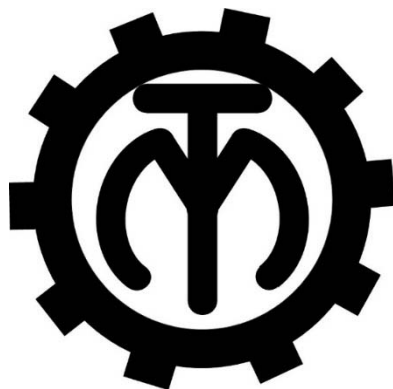


МЕЖГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«БЕЛОРУССКО-РОССИЙСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Кафедра «Технология машиностроения»

НАУЧНЫЕ ОСНОВЫ ПРИМЕНЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ

*Методические рекомендации к практическим занятиям
для магистрантов специальности
1-36 80 02 «Инновационные технологии в машиностроении»
дневной и заочной форм обучения*



Могилев 2021

УДК 621.3:621.791.75
ББК 34.55
НЗ4

Рекомендовано к изданию
учебно-методическим отделом
Белорусско-Российского университета

Одобрено кафедрой «Технология машиностроения» «18» октября 2021 г.,
протокол № 4

Составители: канд. техн. наук, доц. В. М. Шеменков;
ст. преподаватель М. А. Рабыко

Рецензент канд. техн. наук, доц. Д. М. Свирепа

Методические рекомендации содержат указания для выполнения практических заданий в соответствии с рабочей программой дисциплины «Научные основы применения источников концентрированных потоков энергии», а также краткие теоретические положения и необходимые справочные данные.

Учебно-методическое издание

НАУЧНЫЕ ОСНОВЫ ПРИМЕНЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ

Ответственный за выпуск	В. М. Шеменков
Корректор	Т. А. Рыжикова
Компьютерная верстка	Н. П. Полевничая

Подписано в печать . Формат 60×84/16. Бумага офсетная. Гарнитура Таймс.
Печать трафаретная. Усл. печ. л. . Уч.-изд. л. . Тираж 21 экз. Заказ №

Издатель и полиграфическое исполнение:
Межгосударственное образовательное учреждение высшего образования
«Белорусско-Российский университет».

Свидетельство о государственной регистрации издателя,
изготовителя, распространителя печатных изданий
№ 1/156 от 07.03.2019.

Пр-т Мира, 43, 212022, г. Могилев.

© Белорусско-Российский
университет, 2021

Содержание

1	Определение баланса энергии дуги.....	4
2	Определение параметров плазмы дуги	10
3	Определение параметров плазмы тлеющего разряда.....	14
	Список литературы	25

1 Определение баланса энергии дуги

Цель работы: приобретение практических навыков определения баланса энергии дуги.

При рассмотрении саморегулирования дуги, переходных процессов в системе «дуга – источник питания», составлении ее эквивалентной схемы необходимо знать уравнение динамики дуги.

Примем допущения:

- рассматриваются относительно длинные дуги и процессы в ее столбе;
- столб дуги обладает цилиндрической симметрией;
- плазма столба дуги принимается термически равновесной;
- конвенция и излучение отсутствуют.

Известно, что порядок дифференциального уравнения системы определяется числом резервуаров ее энергии.

Рассмотрение основных форм энергии электрического тока в газе (магнитной, электрического поля, ионизации и кинетической энергии частиц) показывает, что главное значение имеют кинетическая энергия частиц и энергия ионизации.

Кинетическая энергия единицы объема газа

$$W_k = \frac{3}{2} n \cdot k \cdot T, \quad (1.1)$$

где n – число частиц в единице объема;

k – постоянная Больцмана, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж·град⁻¹;

T – абсолютная температура.

Энергия ионизации в единице объема газа

$$W_{ou} = n \cdot e \cdot U_j \cdot \alpha_u, \quad (1.2)$$

где e – заряд электрона;

U_j – энергия ионизации;

α_u – степень ионизации.

Для дуги в парах железа $T = 6000$ К, $\alpha_u = 0,02$, $U_j = 7,83$ В, $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж.

Отношение
$$\frac{W_k}{W_{ou}} = \frac{3 \cdot k \cdot T}{2 \cdot \alpha_u \cdot e \cdot U_j} = 5.$$

В качестве исходного используем уравнение баланса энергии (Эленбааса – Геллера)

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \cdot \nabla^2 \cdot T + \frac{1}{C_p \cdot \gamma} \cdot \sigma \cdot E^2, \quad (1.3)$$

где ∇^2 – оператор Лапласа;

a – коэффициент температуропроводности;

σ – удельная проводимость;

C_p – теплоемкость;

γ – плотность;

E – напряженность электрического поля.

Введем функцию обобщенной теплопроводности

$$S = \int_0^r \lambda \cdot \partial T, \quad (1.4)$$

где λ – коэффициент теплопроводности.

Уравнение (1.3) в случае цилиндрической симметрии для стационарного случая можно записать в следующем виде:

$$\sigma \cdot E^2 = -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial S}{\partial r} \right),$$

где r – текущий радиус дуги.

Граничные условия

$$\left. \frac{\partial S}{\partial r} \right|_{r=0} = 0;$$

$$S = S_0;$$

$$\left. \frac{\partial S}{\partial r} \right|_{S=0} = -\frac{Q_C}{2 \cdot \pi \cdot r};$$

$$S|_{r=R} = 0;$$

$$S|_{t=0} = S, \quad (1.5)$$

где Q_C – мощность, приходящаяся на единицу длины столба дуги.

$S(r)$ получают из решения уравнения (1.5) для стационарного случая.

Из частного или обобщенного решения уравнения (1.5) получаем значение постоянной времени дуги:

$$\tau_\partial = \frac{S_0}{a \cdot E^2 \cdot \sigma_0^*}, \quad (1.6)$$

где σ_0^* – значение проводимости, соответствующей линейной функции $\sigma(S)$ при $S = S_0$.

В случае, когда коэффициент теплопроводности λ в диапазоне рабочих температур может быть принят постоянным,

$$\tau_{\partial} = \frac{C_p \cdot \gamma \cdot T_0}{E^2 \cdot \sigma_0^*}. \quad (1.7)$$

Для дуги в азоте $T_0 = 7000$ К, $\gamma = 36 \cdot 10^{-6}$ г·см⁻³, $C_p = 0,325$ кал·г⁻¹·град⁻¹, $\sigma_0^* = 150$ м⁻¹·см⁻¹, $E = 30$ В·см⁻¹, $\tau_{\partial} = 5,9 \cdot 10^{-6}$ с.

Для дуги в аргоне $T_0 = 80000$ К, $\gamma = 80 \cdot 10^{-6}$ г·см⁻³, $C_p = 0,124$ кал·г⁻¹·град⁻¹, $\sigma_0^* = 100$ м⁻¹·см⁻¹, $E = 10$ В·см⁻¹, $\tau_{\partial} = 7,9 \cdot 10^{-5}$ с.

Экспериментальные данные, полученные различными методами «впрыскиванием» в дугу тока и наложением на дугу синусоидальных импульсов тока, дают такой же порядок значений постоянной времени дуги.

Инерционность дуги проявляется в виде петли гистерезиса при снятии динамических характеристик дуги. Образование петли гистерезиса соответствует скорости нарастания тока $\frac{dI}{dt} \approx 2,5 \cdot 10^5$ А·с⁻¹.

Анализ полученных результатов по определению крутизны статических характеристик дуги ($k_{\partial m} = R_{\partial}$), суммы приэлектродных падений напряжений и градиента потенциала в столбе дуги позволяет сделать некоторые обобщения.

Для исследования дуг с плавящимся электродом Al–Al, Fe–Fe, Fe–С в различных газовых средах статическая вольт-амперная характеристика дуги является возрастающей $dU_{\partial}/dI = k_{\partial m} > 0$, и ее крутизна находится в пределах 0,01...0,05 В/А. В зависимости от материала электрода, состава защитной среды и режима сварки сумма приэлектродных падений напряжений составляет 13...25 В. Градиент потенциала в столбе дуги зависит от состава защитной среды: для дуги в аргоне между электродами из сплава АМгб изменяется от 5,7 до 13,4 В/см, а в углекислом газе – от 16,6 до 33 В/см.

По полученным экспериментальным данным сумма приэлектродных падений напряжений возрастает с увеличением тока. По данным катодное падение напряжений пропорционально току, а анодное падение напряжения постоянно и составляет $(2,5 \pm 0,5)$ В. Анодное падение напряжения с ростом тока может возрастать или уменьшаться в зависимости от направления действия результирующего плазменного потока в дуге.

Постоянная времени дуги согласно теоретическим и экспериментальным данным составляет 0,1...0,01 мс. Постоянная времени сварочной цепи обычно равна 10...1 мс, т. е. на один-два порядка больше. Таким образом, в подавляющем большинстве случаев инерционностью сварочной дуги можно пренебречь и рассматривать ее как статическую модель.

В качестве такой модели дугу с плавящимся электродом можно представить в виде последовательно соединенных противоЭДС и сопротивления. В общем виде сопротивление дуги может быть положительным и отрицательным, однако экспериментами не обнаружено случаев, когда $dU_{\partial}/dI < 0$ для

плавящегося электрода. Уравнение статической характеристики дуги можно записать в следующем виде:

$$U_{\partial} = E_{\partial} + k_{\partial m} \cdot I_{\partial}, \quad (1.8)$$

где E_{∂} – противоЭДС дуги.

$$E_{\partial} = U_{ka} + k_{\partial} \cdot I_{\partial}, \quad (1.9)$$

U_{ka} и k_{∂} условно соответствуют значению тока $I_{\partial} = 0$. Коэффициент $k_{\partial m}$ характеризует возрастание суммы приэлектродных падений напряжения с ростом тока.

Если статическая вольт-амперная характеристика дуги в общем случае является нелинейной, то линеаризация ее путем разложения функции $U_{\partial} = f(I_{\partial})$ в ряд Тейлора приведет к тому же результату – формуле (1.8). Следует отметить, что введение понятия о противоЭДС или так называемой «поляризации» дуги – чисто формальный прием, необходимый для линеаризации характеристик дуги и применения закона Ома к содержащим ее цепям.

Минимальный ток горения дуги – один из параметров, характеризующих ее физическую устойчивость. Знание минимального тока необходимо для оценки стабильности процесса при действии различных возмущений. Имеются данные о преддуговых токах для дуги переменного тока, пороговых и ячеечных токах для дуги постоянного тока.

Методика определения минимального тока дуги заключается в уменьшении сварочного тока путем введения в цепь резистора с активным сопротивлением. Измерения проводили по осциллограммам на участках, где $dI/dt = 0$, т. е. где устанавливался стационарный процесс горения малоамперной дуги. Время горения дуги выбирали 20 мс, что вполне достаточно для окончания переходных процессов в системе дуга – источник питания. При определенном сопротивлении время горения малоамперной дуги было меньше 20 мс, т. е. наблюдался обрыв дуги. За минимальный принимался ток, соответствующий максимальному сопротивлению, при котором еще наблюдается непрерывное горение дуги в течение 20 мс. Для фиксации малых токов была разработана специальная нелинейная полупроводниковая приставка.

Независимо от состава газовой среды, химического состава и диаметра электрода, полярности минимальный ток горения дуги изменяется в узких пределах.

Так, для дуги в углекислом газе электродной проволокой Св-08Г2С диаметром 1,6 и 2 мм минимальный ток составляет 2...3 и 3...4 А соответственно. Для дуги в аргоне электродной проволокой СВАМгб1 минимальный ток равен 2...3 А. Значение минимального тока в среде углекислого газа практически не зависит от напряжения на дуге в диапазоне его изменения 25...45 В. Для сравнения пороговый ток дуги для стальных электродов равен 1,5 А, а для алюминиевых – 1 А.

Как для катодной, так и для анодной областей дуги можно составить подробную схему баланса энергии. Например, для участка анода основные составляющие баланса энергии следующие: приход – потенциальная и кинетическая энергия электронов, конвективная и лучистая теплопередача от столба плазмы; расход – плавление, излучение и теплоотвод в материал анода. Однако механизм явлений в переходных областях дуги пока недостаточно ясен, поэтому проводить точный расчет всех составляющих баланса энергии трудно. В катодной области остаются неизвестными доля ионного тока, коэффициент аккомодации энергии ионов для данного катода, изменение работы выхода электронов вследствие эффекта Шоттки и т. п.

В технологическом отношении энергетическая структура дуги вполне определяется при термодинамическом макроподходе. Дугу при этом рассматривают как квазиравновесную систему, состоящую из трех источников теплоты: катодного W_K , анодного W_a и столба дуги W_{ct} .

Ток во всех зонах дуги условно можно принять электронным. На результат термодинамического расчета такая условность совершенно не влияет. Баланс энергии за 1 с в расчете на 1 А тока приведен в таблице 1.1.

Таблица 1.1 – Баланс энергии в различных областях дуги

Зона дуги	Приход	Расход
Катодная область	U_K	$W_K + \varphi + 2k \cdot T$
Анодная область	$U_A + \varphi_a + 2k \cdot T$	W_a
Столб дуги	$U_{CT} = E_{CT} \cdot I_{CT}$	W_{CT}

Принимаем условно $\varphi_K = \varphi_a = \varphi$, тогда для всей дуги

$$U_D = U_K + U_a + U_{CT} \approx W_K + W_a + W_{CT}, \quad (1.10)$$

что соответствует известной формуле

$$U_D = a + b \cdot l_D. \quad (1.11)$$

Термодинамический баланс энергии на катоде целесообразно сравнить с точным балансом энергии, который для катода следовало бы написать так: приход = расход в катод + расход в столб, т. е.

$$IU_K = I_i \cdot (W_{Ki} + W_{ni}) + I_e U_K, \quad (1.12)$$

где I – общий ток, $I = I_j + I_e$;

W_{Ki} , W_{ni} – кинетическая и потенциальная энергии ионов, передаваемые на катод ионным током силой 1 А.

Обозначив долю ионного тока $f = I_i / I$, а долю электронного тока $I_e / I = 1 - f$ и разделив обе части уравнения (1.12) на I , получим баланс энергии на 1 А общего тока:

$$U_K = f \cdot (W_{ki} + W_{ni}) + (1 - f) \cdot U_K. \quad (1.13)$$

В соответствии с таблицей 1.1 для термодинамического баланса энергии в катодной области первое слагаемое в правой части (1.13) есть W_K , а второе равно $\varphi + 2kT$. Отсюда

$$(1 - f) \cdot U_K = \varphi + 2 \cdot k \cdot T, \quad (1.14)$$

т. е. электроны уносят в столб дуги потенциальную энергию, соответствующую высоте барьера φ , и кинетическую энергию $2kT$, где T – температура плазмы столба дуги. Тогда доля ионного тока на катоде

$$f = [U_K - (\varphi + 2 \cdot k \cdot T)] / U_K. \quad (1.15)$$

Отсюда следует, что, например, увеличивая температуру T в столбе дуги или работу выхода, можно уменьшить долю ионного тока и увеличить долю электронного тока. Если $U_K = 10\text{В}$, $\varphi = 4\text{В}$, то $f = 0,4$. Это соответствует условиям дуги в аргоне.

Теплота W_a и W_K , выделяющаяся в катодной и анодной областях соответственно, затрачивается на нагрев, плавление и испарение соответствующих электродов, а также на механические воздействия в приэлектродных областях.

Из формул, приведенных в таблице 1.1, следует, что на катоде не вся выделяемая энергия U_K переходит в теплоту. Часть ее, равная $\varphi + 2kT$, уносится электронами в плазму дуги. На аноде, наоборот, потенциальная φ и термическая $2kT$ энергии электронов прибавляются к энергии, определяемой анодным падением потенциала.

Иногда теплоту W_K и W_a оценивают как эффективное катодное (анодное) падение потенциала:

$$W_K = U_K^\partial = U_K - (\varphi + 2 \cdot k \cdot T); \quad (1.16)$$

$$W_a = U_a^\partial = U_a + (\varphi + 2 \cdot k \cdot T). \quad (1.17)$$

Тогда суммарное эффективное падение потенциала на катоде и аноде $U_{k+a}^\partial = U_{k+a}$.

По формулам (1.16) и (1.17) можно решить и обратную задачу – приближенно оценить тепловыделение на электродах без измерения теплового потока на катод и анод. Для этого необходимы значения катодного и анодного падений потенциала, температуры столба дуги и работы выхода электронов.

Пример – Для металла-дуги из эксперимента получено $U_K = 8$ В, $U_a = 3$ В при $T \approx 5800$ К. Для значений $kT \approx 0,5$ эВ, $\phi = 4$ эВ определить тепловыделение в приэлектродных областях.

Решение

В соответствии с формулами (1.16) и (1.17) на 1 А тока тепловыделение составит: в катодной области $W_K = 8 - (4 + 1) = 3$ В; в анодной области $W_a = 3 + (4 + 1) = 8$ В.

Задача 1. Вольфрамовая, или W-дуга, характеризуется следующими параметрами: $U_K = 9$ В, $T \approx 23000$ К, $kT = 2$ эВ, $\phi = 4$ эВ, $U_a = 3$ В. Найти тепловыделение в приэлектродных областях на 1 А тока.

Задача 2. Для плавящегося стального электрода теплота плавления на 1 А за 1 ч будет равна $q_{пл} = \alpha_p \cdot \Delta H$, где α_p – коэффициент расплавления электрода, составляющий для ручной дуговой сварки 6...14, а для автоматической 12...24 г/(А·ч); ΔH – теплосодержание расплавленного материала. Найти тепловыделение для ручной дуговой сварки в приэлектродных областях на 1 А тока.

Задача 3. Построить диаграмму площадей динамических характеристик для различных газов.

Задача 4. Построить кривые перехода статической дуги в динамическую в зависимости от напряжения дуги.

2 Определение параметров плазмы дуги

Цель работы: ознакомление с основными электрическими свойствами дуги постоянного тока, определяющими ее особенности как элемента электрической цепи и потребителя электроэнергии.

Электрическая сварочная дуга в условиях сварки представляет собой мощный установившийся электрический разряд в ионизированной смеси газов и паров веществ, входящих в состав защитной атмосферы и электродной проволоки.

На рисунке 2.1 представлено схематическое изображение электрической дуги и расположенных вдоль её оси областей. Справа – эквивалентная схема замещения на основе трёх последовательно соединённых активных сопротивлений.

Общей характеристикой газов является то, что они в нормальных условиях не являются проводниками электрического тока. Однако при благоприятных условиях (высокая температура и наличие внешнего электрического поля высокой напряженности) газы могут ионизироваться, т. е. их атомы или молекулы могут освобождать (для электроотрицательных элементов наоборот) либо захватывать электроны, превращаясь соответственно в положительные

или отрицательные ионы. Благодаря этим изменениям газы переходят в четвертое состояние вещества, называемого плазмой. Является очевидным, что плазма электропроводна. Под действием напряжения источника питания электроны перемещаются к аноду, а положительно заряженные ионы, и к катоду. Подвижность электронов в электрическом поле на три порядка выше ионов и ток в дуге преимущественно электронный. Электрические свойства дуги определяются процессами, протекающими в ее трех характерных зонах – столбе и в приэлектродных областях дуги (катодной и анодной), которые находятся между столбом дуги с одной стороны и электродом и изделием с другой.

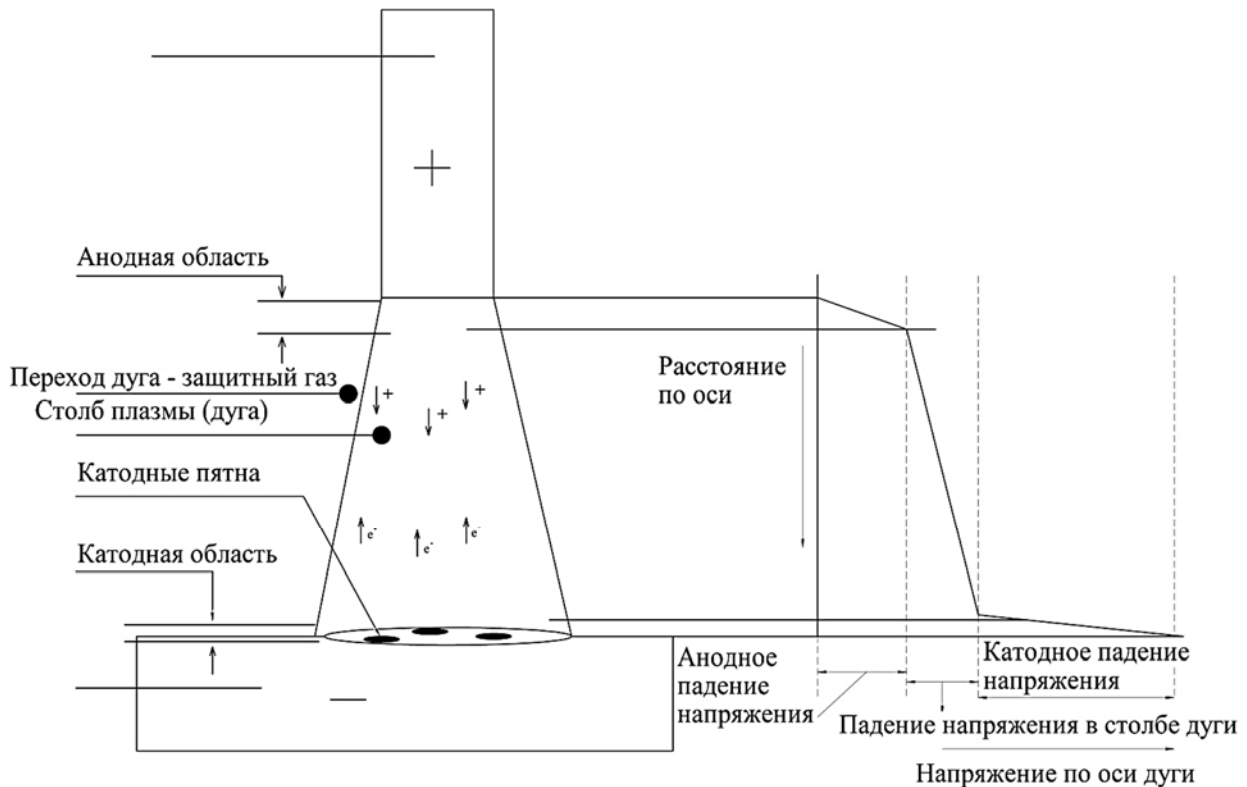


Рисунок 2.1 – Строение электрической дуги и распределение потенциала по ее длине

Для поддержания плазмы дуги при сварке достаточно обеспечить ток от 10 до 1000 ампер и приложить между электродом и изделием электрическое напряжение около 15...40 В. При этом падение напряжения на собственно столбе дуги не превысит нескольких вольт. Остальное напряжение падает на катодной и анодной областях дуги. Длина столба дуги в среднем достигает 10 мм, а протяженность приэлектродных зон значительно меньше (около 10^{-4} мм для катодной области, что сопоставимо с длиной свободного пробега электрона, и 10^{-3} мм для анодной, что примерно равно свободному пробегу иона) обладает и очень высоким градиентом потенциала (до 104 В/мм для катодной области и до 103 В/мм для анодной). Экспериментально установлено, что для случая сварки падение напряжения в катодной области $U_{кат}$ превышает падение напряжения в анодной области $U_{ан}$: 12...20 В и 2...8 В соответственно.

Катодная и анодная области дуги сопрягаются с поверхностями электродов через так называемые активные пятна, через которые проходит ток дуги. Иногда катодное активное пятно разделяется на два-три отдельных пятна. Плотность тока в катодном активном пятне оценивается между $1 \cdot 10 \dots 3 \cdot 10^2$ А/мм², что несколько выше, чем в анодном активном пятне, – $1,5 \cdot 10 \dots 3 \cdot 10$ А/мм². Это отражается на площади активных пятен. Так, площадь анодного активного пятна обычно превышает площадь катодного. Плотности тока в активных пятнах почти не изменяются при изменении тока дуги (тока сварки); изменяется их площадь, которая возрастает с повышением тока сварки. Оба активных пятна имеют тенденцию к хаотичному перемещению по поверхности электродов, хотя анодное пятно более устойчиво.

Прохождение тока через эти зоны дуги сопровождается протеканием сложных электронных и химических реакций, результатом которых является выделение большого количества тепла и света. Изменения тока сварки вызывают адекватные изменения площади активных пятен: чем выше ток, тем больше площади активных пятен и, как результат, выше выделение тепла в этих областях. Это явление используется при электродуговой сварке для управления процессом расплавления основного металла и электрода, включая управление размерами капель расплавленного электродного металла, т. е. управление переносом металла.

Статическая вольт-амперная характеристика дуги (ВАХ).

ВАХ представляет собой зависимость падения напряжения на дуге от ее тока (рисунок 2.2). Ее строят по экспериментальным данным при плавном изменении тока и сохранении неизменными физических условий ее горения (диаметра электрода, длины дуги и т. п.).

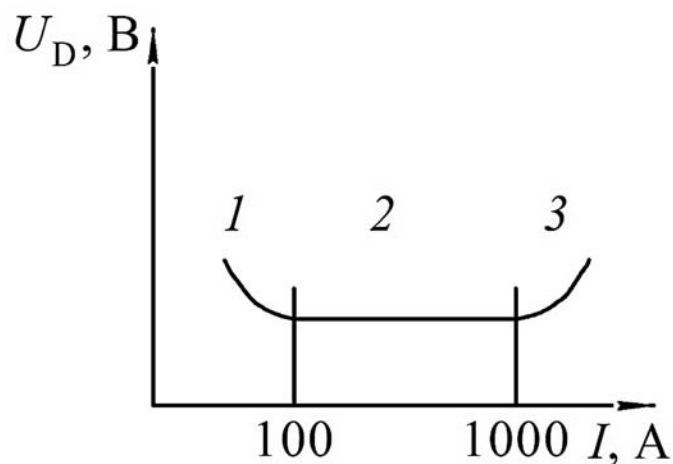


Рисунок 2.2 – Вольт-амперная характеристика дуги и ее отдельные зоны

ВАХ дуги имеет нелинейную форму, т. е. ее активное сопротивление не постоянно, а меняется с изменением тока. В маломощных дугах (падающий участок ВАХ дуги) с ростом тока благодаря развивающейся термической ионизации и эмиссии электронов из катода площадь поперечного сечения дуги увеличивается более быстрыми темпами, чем плотность тока в ней, что

приводит к снижению падения общего напряжения дуги. Такая падающая характеристика дуги может наблюдаться при сварке неплавящимся электродом.

В зоне 2 с ростом тока напряжение на дуге почти не меняется. Следовательно, плотность тока остается приблизительно постоянной, поэтому напряжение дуги меняется незначительно. Возрастающий участок ВАХ дуги наблюдается при таком токе, когда расширение активных пятен и столба дуги уже затруднено и плотность тока в этих областях начинает возрастать с соответствующим повышением падения напряжения на них, а вместе с ними и напряжение дуги. Этот участок ВАХ дуги соответствует условиям сварке MIG/MAG. Дугу, радиус столба которой зависит от силы тока, называют свободно расширяющейся, а дугу с постоянным радиусом хотя бы в одном сечении называют сжатой.

Длина дуги (то есть её электрическое сопротивление) оказывает сильное влияние на форму и особенно на положение ВАХ дуги. При увеличении длины дуги ее ВАХ смещается вверх.

Экспериментальное исследование ВАХ дуги заключается в установлении зависимости $U_d = f_1(I_d)$, которое производится путем постепенного увеличения сварочного тока I_d от 10 до 150 А с одновременной регистрацией напряжения U_d . Схема установки для исследования приведена на рисунке 2.3.

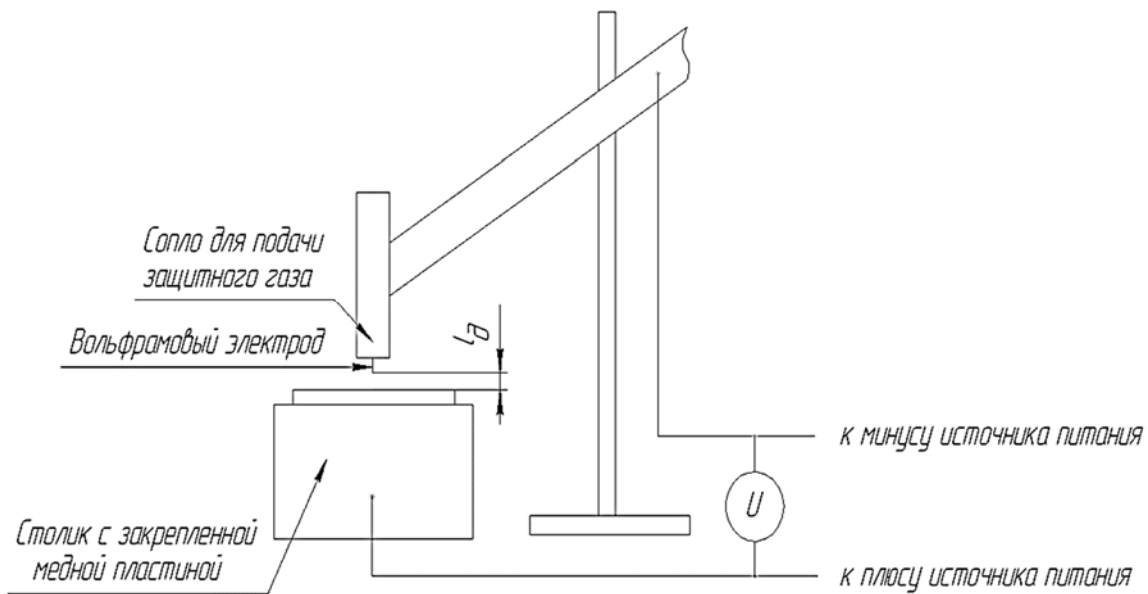


Рисунок 2.3 – Схема установки для экспериментального определения вольт-амперных характеристик дуги

Задание

Для разных значений I_d и U_d (значения получить у преподавателя) строятся графики вольт-амперных характеристик дуги $U_d = f_1(I_d)$, статического сопротивления дуги $R_d = f_2(I_d)$, мощности дуги $P_d = f_3(I_d)$.

Используя полученные графики ВАХ, построить зависимость $U_d = f_4(L_d)$. По результатам определяются параметры дуги. По графику зависимости $U_d = f_4(L_d)$ определяются сумма приэлектродных падений напряжения $U_{a,k}$

и градиент потенциала в столбе дуги E_c . Сумма приэлектродных падений напряжения $U_{a,k}$ разделяется на анодное U_a и катодное U_k падение потенциала:

$$U_a = \frac{U_{a,k} - \varphi}{2}; \quad U_k = \frac{U_{a,k} + \varphi}{2}.$$

3 Определение параметров плазмы тлеющего разряда

Цель работы: ознакомление с основными видами электрического разряда в газах низкого и среднего давления, исследование вольт-амперной характеристики (ВАХ) газоразрядного промежутка.

Электрический ток проходящих через газ, сопровождается рядом своеобразных явлений. Так, наблюдаются разнообразные виды свечения газа – от слабого, еле заметного сияния до ослепительного яркого света электрической дуги. Кроме этого, электрические токи через газы подчиняются своим определенным законам. Электропроводность газа непостоянна и может зависеть как от внешних воздействий на газ, так и от силы тока через газ. Зависимость между током и напряжением неоднозначна и часто выражается так называемой падающей вольт-амперной характеристикой, когда при возрастании тока уменьшается разность потенциалов, приходящаяся на газовый промежуток.

Электрические разряды в газах имеют внешние и внутренние параметры. К числу внешних относятся:

- напряжение на разрядном промежутке U ;
- протекающий ток I ;
- индуктивность L ;
- емкость C ;
- сопротивление: резистивное, статическое R_c и дифференциальное $R_d = dU / dI$;
- полное сопротивление Z ;
- внешнее магнитное поле, если оно используется.

Внешние параметры связаны между собой и зависят от материала и формы электродов, давления и природы газа.

Внешние параметры электрических разрядов в газах измеряются при помощи приборов постоянного или переменного тока, импульсной аппаратурой, в том числе различными осциллографами, мостами для измерения индуктивностей и емкостей.

Расчет этих параметров с использованием внутренних параметров сложен и произведен до сих пор не для всех видов электрических разрядов в газах.

К числу внутренних параметров электрических разрядов в газах относятся:

- напряженность поля E в различных точках пространства разряда;
- плотность тока в объеме газа и на электродах j ;

– плотности зарядов ионов положительных, отрицательных и электронов ρ_+, ρ_-, ρ_e ;

– функции распределения ионов и электронов по скоростям f_e, f_+, f_- ;

– средние значения скоростей частиц хаотических \bar{v} и направленных \bar{v}' ;

– температуры ионов, электронов и нейтральных газовых молекул T_+, T_e, T_n .

Если сопротивление внешней цепи не слишком мало и давление газа невелико, то при зажигании разряда получается форма самостоятельного разряда, называемая тлеющим разрядом.

Тлеющий разряд характеризуется чередованием светящихся и темных участков разрядного промежутка, сравнительно малой плотностью тока и наличием около катода узкой области с падением потенциала порядка сотен вольт. Температура электродов при тлеющем разряде невелика. Если же постепенно увеличивать силу тока, уменьшая при этом сопротивление внешней цепи, то постепенно увеличивается интенсивность свечения газа и температура катода. Затем ток резко возрастает, а напряжение, приходящееся на разрядный промежуток, уменьшается. Светящиеся части разряда перестраиваются. Катод сильно накаляется, и тлеющий разряд переходит в дуговой.

Внешний вид тлеющего разряда хорошо известен. Основные области разряда легко различить, например, при следующих условиях: диаметр разрядной трубки – несколько сантиметров, расстояние между электродами – 20...30 см, давление газа – около 10 Па (10^{-1} торр), ток разряда – единицы или десятки миллиампер. На рисунке 3.1 представлен внешний вид тлеющего разряда при указанных условиях.

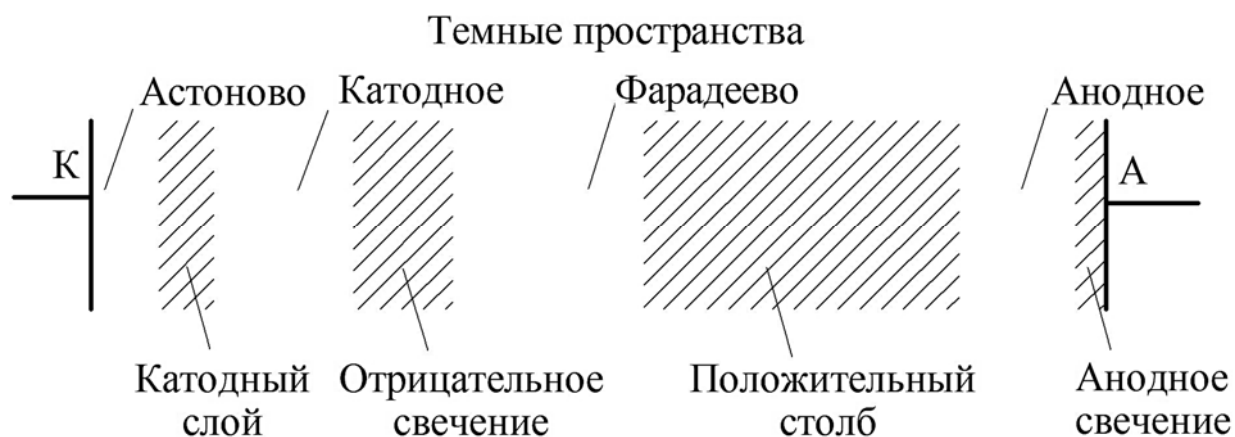


Рисунок 3.1 – Внешний вид тлеющего разряда

В разряде различим ряд светящихся и относительно темных областей:

– на катоде виден тонкий светящийся слой газа (светящаяся пленка), называемый первым катодным свечением;

– катодное свечение не лежит непосредственно на катоде, а отделено от него темным слоем, обычно очень тонким. Это так называемое темное астоново пространство;

– за катодной светящейся пленкой следует второе катодное темное (кружково) пространство;

– темное пространство резко переходит в отрицательное тлеющее свечение, ограниченное четко только со стороны катода;

– в противоположную от катода сторону яркость тлеющего свечения ослабевает, постепенно переходя в так называемое фарадеево темное пространство.

Все эти части разряда называются катодными. В первых четырех частях сосредоточены все процессы, необходимые для поддержания разряда;

– далее идут положительный столб, темное анодное пространство и на самой поверхности анода анодное свечение.

Рассмотрим элементарные процессы, протекающие в отдельных областях газового разряда.

Первая область (темное анодное пространство, непосредственно примыкающее к катоду, катодный слой и часть отрицательного тлеющего свечения). Область положительного объемного заряда у катода и тесно связанная с ней область отрицательного тлеющего свечения представляют собой плазму. Обе эти части образуют катодную часть тлеющего разряда, на которой сосредоточено катодное падение потенциала U_k , составляющее значение от 20 до 10^4 В. Эта область представляет пространство с избытком положительного объемного заряда у катода, в котором за счет лавин образуются ионы и электроны, создающие ток. В ней выполняются условия самостоятельности разряда:

$$\gamma \cdot (e^{\alpha d} - 1) = 1.$$

Вторая область (вторая часть отрицательного свечения и фарадеево темное пространство). Здесь высокая концентрация заряженных частиц поддерживается ионизацией газа, потоком быстрых электронов, поступающих из второго катодного темного пространства. Это – область пассивной плазмы.

Третья область – положительный столб – представляет собой плазму, ограниченную близко расположенными стенками. На стенки за счет амбиполярной диффузии текут равные токи электронов и ионов с последующей рекомбинацией. Уход зарядов на стенки компенсируется при стационарном состоянии положительного столба ионизацией электронами, возникающей за счет осевого электрического поля E . Положительный столб не является существенной частью разряда.

Если в катодных частях разряда преобладающим является направленное движение заряженных частиц (электронов и положительных ионов), то положительный столб представляет собой типичный пример газоразрядной изотермической плазмы, в которой доминирует хаотическое движение зарядов. В соответствии с этим роль стенок, ограничивающих ионизованный газ в катодных частях, незначительна, а в положительном столбе она является существенной.

Четвертая область (анодная), замыкающая цепь тока в газе. Здесь плазма находится в контакте с металлом анода, и в зависимости от ряда условий возникает положительное, отрицательное или близкое к нулю анодное падение

потенциала. Знак и величина анодного падения потенциала является тем регулятором, который поддерживает концентрацию заряженных частиц перед анодом на уровне, обеспечивающем подведение к нему требуемого внешней цепью разрядного тока.

Развившийся тлеющий разряд имеет устойчивый вид. Теперь если уменьшать расстояние между электродами d (при неизменном токе разряда), то катодная часть изменяться не будет, а положительный столб станет сокращаться, уменьшается и общее падение потенциала $U_{мл}$. При определенном критическом расстоянии между электродами $d = d_{кр}$, исчезнут анодное свечение и анодное падение потенциала. Далее при уменьшении расстояния d величина $U_{мл}$ почти не изменяется. Эту величину и принимают за катодное падение потенциала U_k тлеющего разряда.

Такое изменение формы свечения тлеющего разряда показывает, что катодная часть является основной и может существовать самостоятельно. Положительный столб и фарадеево темное пространство являются побочными областями и без катодной части существовать не могут.

Основные процессы на катоде, которые поддерживают тлеющий разряд, – это эмиссия электронов под действием положительных ионов, фотонов и возбужденных атомов, создаваемых самим разрядом. Термоэлектронная эмиссия не играет заметной роли – тлеющий разряд легко возникает при комнатной и еще более низкой температуре катода. Если разряд происходит при напряжениях около 1 кВ и более низком давлении газа, то приобретает значение также кинетическая эмиссия электронов из катода за счет как ионов, так и быстрых нейтральных атомов, которые возникают в области объемного заряда у катода при перезарядке положительных ионов. Если катодное падение U_k составляет величину от 20 до 1000 В, то процесс перезарядки не является существенным, т. к. кинетическая эмиссия в соответствующей области энергии очень мала.

Число электронов, которые эмиттируются из катода за счет всех процессов в расчете на один положительный ион, достигающий катода, составляет общий коэффициент γ тлеющего разряда. Из отдельных видов эмиссии наибольшее значение имеет ионно-электронная эмиссия, являющаяся при $U_k < 1$ кВ потенциальной эмиссией. Коэффициент γ_p составляет для ионов различных газов и материалов катода величину от 10^{-3} до 0,4. Примерно в этих же пределах находится и общий коэффициент γ .

Электроны эмиттируются из катода со средней энергией около 1 эВ. В сильном поле около катода электроны быстро приобретают энергию. Как только энергия достигнет потенциала возбуждения $eU_в$, появятся возбужденные атомы, которые затем переходят снова в невозбужденное состояние с излучением. Чем ближе к аноду произошло неупругое столкновение электрона, тем большую он имел энергию и тем сильнее возбудил атом. Поэтому энергия квантов, испускаемых возбужденными атомами, и частота излучения увеличиваются в той части участка первого катодного свечения, которая расположена ближе к аноду.

Однако в дальнейшем большинство электронов приобретет энергию, большую соответствующего максимума сечения возбуждения, и свечение во втором темном пространстве несколько уменьшается. Здесь мало возбужденных атомов, поскольку мала вероятность возбуждения при таких энергиях электронов. Рекомбинация электронов и ионов также маловероятна ввиду их большой относительной скорости. Подвижность электронов значительно выше подвижности положительных ионов, поэтому в области второго катодного темного пространства преобладает положительный заряд медленно движущихся ионов.

Второе темное пространство и начало отрицательного тлеющего свечения – основные области, в которых происходит ионизация. Электроны в первой части второго темного пространства в основном накапливают энергию (это особенно справедливо для так называемого аномального тлеющего разряда, где отношение E/p у катода очень велико), а во второй его части и в начале отрицательного свечения производят ионизацию с большей вероятностью. Электроны, потерявшие энергию на ионизацию, возбуждают атомы в основном состоянии, если же их энергия невелика, то они могут довозбуждать ранее возбужденные атомы. Все это приводит к интенсивному излучению атомов в отрицательном тлеющем свечении. Свечение обусловлено не только высвечиванием возбужденных атомов, но и рекомбинацией медленно движущихся электронов и положительных ионов. По мере удаления от катода скорость электронов постепенно снижается, что уменьшает вероятность возбуждения и интенсивность свечения. Правую границу тлеющего свечения можно считать пределом, до которого долетают быстрые электроны, разогнавшиеся на участке второго катодного темного пространства.

В результате неупругих столкновений энергия электронов уменьшается настолько, что они становятся способными совершать лишь упругие столкновения и путем диффузии переходят в фарадеево темное пространство. Диффузия носителей заряда на стенки в области фарадеева темного пространства и остова разряда вызывает уменьшение их концентрации в объеме и снижение проводимости. Поэтому вдоль всего столба разряда потенциал несколько повышается и электронный газ разогревается в электрическом поле до температур, при которых энергия электронов становится достаточной для ионизации газа в той мере, чтобы восполнять убыль зарядов на стенки. Чем больше диаметр разрядной трубки, тем меньше диффузия зарядов к стенкам, градиент потенциала вдоль столба разряда, а следовательно, и температура электронного газа. Соответственно, уменьшается и интенсивность свечения газоразрядной плазмы, возбуждаемой электронными ударами. Когда столб отсутствует (при небольших расстояниях между электродами), положительные ионы для компенсации отрицательного объемного заряда электронов образуются в области анодного падения, когда же столб имеется (большие расстояния между электродами), то эта компенсация осуществляется ионами, диффундирующими в фарадеево темное пространство из начального участка столба.

В фарадеевом темном пространстве и столбе концентрации электронов и ионов приблизительно равны: $n_e = n_+$ и $\rho_e = \rho_+$. Имея в виду, что $j = \rho v'$ и $j_e/v'_e = j_+/v'_+$, а также то, что $v'_e \gg v'_+$, получаем, что $j_e \gg j_+$, т. е. плотность электронного тока во много раз превосходит плотность тока положительных ионов. Известно, что для одной и той же величины E/p направленная скорость электронов для всех газов на два-три порядка превосходит направленную скорость ионов.

В области давлений газов от сотен паскаль (несколько торр) до 104 Па (100 торр) наблюдается тлеющий разряд, при котором катодная часть разряда покрывает не всю его поверхность, а только ее часть. При этом выполняются две важные закономерности: катодное падение потенциала и плотность тока оказываются постоянными $U_k = \text{const}$ и $j_k = \text{const}$. Увеличение тока разряда вызывает расширение площади катода S , покрытой областью объемного заряда и отрицательным тлеющим свечением, при снижении тока площадь уменьшается. Эта форма разряда называется нормальным тлеющим разрядом. Когда вся площадь катода покрывается отрицательным тлеющим свечением, разряд переходит в форму аномального тлеющего разряда. Теперь за счет увеличения объемного заряда происходит изменение ширины катодной части разряда, что приводит к тому, что при увеличении тока разряда начинает увеличиваться плотность тока и катодное падение потенциала U_k . При этом катод начинает разогреваться и при определенных условиях появляется термоэмиссия, которая становится настолько значительной, что прекращается рост напряжения на приборе и по мере роста тока напряжение понижается. Напряжение на разрядном промежутке падает до значения, при котором лавины уже не могут образовываться, токопрохождение целиком обеспечивает термоэлектронная эмиссия. Разряд переходит в термоэлектронную дугу.

Схематически вольт-амперная характеристика (ВАХ) для плоскопараллельных электродов показана на рисунке 3.2. Произведение давления газа p и расстояния между электродами d взято, с одной стороны, достаточно большим, чтобы разряд не был затруднен, но, с другой стороны, настолько малым, чтобы не образовался положительный столб. Таким образом, для большинства газов это диапазон $2 < pd < 30$ см·торр. В этом случае в области тлеющего и дугового разряда величина U будет мало отличаться от катодного падения.

Для низких величин напряжения (около 10 В) газ является очень хорошим изолятором, однако между холодными электродами даже при отсутствии фото- и автоэлектронной эмиссий в газе протекает ток порядка 10^{-18} А/см², вызванный космическим излучением и радиоактивными источниками Земли. Этот ток подвержен статистическим флуктуациям (участок А на рисунке 3.2).

С повышением напряжения на газовом промежутке ток достигает насыщения и остаётся почти постоянным, что соответствует случаю, когда все электроны в межэлектродном пространстве достигают анода. С дальнейшим увеличением напряжения ток снова начинает возрастать в основном за счет процесса ионизации электронным ударом и образования электронных лавин,

а также за счет процессов на катоде (γ -процессов). Этот участок также называется участком газового усиления.

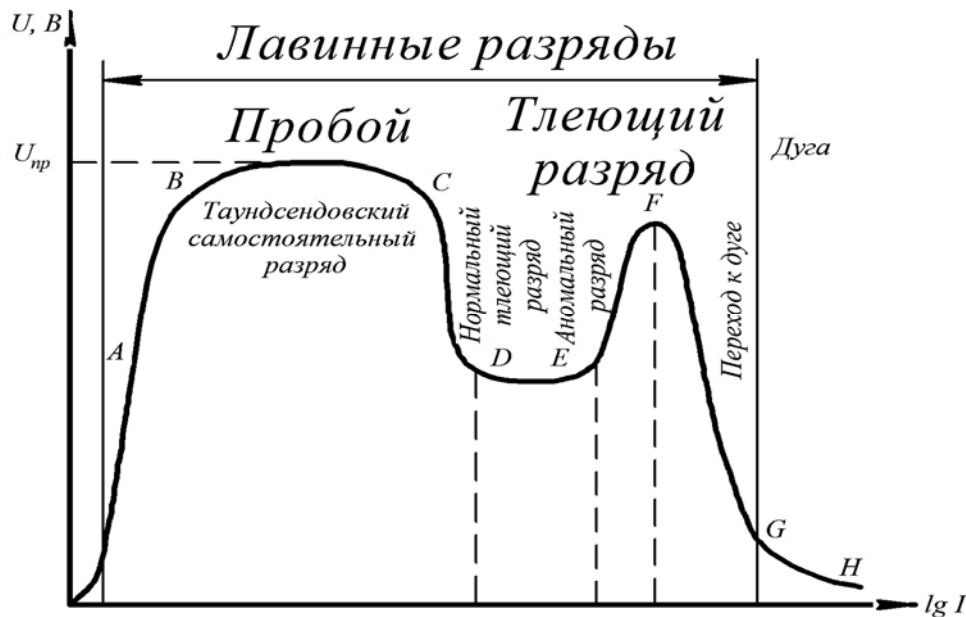


Рисунок 3.2 – ВАХ газового разряда между плоскопараллельными электродами

Напряжение, при котором начальный ток увеличивается на 8–10 порядков (без заметного изменения этого напряжения), есть напряжение пробоя $U_{пр}$ (участок BC на рисунке 3.2). Возникающий при этом электрический разряд является самостоятельным. На этом участке электрический ток в газе еще мал, заметный объемный заряд не образуется и распределение поля в промежутке не отличается от начального. При дальнейшем увеличении тока распределение поля в промежутке становится неравномерным, что способствует росту лавин и, в свою очередь, приводит к увеличению поля в прикатодной области. Возникает известный падающий участок вольт-амперной характеристики CD , и разряд при дальнейшем увеличении тока переходит в тлеющий.

Для тлеющего разряда характерна большая роль положительного объемного заряда у катода, при этом образуется катодное падение потенциала величиной около 100 В. Катод остается холодным, и тлеющий разряд поддерживается за счет эмиссий, не связанных с нагревом катода: ионно-электронной, фотоэлектронной и эмиссии за счет возбужденных атомов газа.

Тлеющий разряд занимает диапазон плотностей токов от 10^{-4} до 10^{-1} А/см². Переход от темного разряда к тлеющему – круто падающий участок CD – называется поднормальным тлеющим разрядом. При малых плотностях тока образуется нормальный тлеющий разряд (DE , см. рисунок 3.2), который характеризуется постоянством катодного падения $U_{кн}$ и плотности тока j_n . Падение напряжения при нормальном тлеющем разряде $U_{кн}$ меньше, чем напряжение пробоя $U_{пр}$ из-за роста как общего коэффициента γ , так и ионизации в катодной области в результате резкого искажения поля пространственным зарядом и приближения основной области ионизации и

возбуждения атомов к катоду.

Участок EF характеристики соответствует аномальному тлеющему разряду, при котором вся поверхность катода покрыта отрицательным тлеющим свечением, и плотность тока уже не может быть постоянной. В этой области с ростом тока происходит перестройка объемного заряда у катода в направлении электрического поля. Эта перестройка может происходить при условии значительного роста катодного падения потенциала.

При дальнейшем увеличении тока свечение скачком стягивается в маленькое яркое пятно. Рост плотности тока и катодного падения на участке аномального тлеющего разряда сопровождается нагревом катода и появлением заметной термоэлектронной эмиссии, что приводит вначале к замедлению темпа роста катодного падения (точка F), а затем к резкому его снижению, вплоть до величины, приблизительно равной ионизационному потенциалу газа, заполняющего промежутки (участок FG , см. рисунок 3.2). Образующая при этом форма разряда с падением напряжения около 10 В и плотностью тока около 100 А/см^2 называется термической дугой (GH , см. рисунок 3.2). В результате интенсивной термоэлектронной эмиссии основная часть тока в газовом промежутке переносится электронами, эмитированными из катода, и отпадает необходимость в лавинном усилении тока в газе. Это и является причиной резкого снижения катодного потенциала при переходе от тлеющего разряда к дуге.

Теория катодного падения потенциала.

Теория катодного падения потенциала, разработанная Энгелем и Штеенбеком, имеет огромное значение для понимания физики тлеющего разряда. Так как ток разряда формируется в области катодного падения потенциала, то вид ВАХ разряда аналогичен ВАХ катодного слоя. Для определения зависимости $U_k = f(I)$ запишем уравнение Пуассона для слоя положительного пространственного заряда у поверхности плоского катода:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e \cdot (n_+ - n_-)}{\epsilon_0} = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \left(\frac{j_+}{\mu_+ E} - \frac{j_-}{\mu_- E} \right), \quad (3.1)$$

где j_+ , j_- – электронная и ионная составляющие тока в слое пространственного заряда;

$E(x)$ – напряженность поля в слое;

μ_- , μ_+ – подвижности электронов и ионов.

Полный катодный ток

$$j = j_{-k} + j_{+k}; \quad j_{-k} = \gamma \cdot j_{+k}, \quad (3.2)$$

где γ – коэффициент вторичной эмиссии.

После преобразований получаем ВАХ в виде

$$j = \frac{9 \cdot \varepsilon_0 \cdot \mu_+ \cdot (1 + \gamma) \cdot U_k^2}{8 \cdot d_k^3} - \frac{\varepsilon_0 \cdot \mu_+ \cdot U_k^2}{d_k^3}, \quad (3.3)$$

где U_k – падение напряжения в катодном слое;
 d_k – длина катодного падения.

Чтобы исключить переменный параметр d_k , воспользуемся условием пробоя газа в катодном слое

$$\ln(1 + 1/\gamma) = \int \alpha dx = Ap \int \exp\left(-\frac{Bp}{E}\right) dx. \quad (3.4)$$

После интегрирования получаем универсальную ВАХ в обобщенных координатах:

$$l = \frac{Ap^2 B}{U_k \cdot \ln(1 + 1/\gamma)} S \left(\frac{\varepsilon_0 \mu_+ U_k^2}{j} \right)^{2/3}. \quad (3.5)$$

Зависимость (3.5) представлена на рисунке 3.3.

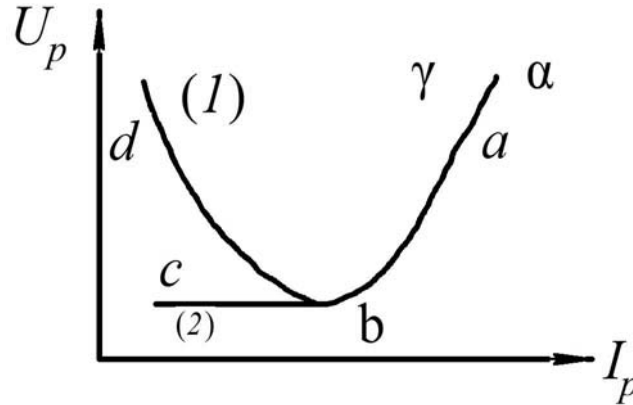


Рисунок 3.3 – Теоретическая зависимость (1) и реальная ВАХ тлеющего разряда (2)

Если плотность тока умножить на площадь рабочей поверхности катода S_k , то перейдем к зависимости вида $U_k = f(I_k)$. Практически полученная таким образом теоретическая зависимость не соответствует реальной. Действительно, на участке « ab » уменьшение тока I_k влечет за собой уменьшение j_k и U_k , т. к. падает интенсивность γ - и α -процессов. Начиная с точки « b » изменение тока I_k , равного $j_k S_k$, связано с изменением поверхности катода, занятой разрядом. U_k при этом остается постоянной величиной (см. рисунок 3.3). Вольт-амперная характеристика в виде участка « bd » в реальных условиях существовать не может и будет иметь вид « bc ». Участок « bc » соответствует области нормального тлеющего разряда, а участок « ba » – области аномального разряда. Для нормального тлеющего разряда характерны постоянная нормальная плотность тока j_{kn} , и постоянное, не зависящее от тока, нормальное

катодное падение потенциала $U_{кн}$. При аномальном тлеющем разряде поверхность катода полностью занята разрядом. Ток растет за счет увеличения j_k , определяемой интенсивностью γ - и α -процессов. Для упрощения расчетов и получения явной аналитической зависимости $U_{ка}(p, j)$ и $d_{ка}(p, j)$ используют эмпирические формулы:

$$U_{ка} = U_{кн} + \frac{K}{P} (j_k - j_{кн})^{1/2}; \quad d_{ка} = \frac{a}{\sqrt{j_k}} + \frac{b}{p}, \quad (3.6)$$

где a , b , K – константы, зависящие от вида газа и материала катода. При росте $U_{ка}$ ток I_k быстро увеличивается, а $d_{ка}$ уменьшается. Это приводит к возрастанию градиента потенциала в катодной области и, следовательно, к увеличению энергии частиц.

В таблицах 3.1 и 3.2 приведены нормальное катодное падение U_n и нормальная толщина катодного слоя pd .

Таблица 3.1 – Нормальное катодное падение U_n

В вольтах

Катод	Воздух	Ar	He	H ₂	Ne	N ₂	O ₂	Hg
Al	229	100	40	70	20	80	11	45
Ag	280	130	162	216	150	233		318
Cu	370	130	177	214	220	208		447
F	269	165	150	250	150	215	290	298
Ni	226	131	158	211	140	197		275
Pt	277	131	165	276	152	216	364	340
W					125			305
Стекло (570 К)	310			260				

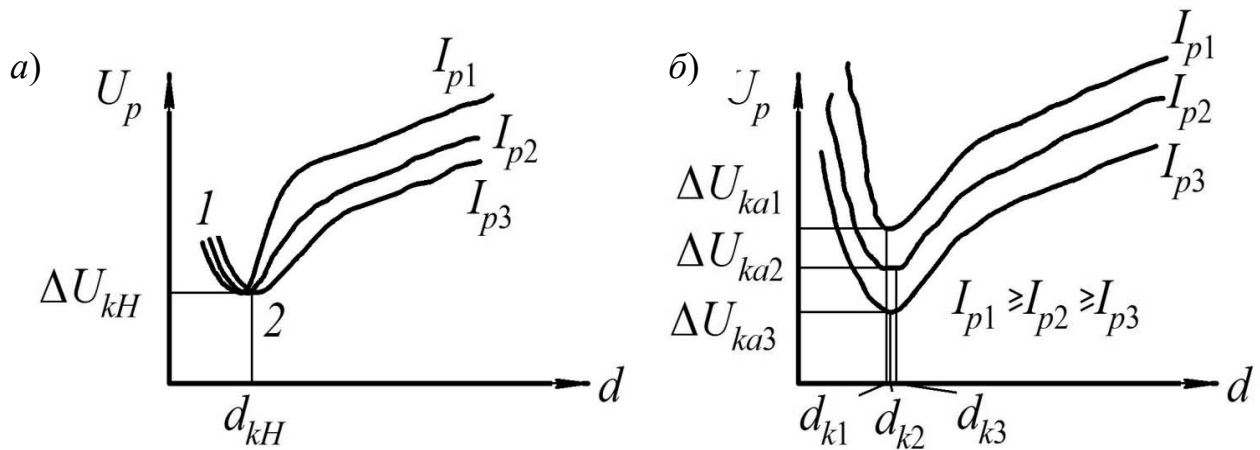
Таблица 3.2 – Нормальная толщина катодного слоя pd

В торр-сантиметрах

Катод	Воздух	Ar	He	H ₂	Ne	N ₂	O ₂	Hg
Al	0,25	0,29	1,32	0,72	0,64	0,31	0,24	0,33
Cu	0,23			0,8				0,6
Fe	0,52	0,33	1,3	0,9	0,72	0,42	0,31	0,34
Ni				0,9				
Pt				1,0				
Стекло (570 К)	0,3			0,8				

Зависимость напряжения на разряде от параметра « pd » аналогична (3.5), т. к. ток разряда формируется в катодном слое, где происходит лавинный пробой. Экспериментально эту зависимость можно получить от затрудненного

разряда. Метод заключается в том, что производится постепенное сближение электродов в разрядной трубке при сохранении неизменной силы тока I_p . При этом разность потенциалов, приложенная между электродами, в случае тлеющего разряда растет сначала медленно, т. к. уменьшается длина положительного столба. Начиная с некоторого расстояния, при котором положительного столба больше нет, уменьшение напряжения между электродами идет быстрее, затем при дальнейшем уменьшении расстояния в некотором интервале напряжение меняется незначительно. Когда расстояние между электродами становится меньше размеров катодной области d_k при заданном токе, начинается быстрый рост напряжения, необходимого для поддержания разряда, т. к. иначе условие пробоя в катодном слое не может быть соблюдено. Таким образом, напряжение, соответствующее значению минимума кривой (рисунок 3.4), равно величине катодного падения потенциала U_k при данной силе разрядного тока I_p . Расстояние от катода, при котором падение потенциала в разряде равно U_k , соответствует ширине катодной области d_k .



a – нормальный тлеющий разряд; *б* – аномальный тлеющий разряд

Рисунок 3.4 – Зависимость напряжения горения разряда от расстояния между электродами

Задание

Для разных значений давления (в диапазоне от $4,5 \cdot 10^{-3}$ до 0,5 торр) и различных значений постоянного напряжения, питающего ВЧ-генератор (в диапазоне 250...500 В), получить серии ВАХ разряда. Конкретные значения давления и напряжения получить у преподавателя.

По ВАХ тлеющего разряда определить области нормального и аномального тлеющего разряда.

Список литературы

1 **Райзер, Ю. Л.** Физика газового разряда: учебное руководство / Ю. Л. Райзер. – 2-е изд. – Москва: Наука, 1992.

2 **Франк-Каменецкий, Д. А.** Лекции по физике плазмы: учебное пособие / Д. А. Франк-Каменецкий. – 3-е изд. – Долгопрудный: Интеллект, 2008.

3 **Котельников, И. А.** Лекции по физике плазмы / И. А. Котельников. – Москва: БИНОМ, 2014.

4 **Биттенкорт, Ж. А.** Основы физики плазмы / Ж. А. Биттенкорт. – Москва: Физматлит, 2009.

5 **Козлов, О. В.** Электрический зонд в плазме / О. В. Козлов. – Москва: Атомиздат, 1969.

6 **Шотт, Л.** Электрические зонды / Л. Шотт // Методы исследования плазмы: сб. ст. – Москва: Мир, 1971.

7 **Голанд, В. Е.** Основы физики плазмы : учебное пособие / В. Е. Голанд, А. П. Жилинский, И. Е. Сахаров. – 2-е изд., испр. и доп. – Санкт-Петербург: Лань, 2021.