

- [8] Зайцев Н. И., Иляков Е. В., Ковалев Н. Ф. и др. // Тез. докл. VI Всесоюз. симпозиума по сильноточной электронике. Томск, 1986. Ч. III. С. 26—28.  
 [9] Bratman V. L., Ginsburg N. S., Petelin M. I. // Opt. Commun. 1979. Vol. 30. N 3. P. 409—412.  
 [10] Ковалев Н. Ф., Сморгонский А. В. // РИЭ. 1975. Т. 20. № 6. С. 1305—1309.

Институт прикладной физики АН СССР  
 Горький

Поступило в Редакцию  
 22 июня 1989 г.

04

Журнал технической физики, т. 60, в. 11, 1990

© 1990 г.

## ЗОНДОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ В СИЛЬНОТОЧНОЙ ДУГЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Ф. Г. Бахит, В. С. Бородин, А. М. Воронов,  
 В. Н. Журавлев, Ф. Г. Рутберг

1. В настоящее время широкое применение находят электродуговые установки высокого давления  $p=1-1000$  атм. Одним из наиболее существенных элементов таких установок являются электроды, ресурс которых в основном определяется их энергетическим балансом. Для определения теплового баланса электрода необходимо знание приэлектродного падения напряжения. В [1] был выполнен расчет параметров прикатодного слоя на примере импульсного сильноточного дугового разряда высокого давления в водороде. Было показано, что, несмотря на большую величину полного напряжения, приложенного к дуге ( $u \sim 1$  кВ), падение напряжения в прикатодном слое весьма невелико и составляет величину  $\varphi_c \sim 10$  В. При этом под  $\varphi_c$  понималось напряжение, которое падает в лентгюровском слое и на длине  $L_c$  установления ионизационного равновесия.  $\varphi_c$  является удобной характеристикой прикатодного слоя, так как практически не зависит от условий в столбе дуги. Было показано, что при длительностях импульса  $\tau \leq 10^{-3}$  с катод может работать при весьма больших плотностях тока  $j \sim 10^5$  А/см<sup>2</sup>.

Настоящее сообщение посвящено экспериментальному определению прикатодного и прианодного падений напряжения в разрядах указанного типа в водороде. Поскольку вследствие исключительной узости приэлектродного слоя непосредственная диагностика в пределах слоя практически невозможна, то приэлектродные падения напряжения определяются путем экстраполяции линейного хода потенциала в объеме плазмы на поверхность электродов. Остановимся вначале на результатах зондовых измерений распределения потенциала  $\varphi(x)$  и напряженности электрического поля  $E$  в сильноточном импульсном разряде в водороде (ток  $I \sim 50-80$  кА,  $\tau \approx 120$  мкс) при начальном давлении газа в разрядной камере  $p_0 \sim 1-10$  атм.

2. Принципиальная схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Разряд осуществлялся от конденсаторной батареи емкостью  $C=900$  мкФ, заряженной до напряжения  $U_0=5$  кВ. Ток  $I$  и длительность  $\tau$  разряда определялись в основном параметрами внешней цепи: емкостью  $C$ , паразитной индуктивностью  $L_n=1.26$  мкГн и сопротивлением  $R_n=1.23 \cdot 10^{-2}$  Ом подводящих проводов. Разрядная камера состояла из стального цилиндра 1, в который для электроизоляции боковой поверхности вставлялся керамический цилиндр 2 из  $Al_2O_3$ . К торцам цилиндра крепились фланцы 3 с вставленными в них катодным  $K$  и анодным  $A$  узлами. Уплотнения электродных узлов выполнялись в виде фторопластовых изолирующих втулок 4. Сменные электроды 5 имели диаметр 0.8 см, а их длина варьировалась от 0.5 до 1.5 см. Внутренний диаметр камеры составлял 3 см, а ее длина 4 см. Поджиг разряда осуществлялся с помощью медной проволоочки сечением  $1.2 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>. В боковой поверхности камеры имелись два отверстия диаметром 1 см. В одно из них вставлялся пьезоэлектрический датчик давления 6 [2], регистрирующий увеличение давления  $p$  в камере в процессе разряда. Второе окно 7 было закрыто плексиглазовой вставкой и служило для зондовой и оптической диагностики. Через это окно вводились два сменных зонда 8, располагавшиеся на различной расстоянии вдоль оси разряда, и регистрировалась динамика развития разряда с помощью СФР камеры. Цилиндрические зонды имели диаметр  $d_z=0.8$  мм и длину  $l_z=1$  мм. Зонды

и электроды заземлялись через делители с сопротивлениями  $R_1=20$  кОм и  $R_2=200$  Ом. Напряжение  $U_{ак}$  между электродами и потенциалы зондов  $u$  относительно анода регистрировались осциллографами.

3. Остановимся на определении потенциала плазмы зондовым методом. В эксперименте плотность тока на зонд составляла величину  $j_3 \sim 3$  А/см<sup>2</sup>. Для определения «рабочей точки»

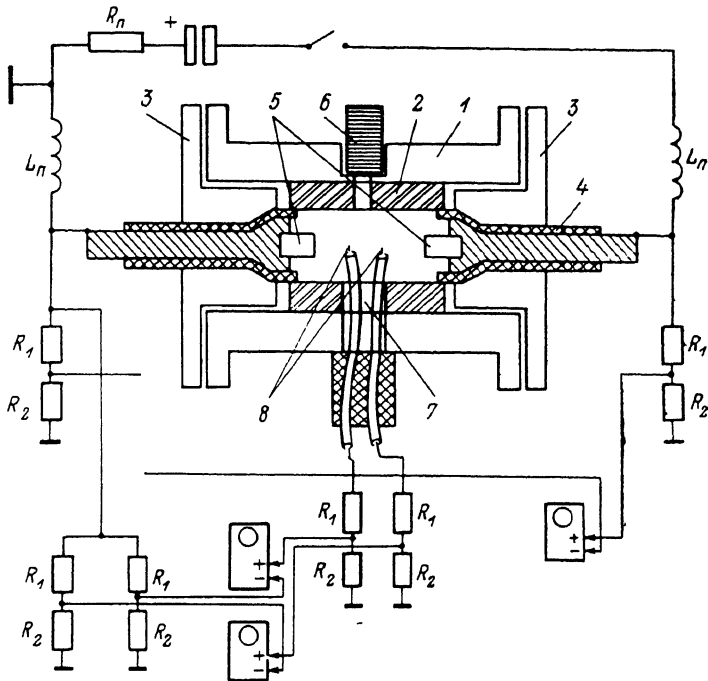


Рис. 1. Экспериментальная установка.

на зондовой характеристике проанализируем типичные условия эксперимента и сравним  $j_3$  с характерной величиной ионного тока на зонд  $j_{i3}$ . Используя характерные значения тока, радиуса дуги и электрического поля (рис. 2)  $I=50$  кА,  $R=1$  см,  $E=150$  В/см, получаем из величины электропроводности для сильноионизованной плазмы [3] значение электронной температуры  $T_e \approx 1.7$  эВ. Полагая при оценках давление плазмы в столбе дуги  $p=50$  атм

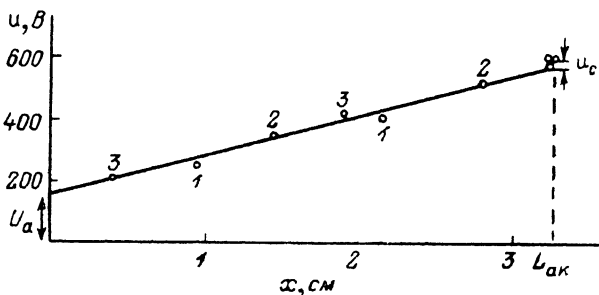


Рис. 2. Распределение потенциала вдоль оси дуги.

$p_0=8$  атм,  $I=60$  кА.

и считая плазму термодинамически равновесной при температуре  $T_e$ , находим концентрации электронов и атомов водорода  $n_e \approx 4.7 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>,  $N_a \approx 8.9 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Поскольку линейные размеры зонда существенно превышают длину свободного пробега иона в атомах  $l_{i2} \sim 10^{-5}$  см, то зонд работает в континуальном режиме. На расстоянии порядка линейных размеров зонда  $R_1 \equiv l_s \approx d_0$  температура  $T$  тяжелой компоненты меняется от  $T_e$  до температуры зонда  $T_0$ . Поскольку длина релаксации температур [1]  $L_T \ll R_1$ , то в подавляющей части призондового слоя  $T_s = T$ . В непосредственной близости от зонда могут иметь место отрыв температур  $T_s$  от  $T$ , нарушение равновесия по Саха и связанная с этим генерация ионов.

Строгий расчет призондового слоя в таких условиях представляет самостоятельную задачу. Здесь мы ограничимся оценкой, заведомо занижающей величину  $j_{i3}$ .

Рассмотрим сферический зонд радиуса  $R_s$ , работающий на ионной ветви зондовой характеристики. Предположим, что плазма в призондовом слое везде слабоионизована и равновесна, т. е. генерация ионов уравнивается рекомбинацией и  $\text{div } \mathbf{j}_i = 0$ . Запишем  $\mathbf{j}_i$  в виде

$$\mathbf{j}_i = \frac{qD_{ia}}{T} (-\nabla p_i + qn\nabla\varphi + \mathbf{R}_i^{(T)}), \quad (1)$$

где  $D_{ia}$  — коэффициент диффузии ионов в атомах [4],  $p_i = nT$ ,  $\nabla\varphi = \mathbf{E}$ ,  $\mathbf{R}_i^{(T)}$  — термосила для ионов.

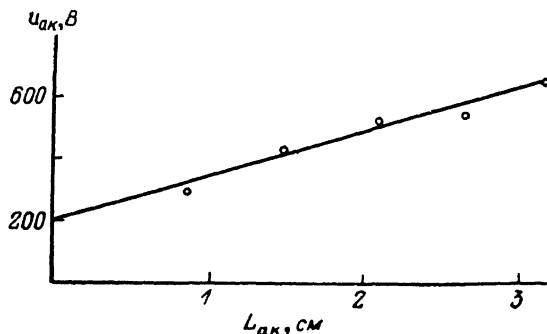


Рис. 3. Зависимость полного напряжения на дуге от межэлектродного расстояния.

$p_0, I$  те же, что и на рис. 2.

Вблизи ионного насыщения в аналогичном уравнении переноса для электронного тока можно положить  $j_e = 0$ , т. е.

$$-\nabla p_e - qn\nabla\varphi + \mathbf{R}_e^{(T)} = 0. \quad (2)$$

Здесь  $p_e = nT$ , а  $\mathbf{R}_e^{(T)}$  — термосила для электронов.

Так как в равновесии  $n \sim e^{-E_i/2T}$ , то  $\nabla n \sim -(E_i/2T) n\nabla T$ , где  $E_i$  — энергия ионизации атома. Так как  $E_i \gg T$ , то в (1) и (2) можно опустить слагаемые  $n\nabla T$  и термосилы. В результате, выражая  $qn\nabla\varphi$  из (2) и подставляя в (1), получаем

$$\mathbf{j}_i \approx -2qD_{ia}\nabla n. \quad (3)$$

Определяя из (3) плотность ионного тока на зонд  $j_{i3}$  при указанных предположениях получаем

$$j_{i3} \approx \frac{2q}{R_s} \int_{T_s}^{T_{e\infty}} D_{ia}(T) \frac{dn(T)}{dT} dT \approx \frac{2qD_{ia\infty}n_{e\infty}}{R_s}, \quad (4)$$

где  $D_{ia\infty} = D_{ia}(T_{e\infty})$ .

Здесь использовано, что при  $E_i \gg T$  определяющий вклад в (4) вносит интегрирование при  $T \approx T_{e\infty}$ . При указанных выше параметрах  $j_{i3} \approx 60 \text{ A/cm}^2 \gg j_s$ , т. е., действительно, в процессе измерений зонд практически всегда находится под плавающим потенциалом  $\varphi_{пз}$  относительно плазмы. Учет генерации ионов в неравновесной области призондового слоя может существенно усугубить этот вывод.

4. На рис. 2 приведено распределение вдоль столба дуги плавающего потенциала зонда  $u(x)$  относительно анода. Истинный потенциал плазмы относительно анода  $\varphi(x) = u(x) - \varphi_{пз}$ . Из рис. 2 видно, что распределение  $u(x)$  в дуге практически линейно и соответствует  $E \approx 150 \text{ В/см}$ . Вследствие однородности столба  $\varphi_{пз} \approx \text{const}$ . Так как масштабом изменения  $\varphi_{пз}$  является  $T_e$  (в призондовом слое  $T_s < T_e \leq T_{e\infty}$ ), то в дуге  $\varphi(x)$  близко к  $u(x)$ .

Линейная экстраполяция  $u(x)$  на катод ( $x = L_{ак}$ ) и анод ( $x = 0$ ) приводит к значениям прикатодного и прианодного падений напряжения  $u_0 \sim 10 \text{ В}$ ,  $u_a \sim 160 \text{ В}$  при токе разряда  $I = 60 \text{ кА}$  и начальном давлении  $p_0 = 8 \text{ атм}$ . Результаты, приведенные на рис. 2, получены в трех экспериментах, отличающихся друг от друга различным расположением зондов по оси.

<sup>1</sup> Предположение о слабой ионизации плазмы здесь практически означает лишь возможность пренебрежения в призондовом слое дрейфовой скоростью атомов  $\mathbf{V}_a$  по сравнению с дрейфовой скоростью ионов  $\mathbf{V}_i = \mathbf{j}_i/qn$  (при произвольной степени ионизации  $j_i$  в левой части (1) надо заменить на  $qn(\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_a)$ ).

Измерения проводились в один и тот же момент времени  $t=80$  мкс от начала импульса. При этом максимальное относительное изменение тока  $I$  и напряжения на дуге  $u_{ак}$  не превышало  $\Delta I/I < 0.05$ ,  $\Delta u_{ак}/u_{ак} < 0.1$ , что указывает на хорошую повторяемость данных. Укажем на отличие определенной таким образом величины  $u_c$  от  $\varphi_c$ . Это связано с различием между  $u(x)$  и истинным потенциалом плазмы  $\varphi(x)$ , а также с тем, что полученное из линейной экстраполяции катодное падение включает в себя, кроме  $\varphi_c$ , падение напряжения  $\Delta\varphi_T$  в той области прикатодного слоя, где температура  $T(x)$  тяжелой компоненты релаксирует к  $T_s$ :  $\varphi_c = u_c + \varphi_{из} - \Delta\varphi_T$ . Все это позволяет определить  $\varphi_c$  лишь по порядку величины  $\varphi_c \sim 10$  В.<sup>2</sup>

Для проверки полученных результатов были проведены измерения зависимости полного напряжения  $u_{ак}$  на дуге от межэлектродного расстояния  $L_{ак}$  в тот же момент времени  $t=80$  мкс после подачи импульса напряжения. Зависимость  $u_{ак}(L_{ак})$  приведена на рис. 3. Экстраполяция  $u_{ак}(L_{ак})$  в точку  $L_{ак}=0$  дает значение суммарного приэлектродного падения напряжения  $u_{зд} = u_{ак}(0)$ . Некоторое превышение  $u_{зд}$  над величиной  $u_c + u_a$ , полученной выше, может быть связано, например, с различием в условиях горения длинной и короткой дуг.

5. Таким образом, измеренная в настоящей работе величина  $u_c \simeq 10-20$  В подтверждает выводы теории [1] о малости прикатодного падения напряжения в сильноточных импульсных дугах высокого давления. Отметим, что полученные в настоящей работе приэлектродные падения напряжения согласуются с результатами работы [5]. В [5], однако, измерены лишь суммарные значения приэлектродных падений, т. е. величина  $u_s = u_c + u_a$  без разделения на составляющие  $u_c$  и  $u_a$ . Отметим также, что в настоящей работе в отличие от [6] наблюдался устойчивый рост величины  $u_s$  при увеличении начального давления  $p_0$  в камере.

Авторы благодарят Г. А. Дужева, В. Г. Иванова, А. Б. Рыбакова и С. М. Школьника за помощь в работе и обсуждение результатов.

#### Список литературы

- [1] Бахит Ф. Г., Бородин В. С., Журавлев В. Н., Рутберг Ф. Г. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 12. С. 2296—2305.
- [2] Баулин Н. Н., Пиллюгин Н. Н., Сунцов Г. Н., Чернявский С. Ю. // ПТЭ. 1978. № 5. С. 247—249.
- [3] Брагинский С. И. // Вопросы теории плазмы / Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1962. Вып. 1. 287 с.
- [4] Мак-Даниель И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах. М.: Мир, 1986. 422 с.
- [5] Митин Р. В. // Свойства низкотемпературной плазмы и методы ее диагностики. Новосибирск: Наука, 1977. 295 с.

Филиал Всесоюзного  
научно-исследовательского института  
электромашиностроения  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
29 декабря 1989 г.

06; 07

Журнал технической физики, т. 60, в. 11, 1990

© 1990 г.

### ПОКАЗАТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК $(\text{PrYbFeGa})_8\text{O}_{12}$ СО СТРУКТУРОЙ ГРАНАТА

А. Н. Агеев, М. В. Байдакова, О. Н. Джарев, О. Г. Руткин,  
Ю. Г. Саксонов, А. С. Трифонов

В интегральной магнитооптике для создания невзаимных функциональных элементов (вентилей, циркуляторов, гираторов и т. д.) могут быть использованы такие эффекты, как невзаимное преобразование между двумя волноводными модами, волноводной модой и модой излучения или невзаимный фазовый сдвиг моды [1]. При усовершенствовании технологии изготовления магнитооптических волноводов может оказаться, что устройства, основанные

<sup>2</sup> В ряде случаев при точном определении  $\varphi_c$  может быть существенна также контактная разность потенциалов между зондом и электродами.