda_T}; \quad (1.2)$$

T_k — температура кипения, λ_T — коэффициент теплопроводности. Экспериментальные точки хорошо ложатся на рассчитанную по этой формуле кривую, хотя в случае ферромагнитных металлов наблюдаются заметные отклонения. Физический смысл, содержащийся в соотношении (1.2), сегодня не ясен.

Опыты ¹ по определению среднего тока в пятне J_n привели автора ¹ к заключению о существовании универсальной связи этой величины с пороговым током

$$J_n = 2J_*. \quad (1.3)$$

Отметим, что этот результат получен в опытах с пленочными катодами, но широко используется в настоящее время и для оценки тока в пятне на массивном катоде.

Однако систематическое исследование пятен первого типа на медном массивном катоде ^{5, 29, 49} показало, что соотношение (1.3) для них не выполняется. Действительно, было обнаружено, что ток на пятно в этих условиях меняется в широких пределах и зависит от скорости нарастания тока (табл. I). При этом ток на пятно превосходит величину $J_* = 1,6 \text{ а}^1$ в 3–4 раза при $dI/dt < 10^5 \text{ а/сек}$ и до 10 раз при $dI/dt \sim 6 \cdot 10^6 \text{ а/сек}$.

Таким образом, соотношение (6.2) нельзя считать универсальным, и представляет интерес определение границ его применимости (как по типу пятен, так и по параметрам дуги).

Таблица I

Зависимость тока в быстроперемищающемся катодном пятне от скорости нарастания тока в разрядной цепи

| J_n, a | $dJ/dt, a/сек$ | Лите- рату- ра | J_n, a | $dJ/dt, a/сек$ | Лите- рату- ра |
|----------|----------------|----------------------|----------|----------------|----------------------|
| 75 | 0 | 58 | 6,9 | 10^5 | |
| 3,5 | 0 | 1 | 10,2 | 10^6 | 29 |
| 100 | 10^5 | 5 | 17 | $6 \cdot 10^6$ | |

Изучение медленно перемещающихся катодных пятен на различных материалах ^{29, 154} показало, что в одиночном пятне второго типа ток в 2—4 раза больше, чем в быстроперемищающемся пятне.

Результаты измерения J_n для групповых пятен на различных металлах приведены в табл. II. Цифры, приведенные в табл. II, соответствуют

Таблица II

Величина тока в квазистационарных катодных пятнах и коэффициенты электропереноса по данным различных авторов

| Металл | J_n, a | $\kappa, г/кул$ | Лите- тура |
|--------|----------|---------------------|------------------|
| Cu | 200 | $1 \cdot 10^{-4}$ | 49 154 187 |
| Ag | 150 | $1,3 \cdot 10^{-4}$ | 5 154 62 |
| W | 300 | $1,3 \cdot 10^{-5}$ | 49 |

наиболее часто наблюдавшимся в экспериментах ^{24, 49, 154} пятнам. В то же время наблюдались пятна с током на пятно, заметно отличающимся от значения, приведенного в табл. II. Для меди, например, зарегистрированы групповые пятна с током на пятно 100—500 а ^{49, 154}. Возможно, что средний ток на групповое пятно зависит от тока разряда. К сожалению, экспериментальные исследования в этом направлении отсутствуют. Однако данные по эрозии в групповых пятнах (см. раздел 3)) свидетельствуют, по-видимому, в пользу такой зависимости.

ж) Плотность тока в катодном пятне

Плотность тока в катодном пятне можно определить, если известны ток на пятно и его характерный размер. Ниже приводятся результаты, полученные методами, основанными на регистрации размера пятна как размера светящейся области (см. раздел б)).

В настоящее время наиболее подробно изученным катодным материалом является медь. Измерение плотности тока в быстроперемищающихся катодных пятнах на меди проводились нами при скоростях нарастания тока $5 \cdot 10^5$, $5 \cdot 10^6$ и $6 \cdot 10^6$ а/сек в диапазоне токов от 5 до 4000 а ^{33, 49, 187}. Средняя плотность тока, вычисленная по значениям тока в пятне

и размерам светящейся области, изменялась в пределах от $2 \cdot 10^4$ а/см² до $7 \cdot 10^4$ а/см². При этом максимальная плотность тока $\sim 10^5$ а/см² наблюдалась обычно сразу после деления пятна, а минимальная ($\sim 10^4$ а/см²) — непосредственно перед делением.

Авторы ⁵⁸ обнаружили, что пятно имеет субструктуру, названную ими фрагментами, и что величина плотности тока, оцененная по размеру фрагмента, колеблется от 10^5 до $5 \cdot 10^7$ а/см². Так же как и в работе ³³, наблюдалось заметное уменьшение плотности тока непосредственно после деления пятна. Мы полагаем, что более высокие плотности тока, наблюдавшиеся в ⁵⁸, связаны с тем, что авторы не использовали достаточного усиления по свету и поэтому не видели истинного размера пятна. Обнаруженные ими «фрагменты» скорее всего являются пятнами первого типа, которые не разрешались авторами ⁵⁸.

Исследование плотности тока в медленно перемещающихся пятнах (пятнах второго типа) и групповых пятнах привело к значениям $5 \cdot 10^4$ — 10^5 а/см² ⁴⁹ для меди.

Существующие результаты по измерению плотности тока на различных катодах, полученные различными методами, приведены в табл. III.

Таблица III

Плотность тока в катодных пятнах на различных металлах
по литературным данным

| Металлы | Ток разряда, I, а | Плотность тока в катодном пятне J, а/см ² | Литература | Примечание |
|---------|-------------------|--|------------|--|
| Hg | 2,6 | $2 \cdot 10^5$ | 11 | Использовался метод фоторазвертки Визуальное определение размеров пятна Фотографирование с помощью камеры с вращающимся зеркалом Визуальное наблюдение Фотографирование с помощью камеры с вращающимся зеркалом Фотографирование с помощью ячейки Керра Фотографирование с помощью однокаскадного ЭОПа |
| | 3 | $3 \cdot 10^1$ | 8 | |
| | 10 | $4 \cdot 10^3$ | 23 | |
| | 35 | $1,7 - 2,1 \cdot 10^3$ | 70 | |
| | 90—440 | $3 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^4$ | 113 | |
| | 150 | 10^6 | 18 | |
| | $8 \cdot 10^3$ | $2 \cdot 10^6$ | 59 | |
| Cu | 2,6 | $1,2 \cdot 10^5$ | 11 | Измерение проводилось методом автографов Скоростное фотографирование пятна Использовался метод автографов То же Рассчитано по калориметрическим данным Скоростная фоторегистрация Фотографирование с помощью многокаскадного ЭОПа Использовался метод автографов То же |
| | 1—5 | $4 \cdot 10^4 - 6 \cdot 10^4$ | 122 | |
| | 60 | $3 \cdot 10^6 - 10^7$ | 12 | |
| | 200 | $2 \cdot 10^3 - 10^4$ | 122 | |
| | 2—200 | $1,5 \cdot 10^5 - 7,7 \cdot 10^6$ | 123 | |
| | 3000 | $2,5 \cdot 10^4$ | 20 | |
| | 5—4000 | $3 \cdot 10^4 - 10^5$ | 29 | |
| | 5000 16 000 | $1,2 \cdot 10^6 - 1,2 \cdot 10^8$ $8 \cdot 10^5 - 8 \cdot 10^7$ | 14 14 | |
| Al | 20 000 | $5 \cdot 10^6$ | 124 | » » |
| Zn | 2,6 | $2,9 \cdot 10^4$ | 11 | Использовался метод фоторазвертки |
| Mg | 20 000 | $1,6 \cdot 10^6$ | 124 | Использовался метод автографов |

Продолжение табл. III

| Металл | Ток разряда, I, a | Плотность тока в катодном пятне, $J, a/cm^2$ | Литература | Примечание |
|-------------------|---------------------|--|------------|---|
| W | 20 000 | $1,6 \cdot 10^6$ | 124 | » » |
| | 2,6 | $7,7 \cdot 10^4$ | 11 | Использовался метод фоторазвертки |
| | 50 | 10^5 | 125 | » » |
| | 150 | 10^8 | 10 | Использовался метод автографов |
| | 1000 | 10^3 | 3 | » » |
| | 300 000 | $7,5 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^4$ | 13 | » » |
| Окисленный W | 2 | 10^6 | 93 | |
| Бронза | 2—80 | $4,5 \cdot 10^6$ | 126 | » » |
| Нержавеющая сталь | 80 | $4,1 \cdot 10^7$ | 126 | » » |
| Na—K (сплав) | 150 | 10^6 | 18 | Фотографирование с помощью ячейки Керра |

в) Эрозия катодов вакуумных дуг

1) Эрозия в паровой фазе. Эрозия электрода под действием катодного пятна может происходить в паровой фазе, а также в виде капель и отдельных частиц металла, разлетающихся из области пятна. Однако если электрод хорошо обезгажен перед опытом и скорости нарастания тока относительно невелики ($dI/dt < 10^6 a/cm^2$), то эрозия в основном происходит в паровой фазе ⁵.

Изучение эрозионных поражений обезгаженного катода ^{5, 24, 29, 49} показало, что скорость эрозии полностью определяется типом катодного пятна. Убедительным доказательством определяющей роли типа пятна в разрушении катода являются результаты исследования ⁴⁹, в котором было показано, что минимальное значение скорости эрозии имеет место в случае, когда в течение всего или большей части времени горения разряда сохраняется режим существования пятен первого типа. Изменение условий горения разряда, приводящее к возникновению групповых пятен или пятен второго типа, вызывает заметное увеличение скорости эрозии.

Быстроперемещающиеся катодные пятна первого типа оставляют на электроде след в виде характерной елочki, многократно наблюдавшейся рядом исследователей ^{1, 5, 15, 24, 49}. Тщательное изучение этого следа ¹⁸⁷ с помощью растрового и обычного электронного микроскопов показало, что он состоит из кратеров, средний диаметр которых $\sim 1 \cdot 10^{-4}$ см при средней глубине порядка радиуса кратера. Как правило, эти кратеры сосредоточены на площади, меньшей площади катодного пятна. Поверхность между кратерами и группами кратеров практически не повреждена (рис. 6). Сопоставление площади, занятой кратерами и пятном, непосредственно перед погасанием или делением показывает, что первая составляет порядка 1% последней.

Так как в пятнах этого типа ток на пятно не зависит от тока дуги (при неизменном dI/dt), то с ростом тока растет число пятен, и следовательно, линейно возрастает эрозия ^{29, 60, 61}. Отсюда вытекает, что коэффициент электропереноса $\kappa = \gamma/J$ (γ — скорость эрозии в г/сек) должен оставаться постоянным в диапазоне токов, при которых на катоде суще-

ствуют только пятна первого типа. Опыт подтверждает этот вывод¹⁸⁷; для меди, например, $\kappa = 0,45$ *мкг/кул.*

После возникновения пятен второго типа эрозия катода определяется в основном воздействием именно этих пятен или группового пятна. Воздействие отдельных пятен в групповом пятне прослеживается и на снимке эрозионного следа (рис. 7). Групповые ассоциации пятен второго типа вызывают наиболее интенсивную эрозию; последних остаются оплавленные



Рис. 6. Фотография эрозионного следа, оставленного катодным пятном первого типа на медном катоде ($\times 6000$).

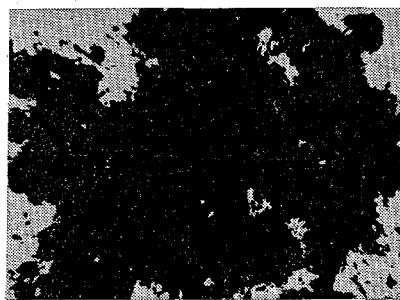


Рис. 7. Фотография эрозионного следа, оставленного групповым пятном на медном катоде ($\times 50$)¹⁸⁷.

следы, имеющие площадь $\sim 10^{-3} - 10^{-2}$ *см*² при глубине до 10^{-2} *см*, средняя глубина поражения в результате горения одиночных пятен второго типа составляет $2 - 5 \cdot 10^{-3}$ *см*.

Значения коэффициента электропереноса для групповых пятен на разных металлах даны в табл. IV.

Таблица IV
Зависимость коэффициента электропереноса от тока разряда

| <i>I</i> , а | Собственные данные ²⁹ о κ , г/кул | Литературные данные о κ , г/кул | Литература |
|--------------|--|---|------------|
| 100 | $1,34 \cdot 10^{-4}$ | $1,15 \cdot 10^{-4}$ | 128 |
| 200 | $1,055 \cdot 10^{-4}$ | $0,7 \cdot 10^{-4}$ | 2 |
| 300 | $1,1 \cdot 10^{-4}$ | $0,9 \cdot 10^{-4}$ | 62 |
| | | $1,3 \cdot 10^{-4}$ | 79 |
| 400 | $1,29 \cdot 10^{-4}$ | $2,05 \cdot 10^{-4}$ | 63 |
| | | $0,8 \cdot 10^{-4}$ | 62 |

При экспериментальном исследовании зависимости эрозии от тока дуги обычно измеряется суммарная эрозия за все время разряда. Естественно, что эта величина зависит от относительной длительности существования режимов с пятнами того или иного типа в течение исследуемого времени разряда. Так как переход от одного типа пятна к другому существенно зависит от теплофизических параметров материала электрода и тока дуги, то должна наблюдаться зависимость скорости эрозии от теплофизических констант материала катода тока дуги и времени разряда.

Эксперимент ^{64, 65} (рис. 8) подтверждает существование такой зависимости. Обработка этих данных в терминах коэффициента электропереноса показывает, что последний меняется не очень сильно (см. табл. II, IV *)), в исследованном диапазоне токов ($I = 100 \text{ а} — 700 \text{ а}$). Зависи-

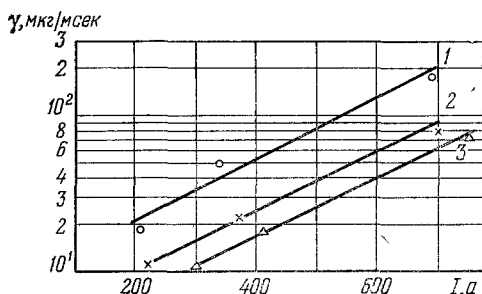


Рис. 8. Зависимость скорости эрозии от материала катода и тока разряда.

1 — медь, 2 — никель, 3 — вольфрам.

мость коэффициента электропереноса от тока дуги в указанном диапазоне токов обнаружена и в других ^{62, 79, 128} экспериментах (см. табл. IV). Можно усмотреть, что разница в значениях коэффициентов электропереноса в диапазоне токов 100—400 а имеет порядок разброса данных в одной серии экспериментов, а также результатов, полученных разными авторами. Этот факт привел к часто высказываемому заключению, что коэффициент электропереноса не зависит от тока дуги в диапазоне токов, при которых на электроде существуют групповые пятна ^{2, 188}. Отметим, что этот вывод был бы верным, если бы средний ток на групповое пятно не зависел от тока дуги. Однако анализ экспериментальных данных ^{64, 65} (см. рис. 8) показывает, что предположение о независимости среднего тока на групповое пятно от тока дуги (например, $J = 200 \text{ а}$ (см. раздел е)) приводит при соответствующем пересчете эрозии по коэффициенту электропереноса для $J = 200 \text{ а}$ к расхождению в несколько раз с фактически измеренной эрозией при $J > 200 \text{ а}$. Так как это расхождение существенно превосходит возможную погрешность эксперимента, то имеется большая вероятность того, что средний ток на групповое пятно зависит от тока дуги и возрастает с ростом последнего. Однако прямое экспериментальное доказательство этого утверждения отсутствует.

Измеренные величины эрозии использовались часто для оценки температуры металла T_w в катодном пятне. С этой целью задавались плотностью тока (или размером пятна) и считали, что удельная скорость эрозии определяется только температурой в пятне и равна скорости испарения в вакуум mW :¹³

$$G = mW = mCT_w^{-1/2} e^{-B/T_w},$$

$$\gamma = \pi r^2 G = \frac{I}{j} G; \quad (1.4)$$

здесь m — масса атома, B, C — константы материала ¹⁷³. Так как скорость испарения по своему физическому смыслу представляет собой поток атомов, покидающих единицу поверхности металла в единицу времени, то первое соотношение (1.4) верно, строго говоря, в том случае, когда отсутствует обратный поток атомов к металлу. В катодном пятне это условие не выполняется и различие между G и mW может быть существенным (см. об этом ниже). Поэтому первое соотношение (1.4) непригодно для вычисления эрозии ¹³³.

*) Приведенные в табл. II, IV значения коэффициента электропереноса получены в результате обработки данных по эрозии при предположении, что весь ток (при 100—400 а) сосредоточен в одном пятне (число фактически существовавших пятен в этих опытах не фиксировалось).

С другой стороны, если размер пятна и суммарная эрозия известны (например, измерены в одном и том же опыте), то соотношения (1.4) могут использоваться для оценки температуры в пятне, так как благодаря сильной зависимости скорости испарения от температуры вычисленное по (1.4) значение температуры будет не сильно отличаться от истинного даже при большом различии между G и mW (например, для меди при $T_w \sim 3500^\circ \text{K}$ скорость испарения изменяется в сто раз при изменении температуры на величину $\sim 400^\circ$). Очевидно, что точность такой оценки неопределенна и зависит от различия между G и mW .

2) Катодные струи пара. Имеющиеся экспериментальные данные (см. раздел и)), а также теоретические оценки ^{5, 109, 136} показывают, что в окрестности катодного пятна вакуумной дуги имеют место высокие концентрации пара материала электрода $10^{17} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Так как в вакууме отсутствуют силы, способные удержать облако пара высокого давления вблизи электрода, то пар должен истекать из этой области; то, что катодное пятно служит источником высокоскоростной струи пара, было впервые обнаружено Танбергом ⁶⁹ в 1929 г. С тех пор выполнено большое число исследований параметров катодных струй ^{70, 71, 75, 76, 79, 80, 116, 111, 112, 127}, позволивших установить следующие факты.

Установлено существование потоков тяжелых частиц, эмиттируемых катодами вакуумных дуг, обладающих скоростями, значительно превосходящими тепловые ($v \sim 10^6 \text{ см/сек}$).

Сила реакции струи пара на катод изменяется в зависимости от материала катода от 10 до нескольких десятков дин/а .

Скорость катодных струй обычно возрастает по мере уменьшения упругости пара материала катода (табл. V).

Т а б л и ц а V

Скорости катодных струй пара, измеренные различными экспериментальными методами

| Материал катода | Ток разряда I , а | Скорость струи, см/сек | Метод регистрации | Литература |
|-----------------|---------------------|-----------------------------------|-------------------|------------|
| Cu | 18 | $1,91 \cdot 10^6$ | * | 69 |
| | 32 | $1,35 \cdot 10^6$ | p | 69 |
| | 115 | $1,25 \cdot 10^6$ | * | 75 |
| | 300 | $7,8 \cdot 10^5$ | * | 79 |
| | 18,5 | $1,62 \cdot 10^6$ | * | 73 |
| | | $3,7 \cdot 10^6$ | K | 73 |
| | 100 | $1,6 \cdot 10^6$ | M | 127 |
| | 100 | $8,4 \cdot 10^5$ | Э | 79 |
| Mg | 50 | $1,23 \cdot 10^6$ | Э | 79 |
| | 55 | $2,74 \cdot 10^5$ | * | 75 |
| | 170 | $8,8 \cdot 10^5 - 1,5 \cdot 10^6$ | * | 79 |
| Ag | 100 | $7,54 \cdot 10^5$ | Э | 79 |
| | 166 | $9,7 \cdot 10^5$ | * | 75 |
| | 300 | $8,4 \cdot 10^5$ | * | 79 |
| | 100 | 10^6 | M | 127 |
| Au | 53 | $4,06 \cdot 10^5$ | * | 75 |
| Ca | 40 | $1,56 \cdot 10^6$ | M | 127 |
| | 100 | $1,36 \cdot 10^6$ | M | 127 |
| Zn | 20 | $5,79 \cdot 10^5$ | Э | 79 |
| | 57 | $5,31 \cdot 10^5$ | * | 75 |
| | 100 | $4,5 \cdot 10^5$ | Э | 79 |
| | 300 | $2,9 \cdot 10^5$ | * | 79 |

Продолжение табл. V

| Материал катода | Ток разряда I, a | Скорость струи, см/сек | Метод регистрации | Литеартура |
|-----------------|--------------------|--|-------------------|------------|
| Cd | 43 | $1,64 \cdot 10^5$ | * | 75 |
| | 50 | $3,09 \cdot 10^5$ | э | 79 |
| | 100 | $2,92 \cdot 10^5$ | э | 79 |
| | 170 | $1,8 \cdot 10^5$ | э | 79 |
| Hg | 30—40 | $1,6—4,3 \cdot 10^6$ | р | 70 |
| | 30—50 | $7,5 \cdot 10^5$ | к | 112 |
| | 10 000 | $0,2—1 \cdot 10^5$ $0,8 \cdot 10^5$ | о | 71 |
| Al | 110 | $6,95 \cdot 10^5—1,84 \cdot 10^6$ | э | 75 |
| | 100 | $1,37 \cdot 10^6$ | э | 79 |
| | 300 | $6,5 \cdot 10^5$ | э | 79 |
| | 400 | $1,8 \cdot 10^6$ | м | 127 |
| C | 73 | $3,58—1,73 \cdot 10^6$ | * | 75 |
| | 100 | $2,34 \cdot 10^6$ | м | 127 |
| Pb | 20 | $1,34 \cdot 10^5$ | э | 79 |
| Sn | 60 | $1,19 \cdot 10^5$ | * | 75 |
| Zr | 100 | $1,3 \cdot 10^6$ | м | 127 |
| | 200 | $1,28 \cdot 10^6$ | м | 127 |
| Ta | 150 | $1,1 \cdot 10^6$ | м | 127 |
| Mo | 150 | $1,47 \cdot 10^6$ | м | 127 |
| | 200 | $1,47 \cdot 10^6$ | м | 127 |
| | 50—300 | $1,3 \cdot 10^6$ | з | 80 |
| | 135 | $2,72 \cdot 10^6$ | * | 75 |
| W | 50—300 | $1,3—7,10^6$ | з | 80 |
| | 30—1000 | $1,2 \cdot 10^6$ —фронт | з | 80 |
| | | $1,3 \cdot 10^5$ —спад | | |
| Fe | 142 | $8,8 \cdot 10^5$ | * | 75 |
| Ni | 100 | 10^6 | э | 79 |
| | 300 | $7 \cdot 10^5$ | * | 79 |
| | 200 | $1,29 \cdot 10^6$ | м | 127 |

Обозначения метода регистрации: р—измерение сил реакции, к—калориметрические измерения, о—оптические измерения скорости фронта, з—зондовые измерения скорости фронта, м—масс-спектрографические измерения, э—электростатический анализатор, *—данные маятниковых измерений.

В струях металлов с высокой упругостью пара (например, Cd, Zn, Pb) преобладают однозарядные ионы и степень ионизации составляет примерно 25%. В струях с низкой упругостью пара (например, Cu, Ag, Ni) степень ионизации изменяется от 50 до 100%, причем в плазме содержится до 50% двухзарядных ионов и заметное количество трех- и четырехзарядных ионов.

При увеличении тока скорость ионов и содержание многозарядных ионов имеют тенденцию к уменьшению.

Отметим, что подавляющее большинство опытных данных получено при относительно малых токах ($I \lesssim 400$ а), поэтому их нужно относить, по-видимому, к пятнам первого типа. Исключение составляет работа ⁷⁹, маятниковые измерения в которой относятся, по-видимому, к групповым пятнам.

Для измерения скоростей и других параметров струй использовались маятниковые измерения ^{69, 75, 79}, измерение силы реакции на катод ^{69, 70, 75}, измерение энергии, рассеиваемой струей на мишени ^{73, 111, 112}.

Существенным прогрессом последнего метода надо считать работы ^{112, 111}, в которых использован калориметр, представляющий собой по сути дела «черное тело». Кроме того, перед калориметром установлен специальный затвор, позволяющий пропускать в калориметр либо полный поток частиц (ионов и атомов), либо только поток нейтральных атомов, либо лишь излучение катодного пятна. Точность измерений мощности, выделяющейся в калориметре, составляла $7 \cdot 10^{-2}$ %. В настоящее время не существует теории, которая бы могла хотя бы качественно описать приведенные выше экспериментальные факты. Более того, в литературе отсутствует точка зрения по поводу механизма ускорения пара до столь высоких скоростей. Основная трудность при этом связана с тем, что энергия тяжелых частиц, рассчитанная по измеренной скорости и пересчитанная в электрон-вольты, превосходит иногда в несколько раз не только катодное падение, но и падение напряжения на дуге.

Авторы работ ^{74, 76} считали, что единственный механизм передачи энергии частицам пара связан с разгоном ионов в слое пространственного заряда у катода. При этом возникло две трудности: для того чтобы могли образоваться частицы с энергией, превышающей катодное падение, необходимо предположить наличие многозарядных ионов; необходимо указать механизм передачи энергии от ускоренных по направлению к катоду ионов к частицам пара (ионам и нейтралам), разлетающимся от катода. Предложенные в этой связи объяснения, опирающиеся на малость коэффициента аккумуляции энергии иона, большую эффективность процесса выбивания атомов из катода бомбардирующими ионами и т. д., кажутся маловероятными ⁵.

Чтобы избежать указанных трудностей, в последних работах ^{79, 128} предложена концепция «горба потенциала». Предполагается, что в прикатодной плазме реализуется немонотонное распределение потенциала, причем максимум потенциала в «горбе» соответствует средней энергии частиц в струе.

Концепция «горба потенциала» представляется весьма искусственной. При доказательстве возможности образования «горба» потенциала и оценке его величины авторы ^{79, 128} опираются на ряд предположений, которые по существу подменяют одно предположение о том, что такое распределение потенциала имеет место.

В противоположность описанным выше попыткам объяснения высоких скоростей частиц пара в струе на основе «пролетного» ускорения ионов в электрическом поле, в ⁸¹ рассматривается возможность газодинамического ускорения пара. При этом ускорение пара связывается с действием магнитогидродинамических сил и для оценки скорости струи используется гидродинамическое уравнение импульса.

Однако в ¹⁸⁵ показано, что кажущаяся возможность согласовать расчетные формулы ⁸¹ с экспериментальными данными связана с наличием в этих формулах физически неопределенной величины «средней плотности газа в струе». Прямые оценки ¹⁸⁵ приводят к заключению, что ускорение пара в струе не может быть обеспечено действием магнитогидродинамических сил.

Несмотря на указанные недостатки работы ⁸¹, ее основная идея о газодинамическом ускорении пара в струе представляется правильной. В работе ¹⁸⁸ нами показано, что такое ускорение может быть энергетически обеспечено за счет притока энергии от электрического поля к струе вне зоны катодного падения, причем для получения наблюдаемых в эксперименте скоростей достаточно падения потенциала в струе $U_n \sim 1$ в.

Этот факт становится очевидным, если обратиться к уравнению энергии для струи в целом, которое при естественных предположениях можно привести к виду ¹⁸³

$$\gamma \frac{u_2^2}{2} = IU_n = I(U - U_c), \quad (1.5)$$

где γ — расход газа в струе, u_2 — скорость в струе вдали от катода, измеряемая экспериментально, U — напряжение на дуге, U_c — катодное падение потенциала.

Отсюда для энергии тяжелых частиц в струе получим

$$U \equiv m \frac{u_2^2}{2e U_n} = \frac{mI}{\gamma e} \equiv \alpha^2 \quad (1.6)$$

(m — масса атома, e — заряд электрона).

Очевидно, что энергия частиц может существенно превосходить падение потенциала в струе (и даже падение на дуге), если параметр $\alpha^2 \gg 1$. Оценка этого параметра по данным работ ^{69, 79, 111, 112} приводит к значениям $\alpha^2 \sim 10-200$. Ясно, что возможность ускорения тяжелых частиц за счет небольших падений потенциала на струе при газодинамическом механизме ускорения связана с эффективным механизмом передачи энергии от электронов (поток которых в десятки раз превосходит поток тяжелых частиц) к тяжелым частицам за счет столкновений.

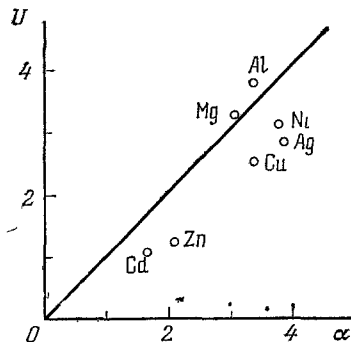


Рис. 9. Зависимость скорости пара в катодной струе от материала электрода.

На рис. 9 ¹⁸³ представлена прямая, соответствующая уравнению (1.6), и экспериментальные точки работы ⁷⁹ для различных материалов катода. Видно, что уравнение (1.6) неплохо описывает опытные данные.

и) Концентрация и температура частиц в катодном пятне

До последнего времени отсутствовали сколько-нибудь надежные данные по определению параметров прикатодной плазмы.

Величина концентрации тяжелых частиц в катодных пятнах определялась обычно довольно грубо. При таком определении исследователи исходили из более или менее

правдоподобных оценок давления паров материала катода в пятне и температуры тяжелых частиц.

Ввиду того, что повышение давления окружающего газа вызывает инверсию обратного движения быстроперемещающихся катодных пятен ^{1, 5, 39} в магнитном поле и уменьшение наклона кривой зависимости длительности существования дуги от тока ¹, можно предположить, что давление паров материала катода в прикатодной области должно быть порядка давления, при котором наблюдаются указанные эффекты.

Для определения концентрации тяжелых частиц, кроме давления, которое, при принятом предположении, надежно измеряется в экспериментах, нужны сведения о температуре тяжелых частиц. Однако оценки температуры, даже в случае наиболее тщательного изученного ртутного катода, отличаются заметным разбросом. Действительно, если предположить, что температура нейтралов равна температуре катода, то, согласно имеющимся данным, последняя лежит в интервале от 700 до 3360° К ^{84-86 *}).

Другая оценка концентрации тяжелых частиц в пятне может быть сделана на основе предположения о том, что она соответствует давлению насыщенного пара при температуре поверхности катода. В этом случае для ртутного катода при максимально допустимой (критической) температуре получим $1,7 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Попытка определения температуры катодного пятна на меди с помощью пирометра ⁸⁸ привела к значениям 2400—3300° К, что дает концентрации частиц, оцененные по равновесному давлению пара, $3 \cdot 10^{17} - 1,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

*) Отметим, что критическая температура для ртути, согласно данным Сенченкова ⁸⁶ составляет 1720°К, что удовлетворительно совпадает с ранее полученными данными Бирча ⁸⁷.

Весьма интересные измерения давления паров материала электродов в коротких дугах, практически лишенных столба⁴, были проведены на угольных¹¹⁷ и на металлических электродах⁴. В обоих случаях дуга горела между контактами, прижатыми друг к другу пружинами с определенным усилием. В результате возникновения разряда при пропускании сравнительно небольших токов (около 90 а)¹¹⁷ контакты раздвигались и оставались в таком положении в течение всего времени горения дуги. Полагая, что сила приложена в области катодного и анодного пятен, и зная площадь этих пятен и величину прижимающего усилия, можно оценить величину давления паров в приэлектродных областях, а затем, полагая, что температура тяжелых частиц равна по порядку температуре этих частиц в плазме столба дуги, горящей на этих электродах в обычных условиях, можно найти и величину концентрации тяжелых частиц в пятне. При этом для угольных электродов оказалось, что $n \sim 1,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Определение концентрации нейтралов в прикатодной области по ослаблению электронного пучка⁸⁹ в случае вакуумной дуги на железном катоде привело к концентрациям $1 \cdot 10^{16}$ — $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Прямые измерения концентрации заряженных частиц в приэлектродных областях медной дуги были проведены лишь в самое последнее время^{29, 33, 61}. Характерной особенностью этих измерений являлось то, что одновременно с высоким пространственным ($\sim 10^{-3} \text{ см}$) и временным ($\sim 5 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$) разрешением производилось измерение как концентрации, так и температуры заряженных частиц (по штарковскому уширению и по отношению интенсивностей атомных и ионных линий соответственно *).

Проведенные измерения показали, что концентрация заряженных частиц в пятнах первого типа достигает $6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$,^{33, 61} и имеет слабо выраженный максимум (рис. 10). Наличие относительно низких концентраций заряженных частиц непосредственно вблизи катода подтверждает существование низкой плотности тока, обнаруженной в быстроперемещающихся пятнах. Аналогичные измерения, проведенные в режиме существования группового пятна, привели к значениям $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ²⁹.

Интересно отметить, что в спектре пятен первого типа были обнаружены линии двухзарядных ионов меди, наблюдавшихся также в масс-спектрометрических исследованиях вакуумной дуги^{79, 127}. Аналогичных линий в спектре групповых пятен не обнаружено.

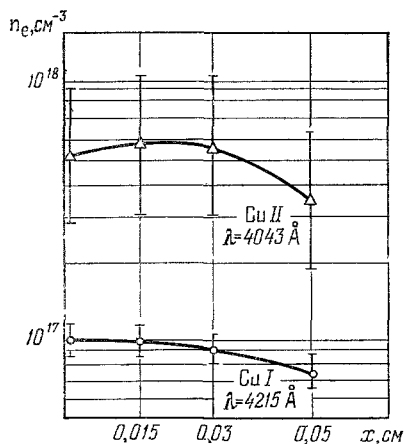


Рис. 10. Зависимость концентрации заряженных частиц в прикатодной плазме от расстояния от поверхности катода.

*) Константы штарковского уширения ионных и атомных линий были вычислены в приближении нестационарной теории Вайнштейна — Собельмана⁹⁰ в случае атомной линии и с помощью метода квазиклассических фаз рассеяния с учетом искривления траекторий возмущающих электронов в ударном приближении⁹¹. Для использования метода Орнштейна необходимо было быть уверенным в том, что больцмановское распределение и ионизационное равновесие успевают установиться за времена, меньшие времени существования быстроперемещающегося катодного пятна. Оценки с помощью формул Грима^{92, 118} показали, что эти требования выполняются для выбранных линий.

Измерения температуры электронов в пятнах первого типа по отношению интенсивности ионных линий привели к значениям $T_e \sim 2$ эв, а по отношению интенсивностей атомных линий — к $T_e \sim 0,8$ эв. По-видимому, эти измерения соответствуют температурам во внутренней и периферийных областях катодного пятна первого типа.

Измерение температуры электронов в групповом катодном пятне по отношению интенсивностей атомных линий привели к значениям $T_e \sim 1$ эв.

Измеренное распределение концентраций (рис. 10) в катодном пятне первого типа показывает, что концентрация заряженных частиц слабо

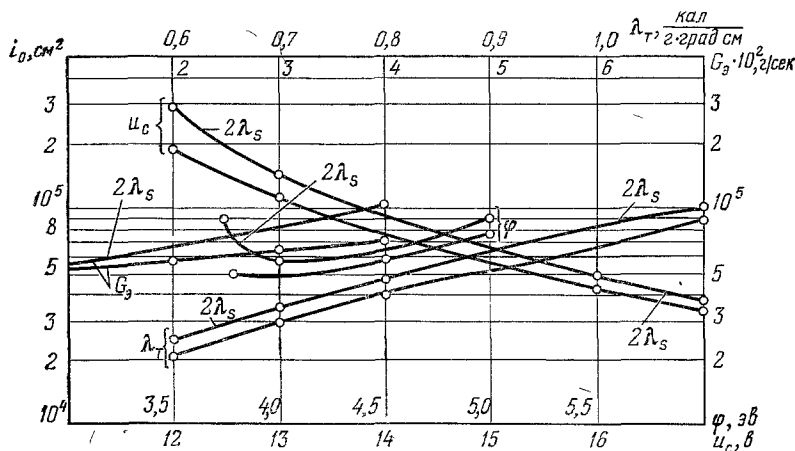


Рис. 11. Зависимость основных параметров катодного пятна от численных величин констант, используемых при расчете по описанной модели.

меняется на расстояниях $10^{-3} \leq l \leq 10^{-2}$ см от катода. Если считать, что этой области соответствуют значения температуры $T_e \sim 2$ эв (измерения по отношению интенсивностей ионных линий), то легко показать, что в этой области должно реализоваться ионизационное равновесие. При этом степень ионизации в этой области будет близка к единице при практически полной двукратной ионизации. Если же считать, что этой области соответствует температура $T_e = 0,8$ эв (измеренная по интенсивности атомных линий), то плазма будет находиться в ионизационном равновесии при степени ионизации порядка 0,3.

Оценка времени релаксации t_* температур электронов и тяжелых частиц при условии $T_e \sim 2$ эв приводит к значению $t_* \sim 10^{-8}$ сек. Однако сопоставление джоулева тепловыделения и энергии, передаваемой электронами тяжелым частицам, показывает, что в рассматриваемых условиях эти члены в уравнении энергии для электронов сравнимы между собой. Отсюда следует, что температуры компонент плазмы в катодном пятне первого типа могут существенно различаться. Для оценки температуры тяжелых частиц необходим более глубокий анализ уравнений энергии компонент и дальнейшая детализация модели катодного пятна.

к) Катодное падение потенциала

Измерение приэлектродных падений потенциала является весьма сложной задачей ввиду малой протяженности прикатодной и прианодной областей вдоль оси разряда. В настоящее время применяются в основном два метода измерения катодного падения U_c . Один из них — зондовый метод — заключается в измерении падения потенциала между катодом и зондом, расположенным возможно более близко к нему

Таблица VI

Катодное падение потенциала на катодах из различных материалов

| Элемент | Катодное падение U_c , в | | | | | | |
|----------------------|--|--------------|--------------------|------------------------------|-----------------|---------------------|------------------------------|
| | По 107 | По 130 | По 131 | По 106 | По 32 | По 2 | По 26 |
| Li Na K Cs | 11,4—11,7 8,7—9,0 6,7—7,4 6,2 | | | | 4—5 | 11,0 | 16,0 7,2 |
| Cu Ag | 14,7—15,4 12,1—13,6 | 12,6 12,3 | 8,5 8,0 | 13,0 12,0 | 8,0—9,0 | 21,0 16,5 | 16,0 13,0 |
| Be Mg Ca Sr | 18,6—19,2 11,6—13 10,8—11,4 8,4—9,2 | 12,5 | | 10,0 | | 12,0 | 17,0 12,5 |
| Zn Cd Hg | 9,8—11,1 8,6—10,2 8,0—9,5 | 10,9 9,8 | 9,0 | 10,5 11,0 | 9,0 7,0—10,0 | 11,0 10,0 8,0 | 10,0 11,0 8,0 |
| Al Ga In Tl | 17,2—18,6 15,0 9,5—11,9 10,5—11,5 | 18,3 | | 14,0 | | 16,5 | 15,5 15,0 13,0 10,5 |
| Ti Zr | 16,8—17,6 17,7—18,5 | | | 20,0 | | | |
| C Sn Pb | 15,2—18,9 10,6—13,0 8,8—10,2 | 9,1 | 7,5 | 13,5 9,6 | 12,0 9,6 | | 12,5 10,0 |
| V Nb Ta | 17,3—18,0 19,9—21,6 16,8—21,4 | | | | | | |
| Bi Sb | 8,4—8,7 | | | | | 8,1 | 9,0 |
| Cr Mo W | 16,7—17,4 16,6—17,2 16,2—22,6 | 15,2 | 10,0 | 16,0 17,0 15,0 | | 15,0 50,0 | |
| Te | 11,0—12,4 | 3,0 | | | | | |
| Fe Co Ni Pt | 17,1—18,0 16,8—17,7 16,3—17,3 | 15,3 | 8,0 8,0 13,5 | 13,0 15,0 14,0 17,5 | 8,0—12,0 | 53,0 15,0 | 17,0 16,0 18,0 |

($\sim 0,01$ см). Измеренная величина отождествляется с катодным падением. Другой метод состоит в измерении напряжения горения короткой дуги U_d . При этом предполагается, что U_c может быть получено экстраполяцией зависимости $U_d = f(l)$ к $l = 0$, где l — расстояние между электродами.

Применение зондового метода связано с существенным возмущением прикатодной плазмы, относительно холодным зондом, сложностью определения истинного потенциала зонда, необходимостью использования быстродвижущихся зондов^{94, 95}. Применение метода измерения падения напряжения на короткой дуге осложняется необходимостью разделения катодного и анодного падений. Попытка такого разделения по разланию температуры электродов на постоянном и переменном токе предпринята в работе⁹³. В большинстве же работ предполагается, что величина анодного падения в вакуумной дуге мала^{1, 2, 56} и падение потенциала на короткой дуге отождествляется с U_c , хотя, насколько нам известно, надежных измерений анодного падения не существует.

Оба метода измерения U_c не позволяют изучить распределение потенциала внутри области катодного падения, напряженность которой по оценкам (см., например,^{5, 96}) не превышает длины свободного пробега иона (10^{-5} — 10^{-6} см). Наиболее надежные и полные измерения катодного падения были проведены Кесаевым¹ и Граковым⁵⁶ методом измерения падения напряжения на короткой вакуумной дуге (табл. VI).

Уже первые измерения катодного падения обнаружили наличие колебаний, максимальное значение амплитуд которых могло изменяться во много раз, тогда как минимальное значение не снижалось ниже некоторой, определенной для каждого материала, величины⁹⁷. Сами колебания представляют собой наложение двух типов колебаний с различными периодами (например, для ртути $4 \cdot 10^{-6}$ сек и 10^{-4} сек). Увеличение тока приводит к уменьшению амплитуды колебаний примерно до 1 в.

Наблюдаемые частоты колебаний катодного падения (напряжения на дуге в опытах^{1, 56}) объясняются на основе модели пятна первого типа (см. раздел в)). Действительно, в этих опытах ток дуги не превышал несколько десятков ампер, и, следовательно, на электроде присутствовали, по-видимому, только пятна первого типа. В этом случае колебания напряжения связаны с нарастанием падения потенциала в период существования пятна (разлет плазмы) и резким падением потенциала в момент образования нового пятна (пробоя). Таким образом, период колебаний определяется временем жизни пятна (для меди $\tau \sim 10^{-5}$ сек; см. п. д)), что согласуется с экспериментальными данными.

Кесаев¹ обратил внимание на тот факт, что U_c минимально для металлов 2-й группы периодической системы, имеющих метастабильные уровни $^3P_{0,1,2}$ с потенциалом возбуждения, близким к половине U_i . Это привело его к предположению о решающей роли ступенчатой ионизации при горении дуги на этих металлах*). Предпринятые прямые измерения сечения возбуждения 3P_0 метастабильного уровня Hg⁹⁹ и сечений ступенчатой ионизации Cd⁹⁸ подтвердили это предположение.

Ввиду того, что катодное падение является основным источником энергии, обеспечивающим существование пятна, можно ожидать, что его величина должна зависеть от теплофизических свойств материала катода. Этот факт подтверждается данными^{1, 2}, в которых установлено, что существует универсальная зависимость U_c от $\xi = T_K \lambda_T$ ² или $\xi = T_K \sqrt{\lambda_T}$ ¹ (T_K — температура кипения, λ_T — коэффициент теплопроводности), т. е. измеренные значения U_c для различных металлов ложатся на плоскости U_c , ξ на одну кривую. Физический смысл этой зависимости и ее связь с типом пятна в настоящее время не ясны.

Ряд качественных попыток объяснения основных наблюдаемых зависимостей для катодного падения потенциала^{101, 102, 106} строился на базе соображений о том, что U_c должно быть достаточно для ионизации электронным ударом и для нагрева катода до температур, при которых становится заметной термоэлектронная эмиссия. Надежные методы расчета катодного падения в настоящее время отсутствуют (см. гл. 2).

*) Предположение о том, что наличие метастабильного уровня приводит к ступенчатой ионизации и, как следствие, к понижению катодного падения, свидетельствует в пользу того, что плотности тока в катодном пятне должны быть достаточно низкими. В противном случае ступенчатая ионизация, идущая через резонансный уровень, имела бы место и у других металлов. Например, для меди, согласно грубой оценке, отсутствие ступенчатой ионизации возможно лишь при $j \gtrsim 10^4$ а/см²¹⁰⁰. Таким образом, наличие значительного катодного падения ($U_c \sim U_i$) в медной дуге, указывающего на отсутствие ступенчатой ионизации, свидетельствует в пользу низких плотностей тока, наблюдаемых экспериментально^{29, 33}.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ТЕПЛОВОГО КАТОДНОГО ПЯТНА

а) В в о д н а я ч а с т ь

Несмотря на то, что вакуумные дуги интенсивно исследуются уже более ста лет, удовлетворительного описания физических процессов, происходящих в катодном пятне дуги до сих пор нет. Это связано с тем, что в прикатодной области протекают сложные и многообразные явления, понимание и физическое описание которых практически становится возможным только теперь, когда достигнуты существенные результаты в физике плазмы, физике твердого тела при высоких температурах, газовой динамике и т. д.

Поэтому катодное пятно представлялось одной из загадок природы, а историю развития теоретических представлений прикатодной области вакуумного разряда легко сопоставить с историей развития физики плазмы и твердого тела, достижения которых всегда использовались для попыток описания катодного пятна. Мы не ставим себе целью изложить здесь эту историю и упомянуть все, подчас весьма остроумные модели и идеи, связанные с описанием катодного пятна *).

Основное внимание будет уделено изложению современных представлений о физических процессах в катодном пятне и их математическом описании. При этом мы стремились также выделить естественным образом те вопросы, которые нуждаются в дальнейшем исследовании и уточнении.

Отметим сразу, что, несмотря на большое качественное многообразие катодных пятен и сопровождающих их развитие явлений, все существовавшие до самого последнего времени модели катодного пятна были по существу стационарными. Поэтому они в принципе не могут объяснить причин возникновения, гибели или деления пятна, а также физических закономерностей и параметров в быстроперемещающихся пятнах **). По существу все развитие теории катодных процессов сводилось, хотя четкое понимание этого отсутствует, к построению модели теплового пятна, т. е. пятна, в котором генерация пара осуществляется за счет испарения (к этому типу относятся групповые пятна и, возможно, пятна второго рода). Этому же посвящено содержание данного раздела.

Для конкретизации последующего изложения приведем здесь без детализации и обоснования качественную картину теплового пятна ***). Неподвижное или медленное перемещающееся катодное пятно на поверхности металла представляет собой сильно нагретую область. Благодаря высокой температуре металл в этой области испаряется, образуя струю пара, истекающую в межэлектродное пространство, давление в котором близко к нулю. Высокая температура поверхности в пятне поддерживается за счет энергии, которая приносится в основном ионами, поступающими из прикатодной плазмы на поверхность электрода. В стационарных условиях эта энергия расходуется на компенсацию различного рода потерь (отвод тепла в тело электрода теплопроводностью; потери на излучение; потери энергии, связанные с эмиссией электронов, и т. д.) и на генерацию необходимого количества пара.

*) Интересующихся полной библиографией по этому вопросу отсылаем к обзорам и книгам ^{1, 5, 81}.

**) Здесь не рассматриваются работы, относящиеся к явлению пробоя. Одна из последних моделей быстроперемещающихся пятен описана в п. в).

***)) Приводимые при этом характерные значения параметров соответствуют катодному пятну на меди ^{109, 136}.

Вблизи поверхности металла в области порядка длины свободного пробега иона ($l_i \sim 10^{-5} - 10^{-6}$ см) формируется слой объемного заряда, в котором имеет место существенное (~ 10 в) падение потенциала (катодное падение) и сильные ($\sim 10^6 - 10^7$ в/см) электрические поля. Этот слой является основным источником энергии, обеспечивающим существование пятна.

Ионы прикатодной плазмы ускоряются в слое объемного заряда по направлению к поверхности электрода, приобретая кинетическую энергию, которую они передают при столкновении поверхности металла. Эта энергия вместе с энергией, выделяющейся при нейтрализации иона, и составляет основной приток энергии к поверхности металла. С другой стороны, благодаря высокой температуре поверхности электрода в пятне и сильному электрическому полю в слое объемного заряда, электрод эмиттирует электроны. Эти электроны ускоряются в слое объемного заряда и образуют высокоэнергетический пучок, поступающий в прикатодную плазму.

Энергия, приносимая в прикатодную плазму эмиттированными электронами, расходуется в зоне релаксации пучка на ионизацию и нагрев компонент плазмы. Физические процессы и динамика области релаксации определяют, в частности, ионный поток на поверхность электрода. Протяженность зоны релаксации пучка (или зоны ионизации) определяется параметрами плазмы ($l_p \sim 10^4 - 10^3$ см), но благодаря высокому давлению пара вблизи электрода и большому сечению столкновений ион — атом она оказывается много больше длины свободного пробега иона, а следовательно, и много больше протяженности слоя объемного заряда. За счет этого напряженность электрического поля в зоне релаксации относительно мала. За зоной релаксации простирается широкая область собственно струи, в которой имеет место течение многокомпонентной плазмы.

б) Законы эмиссии

Наибольшему обсуждению в связи с попытками теоретического описания катодного пятна подвергался, пожалуй, вопрос о механизмах эмиссии электронов из металла в катодном пятне. Представления о механизмах эмиссии в пятне кардинальным образом менялись по мере накопления опытных данных относительно плотности тока в пятне (см. обзоры соответствующих теорий в ^{1, 5, 81}). Оценка возможной плотности электронного тока в пятне представляет собой первую естественную попытку понять физику происходящих в прикатодной области процессов, которая может дать представление о порядках ряда физических параметров. Но все попытки (вплоть до 50-х годов) согласовать данные опытов с расчетами по тому или иному механизму эмиссии (термоэлектронная, автоэлектронная и т. д.) не давали удовлетворительных результатов, так как приводили к противоречивым и часто неправдоподобным результатам (высокие температуры в пятне, невозможность удовлетворить уравнению баланса энергии и т. д.). Это обстоятельство вызвало к жизни много работ, посвященных обсуждению различного рода гипотетических механизмов, способных обеспечить выход электронов из металла (см., например, ^{81, 57, 137-140}). При этом, как правило, отсутствовали теоретические или экспериментальные подтверждения того, что в прикатодной области существуют условия для протекания тех или иных процессов. Плотность электронного тока эмиссии из металла j_p можно рассчитать по формуле ¹⁴¹

$$j_p = e \int_0^{\infty} n(\varepsilon_x) D(\varepsilon_x, E) d\varepsilon_x = f(T_W, E). \quad (2.1)$$

Здесь e — заряд электрона, T_W — температура поверхности металла в пятне, $n(\varepsilon_x)$ — плотность состояний электронов металла, $D(\varepsilon_x, E)$ — коэффициент прозрачности потенциального барьера на границе металла, E — средняя величина нормальной поверхности электрического поля *).

*) Исследование вопроса о влиянии индивидуальных полей ионов на эмиссию и определение пределов, в которых возможно использование величины среднего поля в законе эмиссии (2.1), начато в работах ^{149, 148}. Однако в этих работах задача не полу-

Различные приближения для функций n и D приводятся в работах ^{142-144, 147, 170, 171}. Наиболее полные расчеты по этим формулам для условий катодного пятна были выполнены в работах ^{145, 146}, имевших принципиальное значение для формирования современного взгляда на механизм эмиссии в катодном пятне.

Этот взгляд можно сформулировать следующим образом: механизм термоавтоэлектронной эмиссии (соотношение (2.1)) может обеспечить наблюдаемые в эксперименте в групповых пятнах плотности тока $j \sim 10^6$ а/см², не приводя к существенным противоречиям в порядке величин всех параметров прикатодной области.

в) Температура поверхности металла в пятне

С точки зрения распределения температуры в «теле» электрода катодное пятно на его поверхности, занимающее очень малую ее часть, можно представить как точечный источник (если интересоваться температурами вдали от источника) или как распределенный источник (если интересоваться распределением температур вблизи пятна и в его пределах). Так как эмиссия электронов существенно зависит от температуры, то для количественного описания катодного пятна важно довольно точно знать распределение температур на поверхности электрода в пятне.

Обычно при тепловых расчетах катодное пятно моделируют либо кругом радиуса r , в пределах которого поток энергии к поверхности электрода постоянен, а вне его равен нулю (см., например, ^{146, 152, 4, 153}), либо кругом, эффективный радиус которого определяется заданием нормального закона распределения потока энергии ^{16, 17, 136, 2)}

$$dq_T = \frac{Q_T}{\pi r^2} e^{-\xi^2/r^2} d\xi d\varphi, \quad Q_T = \int dq_T, \quad (2.2)$$

где q_T , Q_T — плотность и суммарный приток энергии, отводимые теплопроводностью, ξ , φ — цилиндрические координаты. И тот, и другой подходы опираются на то, что в эксперименте пятно, отождествляемое со светящейся областью, имеет довольно четкие границы. Предположение о круговой форме пятна вводится для упрощения задачи, действительная форма пятен весьма экзотична ^{18, 19, 29, 49, 154}.

В работе ¹⁵⁵ показано, что при учете испарения распределение температур в пределах пятна (круг радиуса r), полученное из теплового расчета с использованием (2.2), оказывается близким к однородному $T = T_W = \text{const}$, причем значение температуры T_W не сильно отличается от того, которое получается в центре пятна при отсутствии испарения

$$T_W = \frac{q_T \sqrt{\pi}}{\lambda_T} r, \quad (2.3)$$

где λ_T — коэффициент теплопроводности материала электрода *).

чила полного решения, так как был введен неопределенный параметр — нейтрализационное расстояние. Полное решение этой проблемы содержится в ^{150, 151}, где показано, что при расчете плотности тока термоавтоэлектронной эмиссии ($j_p \lesssim 10^7$ а/см²), которая представляет интерес для тепловых пятен, использование среднего поля в соотношении (2.1) не приводит к существенным ошибкам.

*) В этих расчетах и при получении (2.3) пренебрегалось выделением джоулева тепла в теле электрода. Последний эффект может стать существенным только при очень больших плотностях тока. По этому поводу см. ^{152, 156}. В вариантах, рассчитанных в этих работах, джоулево тепло существенно влияет на распределение температур при $j \gtrsim 10^7$ а/см².

г) Слой объемного заряда и уравнение
полного тока

Моделирование катодного пятна кругом, в пределах которого температура поверхности металла T_w постоянна, позволяет построить (см. ниже) модель прикатодной области с постоянными в пределах катодного пятна параметрами.

В такой модели плотность тока j связана с полным током J , протекающим через пятно, соотношением

$$J = \pi r^2 j. \quad (2.4)$$

Величина j в (2.4) представляет собой плотность тока на поверхности пятна. Она складывается из плотности тока эмиттированных электронов j_p (2.1) и плотностей тока электронов j_e и ионов j_i , которые попадают на поверхность электрода из плазмы:

$$j = j_p + j_e + j_i. \quad (2.5)$$

Величина j_e , j_i в этом соотношении, а также напряженность электрического поля E в законе эмиссии (2.1) определяются состоянием прикатодной плазмы, и их расчет представляет основную трудность в теории катодного пятна. Первая попытка такого расчета и формулировки полной системы соотношений для расчета параметров катодного пятна появилась в начале 30-х годов¹⁵⁹. Но как в этой работе, так и до самого последнего времени такой расчет не удавалось довести до конца в связи с отсутствием достаточного объема экспериментальных данных о параметрах прикатодной плазмы, которые позволили бы оценить вклад отдельных элементарных процессов и сформулировать соответствующую задачу физики плазмы.

В условиях, характерных для катодного пятна, протяженность h слоя объемного заряда

$$h \leq \min(l_i, l_e, l_0) \quad (2.6)$$

(здесь l_i , l_e , l_0 — длины свободного пробега ионов и электронов плазмы и эмиттированных электронов соответственно). Падение потенциала в этом слое равно катодному падению $U_c \sim 10$ в.

Если средняя энергия (температура) электронов плазмы kT_e много меньше энергии катодного падения eU_c , то они отражаются от внешней части потенциального барьера слоя объемного заряда. Следовательно, концентрацией электронов плазмы в слое объемного заряда и их потоком на поверхность электрода j_e можно пренебречь *). При этом вместо (2.5) получаем

$$j = j_p + j_i. \quad (2.7)$$

Так как в слое объемного заряда ионы и эмиттированные электроны движутся без столкновений, а электроны плазмы отсутствуют, то распределение электрического поля в этом слое можно вычислить по формулам¹⁶⁰. При этом для напряженности электрического поля на поверхности электрода и протяженности слоя объемного заряда имеем

*) В^{109, 136} показано, что при $T \gtrsim 2$ эв потоком электронов из плазмы пренебрегать нельзя, а в работе¹⁶⁵ — что в ряде случаев концентрация электронов на внешней границе слоя объемного заряда существенна при вычислении протяженности этого слоя.

соотношения ¹⁶¹

$$E^2 = 16\pi \left(\frac{mU_c}{2e} \right)^{1/2} j_i, \quad (2.8)$$

$$h = \frac{U_c^{3/4} (2e)^{1/4}}{3 \sqrt{\pi} j_i^{1/2} m_i^{1/4}}; \quad (2.9)$$

здесь m_i — масса иона, e — заряд электрона.

Соотношения (2.7), (2.8) используются во всех теориях катодного пятна.

д) Б а л а н с э н е р г и и н а п о в е р х н о с т и э л е к т р о д а

При сформулированных выше предположениях относительно структуры слоя объемного заряда легко подсчитать энергию Q , поступающую на поверхность электрода из прикатодной плазмы, если известно состояние прикатодной плазмы, от которого зависит приток энергии из плазмы к поверхности электрода за счет теплопроводности и излучения, и соответствующие коэффициенты аккомодации частиц и нейтрализации ионов *). Так как в катодной области вакуумной дуги имеет место контакт металла с его парами, то можно считать, что соответствующие коэффициенты аккомодации и нейтрализации близки к единице. Более или менее точная оценка энергии, передаваемой поверхности металла из плазмы за счет излучения и теплопроводности, невозможна без решения задачи о разлете пара из области катодного пятна **). С другой стороны, энергия $\varepsilon \sim eU_c$, приобретаемая ионами в области катодного падения, где они движутся без столкновений, и их поток j_i весьма велики. В связи с этим естественно предположить, что энергия, передаваемая поверхности электрода в области катодного пятна, определяется в основном энергией ионов, которая складывается из их кинетической энергии и энергии, выделившейся при нейтрализации ***):

$$q = j_i (U_c + U_i - \varphi_*), \quad Q = \pi r^2 q; \quad (2.10)$$

здесь U_i — потенциал ионизации атомов металла, φ_* — эффективная работа выхода.

Отметим, что суммарный приток энергии к пятну Q (2.10) отличается от отводимого теплопроводностью, и разница между этими величинами определяется потерями энергии на поверхности металла в пятне, которые происходят за счет испарения, излучения, эмиссии электронов, разрушения не в паровой фазе ****) (выкрашивание, выбрасывание капель и т. д.):

$$\frac{Q - Q_\tau}{\pi r^2} = q - q_\tau = \lambda_s G + \sigma T_W^4 + W_e + \dots, \quad (2.11)$$

где q — средний поток тепла (энергии) к единице поверхности пятна, λ_s — теплота испарения, σ — постоянная в законе Стефана — Больц-

*) Коэффициенты аккомодации энергии ионов и атомов и нейтрализации ионов с энергией ~ 10 эв изучены относительно мало. Большинство существующих данных относится к взаимодействию металла с атомами и ионами различных газов, а не с парами самого металла, и к области высоких энергий (см., например, ¹⁸¹). Обсуждение вопроса о выборе значений этих коэффициентов в условиях катодного пятна и обзор соответствующей литературы см. в ⁵, ⁸¹.

**) Весьма грубые оценки этих величин содержатся в работах ¹⁶⁵, ¹⁶⁹.

***). Обычно предполагается, что вся энергия, выделяющаяся при нейтрализации, передается металлу, хотя этот вывод не очевиден.

****) При специальной подготовке материала электрода (см. ⁵) эти виды потерь могут быть сведены к минимуму, так как эрозия металла будет происходить только в паровой фазе.

мана, G — плотность потока испаренного вещества, связанная с полной потерей (эрозией) материала электрода в единицу времени γ соотношением

$$\gamma = \pi r^2 G.$$

В соотношении (2.11) учтены только «поверхностные» потери на испарение, излучение и эмиссию электронов W_e . Вычислению потерь энергии, связанных с эмиссией электронов W_e , посвящена работа ¹⁵⁷. Эта величина легко вычисляется в двух предельных случаях термоэлектронной и автоэлектронной эмиссии: $W_{et} = \phi j_p$ (ϕ — работа выхода металла), $W_{ea} = 0$.

При термоавтоэлектронной эмиссии величина W_e сложным образом зависит от температуры T_w и электрического поля E ¹⁵⁷. На основании ¹⁵⁸, однако, принято, что для групповых пятен

$$W_e = \Phi_* j_p, \quad \Phi_* = \phi - \sqrt{e^3 E}.$$

Уравнение (2.11), дополненное соответствующими определениями входящих в него членов, представляет собой баланс энергии на поверхности металла в пятне. При записи самого уравнения (2.11) и его отдельных членов делается ряд предположений об относительной важности тех или иных механизмов передачи энергии и о конкретных значениях теплофизических констант. Кроме того, это уравнение содержит ряд величин (например, G , j_i , T_w и т. д.), которые могут быть определены только в результате полного решения задачи о прикатодной области. До недавнего времени параметры прикатодной области определялись весьма приблизительно. Кроме того, в литературе отсутствуют сведения о теплофизических константах паров материала в условиях, реализующихся в прикатодной области. Все эти обстоятельства привели к точке зрения (см. ^{1, 5, 81}),

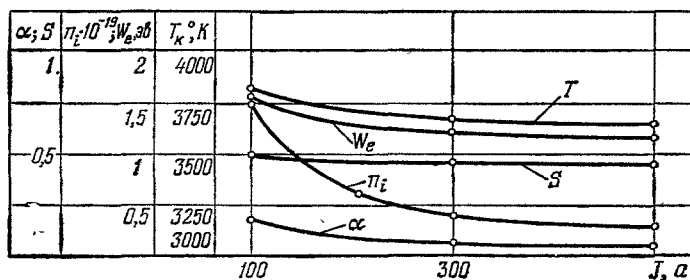


Рис. 12. Зависимость основных параметров катодного пятна от тока в пятне.

что уравнение баланса энергии (2.14) можно привлекать при теоретическом рассмотрении только для грубых оценок.

Однако последние расчеты, выполненные на основе замкнутой системы уравнений (включающей (2.12) для прикатодной области ^{109, 136}), показали, что существенная вариация теплофизических констант и других задаваемых при расчете параметров приводит к довольно слабому изменению параметров прикатодной области (рис. 12). Это обстоятельство позволяет, как нам кажется, по-новому оценить уравнение баланса энергии (2.14). При существующем сегодня уровне представлений о параметрах и физических процессах в прикатодной области можно написать уравнение баланса энергии (2.11) с точностью, достаточной для использования его в системе уравнений для прикатодной области. Основной неопределенностью в этом уравнении остается энергия, затрачиваемая на разрушение материала не в паровой фазе. Эта неопределенность несущая

щественна для объяснения физических опытов на специально подготовленных электродах, но существенна для расчета параметров катодных пятен в технических устройствах.

Соотношения (2.1), (2.3), (2.4), (2.7), (2.8), (2.11), их модификация или часть из них используются во всех теориях катодного пятна. При этом величины J , U_c , γ , как правило, задаются.

е) Параметры, задаваемые при расчете

Задание полного тока I разряда при построении теоретической модели пятна кажется естественным, и эта величина задается во всех теориях и варьируется в широких пределах, $I \sim 1-10^4$ а. Но приведенные выше экспериментальные данные показывают, что при больших токах на электроде образуется несколько групповых пятен, причем ток на одно групповое пятно $J \sim 100-500$ а, и наиболее устойчивы пятна с $J = 200$ а^{5, 154}. Очевидно, что при теоретических расчетах пятна необходимо задавать J — полный ток на одно пятно (групповое), а не полный ток разряда I , если $J \neq I$. В связи с этим имеющиеся в литературе расчеты сильнооточных пятен (см., например, ^{84, 4}) вряд ли соответствуют действительности.

Для величины катодного падения U_c используются экспериментальные данные. Величина катодного падения для разных металлов надежно измерена в ^{1, 56} при малых токах (см. раздел и)). В коротких дугах U_c практически совпадает с напряжением между электродами и, следовательно, может измеряться в каждом эксперименте.

Расчет катодного падения потенциала представляет собой важную и интересную задачу, решение и даже корректная постановка которой в настоящее время отсутствуют. Соотношение для расчета U_c , предложенное в работах ^{1, 106, 107}, хотя и отражает экспериментально полученную зависимость U_c от атомного веса материала электрода, не связано с расчетом слоя объемного заряда. Оно представляет собой в определенном приближении уравнение энергии для приэлектродной плазмы. Поэтому при любой модели приэлектродной плазмы в этом соотношении будет оставаться свободный параметр, если катодное падение не задается.

Задача расчета катодного падения связана с расчетом слоя объемного заряда у катода. Нулевым приближением для этого решения будут соотношения для «пролетного слоя»¹⁶¹. При этом уравнение для U_c получается из (2.9), если в нем приравнять протяженность слоя h длине свободного пробега иона l_i :

$$U_c = (3 \sqrt{\pi})^{4/3} j_i^{2/3} \left(\frac{m_i}{2e} \right)^{1/3} l_i^{1/3}. \quad (2.12)$$

Однако это соотношение непригодно для практических расчетов катодного падения, так как с физической точки зрения в условии $h = l_i$ имеется неопределенность, связанная с расчетом области «редких столкновений»^{*}). В связи с этим основной проблемой является расчет редких столкновений для слоя объемного заряда и сопряжение этих решений с решением газодинамических уравнений вдали от катода.

В теоретических моделях катодного пятна, в которых учитывается испарение электрода в соотношении (2.11) (см., например, ^{50, 66, 67, 81}), как правило, принимается, что количество уносимого из области катодного пятна в виде пара материала электрода (в единицу времени и с единицы площади) G определяется только температурой поверхности металла в пятне и равно скорости испарения в вакуум¹⁷³:

$$G = mW = mcT_W^{-1/2} e^{-B/T_W}, \quad (2.13)$$

где C и B — константы материала.

Интересно отметить, что наряду с (2.13) при оценке давления в прикатодной области всегда считается, что оно равно давлению насыщенного пара p_0 при $T = T_W$ (см., например, ^{160, 154, 81, 163, 165}).

Вопрос о расходе газа в катодной струе и газодинамических параметрах в прикатодной области в настоящее время исследован относительно слабо. Решение задачи об испарении в вакууме^{68, 164, 174} показывает, что скорость пара на внешней границе кнудсеновского переходного слоя, протяженность которого порядка длины свободного пробега для испарившихся атомов, равна звуковой V_T , расход пара не сильно отличается от (2.13), а параметры газа довольно сильно отличаются от равновесных⁶⁸:

$$\begin{aligned} T &= 0,65 T_W, \quad n = 0,31 n_0, \quad p = 0,2 p_0, \\ u &= 0,8 V_T, \quad G = 0,82 W m, \end{aligned} \quad (2.14)$$

^{*}) Решение типа (2.12) вообще отсутствует если температуры электронов и ионов различны¹⁹⁰.

u — скорость плазмы у поверхности катода, n_0 , p_0 — равновесные концентрация и давление.

Казалось бы, что эти соотношения можно принять для оценки газодинамических параметров прикатодной плазмы и расхода в струе. Однако анализ экспериментальных данных по эрозии электрода совместно с уравнениями для прикатодной плазмы¹⁰⁹ показывает^{133, 136}, что возможны условия, при которых

$$G \ll mW, \quad u \ll V_T, \quad p = p_0. \quad (2.15)$$

Отличие этих параметров от (2.14) может быть связано с тем, что в катодной струе истечение в вакуум не свободно (в струе выделяется значительная энергия и действуют электромагнитные силы)*). Очевидно, что в этих условиях параметры прикатодной плазмы и расход в струе будут определяться динамикой разлета струи. Задача о разлете пара в рассматриваемых условиях в настоящее время не поставлена, но ее решение представляет большой интерес для теории катодного пятна. Вопрос о том, насколько параметры прикатодной плазмы отличаются от равновесных и как они зависят от расхода пара в катодной струе, остается пока открытым.

Тем не менее, учитывая надежность экспериментальных данных по эрозии электрода (расходу в струе), в работе¹³³ предложено при теоретических расчетах пользоваться экспериментально измеренными значениями расхода пара в струе γ , а параметры прикатодной плазмы вычислять по соотношениям

$$G = \frac{\gamma}{\pi r^2}, \quad T = TW, \quad p = p_0, \quad n = n_0, \quad u = \frac{G}{mn_0}. \quad (2.16)$$

Как будет видно из дальнейшего, расчет параметров катодного пятна с использованием (2.16) дает удовлетворительное согласие с экспериментальными данными.

ж) Расчет параметров прикатодной плазмы

Легко видеть, что система соотношений (2.4), (2.3), (2.4), (2.7), (2.8), (2.14), дополненная одним из соотношений для расхода (2.13), (2.14) или заданной из эксперимента величиной, при заданных U_c и J не замкнута. Она содержит один свободный параметр: в нее входит величина j_i , связанная с состоянием и динамикой прикатодной плазмы (вместо j_i часто вводится величина

$$S = \frac{j_p}{j_i + j_p}, \quad (2.17)$$

называемая долей электронного тока). Поэтому, если j_i (или S) задать из каких-то дополнительных предположений, то получившаяся система уравнений для определения распределения параметров в теле электрода и на его поверхности в пятне будет замкнутой и независимой от параметров прикатодной плазмы.

Это обстоятельство привело к целому ряду работ, посвященных исследованию параметров пятна и распределений температуры**) при различном задании S (см., например, ^{153, 159, 156, 155}) или при введении некоторых дополнительных физических соотношений с целью замыкания системы уравнений. В качестве такого соотношения часто задают температуру поверхности пятна (см., например, ^{1, 67, 152}), причем, как правило, она считается равной температуре плавления металла. В некоторых работах при анализе влияния различных факторов на параметры пятна используется не вся указанная выше система соотношений, а часть их. При этом недостающие уравнения заменяются соотношениями, связанными с физической моделью пятна (см., например, ^{153, 175, 176}).

В цитированных выше работах накоплена полезная информация о влиянии различных факторов на параметры пятна, но к количественным данным, содержащимся в этих работах, надо подходить с осторожностью в силу того, что величина S сильно влияет на результаты расчета¹³⁶. При этом в зависимости от заложенных предположений можно получить значения параметров катодного пятна (температура, плотность тока и т. д.) как совпадающие, так и сильно отличающиеся от экспериментальных данных.

Среди работ, связанных с заданием дополнительной связи, замыкающей систему уравнений для прикатодной области, отметим работу¹⁴⁶. В ней для замыкания системы уравнений вводятся некоторые «предельные соотношения». Смысл этих соотношений

*) Представление о том, что измеряемая величина расхода материала $G \neq mW$ и что возможно в прикатодной области $G \ll mW$, давно существовало в литературе^{159, 36}. Тем не менее до самого последнего времени при расчетах обычно пользуются соотношением (2.13).

**) При рассмотрении движущихся пятен¹⁵⁶ или задач развития пятна^{136, 175, 176} вместо (2.3) решается задача о нестационарном распределении температуры в теле электрода.

в том, что на основе простых физических соображений оценивается нижний (или верхний) предел некоторой величины, и затем это предельное значение используется для замыкания системы уравнений. Например, очевидно, что плотность ионного тока из плазмы не может превосходить значение плотности потока нейтральных атомов с поверхности. Поэтому в качестве дополнительного соотношения принимается ¹⁴⁸

$$j_i = eW. \quad (2.18)$$

Естественным развитием этого подхода является метод построения «областей существования решения», предложенный в ^{81, 162}.

Идея этого метода заключается в использовании нескольких предельных соотношений вместо некоторых уравнений, приведенных выше и связанных с определенными физическими законами. При этом показывается, что соответствующая процедура выделяет на плоскости j , T_W область значений этих параметров, в которой должны лежать точное решение задачи.

Метод областей существования может быть полезен при оценке результатов приближенных подходов к решению задачи о параметрах катодного пятна. Он позволяет также довольно просто оценивать качественное влияние отдельных эффектов на значения плотности тока и температуры в пятне (скорость движения пятна, шероховатость поверхности, изменение величин коэффициентов accommodation и т. д.). Однако размеры области существования для токов, характерных для групповых пятен ($J \gg 100$ а), оказываются довольно значительными (для меди, например, при $J = 200$ а получаем для плотности тока 10^4 а/см² $\leq j \leq 10^6$ а/см²). Это не позволяет использовать этот метод для сопоставления с экспериментальными данными по плотности тока. По своей сути рассматриваемый метод не дает также оценок других (кроме температуры и плотности тока) параметров пятна.

При малых токах $J \sim 10$ а соответствующие области существования оказываются очень узкими (при некотором токе $I_{\text{тип}}$ область стягивается в точку) и, как кажется на первый взгляд, возникает возможность довольно точной оценки параметров пятна. Это обстоятельство использовалось (см., например, ^{146, 191}) для сопоставления полученных результатов с опытными данными, в частности, по сопоставлению $I_{\text{тип}}$ с минимальным током существования пятна (см. раздел е)). Однако такое сопоставление, если даже оно дает хорошие результаты, нельзя признать убедительным, так как в этом диапазоне токов на катоде существуют только пятна первого типа, которые не описываются стационарными соотношениями, лежащими в основе рассматриваемого метода.

Остается открытым вопрос о возможности применения метода областей существования для оценки параметров малоподвижных пятен второго типа (см. раздел а)), так как природа этих пятен, а следовательно, и описывающая их параметры система уравнений окончательно не выяснены. Попытка расчета параметров этих пятен на основе описанных выше соотношений (с учетом медленного перемещения пятна в уравнении (2.11), дополненных уравнениями для прикатодной плазмы ¹⁰⁹, показала, что при токах и скоростях перемещения, характерных для пятен второго типа, соответствующая система уравнений не имеет решения. С другой стороны, для тех же условий существует конечная «область существования».

Таким образом, сегодня методом областей существования можно пользоваться с уверенностью только для оценки параметров группового пятна. Возможности и пределы применимости метода проанализированы также в ¹⁷⁷.

Предыдущий анализ должен был убедить читателя в том, что не только количественный расчет, но и понимание физических процессов в прикатодной области невозможны без исследования состояния и динамики прикатодной плазмы. Работы в этом направлении стали появляться с начала 60-х годов ^{81, 106, 108, 109, 145, 162, 163, 165-168, 175, 176}. Первым естественным шагом в направлении решения этой задачи представляется анализ физических процессов в непосредственной близости к поверхности металла. В этой области идет интенсивная ионизация и формируется поток ионов на электрод, во многом (если не в основном) определяющий «энергетику» катодного пятна. Но выделение для аналитического исследования в струе пара некоторой области всегда связано (хотя и не всегда оговаривается) с определенными предположениями, суть которых в постулировании либо модели разлета струи, либо значений (или распределений) газодинамических параметров в выделенной для исследования области.

В работе ¹⁰⁹ обосновывается физическая и математическая модель области релаксации в прикатодной плазме. Протяженность этой области определяется длиной релаксации пучка эматтированных электронов. Показано, что при значениях параметров, характерных для катодного пятна,

$$\begin{aligned} n &\sim 10^{19}-10^{20} \text{ см}^{-3}, \\ n_i &= n_e \sim 10^{16}-10^{19} \text{ см}^{-3}, \\ j &\sim 10^5 \text{ а/см}^2, \quad \frac{j_i}{j_p} \sim 0,1-1, \quad T = T_W \sim 0,5 \text{ эв}, \\ T_e &\sim 1 \text{ эв}, \quad u \sim 10^3 \text{ см/сек} \end{aligned} \quad (2.19)$$

задача об определении состояния плазмы в области релаксации может быть отделена от задачи о разлете струи плазмы, если принять, что газодинамические параметры (n , T , u) не меняются в этой области. Протяженность области релаксации в рассматриваемых условиях $l_p \sim 10^{-4}$ см. Область значения параметров (11.19) соответствует результатам расчета¹³⁶ по модели прикатодной плазмы¹⁰⁹ и экспериментальным данным.

Физическая картина области релаксации определяется относительной величиной сечений элементарных процессов в плазме, которые в рассматриваемых условиях имеют следующие порядки (для меди):

$$\sigma_i \sim 10^{16} \text{ см}^2, \quad \sigma_{кр} \sim 10^{-15} \text{ см}^2, \quad \sigma_{ia} \sim 10^{-14} \text{ см}^2, \quad \sigma_K \sim 10^{-13} \text{ см}^2; \quad (2.20)$$

здесь σ_i — сечение ионизации меди электронами с энергией ~ 15 эв, $\sigma_{кр}$, σ_K — кулоновские сечения столкновений электронов пучка и электронов и ионов плазмы, σ_{ia} — сечение резонансной перезарядки для меди.

Сечения (2.20) и концентрации (2.19) определяют характерные длины элементарных процессов (для определенности примем $n \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $n_i/n \sim 0,1$):

$$\begin{aligned} l_{ia} &\sim 10^{-6} \text{ см}, \quad l_{ie} \sim l_{ee} \sim 10^{-6} \text{ см}, \\ l_{pa} &\sim l_{pi} \sim 10^{-4} \text{ см}, \quad l_i \sim 10^{-4} \text{ см}; \end{aligned} \quad (2.21)$$

здесь $l_{\alpha\beta}$ — соответствующие длины свободного пробега, l_i — длина ионизации эмиттированных электронов, l_{pa} , l_{pi} — длины релаксации для электронов пучка на атомах и ионах.

Соотношения (2.21) показывают, что эмиттированные электроны, ускоренные в слое объемного заряда (при значениях параметров (2.19) из формулы (2.9) следует, что $h \lesssim l_{ia}$), релаксируют в прикатодной плазме на расстояниях $l_p \sim 10^{-4}$ см (при меньших концентрациях l_p может достигать величин $\sim 10^{-3}$ см) за счет ударной ионизации атомов и рассеяния на атомах и заряженных частицах. Протяженность области релаксации намного превосходит длины свободного пробега ионов и электронов плазмы. Поэтому можно считать, что движение компонент плазмы в области релаксации описывается уравнениями многокомпонентной диффузии¹⁰⁹. Кроме указанных выше элементарных процессов, в области релаксации происходит термическая ионизация и рекомбинация заряженных частиц. Образовавшиеся в области релаксации ионы диффундируют к поверхности, причем эффективный коэффициент диффузии определяется процессом перезарядки, а градиент концентрации — скоростью процесса ионизации — рекомбинации. Оценки¹⁰⁹ показывают, что электрическое поле в области релаксации мало и оказывает малое влияние на диффузию ионов и энергию электронного газа.

Соответствующая описанной выше физической картине система уравнений¹⁰⁹, дополненная описанными выше соотношениями для слоя объемного заряда и тела электрода, представляет собой замкнутую систему для определения параметров катодного пятна.

Для иллюстрации приведем некоторые результаты расчетов параметров прикатодной области¹³⁶. На рис. 12 представлена зависимость основных параметров стационарного катодного пятна от суммарного тока на пятно. Из этого рисунка видно, что параметры прикатодной области не очень сильно меняются при изменении тока на пятно от 100 до 500 а. Обратим внимание на то, что порядки величин, полученные в результате расчета, соответствуют области значений (2.19), для которой проводилось упрощение системы уравнений¹⁰⁹.

Анализ кривых, изображенных на рис. 12, показывает, что полученные из расчета параметры неплохо соответствуют экспериментальным данным для групповых пятен (см. раздел 3) гл. 1).

Все приведенные выше результаты получены при табличных значениях теплофизических констант материала λ_s и λ_T , измеренных при комнатной температуре, работе выхода $\phi = 4,5$ э, а также при заданных значениях γ^5 и $U_c = 15$ э⁵⁶.

Сведения о теплофизических константах при высоких температурах весьма ограничены¹⁷⁸. Кроме того, в настоящее время нет точных данных о состоянии металла в области катодного пятна и его влиянии на работу выхода. Экспериментальные данные по эрозии и особенно катодному падению (см. раздел к) гл. 1), также могут быть неточными. В связи с этим был проведен анализ влияния величины констант, задаваемых при расчете, на результаты расчета параметров прикатодной области. Рис. 11 иллюстрирует результаты этого анализа. Кривые на этом рисунке изображают изменение плотности тока в пятне при $J = 200$ а. На основании данных, изображенных на рис. 11, можно заключить, что изменение в разумных пределах, задаваемых при расчете констант, не приводит к катастрофическому изменению рассчитываемых параметров (изменение плотности тока, например, лежит в пределах погрешности определения этой величины из эксперимента).

В заключение подчеркнем еще раз, что, несмотря на существенный прогресс, достигнутый за последние годы в экспериментальном и теоретическом исследовании катодного пятна, полного понимания этого физического явления еще не достигнуто. Нам представляется, что эта область весьма привлекательна для дальнейших физических исследований.

Кроме того, в списке литературы приведены ссылки 20, 21, 37, 53, 72, 77, 78, 103—105, 110, 114, 115, 118—120, 129, 135, 141, 172, 179, 180, 182, 189, которые могут быть полезны читателям.

НИИ механики Московского
государственного
Университета им. М. В. Ломоносова
ВНИИ метрологической службы

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги.— М.: Наука, 1968.
2. Reese M. P.— Proc. IEE, 1963, v. 110, p. 793.
3. Finkelburg W., Maescker H.— Elektrische Bogen und Thermischen Plasma.— In: Handb. d. Phys.— Heidelberg; Berlin: Springer-Verlag, 1956.— Bd. 22, S. 254.
4. Holm R.— In: Electric Contacts Handbook.— Berlin; Göttingen; Heidelberg: Springer-Verlag, 1958.
5. Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме.— М.: Наука, 1970.
6. Lee T. H., Greenwood A., Polinko G.— Pow. App. Syst., 1962, v. 17, p. 376.
7. Stark J., Reich M.— Phys. Zs., 1903, Bd. 4, S. 321.
8. Stark J.— Ibid., 1904, Bd. 5, S. 750.
9. Zuska E.— Czech. Phys. J., 1957, v. 7, p. 306.
10. Wroe H.— Nature, 1958, v. 182, p. 4631.
11. Cobine J. D., Gallagher G. J.— Phys. Rev., 1948, v. 74, p. 1524.
12. Mau H. J.— In: Intern. Kolloquium.— T. H. Ilmenau, DDR, 1964.— S. 71.
13. Ozama M., Bull. Electrotechn. Lab., 1962, v. 26, p. 82.
14. Башаров Р., Гавриловская Е. М., Малкин О. А., Трехов Е. С.— ЖТФ, 1968, т. 37, с. 1105.
15. Sammerville J. M., Blewin W. R., Fletcher N. H.— Proc. Phys. Soc. Ser. B, 1952, v. 65, p. 963.
16. Рыкалин Н. Н. Тепловые основы сварки.— М.: Изд-во АН СССР, 1951.
17. Бейлис И. И., Левченко Г. В., Потоккин В. С., Раховский В. И., Рыкалин Н. Н.— Физ. и хим. обр. матер., 1967, № 3, с. 19.
18. Froome K. D.— Proc. Phys. Soc. Ser. B, 1949, v. 62, p. 805.
19. Mitterauer R.— In: Proc. of 8th Intern. Conference on Phenomenon in Ionized Gases.— Vienna: 1967.— P. 90.
20. Bauer A.— Zs. Phys., 1954, Bd. 138, S. 35.
21. Stark J.— Phys. Zs., 1903, Bd. 4, S. 440.
22. Tonks L.— Physics, 1935, v. 6, p. 294.
23. Gunterschulze A.— Zs. Phys., 1922, Bd. 11, S. 74.
24. Grakov V., Hermoch V.— Czech. Phys. J. Ser. B, 1963, v. 13, p. 509.
25. Froome K. D.— Proc. Phys. Soc. Ser. B, 1950, v. 63, p. 377.
26. Кесаев И. Г. Катодные процессы ртутной дуги и вопросы ее устойчивости.— М.: Госэнергоиздат, 1961.
27. Авраменко В. Б., Боканович Г. И., Канцель В. В., Менько Л. Я., Раховский В. И.— В кн. Тезисы докладов XIV Всесоюзной конференции по эмиссионной электронике.— Ташкент: 1970.— С. 23.
28. Schmidt E.— Ann. d. Phys. (Lpz.), 1949, Bd. 4, S. 246.
29. Rakhovskiy V. I.— In: Proc. of 5th Intern. Symposium on Electrical Discharges and Insulation in Vacuum.— Poznan, 1972, p. 215.
30. Ильин В. Е., Лебедев С. В.— ЖТФ, 1962, т. 32.
31. Rothstein J.— Phys. Rev., 1948, v. 73, p. 1214.
32. Malter Z.— Ibid., 1936, v. 49, p. 478.
33. Канцель В. В. Автореферат канд. диссертации.— Москва: 1973.
34. Jamamura S.— J. Appl. Phys., 1950, v. 21, p. 193.
35. Zei D., Winans J. E.— Ibid., 1959, v. 30, p. 1813.
36. Robson A. E., Engel A.— Phys. Rev., 1954, v. 93, p. 1121.
37. Smith C. G.— Ibid., 1948, v. 73, p. 543.
38. Gallagher C. J., Cobine J. D.— Ibid., 1947, v. 71, p. 481.
39. Саммервилл Д. Электрическая дуга.— М.: Госэнергоиздат, 1962.

40. Tanberg R.—Nature, 1929, v. 124, p. 373.
41. Rothstein J.—Phys. Rev., 1950, v. 78, p. 331.
42. Longini R. L.—Ibid., 1947, v. 71, p. 642.
43. St. John R. M., Winans J. G.—Ibid., 1955, v. 93, p. 1669.
44. Ecker G., Muller K. G.—Zs. Phys., 1958, Bd. 151, S. 577.
45. Guile A. E., Secker P. E.—J. Appl. Phys., 1958, v. 29, p. 1662.
46. Hull A. W.—Phys. Rev., 1959, v. 151, p. 377.
47. Сена Л. А.—ЖТФ, 1968, т. 38, с. 1993.
48. Фурсей Г. Н., Воронцов-Вельяминов П. Н.—ЖТФ, т. 17, с. 1880.
49. Канцель В. В., Зыкова Н. М., Раховский В. И., Селиверстова И. Ф., Устимец А. П.—ЖТФ, 1970, т. 11, с. 2361.
50. Lee T. H., Greenwood A., Polinko G.—Pow. App. Syst., 1957, pt. 3, No. 31, p. 601.
51. Malcolm R.—Zs. Phys., 1907, Bd. 8, S. 471.
52. Pleesse H.—Appl. Phys., 1935, v. 22, p. 473.
53. Ives H. E.—J. Franklin Inst., 1924, v. 198, p. 473.
54. Anderson S. H., Kretmar G. C.—Phys. Rev., 1935, v. 26, p. 33.
55. Хольм Р. Электрические контакты.— М.: ИЛ, 1961.
56. Граков В. Е., ЖТФ, 1964, т. 34, с. 1482; 1967, т. 37, с. 396.
57. Rothstein J.—In: Exploding Wires.— N.Y.: Plenum Press, 1964.
58. Holmes R., Djacov B. E.—Цитир. в ²⁹ сб.— Р. 221.
59. Mitterauer R.—In: Proc. of 1st Intern. Conference on Gas Discharge.— London: 1970.— Р. 598.
60. Голубь В. Н., Канцель В. В., Раховский В. И.—В кн. тезисов VI Всесоюзного совещания по теории, технике и применению электрических контактов и контактных материалов.— М.: Энергия, 1972.— С. 59.
61. Голубь В. Н., Канцель В. В., Раховский В. И.—В кн. тезисов II Симпозиума по сильноточной эмиссионной электронике.— Томск: 1975.— С. 121.
62. Kutzner J., Zalucki Z.—Цитир. в ⁵⁹ сб.— Р. 87.
63. Cobine J. D., Vanderslice T. A.—Trans. AIEE. Com. and. El., 1963, No. 66, p. 230.
64. Канцель В. В., Куракина Т. С., Потокин В. С., Раховский В. И., Ткачев Д. Г.—ЖТФ, 1968, т. 38, с. 1074.
65. Раховский В. И.—ЖТФ, 1964, т. 34, с. 2072.
66. Головейко А. Г. Автореферат канд. диссертации.— Минск: 1969.
67. Holm R.—J. Appl. Phys., 1949, v. 20, p. 715.
68. Анисимов С. И., Имас Я. И., Романов Г. С., Ходенко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металл.— М.: Наука, 1970.
69. Tanberg R.—Phys. Rev., 1930, v. 35, p. 1080.
70. Kobel E.—Ibid., 1930, v. 34, p. 930.
71. Kesaev I. G., Markwardt G. E.—Цитир. в ²⁹ сб.— Р. 235.
72. Engel A. V., Arnold H. W.—Phys. Rev., 1961, v. 125, p. 803.
73. Berkey W., Mason R.—Ibid., 1931, v. 38, p. 943.
74. Compton K. T.—Ibid., 1930, v. 36, p. 706.
75. Easton E. C., Lukas F. B., Creadi F.—Electr. Eng., 1934, v. 53, p. 1454.
76. Rich R., Ludi E.—Zs. Phys., 1932, Bd. 75, S. 812.
77. Fehling H.—ET2-A, 1963, Bd. 84, Nr. 15, S. 502.
78. Месси Г., Бархон Е. Электронные и ионные столкновения.— М.: ИЛ, 1958.
79. Плюто А. А., Рыжков В. Н., Капин А. Г.—ЖЭТФ, 1964, т. 47, с. 503.
80. Тюлина М. А.—ЖТФ, 1965, т. 35, с. 511.
81. Ecker G.—Erg. Exakt. Naturwiss., 1961, Bd. 33, S. 1.
82. Голубь В. Н. Автореферат канд. диссертации.— Москва: 1974.
83. Mitterauer J.—Acta Phys. Austriaca, 1973, Bd. 37, S. 175.
84. Wasserrab T.—Zs. Phys., 1951, Bd. 130, S. 311.
85. Lutz A., C.R. Ac. Sci., 1949, t. 228, p. 912.
86. Сенченков А. П. Автореферат докт. диссертации.— Москва: 1968.
87. Birch F.—Phys. Rev., 1932, v. 40, p. 1054.
88. Tanberg R., Berkey W.—Ibid., 1931, v. 38, p. 296.
89. Лукацкая И. А.—ЖТФ, 1964, т. 34, с. 964.
90. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И.—Опт. и спектр., 1959, т. 6, с. 440.
91. Алексеев В. А., Юков Ю. А. Препринт № 47 ФИАН СССР.— Москва: 1968.

92. Griem H. R.—Phys. Rev. Lett., 1966, v. 17, p. 509.
93. Finkelburg W., Segal S. M.—Ibid., 1950, v. 80, p. 258.
94. Nottingham W. B.—J. Franklin Inst., 1929, v. 207, p. 299.
95. Bauer A., Schulz P.—Zs. Phys., 1954, Bd. 139, S. 197.
96. Бейлис И. И., Любимов Г. А., Раховский В. И.—ДАН СССР, 1969, т. 188, с. 552.
97. Грановский В. Л., Быховская Л. Н.—ЖЭТФ, 1946, т. 16, с. 823.
98. Мазинг М. А., Раховский В. И., Стоцкий Г. И., Шустряков В. М.—Опт. и спектр., 1974, т. 37, с. 810.
99. Пенкин Н. П., Редько Т. П.—Ibid., 1967, т. 23, с. 650.
100. Раховский В. И.—ТВТ, 1970, т. 8, с. 29.
101. Compton K. T.—Phys. Rev., 1923, v. 21, p. 266.
102. Thomson J. J.—Conduction of Electricity through Gases.—Leipzig: 1906.
103. Nottingham W. B.—Phys. Rev., 1929, v. 33, p. 280.
104. Mason R. C.—Ibid., 1931, v. 38, p. 427.
105. Stark J.—Ann. d. Phys. (Lpz.), 1903, Bd. 12, S. 678.
106. Кесаев И. Г.—ЖТФ, 1964, т. 34, с. 1482.
107. Граков В. Е. Автореферат канд. диссертации.—Минск: 1967.
108. Бейлис И. И., Любимов Г. А., Раховский В. И.—ДАН СССР, 1969, т. 188, с. 202.
109. Бейлис И. И., Любимов Г. А., Раховский В. И.—Ibid., 1972, т. 203, p. 71.
110. Robertson R.—Phys. Rev., 1938, v. 53, p. 578.
111. Eckhardt G.—J. Appl. Phys., 1971, v. 42, p. 5757.
112. Eckhardt G.—Ibid., 1973, v. 44, p. 1146.
113. Haunes J. R.—Phys. Rev., 1948, v. 73, p. 891.
114. Lawrence E. O., Dunnington F. G.—Ibid., 1930, v. 35, p. 396.
115. Nocke H., Schmidt E.—Zs. Naturforsch., 1952, Bd. 7a, S. 677.
116. Мусин А. К., Тюлина М. А.—ТВТ, 1965, т. 3, с. 459.
117. Neukirchen J.—Abhandl. Braunsch. Wiss. Ges., 1953, Bd. 5, S. 63.
118. Грим Г.—Спектроскопия плазмы.—М.: Атомиздат, 1969.
119. Чопра К. Л.—Электрические явления в тонких пленках.—М.: Мир, 1972.
120. Вайнштейн Л. А., Очкур В. И., Раховский В. И., Степанов А. М.—ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 511.
121. Kanzel V. V., Rakhovskii V. I.—In: Proc. of 6th Intern. Symposium on Electrical Discharges and Insulation in Vacuum.—Swansea, England: 1974.
122. Schliedst G.—Diploma Thesis.—T. H. Ilmenau, DDR: 1964.
123. Bolanowski B.—Zesz. nauk (Politech. Lodz. Elektryka), 1967, t. 25, S. 5.
124. Осадин Б. А.—ЖТФ, 1965, т. 35, с. 1230.
125. Gillery P.—Zs. Naturforsch., 1955, Bd. 10a, S. 248.
126. Secker R. E., George I. A.—J. Phys. Ser. B, 1969, v. 2, p. 918.
127. Davis W. D., Muller H. C.—J. Appl. Phys., 1969, v. 40, p. 2212.
128. Kimblin C. W.—Ibid., 1973, v. 44, p. 3073.
129. Schulze G.—Ann. d. Phys. (Lpz.), 1903, Bd. 12, S. 828.
130. Gaulrapp R.—Ibid., 1936, Bd. 25, S. 705.
131. Fink H. P.—Wiss. Verof. Siemens-Werke, 1938, Bd. 17, S. 45.
132. Энгель А., Штенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах.—М.: ОНТИ, 1936, Т. 1, 2.
133. Любимов Г. А.—ПМТФ, 1970, № 5, с. 3.
134. Mesyats G. A.—In: 10th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases.—Oxford, 1971.
135. Циннман И. М.—В кн. тезисов X Всесоюзной конференции по катодной электронике.—Ташкент: 1961.—С. 95; Радиотехника, 1962, т. 8, с. 1270.
136. Бейлис И. И.—ЖТФ, 1974, т. 44, с. 400.
137. Slepian J.—Phys. Rev., 1926, v. 77, p. 407.
138. Engel A., Robson A. E.—Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1957, v. 243, p. 217.
139. Smith C. G.—Phys. Rev., 1942, v. 62, p. 48.
140. Лесков Г. И.—Автомат. сварка, 1963, № 5, с. 62.
141. Бете Г., Зоммерфельд А. Электронная теория металлов.—М.: ОНТИ, 1938.
142. Dolan W. W., Dyke W. P.—Phys. Rev., 1954, v. 95, p. 327.
143. Murphy E. L., Good R. N.—Ibid., 1956, v. 102, p. 1464.
144. Guth E., Mullin C. J.—Ibid., 1942, v. 61, p. 339.
145. Lee T. H.—J. Appl. Phys., 1957, v. 28, p. 920.
146. Lee T. H., Greenwood A.—Ibid., 1961, v. 32, p. 916.
147. Бродский А. И., Гуревич Ю. Я.—Изв. АН СССР. Сер. физ., 1969, т. 33, с. 588.
148. Ecker G., Muller K.—J. Appl. Phys., 1959, v. 30, p. 1466.
149. Bauer A.—Beitr. Plasmaphys., 1966, Bd. 6, S. 237.

150. Острецов И. Н., Петросов В. А., Поротников А. А., Родневич Б. Б.— ЖТФ, 1973, т. 43, с. 1708.
151. Острецов И. Н., Петросов В. А., Поротников А. А., Родневич Б. Б.— ТВТ, 1974, т. 12, с. 882.
152. Rich I. A.— J. Appl. Phys., 1961, v. 32, p. 1024.
153. Hull A. W.— Phys. Rev., 1962, v. 126, p. 1603.
154. Зыкова Н. М. Автореферат канд. диссертации.— Красноярск: 1968.
155. Бейлис И. И., Раховский В. И.— ИФЖ, 1970, т. 19, с. 678.
156. Головейко А. Г.— ИФЖ, 1967, т. 13, с. 215.
157. Lee T. H.— J. Appl. Phys., 1960, v. 31, p. 924.
158. Бейлис И. И.— ЖТФ, 1974, т. 44, с. 411.
159. Compton K. T.— Phys. Rev., 1931, v. 24, p. 1077.
160. Langmuir I.— Gen. Electr. Rev., 1923, v. 26, p. 735.
161. Maskeon S. S.— Ibid., 1929, v. 34, p. 611.
162. Escker G.— Zs. Phys. 1953, Bd. 136, S. 1.
163. Escker G.— Ibid., 1952, Bd. 132, S. 248.
164. Анисимов С. И., Разматулина Т. Х.— Препринт ИПМ АН СССР № 56.— Москва: 1972.
165. Escker G.— Zs. Phys., 1953, Bd. 133, S. 105.
166. Козлов Н. П., Хвесюк В. И.— ЖТФ, 1971, т. 41, с. 2135.
167. Козлов Н. П., Хвесюк В. И.— Ibid., с. 2142.
168. Нагайбеков Р. Б.— Ibid., с. 2350.
169. Weizel W., Rompe R., Schon H.— Zs. Phys., 1940, Bd. 115, S. 179.
170. Ицкович Ф. И.— ЖЭТФ, 1966, т. 50, с. 1425.
171. Ицкович Ф. И.— ЖЭТФ, 1967, т. 52, с. 1720.
172. Любимов Г. А.— ЖТФ, 1973, т. 43, с. 888.
173. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники.— М.: ИЛ, 1964.
174. Коган М. Н., Макашев Н. К.— МЖГ, 1971, т. 6, с. 3.
175. Куляпин В. М.— ИФЖ, 1971, т. 21, с. 310.
176. Куляпин В. М.— ЖТФ, 1971, т. 41, с. 381.
177. Бейлис И. И., Любимов Г. А.— ТВТ, 1975, т. 13, с. 1137.
178. Полецкий В. Э., Тимрот Д. Л., Воскресенский В. Ю. Высокотемпературные исследования тепло- и электропроводности твердых тел.— М.: Энергия, 1971.
179. Maesker H.— Zs. Phys., 1955, Bd. 141, S. 198.
180. Mellman B.— Phys. Rev., 1931, v. 144, p. 1077.
181. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металла.— М.: Мир, 1967.
182. Бейлис И. И., Любимов Г. А.— ЖТФ, 1976, т. 46, с. 1231.
183. Любимов Г. А.— ДАН СССР, 1975, т. 225, с. 104.
184. Бейлис И. И., Любимов Г. А.— ЖТФ, 1976, т. 46, с. 2181.
185. Любимов Г. А.— ЖТФ, 1977, т. 47, с. 297.
186. Сена Л. А.— ЖТФ, 1970, т. 40, с. 1942.
187. Раховский В. И.— Автореферат докт. диссертации.— Ленинград: 1973.
188. Rondeel V. G. J.— J. Phys., ser. D, 1974, v. 7, p. 629.
189. Nouaux M. F.— Arc. Physics.— Paris: 1969.
190. Escker G.— Zs. Naturforsch., 1973, Bd. 28a, S. 417.
191. Escker G.— ТВТ, 1973, т. 11, с. 865.