

Г. А. Атанасян

Физика вольтовой дуги¹

Часть I

Основной промышленной нагрузкой ряда высоковольтных сетей является электродуговая нагрузка химической промышленности. Это обстоятельство сделало необходимым более тщательное изучение работы электродуговых плавильных печей в системе. В качестве первой ступени этого комплекса работ было проведено изучение современного состояния физических исследований лабораторной вольтовой дуги.

Вопреки общераспространенному способу изложения явлений электрического разряда в газах, рассматривающему их во временной последовательности, т. е. по мере того, как эти явления развиваются в целом разрядном промежутке во времени от так называемого темного разряда через тлеющий разряд к вольтовой дуге, мы исследуем эти физические феномены в пространственном аспекте, т. е. раздельно у катода, в межэлектродном пространстве, и у анода в течение всего времени развития исследуемых явлений. Принятый метод изложения способствует более четкому выяснению роли отдельных элементов разрядного пространства в происходящих сложнейших физических процессах.

В основной работе подробно изложены и систематизированы возникающие в разрядном промежутке и на электродах ионизационные процессы: поверхностная и объемная ионизации, различающиеся в зависимости от первовозбудителей энергетического характера. Все известные нам виды энергии могут принимать и действительно принимают участие в ионизации. Степень этого участия и его значение в явлениях разряда весьма различны в зависимости от конкретных материальных условий, в которых эксперимент производится по воле экспериментатора. Критерием при количественном анализе и вообще при расчетах с ионизированными частицами принимается количество (число) заряженных частиц, образуемых тем или иным иониза-

¹ Сокращенное изложение доклада, зачитанного на научной сессии Армянского филиала Академии Наук СССР 15-го ноября 1942 г.

тором на единице площади (соответственно объема) объекта ионизации.

Явления на катоде

Катод играет основную и решающую роль в явлениях электрического разряда в газах, которые будут рассматриваться в дальнейшем. Среди многочисленных ионизационных факторов, вызывающих ионизацию на катоде, особенно большое значение имеют термическая, электрическая и механическая энергии.

1. Термическая энергия

Термическая энергия является возбудителем (первопричиной) термоионной эмиссии, зависящей как от температуры накаливаемого катода, так и от давления окружающего газа. Как известно, при относительно низких температурах и больших давлениях эмиссия положительна, а при высоких температурах и относительно малых давлениях она имеет отрицательный характер (т. е. эмитируют только электроны).

В течение более чем 20 лет при вычислениях тока термоионной эмиссии применялась формула Ричардсона:

$$i = aT^{1/2} e^{-\frac{c}{kT}},$$

$$a = Ne \sqrt{\frac{k}{2\pi m}}, \quad (1)$$

где T — абсолютная температура, e — заряд электрона, k — постоянная Больцмана, N — число эмитирующих электронов, m — масса электрона.

На основании термодинамических рассуждений, учитывающих эффект Томсона, Ричардсон и Томсон пришли к следующей формуле эмиссии:

$$i = AT^2 e^{-\frac{10}{RT}}, \quad (2)$$

где A — эмиссионная постоянная,

10 — скрытая теплота, потребляемая при испарении электронов,

R — газовая постоянная.

Встречающееся при расчетах ионизационных процессов понятие работы выхода можно на основании рассуждений, приведших к формуле (2), уточнить следующим образом:

При испарении электронов потребляется известное количество т. н. скрытой теплоты, которую можно разделить на три части соответственно трем различным функциям, выполняемым ею:

1. Часть скрытой теплоты испарения электронов, потребляющаяся на сообщение электронам кинетической энергии.

2. Часть, потребляющаяся на работу расширения электронного газа.

3. Часть, идущая на работу выхода.

Учитывая, что C_p ничтожно мало по сравнению с R , пишем $\frac{I_0}{R} = \frac{X}{K}$, так что, подставляя полученное для $\frac{I_0}{R}$ выражение в формулу (2), получим $i = AT^2 e^{-X/KT}$ (3),

где X — работа выхода,
 K — постоянная Больцманна,

A и X всецело зависят от термоионных свойств материала катода.

Трудность достижения действительно чистых поверхностей препятствовала до последнего времени получению надежных данных для A и X . В общем, можно сказать, что работа выхода возрастает для отдельных элементов при перемещении при периодической системе снизу вверх и слева направо.

Результаты исследований термоионных свойств металлов приводятся в таблицах основной работы.

Практически полученные значения постоянной A близки к теоретическому ее значению: $A = 120 \text{ амп/см}^2 \text{ град}^2$.

Электроны внутри металла обладают кинетической энергией. Препятствием к вылетанию их из металла служит т. н. потенциальный барьер, возникающий от объединенного действия сил поляризации и зеркального отражения.

Для объяснения поведения электронов внутри металла раньше применялась классическая теория Томсона, Рикке и Друде. Однако она была отвергнута современной физикой, т. к. не смогла объяснить значительных противоречий между результатами теоретических вычислений и данными экспериментальной практики. В данной работе, при рассуждениях, касающихся металлов, принята точка зрения, определяемая формулой распределения скоростей Ферми-Дирака и теорией Блоха, основанной на волново-механических взглядах Луи де Бройля.

В электрическом поле к действию термической энергии прибавляется влияние электрической энергии, снижающей потенциальный барьер, т. е. уменьшающей работу выхода. Это явление, известное под названием эффекта Шоттки, зависит от температуры и выражается формулой $-\Delta X = e^{3/2} E^{1/2}$, так что действительный ток эмиссии с учетом эффекта Шоттки дан формулой

$$i = AT^2 e^{-\frac{X - \Delta X}{KT}} \quad (4)$$

2. Авто-электронная эмиссия

Вторым важным ионообразующим фактором в электрическом разряде является, как отмечено выше, энергия электрического поля. Характер этой зависимости авто-электронной эмиссии от силы электрического поля еще не выяснен с той степенью точности, как у термоионной эмиссии.

Можно с определенностью сказать только, что авто-электронная эмиссия практически не зависит от температуры и, возникая под действием электрического поля, представляет из себя лавину с огромной концентрацией заряженных частиц. Естественно, что при такой концентрации максвелловское распределение скоростей не может иметь места.

В настоящее время авто-электронную эмиссию объясняют с точки зрения волновой механики проникновением электронных волн де Бройля сквозь вершину остаточного потенциального барьера. По мере увеличения напряженности внешнего поля потенциальный барьер становится ниже и уже, так что авто-электронный ток возрастает. Величина этого тока определяется по формулам типа

$$i = i(E) e^{-\frac{B}{E}}, \quad (5)$$

где E — напряженность электрического поля,
 B — постоянная.

Исследования, предпринятые в последнее время китайским физиком Су-Юн-Фаном, привели его к следующим выводам относительно перехода от тлеющего разряда к дуговому.

Вычисление распределения температуры в материале катода, принимающее во внимание усиленное охлаждение задней поверхности, показывает, что поверхность катода не может достичь температуры, необходимой для сколько-нибудь значительной термоионной эмиссии.

Так как в таком случае наиболее вероятным источником электронов, исходящих от катода, является электрическая эмиссия в период, когда тихий разряд переходит в дугу, то в исследованных Су-Юн-Фаном разрядах были вычислены силы поля. Найденные значения этой силы лежат между 10^5 — 10^6 В/см. Таким образом, здесь можно ожидать электрической эмиссии из небольших неровностей поверхности. С возрастающим током следует ожидать увеличения частоты возмущений, т. к. возрастающий ток распространяет разряд по большей площади и тем самым увеличивает вероятность включения в эту площадь дальнейших микроскопических неровностей.

В первоначальной стадии происходит распыление катода, проявляющееся в обнаружении и обнажении острий и граней на границах кристаллов. Это опять-таки имеет следствием возникновение больших сил электрического поля на поверхности катода, т. е. дальнейшее облегчение авто-электронной эмиссии.

Наблюдавшаяся зависимость частоты возмущений от времени и различия в поведении разряда при изменении рода газа дают основание предполагать существование на катоде химических процессов, уменьшающих работу выхода или же вызывающих испарение. Оба эти процесса облегчают авто-электронную эмиссию.

В связи с этим факультативным химическим эффектом интерес-

но отметить теорию газовых вспышек, выдвинутую Максфилдом и Фредендолом. По этой теории, причиной, обуславливающей усиление ионизации при возникновении дугового разряда, является неоднородная эмиссия адсорбированных на катоде газов. Опыты с дегазацией поверхности катода показали, что вероятность и частота перехода в дугу уменьшались по мере избавления поверхности катода от газов.

Считаем нелишним привести критические замечания по поводу двух последних упомянутых теорий (т. е. Су-Юн-Фана и Максфилда и Фредендола). Утверждения Су-Юн-Фана не заключают в себе ничего нового, так как изолирование какого-либо явления (в данном случае исключение термоионной эмиссии с помощью усиленного охлаждения задней поверхности катода) не может служить доказательством ведущей роли этого явления (т. е. авто-электронной эмиссии).

Преобладание в процессе электрического дугового разряда того или иного ионизационного фактора зависит от целого ряда факторов, о чем мы еще будем иметь случай поговорить особо. Что касается роли маленьких неровностей, острий и граней, то они общеизвестны. Наблюдения же Максфилда и Фредендола касаются не основного явления, а побочного, облегчающего развитие главного процесса, но не обуславливающего его. Это—своего рода катализатор, ускоряющий, подобно микроскопическим неровностям, течение разрядного процесса. Оба упомянутых момента действуют скорее на течение процесса во времени, передвигая точки вспыхивания дуги ближе к тлеющему разряду (при прочих равных условиях).

Возникновение на катоде термоионной или авто-электронной эмиссии тесно связано с материалом катода. В случае тугоплавких материалов (уголь, вольфрам) преобладающее значение имеет термоионная эмиссия, в случае же легкоиспаряющегося материала (медь, ртуть и т. д.) преобладает авто-электронная эмиссия. Это следует из сравнения плотности термоионного тока насыщения с плотностью тока, существующей на катоде.

При угольном катоде ($T_k = 3600^\circ$; $V_k = 4,5 \text{ V}$; плотность тока $j_k \cong 500 \text{ A/cm}^2 - 800 \text{ A/cm}^2$) ток термоионной эмиссии вполне достаточен для объяснения всего тока.

При медном катоде ($T_k = 2000^\circ$; $j_k = 10000 \text{ A/cm}^2$) высота плотности тока не может быть объяснена одной термоионной эмиссией. Попытки объяснить эту плотность тока уменьшением работы выхода под действием мощного электрического поля удовлетворительны только в том случае, если они основаны на выводах волново-механической теории (формула № 5).

В таблицах, помещенных в основной работе, приводятся данные катодного и анодного падения для катодов из различных материалов в дуге, в газах или в парах, а также плотности электронного и ионного токов в катодном пятне дуги.

3. Механическая ионизация бомбардировкой положительными ионами

Механическая ионизация проявляется, как известно, в бомбардировке катода положительными ионами, возникшими вследствие расщепления нейтральных молекул в газовом объеме и ускоренными под действием электрического поля. Эта ионизация зависит от трех факторов:

а) от рода бомбардирующих ионов, б) от скорости, с которой они налетают на поверхность катода, в) от рода металла, подвергающегося бомбардировке.

Влияние sub а) и б) основывается на различии ионизационных потенциалов различных элементов. Что касается влияния sub б), то надо отметить, что ионы, обладающие большой скоростью, вырывают электроны своей кинетической энергией. Медленно же движущиеся ионы освобождают электроны с поверхности катода своей потенциальной энергией.

Бомбардирующий ион должен обладать по крайней мере двумя энергиями выхода электрона из данного материала: одна из них нейтрализует положительный ион, а другая вырывает электрон, вылетающий в окружающее пространство.

Нейтрализованный ион либо адсорбируется на поверхности катода, либо вылетает в окружающее пространство в нейтрализованном или метастабильном состоянии, унося с собой часть первичной потенциальной энергии. Для вычислений введен коэффициент γ , означающий число электронов, вылетающих из металла под действием одного положительного иона. С ростом кинетической энергии величина „ γ “ сильно зависит от условий опыта. Значения „ γ “ для различных металлов сведены в таблицу, приведенную в основной работе.

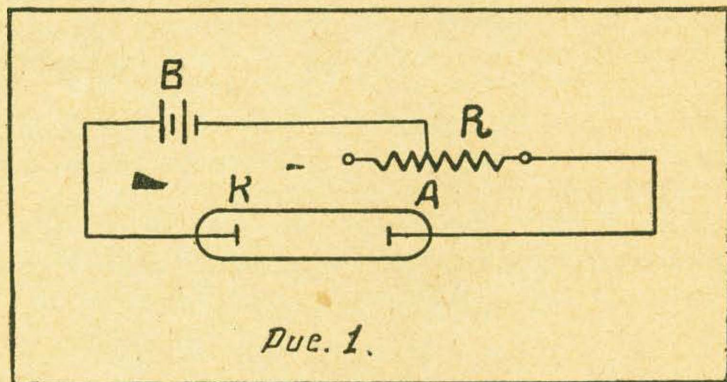
Феноменология электрического разряда

Нами были охарактеризованы главнейшие факторы, вызывающие эмиссию заряженных частиц с поверхности катода. Последний, как мы уже отмечали, является основным источником заряженных частиц, входящих в электрический ток, текущий в разрядном промежутке. Возникновение и последовательное развитие электрического разряда можно на основании последних достижений в этой области физики представить себе следующим образом.

Воздействие естественных ионизаторов, неизбежно проявляющееся в любом объеме, вызывает расщепление нейтральных частиц газа в рассматриваемом разрядном промежутке, включенном в цепь с регулируемым напряжением.

Существующее между электродами электрическое поле вызывает ускорение этих естественных электронов, т. е. увеличение их кинетической энергии. Эта кинетическая энергия с увеличением си-

лы поля приобретает величину, достаточную для дальнейшего, более мощного расщепления нейтральных молекул газа на электроны и положительные ионы. Последние, все ускоряясь электростатическим действием катода, летят к нему, вызывают бомбардировку и сопутствующее ей повышение температуры поверхности катода. Действие электрического поля, снижающего потенциальный барьер, облегчает возникающую термоионную эмиссию в случае тугоплавкового материала катода. В случае же нетугоплавкового материала возникающее испарение материала повышает парциальное давление паров веще-



В—батарея, R—сопротивление, К—катод, А—анод.

ства катода, что имеет следствием сокращение длины свободного пробега, след. и уменьшение области катодного падения. Меньшая область катодного падения означает большую напряженность поля, которая в этом случае достигает величины, достаточной для автоэлектронной эмиссии. Явления на катоде, конечно, не так просты, как в набросанной схеме, и будут более подробно разобраны в специальной главе второй (дальнейшей) части нашей работы.

В своей начальной стадии разряд, постепенно усиливаясь, достигает потенциала зажигания

$$U_0 = B \frac{pd}{\text{Const.} + \ln(pd)}, \quad (6)$$

где В—постоянная,
 р—давление газа,
 d—расстояние между электродами.

Этот потенциал зажигания характеризует т. н. самостоятельный разряд, который сам в своем объеме вырабатывает то число заряженных частиц, которое необходимо для переноса тока.

Ввиду того, что вначале разрядный промежуток не производит заметного светового эффекта, разряд, возникающий по достижении потенциала зажигания, называется темным. По мере усиления ионизации в межэлектродном пространстве возникают объемные заряды,

искажающие электрическое поле и благоприятствующие дальнейшему усилению ионизации. Разрядный промежуток начинает слабо светиться. Эта фаза электрического разряда носит название — „тлеющего разряда“. Как правило, переход от темного разряда к тлеющему имеет плавный характер, но бывают и внезапные переходы.

Тлеющий разряд характеризуется: а) более мощной (по сравнению с темным) ионизацией, б) возникновением положительных объемных зарядов перед катодом, в) искажением электрического поля.

Внешними признаками тлеющего разряда являются: а) усиление тока, б) снижение напряжения, в) возникновение свечения.

В области, прилегающей к катоду, в тлеющем разряде различают следующие зоны, характеристики которых приводятся в основной работе.

У самого катода—1) Астоново темное пространство, затем 2) первый катодный слой, или первая светящаяся катодная пленка. 3) Катодное темное пространство. 4) Отрицательное тлеющее свечение (минимум напряжения). 5) Фарадеево темное пространство.

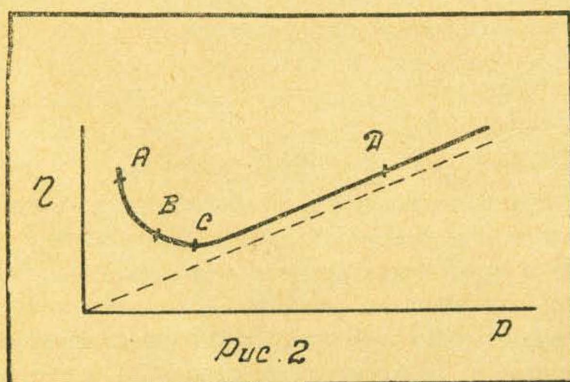
Искажение электрического поля, положительными объемными зарядами, вызывает изменение величины энергии, идущей на образование пары ионов

$$\eta = \frac{E}{\alpha} = Pe \frac{J}{P}, \quad (7)$$

где E —ускоряющая сила поля,
 α —число вторичных электронов на единице длины,
 λ —длина свободного пути электрона,
 J —напряжение ионизации молекул газа,
 $P=E \cdot \lambda$ —падение энергии на одной длине свободного пути электрона.

Зависимость $\eta = f(p)$ выражается следующим графиком:

точка А — темный разряд,
 точка С — тлеющий разряд.



В точке С—минимум η , т. е. наибольшая ионизация и стабильность разрядного тока.

Дальнейший разряд имеет место при возрастающем η , т. е. происходит при меньшем V . Отсюда следует, что напряжение горения меньше напряжения зажигания.

Численно нормальное катодное падение тлеющего разряда равно $V_n = 200 - 250$ В.

Дальнейшее течение процесса разряда будет различным в зависимости от материала катода и приводит к вольтовой дуге.

Баланс энергии на катоде

Подробный разбор процессов на катоде показывает, что результирующая энергия, получаемая им, равна:

$$A_{np} = i^+ (V_k + V_j - V_{au}), \quad \text{где} \quad (8)$$

i^+ —ионная доля тока (преобладающая у катода),

V_k —падение напряжения в катодном слое,

V_j —ионизационный потенциал данного газа,

V_{au} —работа выхода электрона.

При простых расчетах пренебрегают потерями тепла вследствие излучения, теплопроводности и конвекции и в расходном балансе учитывают только потери тепла вследствие термоионной эмиссии.

$$A_{расх.} = i^- V_{au}, \quad (9)$$

где i^- —электронная доля тока.

Из соотношения

$$\frac{i^-}{i^+} = \frac{V_k + V_i - V_{au}}{V_{au}}$$

можно, учитывая уравнение (8), вычислить максимальный ток термоионной эмиссии.

Несмотря на большую работу целого ряда выдающихся исследователей, вопрос баланса энергии на катоде еще недостаточно выяснен. Необходимо отметить, что в дугах со свободным движением воздуха потерю тепла вследствие конвекции следует учитывать.

Электрическое поле сообщает заряженным частицам ускорение. Точного подсчета ионизации в электрическом поле нет. Можно только в общем сказать, что ионизирующее действие электронов и ионов в газовом объеме разрядного промежутка прямо пропорционально силе наличного электрического поля и обратно пропорционально давлению газа.

Тем не менее необходимость производства количественных определений привела к ряду грубых упрощающих предположений, сделавших возможными расчеты. Были введены ионизационные коэффи-

циенты α и β (α —для электронного, β —для ионного толчка), причем $\alpha \gg \beta$.

Расчет ионизации приводит к формуле типа

$$\frac{\alpha}{p} = A e^{-B/E/p},$$

где p —давление газа в мм Hg,

$$A = C = \frac{1}{\lambda p}; B = cV_j; \lambda \text{—длина свободного пробега электрона,}$$

V_j —ионизационный потенциал газа.

Закон ионизации электронами дан:

$$N(d) = \int_0^1 dN = \int_0^d N \alpha dx = N_0 e^{\alpha d},$$

где N_0 —число электронов в начале пути d ,

$N(d)$ — „ „ в конце этого пути.

Соответствующий электрический ток

$$J = J_0 e^{\alpha d}.$$

В случае неоднородного электрического поля

$$J = J_0 e^{\int_0^d \alpha dx}.$$

Явления ступенчатой ионизации рассматриваются в основной работе вместе с диффузией заряженных частиц и прочими процессами объемной ионизации.

Явления в межэлектродном пространстве

В основной работе более подробно изложены элементарные процессы, имеющие место в межэлектродном пространстве. Здесь только вкратце сообщим самое необходимое о явлениях в межэлектродном пространстве. При тлеющем и дуговом разрядах межэлектродное пространство заполнено плазмой, образующей так наз. положительный столб. Под воздействием высокой температуры, господствующей в плазме, в ней происходят процессы ионизации (простой и ступенчатой). Для облегчения расчетов прибегают к искусственному рассмотрению ионизации как диссоциации нейтральной молекулы на ион и электрон. Последующую рекомбинацию рассматривают как химическую реакцию. Предположения, лежащие в основе расчетов, грубы, сами расчеты неточны.

Экспериментальная проверка их оставляет желать лучшего. Количественные данные, иллюстрирующие относительную роль различных процессов, ведущих к образованию заряженных частиц, были получены целым рядом исследователей и приводятся в таблицах основной работы. Из этих данных можно заключить, что в межэлек-

тродном пространстве огромную роль при ионизационных процессах играют давление газа и температура плазмы. Благодаря своей большой скорости электроны в газовом объеме ионизируют гораздо быстрее, чем медленно движущиеся ионы.

Необходимо отметить еще то обстоятельство, что в тлеющем разряде отдельные составные части при наличии электрического поля имеют разные температуры. Быстро движущиеся электроны имеют значительно высшую температуру (вплоть до 70000°K) по сравнению с ионами. В свою очередь, нейтральные молекулы имеют температуру, несхожую с температурой заряженных частиц. По мере усиления ионизации, учащения столкновений между различными частицами их скорости и температуры выравниваются, так что в дуговом разряде температуры отдельных составных частей плазмы приблизительно равны (максимальная разница 100°).

Последние измерения (методом измерения скорости звука в плазме) дали величину температуры электронов 6100° . Распределение температуры в поперечном сечении положительного столба (по понятным причинам) неодинаково; максимальная температура бывает в оси столба. Поэтому там плотность газовой смеси—наименьшая, т. е. наибольшие свободные пути электронов, наибольшая скорость их, т. е. и наибольшая кинетическая энергия, а следовательно, и наибольшая ионизация. Поэтому плотность тока в оси положительного столба увеличивается. Чем больше давление газа и диаметр трубки, тем сильнее это явление, приводящее к отщипыванию разряда, т. е. стягиванию его к оси.

Положительный столб

Происхождение названия—положительный столб—случайно и не обусловлено никакими факторами, специально свойственными этой части разрядного пространства. Условиями возникновения являются: большое расстояние между электродами и наличие стенок, ограничивающих разряд. В свободной дуге, горящей в открытой атмосфере, роль этих стенок играет бесконечно тонкий слой газа, существование которого предполагается теоретически.

В положительном столбе отсутствуют объемные заряды, что доказывает то, что в нем на каждую единицу длины приходится одно и то же количество как положительных, так и отрицательных заряженных частиц.

Продольный градиент положительного столба постоянен. Наличие изолирующих стенок способствует образованию на них объемных зарядов, нейтрализующих заряженные частицы в газовом объеме. Это имеет следствием возрастание напряженности поля до величины, способной сообщить энергию ионизации нейтральным молекулам.

Опыты Сьюитса, произведенные в самое последнее время, под-

твердили постоянство градиента положительного столба. Из факта этого постоянства следует равенство концентрации ионов и электронов, из чего опять-таки следует, что части тока, приходящиеся на отдельные виды заряженных частиц, относятся друг к другу, как соответствующие подвижности, или иначе говоря, ток в положительном столбе переносят почти исключительно электроны. При этом подчеркиваем, что перенос тока производится в основном не отдельными электронами, пролетающими через всю длину положительного столба, а всем коллективом электронов, непосредственно передающих свои заряды соседним частицам.

Для анализа явлений в положительном столбе с успехом применяется и спектральный анализ. На основании опытов можно утверждать, что положительный столб является как бы продолжением анода.

Исходя из ионизации, компенсирующей потери электронов, вычисляются потери заряженных частиц. Из величины потерь определяется концентрация заряженных частиц, температура их, напряженность продольного поля положительного столба. Последняя дает возможность вычислить характеристику разряда.

Методы вычисления характерных параметров положительного столба и соответствующие формулы приводятся в основной работе.

Приведем вкратце только результаты последних экспериментальных работ Сьюитса.

Зависимость градиента положительного столба стационарной дуги высокого давления (т. е. давления порядка одной атмосферы) от силы тока Сьюитс выразил следующей формулой:

$$E = B i^{-n}. \quad (11)$$

Для азота $B=84$; $n=0,6$.

Эксперименты позволяют заключить, что уравнение (11) можно рассматривать, как общее уравнение для зависимости между градиентом и силой тока у стационарных дуг высокого давления не только в атмосфере азота, но и в атмосфере других газов.

Отношение между „ e “ (напряжением) и „ i “ (силой тока) дано по Сьюитсу уравнением

$$e = A + B i^{-n}, \quad (12)$$

где A , B —коэффициенты, n —экспонент, различный для разных газов. В нижеследующих таблицах даны некоторые значения A и n для различных условий опытов, полученных Сьюитсом.

Таблица 1.

e вольт	145	107	84	77	74	73
i амп.	1	2	4	6	8	10
A	61	52	48	49	50	52

Значения для A получены из $A = e - 84 i^{-0.6}$

Таблица 2.

Величина экспонента „ n “ для давления от 1 до 30 атм.

Р атм.	1	5	11,5	20	30
n	0,60	0,53	0,51	0,52	0,54

Таблица 3.

Значения „ n “ для гелия

Р атм.	1	5	10	35	48
n	0,72	0,66	0,61	0,61	0,56

Таблица 4.

Значения „ n “ для аргона

Р атм.	1	5	10	20
n	0,53	0,45	0,38	0,35

Таблица 5.

Значения „ n “ для разных газов

Газ	Hg	A	N ₂	Воздух	CO ₂	He	H ₂ O	H ₂
n	0,26	0,54	0,60	0,60	0,60	0,73	0,58	0,70

Положительный столб дуги характеризуется еще большей сложностью происходящих в нем явлений, многообразием и эффективностью способов передачи энергии при термическом равновесии: все части газовой смеси имеют приблизительно одну и ту же температуру (электроны, может быть, на 100° высшую).

Потенциальный градиент дуги зависит также от давления газовой атмосферы. Эта зависимость дана экспериментальным уравнением

$$E \sim p^m. \quad (13)$$

Значения экспонента „ m “ были определены Сьюйтсом. Они приводятся в таблице 6.

Таблица 6.

Значения экспонента „ m “

Азот		H ₂	He		A	
i	m		i	m	i	m
1	0,29	0,32	1	0,15	1	0,06
2,5	0,30		3	0,20	2,5	0,12
5,0	0,31		5	0,20	5,0	0,21
10,0	0,32		15	0,24	10,0	0,27
Средн.	0,31		Средн.	0,20	Средн.	0,16

Теоретически обе зависимости потенциального градиента, данные формулами 11 и 13, выражаются весьма сходными выражениями:

$$E \sim i^{-1/3}, \quad (14)$$

$$E \sim p^{1/6}. \quad (15)$$

Исходя из законов излучения черного тела, температура дуги в случае больших токов и при $V_j = 10-15$ вольт определяется как $T_d = 8000-12000^\circ \text{K}$, фактически измерено $T_d = 4800^\circ \text{K}$.

Эта значительная разница объясняется меньшей ионизационной работой в действительных условиях вследствие наличия возбужденных молекул газа, обладающих, как известно, меньшим ионизационным потенциалом.

Отметим еще зависимость, существующую между потенциальным градиентом и родом газа. Потенциальный градиент возрастает в следующем порядке:

$$\text{Hg, A, N}_2, \text{He, H}_2,$$

т. е. является наименьшим у паров ртути и наибольшим у водорода.

Анализ энергетических соотношений в электрической дуге

При этом анализе исходят из следующих уравнений:

$$i = a_1 E^{-n} \quad (11') \quad \text{и} \quad E = a_2 p^m. \quad (13)$$

Электрическая энергия, сообщаемая дуговому разряду, расходуется на диссоциацию и ионизацию газовых молекул и атомов, причем повышается и температура газовой смеси. Накопившаяся термическая энергия рассеивается вследствие потерь на излучение, теплопроводность и конвекцию. Потерями на излучение у всех дуг, кроме ртутных, обычно пренебрегают. Изучение вопроса показало, что главнейшая часть потерь в положительном столбе дуги приходится на теплопроводность, которая, вследствие господствующих в дуге чрезмерно высоких температур, приобретает очень сложный характер.

Несмотря на утверждение Эленбааса, можно полагать, что в свободных дугах в воздухе конвекция играет значительную роль в тепловом балансе.

Приведем вкратце метод Сьюитса для подсчета тепловых потерь вследствие теплопроводности и конвекции.

В своем подсчете Сьюитс исходил из методов, развитых для решения подобных задач у твердых тел.

Он имел в виду условный положительный столб дуги с бесконечно тонким плотным слоем газа на поверхности.

Температуру этого столба Сьюитс, на основании измерений вязкости газа, определил равной 7000°K .

Незначительной долей потерь теплоты в сердцевине столба Сьюитс пренебрег. Затруднения со значительными колебаниями температуры в пленке столба обходились принятием средней температуры пленки—

$$T_f = T_{cp} + \frac{\Delta T}{2}. \quad (16)$$

Принимая температуру дуги вместе с давлением постоянными, Сьюитс приходит к выражению для мощности в зависимости от диаметра дуги

$$EJ = \text{const. } D^\alpha, \quad (17)$$

где D —диаметр дуги,

α —коэффициент, меняющийся от 0,04 до 0,25.

Ток дугового разряда

$$i = \left(\frac{\pi D^2}{4} \right) N e E b, \quad (18)$$

где N —концентрация электронов,

e —заряд электронов,

E —потенциальный градиент,

b —подвижность электронов.

При принятых предположениях о постоянстве температуры и давления можно написать

$$i = \text{const. } D^2 E. \quad (18')$$

Подставляя вместо D из (17), получаем

$$i = \text{const. } (Ei)^{\frac{2}{3\alpha}}, \quad (19)$$

откуда

$$E = \text{const. } i^{-n}, \quad (20)$$

где

$$n = \frac{2-3\alpha}{2+3\alpha}.$$

Получающиеся зависимости аналогичны зависимостям, выведенным из законов излучения черного тела.

Из экспериментов получается

$$0,54 < n < 0,73.$$

Для твердых тел $0,04 < \alpha < 0,25$.

Для электр. дуг $0,09 < \alpha < 0,25$.

Подобным же образом получают зависимости

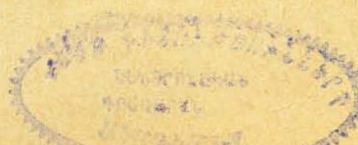
$$E = f(p) \text{ и } D = f(p)$$

в форме

$$D = \text{const. } p^{\gamma}, \quad (21) \text{ и}$$

$$E = \text{const. } p^m. \quad (22)$$

DA. 778.



В нижеследующей таблице (7) приводятся значения для различных газов.

Таблица 7.

γ вычисл.=0,28 при $i=10$ амп.	m вычисл.=0,31 при токе $i=10$ амп.
γ эксп.=0,30 (при токе $i=1$ амп.)	m эксп.=0,29 (при токе $i=1$ амп.)
" =0,30 (" " $i=2$ ")	" =0,31 (" " $i=5$ ")
" =0,35 (" " $i=5$ ")	" =0,32 (" " $i=10$ ")
" =0,38 (" " $i=10$ ")	

Метод Сьюитса применяет отношения между важнейшими параметрами дуги для определения этих параметров и зависимости между ними.

Согласие между вычисленными и измеренными величинами удовлетворительно. Идеалом для проникновения в суть физических явлений в дуге было бы выражение всех параметров дуги в функции от температуры. При настоящем уровне наших знаний о дуге и электрических разрядах вообще это еще невозможно.

Электрическая дуга и магнитное поле

Для исследования влияния магнитного поля на плазму (положительный столб) разряда различными исследователями был предпринят многочисленный ряд экспериментов. Исследовалось как влияние продольного магнитного поля, так и влияние поперечного поля.

Более обширно об этом действии магнитных полей говорится в основной работе. Здесь вкратце сообщим самое необходимое.

А) Продольное магнитное поле

Действие продольного магнитного поля на положительный столб гораздо сильнее, чем на заряженные частицы в области катодного падения, что объясняется большими скоростями частиц в положительном столбе.

Свободный пробег в осевом направлении не меняется, тогда как в радиальном он уменьшается, что имеет следствием уменьшение числа диффундирующих частиц. В свою очередь это уменьшение радиальной диффузии влечет за собой уменьшение потерь, а следовательно, и меньшую потребность в новых заряженных частицах.

При постоянной величине свободного пробега в осевом направлении это означает, что осевое продольное магнитное поле уменьшает продольный потенциальный градиент. При значительной объемной рекомбинации (молекулярные газы) концентрация заряженных

частиц увеличивается, что влечет за собой увеличение потерь. В этом случае осевое продольное магнитное поле увеличивает продольный потенциальный градиент в положительном столбе электрического разряда.

В последнее время очень много работал над вопросами влияния магнитного поля на положительный столб американский исследователь Леви Тонкс.

Обосновывая теорию плазмы положительного столба в продольном магнитном поле, Леви Тонкс приходит к следующим выводам:

1. Радиальное распределение ионов и электронов остается таким же, как и в отсутствии магнитного поля.

2. Температура электронов с увеличением магнитного поля уменьшается. Это объясняется уменьшением продольного потенциального градиента.

3. Распределение потенциала остается неизменным. Степень колебаний его уменьшается.

В связи с уменьшением радиальной подвижности электронов по сравнению с подвижностью ионов уменьшается и электрическое поле, имеющее функцию выравнивать ионные и электронные потоки. Поле может упасть и до нуля, что вызывает отрывание положительного столба от стенок при достаточно сильных магнитных полях.

По мнению Тонкса, „развивать теорию дуги в магнитном поле за предел, при котором указываются изменения в принятых уравнениях и выводы из этих изменений,—неразумно“.

В) Поперечное магнитное поле

Выводы из расчетов Тонкса заключается в том, что:

1. Электродинамические силы, возникающие под действием поперечного магнитного поля, увеличивают концентрацию заряженных частиц у одной из стенок, которая уничтожает ионы. Это увеличение концентрации означает возрастание потерь заряженных частиц путем диффузии и большое падение напряжения в столбе.

2. Скорость отклонения положительного столба дана

$$V = \frac{1}{2} \div \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2H}{\delta R}} \quad (23)$$

где

i —ток в амперах,

H —напряжение поля в гауссах,

R —радиус положительного столба в см,

δ —плотность холодного газа.

Влияние собственного магнитного поля дуги

Ток дуги вызывает собственное магнитное поле, оказывающее силовые действия. В случае больших токов промышленных дуг это собственное магнитное поле может привести к разрыву положительного столба, т. е. к т. наз. пинч—эффекту. В лабораторных дугах это действие гораздо слабее и приводит только к 100% ионизации в оси дуги при токах, лежащих гораздо ниже тех, которые произвели бы такую ионизацию в случае нормального распределения тока в поперечном сечении дуги. Подробнее об этом будет сообщено во II части работы.

Явления у анода

Анод электрического разряда не привлекал особого внимания исследователей, т. к. он играет в нем пассивную роль, служа завершением пути электронов, приходящих от катода. Переход от одной стадии разряда к другой проявляется на аноде очень слабо.

У анода должен иметься источник положительных частиц для компенсации действия тока в этой части разряда, состоящего почти исключительно из электронов. Таким источником и является положительный объемный заряд, образующийся вследствие расщепления нейтральных молекул газа быстролетающими электронами.

Самостоятельную активную роль анод играет только в т. наз. дуге интенсивного горения. Анод такой дуги имеет фитиль из солей церия и др. редких земель. Отличительной чертой ее является крутовозрастающая (положительная) вольтамперная характеристика. Этот возрастающий характер обусловлен только большим анодным падением.

При критической силе тока 80 амп у катодного пятна начинается стягивание положительного столба дуги и превращение его в т. н. отрицательное пламя.

При этом у катодного пятна были найдены плотности тока, достигающие до 4000 амп/см². Как видно, в газовом объеме катодной области имеет место ионизация нейтральных молекул газа, служащая источником заряженных частиц наряду с термической эмиссией.

Предполагается, что причиной образования отрицательного пламени являются, с одной стороны, термические, а с другой—магнитные явления. При существующих значительных силах тока образуется заметное собственное магнитное поле дуги, стремящееся концентрировать положительный столб в возможно более тонкий слой. Это же магнитное поле делает пространственно устойчивым отрицательное пламя, так как действует как против влияния электрического тока, так и против электростатического эффекта анода.

Энергетические соотношения в такой дуге интенсивного горения сравнительно просты благодаря униполярности тока, идущего к аноду.

Общая характеристика дуги при постоянном токе

Существует большое число формул, пытающихся аналитически выразить зависимость между основными параметрами электрической дуги.

Приведем только наиболее характерные и известные из них.

1. Формула Эдлунда, относящаяся к спокойно горящей дуге:

$$u = a + bl, \quad (24)$$

где u — напряжение между электродами дуги,

l — длина дуги,

a, b — коэффициенты, зависящие от материала электродов, силы тока и условий опыта.

2. Формула Гертца Айртон:

$$u = \alpha + \beta l + \frac{\gamma + \delta l}{j}, \quad (25)$$

где $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ — постоянные, зависящие опять-таки от материала электродов и природы газа, в атмосфере которого горит дуга.

В таблице 8 приводим значения α , т. е. минимального напряжения, соответствующего $l=0, i=\infty$, т. е. равного сумме катодного и анодного падений.

Таблица 8.

Уголь	Платина	Железо	Медь	Цинк
39,0	27,5	25,0	24,0	20,0

Формула Г. Айртон пользуется наибольшей популярностью и применяется чаще всего при вычислениях, производимых с электрическими разрядами. К сожалению, применимость ее ограничена дугами с токами порядка десятков и сотен ампер.

3. Формула дуги, предложенная Штейнмецом, имеет вид

$$u = \alpha + \frac{\beta(1+\gamma)}{\sqrt{j}}. \quad (26)$$

4. Формула Ноттингейма

$$u = \alpha + \beta l + \frac{\gamma + \delta l}{j^n}, \quad (27)$$

где n — показатель степени, зависящий от вещества электродов и пропорциональный абсолютной температуре его плавления (для металлов) или испарения (для угольных электродов и для электродов из легко испаряющихся металлов).

Наконец, Сьюитс предложил формулу зависимости, о которой мы уже упоминали раньше:

$$e = a + Bi^{-n},$$

где A и B —постоянные, а n —экспонент, определенный экспериментально и различный для разных газов и давлений.

Приведем еще одно общее выражение для определения разницы потенциалов на зажимах длинной электрической дуги, стабилизированной посредством подбора соответствующего внешнего контура:

$$U_B = U_K + U_A + U_{\bar{U}} + E(i, v, p) l, \quad (28)$$

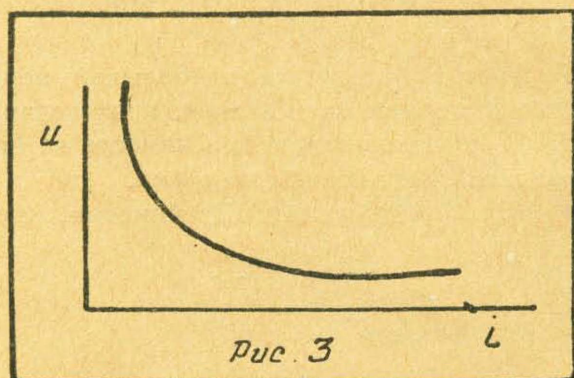
где U_K —падение потенциала на катоде,

U_A — " " на аноде,

$U_{\bar{U}}$ — " " в переходных областях,

E —продольный потенциальный градиент положительного столба, выраженный как функция радиуса трубки, в которой горит дуга, а также давления и природы газа и тска.

Общей чертой всех формул, выражающих сложную зависимость между основными параметрами вольтовой дуги, является то, что электрическая дуга не подчиняется закону Ома. Вместо прямой зависимости между напряжением и током имеет место обратная зависимость: с возрастанием тока напряжение уменьшается. Это значит, что сопротивление дугового промежутка имеет иной характер, чем сопротивление металлического проводника. Вопрос о действительном характере этого сопротивления будет разобран во II части работы.



Там же будет исследован комплекс проблем, связанных с переходом физической электрической дуги к технической вольтовой дуге, представленной электрическими дуговыми плавильными печами, и выяснен характер сопротивления последних.

Дуговой разряд при переменном токе

Изменения по сравнению с дугой на постоянном токе вызываются спецификой переменного тока, его периодичностью и изме-

нением знака. За время одного полупериода разряд пробегает все стадии развития самостоятельного стационарного разряда от темного через тлеющий к полностью развившемуся дуговому. Катод и анод постоянно меняются местами. Следует отметить еще то обстоятельство, что в газовых промежутках дуги переменного тока ионизация никогда не падает до нуля, а только доходит до минимума, при котором прерывается прохождение тока в одном направлении и начинается обратный ток. Новым обстоятельством, по сравнению с дугой постоянного тока, является еще высокая температура, господствующая в разрядном промежутке и облегчающая ионизацию при возобновлении разряда.

Анод имеет более высокую температуру, чем катод. При перемене знака анод, становясь катодом, начинает усиленно эмитировать электроны, производящие ионизацию в объеме высоконагретого газа.

Ток перед бывшим анодом состоял, как известно, почти исключительно из одних электронов. Электростатическим действием новообразовавшегося катода эти электроны отталкиваются и, ускоряясь электрическим полем, устремляются к новому аноду (прежнему катоду). После прохождения через нуль (минимум) напряжение начинает снова возрастать; вместе с ним возрастает электрическое поле и еще более ускоряет электроны. При больших силах тока эта активизация эмиссии и ионизации становится лавинообразной (добавляется еще ступенчатая ионизация), так что повторное зажигание дуги имеет характер теплового пробоя. Этот процесс повторяется в конце и начале каждого полупериода. Изменение силы тока и напряжения фиксируется с помощью осциллографа. Из осциллограмм электрической дуги переменного тока видно, что в начале каждого полупериода напряжение имеет пик, который принято называть „напряжением повторного зажигания“ или же пиком зажигания.

Ток в разрядном промежутке и напряжение на зажимах электродов, как видно из осциллограмм, имеют одну и ту же фазу. Электродвижущая сила в остальном контуре может иметь при этом совершенно другую фазу в зависимости от предвключенного разрядной трубке сопротивления.

Этим предвключенным сопротивлением мы можем влиять на отношения в разрядной трубке, ускорять и замедлять разряд. Для ускорения нарастания напряжения в цепь дугового устройства включается самоиндукция. Благодаря ей ток в контуре отстает от напряжения, которое устанавливается раньше, чем ток падает до своего минимального значения. Поле, возникающее при этом напряжении, ускоряет ионы и электроны и тем самым увеличивает ионизацию. При достаточно быстром возрастании напряжения ток тоже возрастает соответственно быстрее, т. е. растет быстрее и поток энергии. Потери энергии в разрядном промежутке полностью компенсируются, и еще остается остаток энергии, идущий на нагревание газа.

В свою очередь, нагревание газа еще более повышает электропроводность газа, облегчая тем самым разряд.

Вычисления необходимых величин слишком сложны и приводятся, как и более подробное изложение физики явлений, в основной работе.

В качестве предварительного вывода мы можем сделать заключение, что электрическая дуга представляет почти чистое омическое сопротивление. Говоря почти, мы имеем в виду влияние диффузионных токов и собственное магнитное поле тока дуги, искажающие омический характер сопротивления газового промежутка. Гармонические токи высших порядков, не имеющие антагонистов в кривой напряжения, создают безваттный ток, не дающий мощности, а только увеличивающий общую силу тока. Разность фаз между напряжением и током может возникнуть в дуге еще вследствие инерции (отчасти индуктивного характера) двигающихся в противоположных направлениях заряженных частиц при разрядах очень высокой частоты.

Более детальный разбор этих вопросов, как и дальнейших проблем, связанных с вольтовой дугой, помещен в соответствующих отделах основной работы, находящейся в рукописи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вальтер, А. Ф. Физика диэлектриков, 2-ая часть, гл. II, 3 часть, гл. I.
2. Миткевич, В. Ф. Физические основы электротехники.
3. Рейман, А. А. Темоионная эмиссия, гл. I, II, V, VI и VII.
4. Третьяк, Г. Г. Электрическая дуга.
5. Энгель А. и Штенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах, т. II, ч. I. Свойства электрических разрядов.
5. Вочке. Электрическая плавильная печь.
1. J. Elliot, Q. Adams and Bentley T. Barnes. The Mechanismus of the Positive Column in Mercury Vapor at Intermediate Pressures. Phys. Rev. 53. 1938.
2. Bentley, T. Barnes and Elliot, Q. Adams. Emission of Radiation in the Positive Column of a Mercury Arc Phys. Rev. 53. 1938.
3. Maurice, E. Bell. The Probability of Ionization of Mercury Atoms with Low Velocity Electrons. Phys. Rev. Vol. 55. 1939.
4. Charles J. Brasefield. High Frequency Discharges in Helium, Mercury and Neon. Phys. Rev. Vol. 55. 1939.
5. Charles, J. Brasefield. High Frequency Discharges in Mercury Helium and Neon. Phys. Rev. Vol. 37. 1931.
6. J. D. Cobine, Electric Arc Reignition at High Pressures. Phys. Rev. Vol. 54. 1938.
7. Karl. T. Compton. Theory of the Electric Arc. Phys. Rev. Vol. 21. 1923.
8. " " On the Theory of the Mercury Arc, Phys. Rev. Vol. 37. 1931.
9. N. Cady. Transitions between Glow and Arc Discharge. Phys. Rev. Vol. 56. 1939.
10. Cobine, J. D. Effect of Oxides and Impurities on Metallic Arc Reignition. Phys. Rev. Vol. 53. 1938.

11. *Copeland, L.* Variation of the Anode Effect with Temperature. *Phys. Rev.* Vol. 55. 1939.
12. *Dietrich, J. R.* and *Snoddy, L. B.* Impulse Breakdown in Long Discharge Tubes. *Phys. Rev.* Vol. 55. 1939.
13. *Finkelnburg, W. F.* Anodenfall, Anodenabbau und Theorie des Hochstromkohlens. *Z. f. Phys.* 1940.
14. *Fry, A. S.* Four Forms of the Copper Arc in Air. *Phys. Rev.* Vol. 51. 1937.
15. *Milton, E. Gardner.* The Recombination of Ions in Pure Oxygen as a Function of Pressure. *Phys. Rev.* Vol. 53. 1938.
16. *Gardner, M. E.* The coefficient of Recombination of Pure Oxygen as a Function of Pressure and Temperature. *Phys. Rev.* Vol. 51. 1937.
17. *Hsu Yun Fan* The Transition from Glow Discharge to Arc *Phys. Rev.* 55. 1939.
18. *Leonard, E. Loeb* The Definition of the Sparking Potential. *Phys. Rev.* Vol. 55. 1939.
19. *Edward S. Lamar, Albert M., Stone and Compton, K. T.* The Positive Column of the Nitrogen Arc at Atmospheric Pressure. *Phys. Rev.* Vol. 56. 1939.
20. *Lamar, E. S. and Compton, K. T.* Potential Drop and Ionisation at Mercury Arc Cathode. *Phys. Rev.* Vol. 37. 1931.
21. *Mason, R. C.* The Cathode Fall of an Arc *Phys. Rev.* Vol. 37. 1931.
22. *Mohler, Yred.* Recombination in the Afterglow of a Discharge. *Phys. Rev.* Vol. 51. 1937.
23. *Maxfield, F. A., Hegbar, H. G. and Ertom, J. R.* Possible Cause of the Glow to Arc Transitions. *Phys. Rev.* Vol. 55. 1939.
24. *Maxfield Fred.* Characteristics of the Glow-Arc Transition in Mercury Vapor. *Phys. Rev.* Vol. 53. 1938.
25. *Nottingham, W. B.* Ionization and Excitation in Mercury Vapor produced by Electron Bombardment. *Phys. Rev.* Vol. 55. 1939.
26. *Quinn, R. B.* Sparking Potentials. *Phys. Rev.* Vol. 53. 1938.
27. *Power, R. B. and Cobine, J. D.* Reignition of an Arc *Phys. Rev.* Vol. 53. 1938.
28. *Rubens, C. M. and Henderson, J. R.* The Function of Anode spot. in the Glow Discharge. *Phys. Rev.* Vol. 56. 1939.
29. *Lloyd, P. Smith and Hartmann, P. L.* Electron and Potential distribution near the Anode of a Mercury Discharge. *Phys. Rev.* Vol. 55. 1939.
30. *Suits, C. G.* High Pressure Arc Phenomena. *Phys. Rev.* Vol. 52, 1937.
31. *Suits C. G. and Portitsky, H.* Interpretation of High Pressure Arc Data. *Phys. Rev.* Vol. 52, 1937.
32. *Suits, C. G.* Multiple states in the High Pressure Discharge. *Phys. Rev.* Vol. 53, 1938.
33. *Suits, C. G. and Hocker, J. P.* Role of Oxidation in Arc Cathodes. *Phys. Rev.* Vol. 53. 1938.
34. *Suits, C. G.* High Pressure Arc in Common Gases. *Phys. Rev.* Vol. 55. 1939.
35. " " Convection Currents in Arcs in Air. *Phys. Rev.* Vol. 55. 1939.
36. " " Application of Heat Transfer Data to Arc Characteristics. *Phys. Rev.* Vol. 55. 1939.
37. *Stenbeck, M.* Zur Entstehung des normalen Kathodenfalls. *Z. f. Phys.* 53 Band, 1929.
38. *Townsend, J. S. and Bill, M. B.* Généralisation de la théorie des Décharges électriques. 1938.
39. *Tonks, L. L. and Irving Langmuir.* A General Theory of the Plasma of an Arc *Phys. Rev.* Vol. 55. 1939.
40. *Lewi Tonks.* Drift of Ions and Electrons under the Action of Concentration Gradient, Electric and Magnetic Fields. *Phys. Rev.* Vol. 51. 1937.
41. *Lewi Tonks.* Theory of Magnetic Effect in the Plasma of an Arc *Phys. Rev.* Vol. 56. 1939.
42. *Van Voorms and Compton, K. T.* Accommodation Coefficients of Positive Ions of Argon, Neon and Helium. *Phys. Rev.* Vol. 37. 1931.

43. *Lewi Tonks*. Vaporization Rate of Mercury from Anchored Cathode Spot. Phys. Rev. Vol. 54. 1938.

44. *White, A. B.* Characteristics of the Copper Arc in Air. Phys. Rev. Vol. 21. 1923.

25. *Leonard B. Loeb*. Theory of Recombination of Ions over an Extended Pressure Range. Phys. Rev. Vol. 51. 1937.

Հ. Արամուսյան

ԱՐԴՅՈՒՆԱԲԵՐԱԿԱՆ ՎՈՒՏՅԱՆ ԱՂԵՂՆ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՍԻՍՏԵՄՈՒՄ

Մասն I

Վալսյան աղեղի ֆիզիկան

Այս աշխատության մեջ նախ հիմնավորվում է վոլտյան աղեղի ֆիզիկայի ուսումնասիրության կարևորությունը ՀՍՍՌ բարձր լարվածության էլեկտրոդանցի պայմաններում: Այնուհետև համառոտ կերպով քննարկվում և նկարագրվում են այն ֆիզիկական տարրական պրոցեսները, որոնք տեղի են ունենում գազերի մեջ կատարվող էլեկտրական պարպման ընթացքում:

Հակառակ ընդհանուր տարածված ձևի, այդ հետազոտման համար պրոցեսները քննարկվում են ըստ նրանց ծագման և առանձին աստիճաններում տեղի ունեցող պարպումային տարածության զարգացման:

Ոչ ինքնուրույն և ոչ ստացիոնար իոնիզացիոն պրոցեսները չեն վերլուծվում:

Հիշատակվում և քննարկվում են զանազան իոնիզացիոն և էմիսիոն պրոցեսների քանակական դերն արտահայտող բաժանները, որոնցից կարելի է որոշել նրանք են՝

1. Թերմոնիզացիայի Թոմսոն-Ռիչարդսոնի բանաձևը.
2. Ավտոէլեկտրոն էմիսիայի բանաձևը:

Ուսումնասիրվում է նաև մեխանիկական էներգիայի դերն էմիսիոն և իոնիզացիոն պրոցեսների մեջ: Այնուհետև, ըստ ընդունված մեթոդի, հետազոտվում է էմիսիայի և իոնիզացիայի զարգացման ընթացքը կատոդի, միջէլեկտրոդային տարածության և անոդի շրջաններում: Հաստատվում են տարրեր փոխկախույններ աղեղի պարագծերի միջև և տրվում են համապատասխան բանաձևեր:

Աշխատության մեջ ուսումնասիրվում է նաև մագնիսական դաշտի ազդեցությունն աղեղի պլազմայի վրա:

Այնուհետև տրվում են վոլտյան աղեղը բնութագրող մի շարք բանաձևեր:

Վերջում խոսվում է այն փոփոխությունների մասին, որոնք առաջ են գալիս վոլտյան աղեղ ստանալու համար փոփոխուն էլեկտրական հոսանքն օգտագործելու դեպքում: