

мощности излучения в пределах от 1 мВт до 1 кВт и более, ресурсе работы в отпаянном варианте излучателя не менее 2000 ч, КПД ~30 %.

Лампы представляют интерес для следующих применений: фотоосаждение тонких диэлектрических пленок и аморфных полупроводников (нанотехнология, микроэлектроника); фототравление полимерных соединений (микроэлектроника); стерилизация газообразных и жидкостных сред, а также поверхности твердых тел (медицина, микробиология, пищевая промышленность); низкотемпературное окисление органических соединений (аналитическая химия, химическая промышленность), отверждение полимеров, лаков и красок на полимерной основе, накачка химических жидкостных и твердотельных лазеров (квантовая электроника); стимуляция развития растений (сельское хозяйство) и лечение (медицина).

Л и т е р а т у р а

1. Шуаибов А. К., Шимон Л. Л., Грабовая И. А.: Пат. Украины на изобретение, UA 62723 А; Опубл. 15.12.2003; бюл. № 12.
2. Шуаибов А. К., Грабовая И. А.// ЖТФ, 2004. Т. 74. Вып. 4. С. 66.
3. Шуаибов А. К., Шимон Л. Л., Грабовая И. А.// Теплофиз. выс. темп. 2004. Т. 42. № 4.
4. Малинин А. Н., Поляк А. В.: Пат. Украины на изобретение, UA 62744 А; Опубл. 15.12.2003, бюл. № 12.
5. Малинин А. Н., Поляк А. В., Шимон Л. Л.: Пат. Украины на изобретение, UA 62773 А; Опубл. 15.12.2003, бюл. № 12.
6. Малинин А. Н., Поляк А. В.// Оптика и спектроскопия. 2003. Т. 95. № 6. С. 988.

Статья поступила в редакцию 17 ноября 2004 г.

New high-effectual electro-discharge lamps of visible and ultra-violet spectrum range

A. N. Malinin, A. K. Shuaibov, L. L. Shimon, I. A. Hrabova, A. V. Polyak
Uzhgorod National University, Uzhgorod, Ukraine

The results of working out and optimization of output characteristics of electro-discharge excimer-halide lamps, which radiate on transition of bromides and iodides of a xenon, dimers of bromine, iodine and iodine atoms in ultra-violet and near vacuum-ultra-violet spectrum range, and also on monohalogenides of mercury in visible spectrum range are presented. The longitudinal glow discharge of a direct current and barrier discharge to pumping lamps was applied. The maximum capacity of radiating of lamps reaches 60 W (UV-range) and 45 W (visible range of wave-lengths) at efficiency of radiators 20—30 %.

УДК 621.387.35

Нарушение устойчивости электрической дуги при разведении контактов в вакуумной промежулке с поперечным магнитным полем

Д. Ф. Алферов, Д. В. Евсин, Я. И. Лондер
Всероссийский электротехнический институт, Москва

Экспериментально исследованы характеристики вакуумной дуги постоянного тока при разведении контактов в аксиально-симметричном преимущественно радиальном магнитном поле. Изучены основные особенности динамики свечения плазмы в межконтактной промежулке в течение устойчивой стадии горения дуги в диапазоне токов 50—150 А. Обсуждаются возможные механизмы нарушения устойчивости вакуумной дуги в аксиально-симметричном магнитном поле. Предложена одномерная стационарная модель, описывающая устойчивую стадию горения дуги. Результаты расчета удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Известно, что продолжительность горения вакуумной дуги постоянного тока зависит от тока дуги, длины

промежутка, материала электродов и параметров внешней цепи, в том числе и от способности внешней цепи

поддерживать напряжение, необходимое для горения дуги [1, 2]. Для сравнительно коротких вакуумных промежутков длиной менее 1 см и небольших токов до нескольких сотен ампер падение напряжения на промежутке, как правило, не превышает 15—20 В.

Существенно повысить напряжение на вакуумном промежутке можно с помощью поперечного относительно направления тока дуги магнитного поля. Данное обстоятельство может быть использовано для ограничения тока вакуумной дуги и ее погасания [3—10] при условии превышения падения напряжения на вакуумном промежутке над напряжением источника питания.

В работах [3—8] генерировалось импульсное магнитное поле во время горения дуги в вакуумном промежутке с фиксированным межэлектродным зазором. В этих условиях импульсное наложение магнитного поля приводило к быстрому нарушению устойчивости горения дуги и ее погасанию при токах дуги ниже некоторых пороговых значений для заданной индукции магнитного поля и величины зазора. Авторами работ [3, 4, 8] предполагалось, что ограничение тока и его обрыв могут быть обусловлены воздействием холловского поля, которое способствует торможению потока катодных ионов в направлении анода.

Гашение дуги в постоянном аксиально-симметричном магнитном поле при разведении контактов вакуумной дугогасительной камеры было исследовано в работах [9, 10]. Магнитное поле формировалось с помощью постоянных магнитов, установленных со стороны камеры со стороны неподвижного контакта. В этих условиях магнитное поле воздействовало на вакуумную дугу в течение всего времени ее горения. В результате исследований установлено, что развитие вакуумной дуги отключения проходит через две характерные стадии. В первой стадии по мере разведения контактов дуга горит устойчиво и напряжение на ней плавно повышается до 25—30 В. В межконтактном промежутке горит, как правило, один разрядный канал. Вторая стадия характеризуется значительными осцилляциями напряжения и тока. В течение этой стадии напряжение на вакуумном промежутке быстро возрастает до уровня, ограниченного параметрами разрядной цепи, а ток уменьшается до нуля. В момент перехода разряда из устойчивой стадии в неустойчивую дуговой канал в межконтактном промежутке полностью гаснет. В течение неустойчивой стадии разряд горит уже вне рабочей области межконтактного промежутка.

В данной работе приводятся результаты исследований динамики плазменного потока и напряжения на вакуумной дуге в течение устойчивой стадии ее горения. Полученные экспериментальные зависимости длительности устойчивой стадии от тока и индукции магнитного поля сравниваются с результатами расчета, проведенного на основе предложенной стационарной одномерной модели течения плазмы в поперечном магнитном поле.

Эксперимент

Объект исследований

Для проведения исследований были подготовлены два образца вакуумных дугогасительных камер (K1 и K2) отпаянной конструкции. Каждый образец содержит подвижный 1 и неподвижный 2 электроды с торцевыми CuCr(50/50) контактами, закрепленными на корпусе камеры, и магнитную систему 3, формирующую между контактами аксиально-симметричное магнитное поле (рис. 1). Внешний радиус контактной системы $r = 12$ мм. Магнитная система размещалась по оси камеры со стороны неподвижного контакта, была выполнена в виде цилиндрического постоянного магнита с аксиальной коэрцитивной силой и содержала магнитопровод, выполненный из ферромагнитного материала. Диаметр магнита в камере равнялся 15 мм.

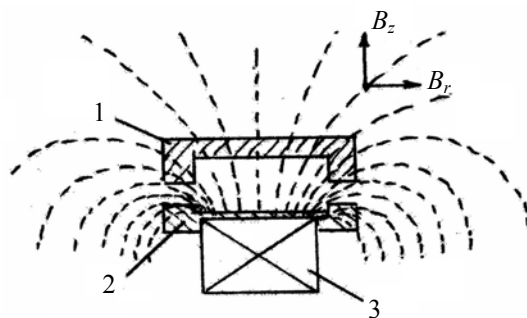


Рис. 1. Схема контактной системы вакуумных дугогасительных камер:

1 — подвижный контакт; 2 — неподвижный контакт; 3 — магнитная система

В камере K1 контактная система размещалась в стеклянном корпусе без экранной системы, что позволило наблюдать динамику свечения плазмы в межконтактном промежутке, камера K2 была выполнена в металлокерамическом корпусе с экранной системой.

Распределение магнитного поля в межконтактном зазоре камеры

Расчеты проводились с помощью программы "ELCUT" для магнита диаметром 15 мм. При длине магнита $L = 12$ мм вблизи контактной поверхности неподвижного электрода ($Z = 0$) радиальная составляющая индукции магнитного поля принимает максимальное значение при $R = 9,5$ мм. В пределах рабочей области межконтактного промежутка ($R = 10 - 12$ мм) индукция магнитного поля B_r изменяется в диапазоне 170—100 мТл. С увеличением расстояния от контактной поверхности до $Z = 2$ мм радиальная составляющая индукции магнитного поля заметно уменьшается $B_r = 90 - 75$ мТл, а ее спад с ростом R становится более плавным.

Аксиальная составляющая индукции магнитного поля максимальна при $R = 8,5$ мм и изменяет знак вблизи внешнего края контактной поверхности $R = 12$ мм, т. е. в этой области магнитное поле практически тангенциально к поверхности неподвижного электрода.

При увеличении длины магнита увеличиваются как радиальная, так и аксиальная составляющие индукции магнитного поля. В плоскости

$Z = 0$ при $L = 24$ мм радиальная составляющая индукции магнитного поля вблизи внешней границы межконтактного промежутка ($R = 12$ мм) достигает значения $B_r \approx 140$ мТл, а аксиальная составляющая $B_z \sim 20$ мТл. С удалением от контактной плоскости на 2 мм аксиальная составляющая B_z возрастает примерно в два раза, а радиальная — спадает до $B_r \approx 90$ мТл.

Условия и методика измерений

Схема испытательного стенда и системы управления подробно описаны в [9, 10]. Стенд состоял из источника питания, конденсаторной батареи емкостью C_0 и реактора с индуктивностью $L_0 = 6$ мГн. В опытах с камерой К1 использовалась батарея емкостью $C_0 = 12,4$ мФ на максимальное напряжение 3 кВ. При испытаниях камеры К2 использовалась батарея емкостью $C_0 = 2,4$ мФ на максимальное напряжение 5 кВ. Контакты разводились на расстояние $d \sim 4$ мм в камере К1 со средней скоростью $v_K \sim 1,2$ м/с, а в камере К2 — $\sim 0,9$ м/с. Во время измерений неподвижный электрод всегда являлся катодом.

Изучение динамики свечения плазмы вакуумной дуги и пятен на электродах в камере К1 проводилось с помощью высокоскоростного фоторегистратора (СФР) в режиме покадровой регистрации. Интервал между соседними кадрами составлял 100—150 мкс, а время экспозиции каждого кадра ~ 50 мкс. Камера СФР была установлена на расстоянии ~ 50 см от К1 под углом $\sim 10^\circ$ относительно поверхности неподвижного контакта.

Одновременно с записью СФР-граммы измерялись ток I с помощью датчика тока LT-500-S/SP53 и напряжение U на камере — с помощью омического делителя. Электрические сигналы регистрировались на цифровом осциллографе С9-8 с последующей обработкой на ПК.

Экспериментальное исследование вакуумной дуги отключения в камере К1

Величина тока в цепи разрядного контура задавалась зарядным напряжением U_0 . Для ограничения тока использовался резистор $R_0 = 10$ Ом.

Характерные осциллограммы напряжения U на дуге и тока I при $U_0 = 1000$ В и длине магнита $L = 12$ мм представлены на рис. 2. В момент времени t_0 через замкнутые контакты K_1 начинал протекать ток, который примерно через 2 мс достигал максимального значения $I_0 \approx 80$ А, а затем медленно спадал с постоянной времени $\sim 0,1$ с. Контакты K_1 начинали расходиться в момент t_1 . При их расхождении в межконтактном промежутке загоралась вакуумная дуга, которая горела сравнительно устойчиво вплоть до момента t_2 . В течение времени $t_s = t_2 - t_1$ (устойчивая стадия горения дуги) напряжение на дуге плавно повышалось от 15 до 25 В. В момент t_2 на осциллограмме появился резкий выброс напряжения, и горение дуги перешло в неустойчивую стадию, которая характеризуется значительным шумом напряжения и тока. При этом среднее значение

напряжения быстро возрастало, а ток спадал до полного погасания дуги. После отключения тока напряжение на K_1 восстанавливалось до уровня ~ 8 кВ. Отметим, что на приведенных здесь и далее осциллограммах величина измеряемого напряжения была ограничена уровнем 500 В.

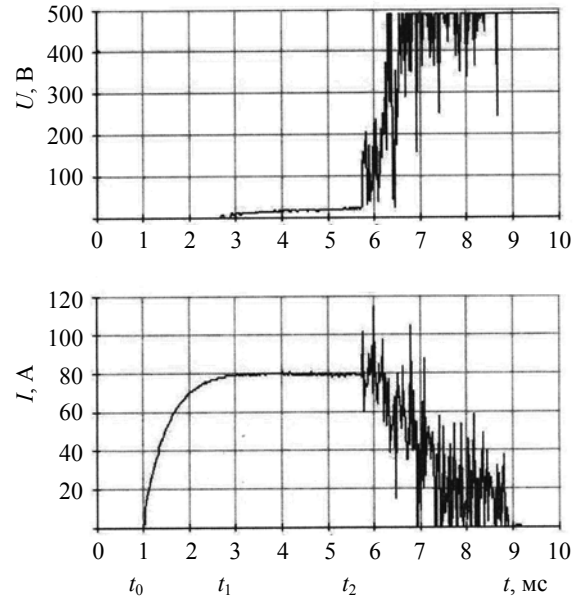


Рис. 2. Осциллограммы напряжения U и тока I при $U_0 = 1000$ В

На рис. 3 показаны кадры СФР-граммы, соответствующие временному интервалу $\Delta t = t_k - t_1$ относительно момента t_1 на осциллограммах рис. 2, где t_k — текущее время кадра. В течение устойчивой стадии горения дуги ($t_s = 2,84$ мс) в межконтактном промежутке наблюдался один разрядный канал. По мере разведения контактов область свечения канала расширялась в азимутальном направлении до момента $\Delta t \approx 1,5$ мс ($d \approx 2$ мм). При $\Delta t \geq 1,8$ мс становится заметной неоднородность свечения по длине канала: яркая область вблизи катода и менее яркое свечение в межконтактном промежутке. На кадре, соответствующем моменту $\Delta t = 2,6$ мс, (см. рис. 3) можно заметить, что область свечения канала расширяется в направлении анода. Граница области свечения наклонена к нормали к поверхности катода под углом ~ 20 — 30° . Размер светящейся области разрядного канала в азимутальном направлении вблизи анодной поверхности составлял $l_a \sim 8$ — 10 мм при $d \approx 3$ мм. Переход в неустойчивую стадию горения дуги наблюдался на кадре, соответствующем моменту t_2 ($\Delta t = 2,84$ мс). Видно образование яркого пятна на боковой поверхности катода, а область сечения канала расширилась в радиальном направлении, захватывая боковую поверхность анода. На следующих кадрах СФР-граммы ($t > t_2$) наблюдалось полное погасание свечения в межконтактном промежутке.

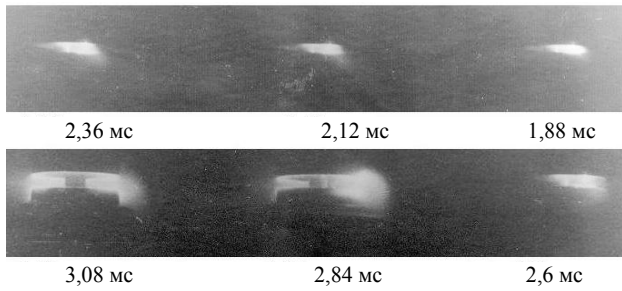


Рис. 3. Кадры СФР-граммы при $U_0 = 1000$ В; катод — сверху, анод — внизу

При более высоких значениях амплитуды тока $I_0 \approx 100 - 150$ А и индукции магнитного поля $B_r \sim 140$ мТл и $B_z = 20$ мТл ($L = 24$ мм) имели место все отмеченные выше особенности развития вакуумной дуги отключения. На устойчивой стадии горения дуги по мере разведения контактов яркость свечения разрядного канала возрастала, а его ширина увеличивалась в азимутальном направлении. Переход в неустойчивую стадию происходил после погасания разрядного канала в межконтактном промежутке. Длительность устойчивой стадии возрастала с увеличением I_0 и уменьшалась при увеличении индукции магнитного поля.

Экспериментальное исследование вакуумной дуги отключения в камере К2

Статистические характеристики дуги отключения исследовались на камере К2 с центральной экранной системой, изолированной от контактов. Зарядное напряжение на конденсаторной батарее во всех опытах было постоянным и составляло $U_0 = 4$ кВ. Ток в разрядной цепи регулировался изменением сопротивления R_0 . При заданном значении R_0 и индукции магнитного поля B_r проводилось 15—20 измерений. Ток отключения I_{br} определялся как ток дуги в момент завершения устойчивой стадии.

На рис. 4 показаны зависимости среднего времени t_{sa} устойчивого горения дуги и максимального разброса значений t_s от отключаемого тока при $I_{br} \approx I_0$ и длине магнита $L = 12$ мм ($B_r = 125$ мТл при $Z = 0$ и $B_r = 90$ мТл при $Z = 2$ мм). Согласно рис. 4, t_{sa} и разброс данных измерений увеличиваются с ростом тока I_{br} от 30 до 160 А более чем в два раза. Минимальная длительность устойчивой стадии $t_{s,min}$ при $I_{br} < 100$ А не превышает 1 мс, что соответствует минимальной величине $d \approx t_{s,min} \cdot v_k \leq 1$ мм. Максимальная длительность устойчивой стадии не превышает 4 мс, что соответствует $d < 4$ мм.

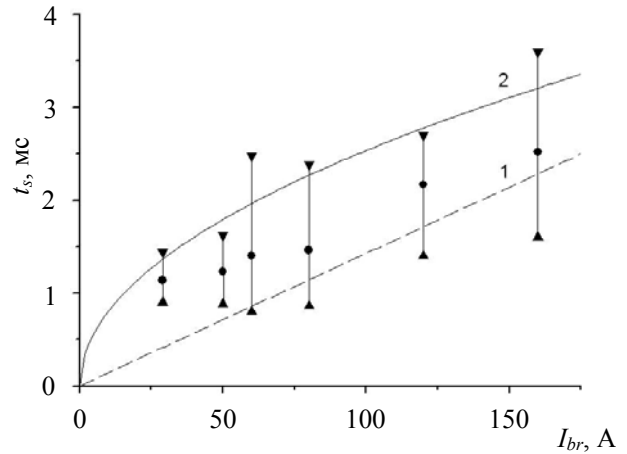


Рис. 4. Средняя длительность устойчивой стадии дуги отключения:

(●) — семейство экспериментальных точек при $B_r = 125$ мТл; 1 — движение контактов с постоянной скоростью $v = 0,9$ м/с; 2 — движение контактов с постоянным ускорением $a = 0,405$ м/с²

На рис. 5 представлена зависимость среднего времени устойчивого горения дуги от радиальной составляющей индукции магнитного поля на внешнем радиусе поверхности неподвижного контакта $B_r = 60 - 160$ мТл для $I_{br} = 50$ и 80 А. Видно, что с увеличением $B_r > 100$ мТл время t_{sa} плавно уменьшается для всех токов. В этих режимах измерений устойчивая стадия дуги завершается при $d < 4$ мм. Значительное увеличение времени устойчивого горения дуги и его разброса наблюдается при $B_r \approx 60 - 70$ мТл, когда устойчивая стадия завершается в основном уже при максимальном зазоре $d \approx 4$ мм. В этом случае значение B_r усреднялось по всей длине максимального межконтактного зазора.

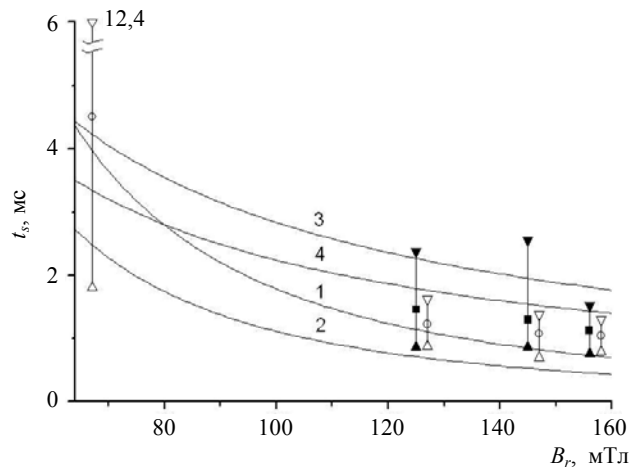


Рис. 5. Средняя длительность устойчивой стадии дуги отключения:

■ — семейство экспериментальных точек при $I_0 = 80$ А; ○ — семейство экспериментальных точек при $I_0 = 50$ А; 1 — движение контактов с постоянной скоростью $v = 0,9$ м/с, $I_0 = 80$ А; 2 — движение контактов с постоянной скоростью $v = 0,9$ м/с, $I_0 = 50$ А; 3 — движение контактов с постоянным ускорением $a = 0,405$ м/с², $I_0 = 80$ А; 4 — движение контактов с постоянным ускорением $a = 0,405$ м/с², $I_0 = 50$ А

Одномерная математическая модель

Экспериментальные исследования, обсуждавшиеся выше, показали, что форма разрядной области близка к прямоугольному параллелепипеду, основание которого примерно равно участку кольцевой поверхности неподвижного контакта шириной ~2 мм и длиной ~10 мм. Высота параллелепипеда совпадает с размером межконтактного зазора, причем при расхождении контактов межконтактный зазор, по крайней мере, на начальном этапе движения является наименьшим из размеров этого параллелепипеда. Такая ситуация наводит на мысль о возможности использования одномерной математической модели для приближенного описания физических процессов, протекающих в плазме вакуумной дуги при расхождении контактов во внешнем однородном магнитном поле. Поскольку скорость движения контактов на несколько порядков меньше характерных скоростей физических процессов, то задачу можно считать стационарной, т. е. в уравнениях магнитной гидродинамики можно пренебрегать всеми частными производными по времени.

Система уравнений двухжидкостной магнитной гидродинамики в стационарном случае имеет вид (инерцией электронов пренебрегаем):

$$\vec{E} = \frac{j}{\sigma} - [\vec{v}_e \times \vec{B}] - \frac{\text{grad} p_e}{en_e}; \quad (1)$$

$$\frac{M}{eZ_i} (\vec{v} \nabla) \vec{v} = \frac{[\vec{j} \times \vec{B}]}{en_e} - \frac{\text{grad}(p_e + p_i)}{en_e}; \quad (2)$$

$$\text{div} \vec{j} = \text{div} n_e \vec{v} = 0; \quad (3)$$

$$\text{rot} \vec{E} = 0. \quad (4)$$

Здесь M , Z_i , \vec{v} — масса, средний заряд и скорость направленного движения ионов, соответственно;

n_e , e , \vec{v}_e — концентрация, заряд и скорость направленного движения электронов, соответственно;

\vec{E} — вектор напряженности электрического поля;

\vec{B} — вектор индукции магнитного поля;

\vec{j} — вектор плотности тока;

σ — проводимость плазмы;

p_e , p_i — давление электронов и ионов, соответственно.

Предполагается, что плазма является квазинейтральной. Поскольку плотности тока в изучаемом разряде относительно невелики (~500 А/см²), то можно пренебречь нагревом электронов [11] и считать температуры электронов и ионов постоянными величинами.

Направим ось Z от катода к аноду, а ось Y — параллельно вектору индукции магнитного поля (по радиусу электродной системы). Направление оси X выберем таким образом, чтобы координатная система XYZ являлась правой. Отметим, что при выбранном направлении оси Z ток и плотность тока дуги являются отрицательными величинами.

С учетом сделанных предположений запишем систему уравнений (1)—(4) в проекциях на оси X и Z . В

одномерной задаче, которую мы рассматриваем, физические параметры зависят только от координаты z . В этом случае система уравнений (1)—(4) сводится к системе алгебраических и обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$E_x = \frac{j_x}{\sigma} - \left(\frac{j_z}{en_e} - v_z \right) B_y; \quad (5)$$

$$E_z = \frac{j_z}{\sigma} + \left(\frac{j_x}{en_e} - v_x \right) B_y - \frac{kT_e}{en_e} \frac{dn_e}{dz}; \quad (6)$$

$$\frac{M}{eZ_i} v_z \frac{dv_x}{dz} = - \frac{j_z}{en_e} B_y; \quad (7)$$

$$\frac{M}{eZ_i} v_z \frac{dv_z}{dz} = \frac{j_x}{en_e} B_y - \left(1 + \frac{T_i}{Z_i T_e} \right) \frac{kT_e}{en_e} \frac{dn_e}{dz}; \quad (8)$$

$$j_z = \text{const}, \quad n_e v_z = \text{const}; \quad (9)$$

$$E_x = \text{const}. \quad (10)$$

Из (9) и условия на катоде $en_e v_z = \gamma |j_z|$ (γ — доля ионного тока) следует, что при любом z выполняется соотношение

$$en_e v_z = \gamma |j_z|. \quad (11)$$

В (10) E_x следует положить равной нулю, так как в противном случае имел бы место неограниченный рост потенциала вдоль оси X .

Введем безразмерные переменные и нормировочные константы с помощью следующих соотношений:

$$\tilde{z} = \frac{z}{L^*}; \quad \tilde{x} = \frac{x}{L^*}; \quad \tilde{B}_y = \frac{B_y}{B^*}; \quad \tilde{E}_{x,z} = \frac{E_{x,z}}{E^*};$$

$$\tilde{v}_{x,z} = \frac{v_{x,z}}{v^*}; \quad \tilde{j}_{x,z} = \frac{j_{x,z}}{j^*}; \quad \tilde{n}_e = \frac{n_e}{n^*}; \quad \tilde{\sigma} = \frac{\sigma}{\sigma^*}; \quad \tilde{\varphi} = \frac{\varphi}{\varphi^*};$$

$$L^* = 1 \text{ см}; \quad E^* = \frac{kT_e}{eL^*}; \quad \varphi^* = \frac{kT_e}{e}; \quad \sigma^* = \sigma(T_e);$$

$$j^* = \sigma^* E^*; \quad v^* = v_{is} = \sqrt{\frac{k(Z_i T_e + T_i)}{M}} \quad \text{— ионно-}$$

$$\text{звуковая скорость, } n^* = \frac{\gamma j^*}{ev^*}, \quad B^* = \frac{E^*}{v^*} = \frac{kT_e}{eL^* v_{is}}.$$

Здесь знак "˜" обозначает безразмерные переменные, знак "*" — нормировочные константы.

В безразмерных переменных система уравнений (5)—(10) примет вид (знак "˜" для простоты записи опускаем):

$$E_x = \frac{j_x}{\sigma} + \frac{1+\gamma}{\gamma} v_z B_y; \quad (12)$$

$$E_z = \frac{j_z}{\sigma} + \left(\frac{1}{\gamma} \frac{j_x}{n_e} - v_x \right) B_y - \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dz}; \quad (13)$$

$$\frac{dv_x}{dz} = \frac{\beta}{\gamma} B_y; \quad (14)$$

$$v_z \frac{dv_z}{dz} = \frac{\beta}{\gamma} \frac{j_x}{n_e} B_y - \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dz}; \quad (15)$$

$$n_e v_z = |j_z| = \text{const}, \quad E_x = 0. \quad (16)$$

В (14) и (15) $\beta = (1 + T_i/Z_i T_e)^{-1}$ — безразмерный параметр.

С учетом (16) из (12) найдем j_x .

$$j_x = -\frac{1+\gamma}{\gamma} \sigma B_y v_z. \quad (17)$$

Подставляя (17) в (15) и учитывая уравнение непрерывности (16), запишем (14) в следующем виде:

$$-\frac{v_z^2 - 1}{v_z^3} \frac{dv_z}{dz} = \beta \frac{1+\gamma}{\gamma^2} \frac{\sigma}{|j_z|} B_y^2. \quad (18)$$

Уравнение (18) допускает разделение переменных и, более того, может быть разрешено в элементарных функциях.

Интегрируя (18), находим z как функцию параметра v_z .

$$z = \left(\beta \frac{1+\gamma}{\gamma^2} \frac{\sigma}{|j_z|} B_y^2 \right)^{-1} \left(\ln \frac{v_0}{v_z} + \frac{1}{2v_0^2} - \frac{1}{2v_z^2} \right). \quad (19)$$

В (19) v_0 — скорость ионов на катоде. Далее из уравнения (14) с граничным условием $v_x(0) = 0$ найдем v_x :

$$v_x = \frac{\beta}{\gamma} B_y z. \quad (20)$$

И наконец, из уравнения (13) с учетом (16), (19) и (20) найдем распределение потенциала ϕ как функцию параметра v_z .

$$\begin{aligned} \phi(v_z) = -\int_0^z E_z dz = \frac{|j_z|}{\sigma} z(v_z) + \frac{\beta}{\gamma} \frac{B_y^2}{2} z^2(v_z) + \\ + (1 - \beta^{-1}) \ln \frac{v_0}{v_z} + \frac{1}{2\beta} (v_0^2 - v_z^2). \end{aligned}$$

Следует, однако, отметить, что физически реальные решения уравнения (19) существуют только при $v_z \geq 1$. Это наглядно демонстрирует рис. 6, на котором приведены зависимости меж-электродного расстояния z от параметра v_z для двух значений электронной температуры

— $kT_e = 1$ и 2 эВ. При расчетах использовались следующие значения физических параметров: $kT_i = 0,5$ эВ, $M = 10^{-22}$ г, $Z_i = 1,8$, $\gamma = 0,08$, $v_0 = 1,25 \cdot 10^4$ м/с. Проводимость плазмы $\sigma(T_e)$ определялась по формулам, приведенным в работе [12]. При вычислении средней плотности тока дуги предполага-

лось, что поперечное сечение разряда $\sim 0,2$ см² (10 мм по оси X и 2 мм — по оси Y).

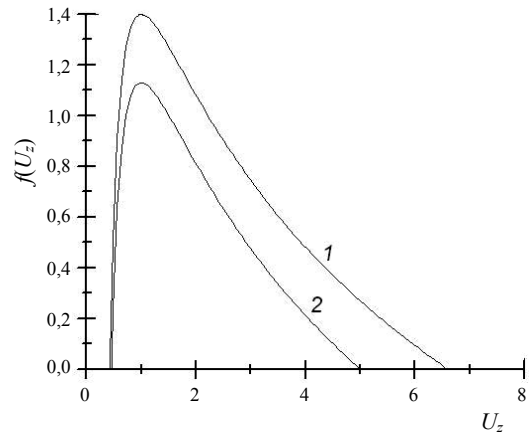


Рис. 6. Зависимости межэлектродного расстояния z от параметра v_z для двух значений электронной температуры: 1 — $kT_e = 1$ эВ; 2 — $kT_e = 2$ эВ

Видно, что функция $z(v_z)$ имеет максимум при $v_z = 1$. Именно в этой точке, как следует из (18), производная dz/dv_z равна нулю.

Таким образом, при достижении ионами скорости, равной скорости ионного звука, должен наблюдаться кризис течения плазмы, приводящий к нарушению квазистационарного прохождения тока. При этом возможны образование ударных волн и резкое увеличение напряжения на разрядном промежутке. Возникновение кризиса течения плазмы вакуумной дуги при торможении катодных ионов до скорости ионного звука обсуждалось ранее в более общей форме в [13].

Зная скорость движения электрода, можно для заданных значений B_y и j_z с помощью (19) рассчитать время, прошедшее с момента начала движения до момента возникновения кризиса течения плазмы.

На рис. 4 и 5 результаты такого расчета для вышеприведенных значений физических параметров при $kT_e = 1$ эВ сопоставляются с экспериментальными данными для длительности t_{sa} устойчивой стадии горения дуги. Расчеты выполнены для двух режимов движения контактов: 1 — движение контактов с постоянной скоростью $v = 0,9$ м/с ($z = v \cdot t_{sa}$) и 2 — движение контактов с постоянным ускорением $a = 0,405$ м/с² ($z = a \cdot t_{sa}^2 / 2$). Видно, что результаты расчета не только подтверждают полученные в экспериментах функциональные зависимости t_{sa} от тока дуги и индукции магнитного поля, но и количественно согласуются с экспериментальными данными.

Отметим, что из анализа (19) следует не совсем очевидный вывод, заключающийся в том, что увеличение плотности тока j_z при заданной величине магнитного поля B_y приводит к увеличению максимально возможной величины межконтактного зазора z . Такая зависимость z от j_z объясняется тем, что с ростом j_z растет плотность плазмы и, соответственно, уменьшается величина параметра Холла $\omega t = \sigma B_y / e n_e$. Уменьшение параметра Холла влечет за собой уменьшение z -компонента силы тока, оказывающего тормозящее

действие на поток ионов, движущихся к аноду. Этот вывод подтверждается приведенными на рис. 4 экспериментальными результатами, показывающими, что при увеличении тока дуги увеличивается длительность устойчивой фазы разряда.

Для электродной системы с фиксированным зазором z_f соотношение (19) позволяет для заданной величины B_y найти минимальную (критическую) плотность тока j_z^{cr} , при достижении которой возникает кризис течения. Зависимость j_z^{cr} от B_y для $z_f = 2$ мм и $z_f = 4$ мм приведена на рис. 7. Выше и левее приведенных кривых скорость ионов $v_z \geq 1$, и в этой области имеет место квазистационарное прохождение тока. Ниже и правее кривой квазистационарное прохождение тока невозможно.

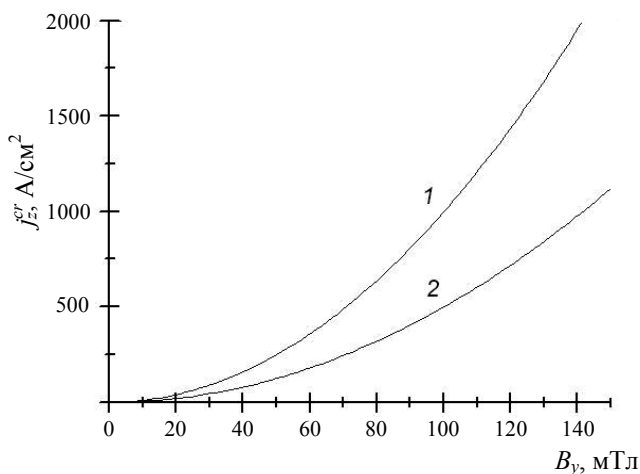


Рис. 7. Зависимость критической плотности тока j_z^{cr} от индукции магнитного поля B_y для межконтактного зазора: 1 — $z_f = 4$ мм; 2 — $z_f = 2$ мм

Заключение

Выполненные исследования позволили определить и качественно интерпретировать характерные особенности развития устойчивой стадии разряда при разведении контактов в вакуумном промежутке с аксиально-симметричным преимущественно радиальным магнитным полем.

По мере разведения контактов падение напряжения на дуге плавно возрастает от 15 до 25—30 В вплоть до перехода в неустойчивую стадию горения дуги. Продолжительность устойчивой стадии горения носит статистический характер, и ее среднее значение увеличивается с ростом тока и уменьшением радиальной составляющей индукции магнитного поля.

Для объяснения наблюдаемых явлений предложена одномерная стационарная модель течения плазмы в поперечном магнитном поле, в которой развитие неустойчивости обусловлено уменьшением скорости ионов

в прианодной области вакуумного промежутка по мере разведения контактов до скорости ионного звука. Выполненные в рамках данной модели расчеты длительности устойчивой стадии горения дуги удовлетворительно согласуются с полученными экспериментальными зависимостями. Тем не менее, учитывая сложность исследуемого объекта, можно предположить, что возможны и другие физические механизмы, приводящие к нарушению устойчивости горения дуги в поперечном магнитном поле. Поэтому представляется целесообразным продолжить исследования в целях более глубокого понимания данного явления.

Авторы выражают глубокую признательность К. Н. Ульянову за плодотворные обсуждения.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 05-08-01251).

Л и т е р а т у р а

1. Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги. — М.: Наука, 1968.
2. Месяц Г. А. Эктон в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. — М.: Наука, 2000.
3. Emtage P. R., Kimblin C. W. et al. Interaction between vacuum arcs and transverse magnetic fields with application to current limitation// IEEE Trans. Plasma Sci. 1980. V. 8. № 4. P. 314—319.
4. Dethlefsen R., Mylius J. Development of a vacuum arc fault current limiter// EPRI EL-1187, RP 993-2, Final Report, September 1979.
5. Pedrow P. D., Burrage L. M., Shohet J. L. Performance of vacuum arc commutating switch for a fault-current limiter// IEEE Trans. on Power Apparatus and Syst. 1983. V. 102. № 5. P. 1269—1277.
6. Klajn A. Switching vacuum arc in a pulsed transverse magnetic field// Ibid. Plasma Sci. 1999. V. 27. № 4. P. 977—983.
7. Алферов Д. Ф., Иванов В. П., Сидоров В. А. Устойчивость горения вакуумной дуги постоянного тока в осесимметричном радиальном магнитном поле// Прикладная физика, 2001. № 4. С. 27—34.
8. Прозоров Е. Ф., Ульянов К. Н., Федоров В. А. Экспериментальное изучение влияния неоднородного осесимметричного поля на обрыв тока вакуумного дугового разряда// ТВТ. 2003. Т. 42. № 6. С. 850—855.
9. Alferov D. F., Ivanov V. P., Sidorov V. A. Characteristics of DC vacuum arc in the transverse axially symmetric magnetic field// IEEE Trans. Plasma Sci. 2003. V. 31. № 5. P. 918—922.
10. Alferov D. F., Ivanov V. P., Petrov L., Sidorov V. A., Yashnov Yu. DC Vacuum Arc in the Axially-Symmetric Magnetic Field: Proc. of XXI-th ISDEIV, Yalta, 2004. P. 166—169.
11. Ульянов К. Н. Баланс энергии электронов в сильноточной вакуумной дуге// ТВТ. 1999. Т. 37. № 4. С. 540.
12. Брагинский С. И. Явления переноса в плазме. — В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 1. — М.: Госатомиздат, 1963. С. 183.
13. Лондер Я. И., Ульянов К. Н. Критические режимы сильноточной вакуумной дуги// ТВТ. 2001. Т. 39. № 5. С. 699.

Статья поступила в редакцию 26 июля 2005 г.

Disturbance of the stability of the electric arc under contact opening in a vacuum gap with a transverse magnetic field

D. F. Alferov, D. V. Evsin, Yu. I. Londer
All-Russian Electrotechnical Institute, Moscow, Russia

The paper studies experimentally the characteristics of the d.c. vacuum arc under the contact opening in axially-symmetric predominantly radial magnetic field. The main peculiarities of dynamics of the plasma glow are investigated in the intercontact gap during stable stage of the arc burning at currents in the range of 50 to 150 A. The possible mechanisms of the disturbance of the stability of the vacuum arc in axially-symmetrical magnetic field are discussed. The authors propose a one-dimensional stationary model describing a stable stage of the arc burning. The calculation results are in a fair agreement with the experimental data.

УДК 533.9

Исследование индуктивного ВЧ-разряда как самосогласованной системы

Часть III. Исследование влияния емкостной составляющей на параметры плазмы индуктивного ВЧ-разряда низкого давления*

*А. Ф. Александров, Г. Э. Бугров, К. В. Вавилин, И. Ф. Керимова,
Е. А. Кралькина, В. Б. Павлов, В. Ю. Плаксин*
Физический факультет МГУ, Москва, Россия

А. А. Рухадзе, В. П. Савинов
Институт общей физики РАН, Москва, Россия

В третьей части серии работ представлены результаты исследования влияния емкостной связи между антенной и плазмой на особенности ввода ВЧ-мощности в плазму и характеристики разряда. Для этого емкостная связь была усилена, а индуктивная связь между антенной и плазмой оставалась неизменной. Рассмотрен разряд без магнитного поля, а также при магнитных полях, соответствующих условиям ЭЦР и условиям возбуждения в плазме геликонов и волн Трайвеллписа-Голда.

*Части I и II данной серии статей опубликованы в журналах "Прикладная физика" № 4 и 5, 2005 г., соответственно.

В представленной серии статей сделана попытка объяснить особенности поведения индуктивного ВЧ-разряда как при отсутствии, так и при наличии магнитного поля с единой позиции, представив разряд как самосогласованную систему, в которой мощность ВЧ-генератора перераспределяется между двумя каналами: плазмой и элементами внешней цепи, обладающими активным сопротивлением, причем доля мощности, поглощаемой плазмой, зависит от параметров самой плазмы.

Первая работа серии [1], стимулировавшая появление всего цикла исследований, содержит описание ряда особенностей поведения разряда, обнаруженных как в экспериментах авторов цикла, так и в работах других авторов. Во второй работе цикла [2] представлены результаты совместного экспериментального исследования параметров плазмы и эффективности поглощения

ВЧ-мощности плазмой индуктивного ВЧ-разряда в аргоне при давлениях 1,6—5 мТорр без магнитного поля, при магнитных полях, соответствующих условиям ЭЦР, а также условиям возбуждения в плазме геликонов и волн Трайвеллписа-Голда. Показано, что нелинейная зависимость плотности плазмы от величины магнитного поля является следствием нелинейного поглощения ВЧ-мощности плазмой. Доля ВЧ-мощности, поглощенной плазмой, определяется эквивалентным сопротивлением плазмы, зависящим от параметров плазмы разряда.

В реальном индуктивном ВЧ-разряде наряду с вложением мощности в плазму за счет возбуждения ВЧ электрических полей током, текущим по антенне, возможен еще один канал вложения мощности. Он возникает благодаря наличию паразитных емкостей между антенной и плазмой. Настоящая, третья работа цикла посвящена экспериментальному изучению роли емкостной составляющей разряда

в процессах поддержания ВЧ-разряда, возбуждаемого индуктором или антенной.