

5. Kerrebrock J. L. In: Proc. 2nd sympos. on engng aspects of MHD. Philadelphia, 1961. Рус. пер.— В кн.: Инженерные вопросы магнитной гидродинамики. М., «Мир», 1965.
6. Garrison G. W. Electrical conductivity of a seeded nitrogen plasma.— «AIAA J.», 1968, vol. 6, N 7, p. 1264.
7. Weber R. E., Tempelmeyer K. E. Calculation of the D-C electrical conductivity of equilibrium nitrogen and argon plasma with and without alkali Metal Seed. AEDC — TDR — 64 — 119, July 1964.
8. Demetriades S. T., Argyropoulos G. S. Ohm's law in multicomponent nonisothermal plasmas with temperature and pressure gradients.— «Phys. of fluids», 1966, vol. 9, N 11, p. 2136.

УДК 533.932 : 621.3.036.6

ОБЛАСТЬ СУЩЕСТВОВАНИЯ РЕЖИМА ГОРЕНИЯ ДУГИ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ АНОДНЫМ ПАДЕНИЕМ ПОТЕНЦИАЛА

Н. С. Меринов, В. А. Петросов

(Москва)

Исследуется режим горения сильноточной дуги с отрицательным анодным падением потенциала U_a , изучаются область существования этого режима, причины перехода в режим с положительным U_a . Отмечается, что более предпочтительным для большинства плазменных устройств является режим работы с отрицательными U_a .

При работе различных плазменных устройств (МГД-генераторы, плазмотроны, ускорители плазмы и др.), при исследовании и использовании сильноточных дуг наблюдаются два режима: с положительным и отрицательным анодным падением потенциала U_a [1]. И хотя нередко эти два режима встречаются при работе одного и того же устройства (один режим может переходить в другой), они обладают целым рядом отличительных свойств.

Практически всегда в режиме отрицательного U_a разряд равномерно распределен по поверхности электрода, при положительном U_a разряд стягивается в жгут, контрагируется. При отрицательном U_a увеличение тока разряда достигается минимальным увеличением напряжения (речь идет о развитой сильноточной дуге), при положительном U_a небольшое увеличение тока сопровождается значительным увеличением напряжения, причем большая доля величины прироста напряжения приходится на приэлектродную зону [1, 2]. При прочих равных условиях плотность тока на электроде и суммарное тепловыделение при положительном U_a выше, чем при отрицательном. Тем более это относится к удельным тепловым потокам в анодном пятне. В последнее время появился целый ряд работ (например, [3—5]), в которых было обнаружено, что при горении дуги в режиме отрицательного U_a тепловыделение на аноде ниже расчетного, что по-видимому, связано с уменьшением эффективной работы выхода материала анода при контакте с плазмой [5—7]. Такой эффект не наблюдался при положительном U_a .

Известно, что во многих плазменных устройствах реализуется режим с положительным U_a (так полагают исследователи). Например, до сравнительно недавнего времени считалось, что в сильноточных ускорителях

плазмы анодное падение положительно. Широко распространено мнение, что атмосферные дуги горят при положительном U_a .

В то же время из сравнения перечисленных свойств двух режимов следует, что более предпочтителен режим с отрицательным U_a (с точки зрения уменьшения потерь энергии в конструкцию, решения задачи охлаждения электродов, оптимальной организации рабочего процесса в устройстве и т. д.). Поэтому исследование режима горения сильноточной дуги с отрицательным анодным падением, изучение области существования этого режима, выяснение причин и условий перехода в режим с положительным U_a является важной задачей.

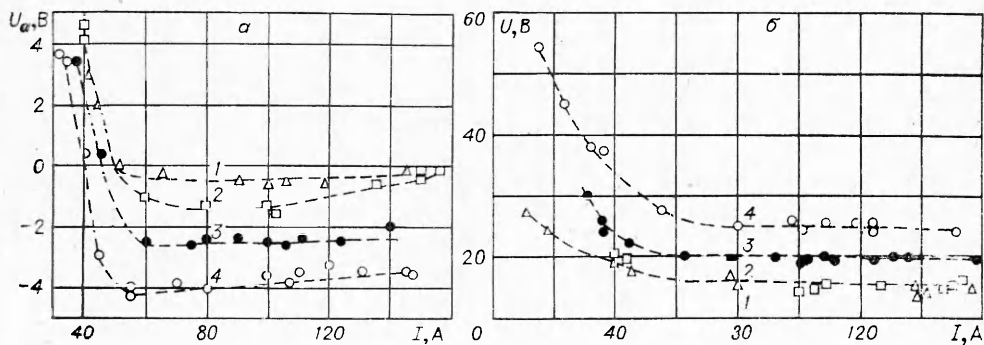
Эксперименты проводились в вакуумной камере объемом 0,25 м³. После вакуумирования камера наполнялась аргоном до требуемого давления в диапазоне 5—120 мм рт. ст. Разряд горел между стержневым катодом диаметром 3 мм и плоским радиационно-охлаждаемым вольфрамовым анодом толщиной от десятых долей до 1 мм. Зазор катод—анод составлял 10 мм. Питание разряда осуществлялось сварочным выпрямителем ВСС-300. Жгутования разряда на аноде, а также следы эрозии не наблюдались.

При проведении опытов фиксировались следующие параметры: ток I , напряжение U , давление p , прианодное падение потенциала U_a , температура анода T_a , удельный q_a и суммарный Q — тепловые потоки на анод, диаметр анодного пятна, плотность тока j_a , концентрация заряженных частиц в плазме n , электронная температура T_e . По результатам измерений определяется также вольтов эквивалент

$$U_{ef} = \frac{Q}{I} = \frac{q_a}{j_a}.$$

Измерения величины U_a и параметров плазмы проводились с помощью охлаждаемых зондов с записью зондовых характеристик на двухкоординатном потенциометре ПДС-021. Параметры плазмы определялись по методике [8]. Погрешность измерений U_a составляла $\pm 0,5$ В.

Для измерения тепловых потоков применялись калориметрические датчики, выполненные на базе германиевого фотодиода ФД-1. Методика измерений дана в работе [9].



Ф и г. 1

На фиг. 1, а, б соответственно показано изменение величины U_a и напряжения на разряде U в зависимости от тока при различных давлениях в камере ($1-p=120$; $2-60$; $3-15$; $4-5$ мм рт. ст.).

Кривые на фиг. 2 иллюстрируют влияние тока на величину U_{ef} ($1-p=120$; $2-5$ мм рт. ст.).

Как показали измерения, электронная температура слабо меняется во всем исследованном диапазоне параметров и находится на уровне ~ 1 эВ. Концентрация заряженных частиц n почти не менялась для токов $I \geq 50$ А и резко убывала (почти на два порядка) при уменьшении тока ниже 50 А. При увеличении давления от 5 до 120 мм рт. ст. концентрация монотонно возрастала, изменяясь от 10^{14} до $5 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$.

Плотность тока на аноде j_a была на уровне единиц — десятков А/см 2 ; тепловые потоки в анодном пятне не превышали $q_a \leq 200$ Вт/см 2 . При увеличении давления или разрядного тока величины j_a и q_a возрастали.

Температура в анодном пятне изменялась в пределах $T_a = (2000 - 3000)$ К, слабо зависела от тока и возрастала при увеличении давления. Такое поведение T_a связано с тем, что анод охлаждался только благодаря излучению.

При анализе будем исходить из простейших соотношений — из уравнений баланса тока и энергии:

$$(1) \quad j_a = j_0^e \exp\left(-\frac{eU_a}{kT_e}\right) - j_0^i - j_s^e;$$

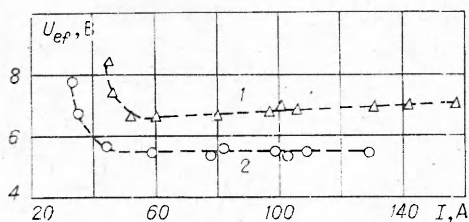
$$(2) \quad q_a = j_0^e \exp\left(-\frac{eU_a}{kT_e}\right) \left(\varphi + 2 \frac{k}{e} \Delta T_e\right) + j_0^i (U_a + U_i - \varphi + 2 \frac{k}{e} \Delta T_i) - j_s^e \varphi + q,$$

где j_a и q_a — непосредственно измеряемые плотности тока и теплового потока на аноде; ΔT_e и ΔT_i — разности между температурами электронов T_e и ионов T_i плазмы и температурой анода T_a ; U_a — величина прианодного падения потенциала; U_i — энергия ионизации рабочего тела; φ — работа выхода анода; j_s^e — электронный ток термоэмиссии с анода; k — постоянная Больцмана; e — заряд электрона; q — тепловой поток, поступающий из плазмы на анод благодаря излучению и наличию нейтральной компоненты; j_0^e и j_0^i — хаотические плотности электронного и ионного токов, определяемые параметрами плазмы на границе прианодного слоя резкого падения потенциала (т. е. концентрацией заряженных частиц n и тепловыми скоростями v_e и v_i):

$$j_0^e = \frac{1}{4} en v_e = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}} en,$$

$$j_0^i = \frac{1}{4} en v_i = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{8kT_i}{\pi M_i}} en.$$

В (1), (2) предполагается, что прианодный скачок потенциала отрицателен (т. е. потенциал электрода ниже потенциала плазмы), а поэтому хаотический ионный ток проходит на электрод свободно (набирая при этом энергию), а электронный ток частично задерживается потенциальным барьером U_a (заряженные частицы в плазме вплоть до границы резкого изменения потенциала в прианодном слое имеют максвелловское распределение). Ионная эмиссия с анода не рассматривается, так как полагается,



Ф и г. 2

что поверхностная ионизация отсутствует. Считаем, что джоулево тепло-выделение в электроде и отвод тепла в конструкцию (токоподводы) малы.

Из уравнения (1) можно получить выражение

$$(3) \quad U_a = \frac{kT_e}{e} \ln \frac{j_0^e}{j_a + j_0^i + j_s^e}.$$

Из (3) следует, что анодное падение остается отрицательным при выполнении условия $j_0^e > j_a + j_0^i + j_s^e$. Величина отрицательного анодного падения может уменьшаться по абсолютной величине при возрастании плотности тока j_a (что может быть вызвано, например, увеличением тока разряда I), при увеличении тока термоэмиссии j_s^e (за счет повышения температуры анода), а также благодаря уменьшению величины j_0^i (например, из-за уменьшения концентрации n или температуры T_e).

Если величины j_0^i и j_s^e считать малыми по сравнению с j_0^e (это условие часто выполняется), то можно говорить, что смена знака U_a происходит при достижении равенства

$$(4) \quad j_a = j_0^e.$$

Обсудим полученные экспериментальные результаты и сравним их с другими данными.

При $I \geq 50$ А (см. фиг. 1) реализуется режим с отрицательным U_a . С ростом тока I (и плотности тока j_a) величина U_a в соответствии с формулой (3) уменьшается по абсолютной величине и (по оценкам) при $I^* \sim \sim 10^3$ А должна произойти смена знака U_a . Подобное явление смены знака U_a неоднократно наблюдалось также при исследовании стационарных ускорителей плазмы [10]. Величина I^* получила название — величина «критического» тока. При $I > I^*$ вольт-амперные характеристики становятся значительно более крутыми (растет напряжение горения разряда при маломеняющемся токе) и резко возрастает тепловыделение на аноде, что нередко приводит к разрушению конструкции. При переходе в закритический режим разряд сильно склонен к контрагированию [10, 1].

Следует обратить внимание и на еще одну особенность зависимостей, показанных на фиг. 1, а. С ростом давления при почти неизменной температуре T_e растет концентрация заряженных частиц n . Следовательно, растет и величина j_0^i , однако значение U_a уменьшается по абсолютной величине, что, казалось бы, находится в противоречии с (3). Все дело в том, что в данных экспериментах при возрастании давления температура анода увеличивается, достигая при $p = 120$ мм рт. ст. значения $T_a = 3000$ К, в связи с чем сильно возрастает ток термоэмиссии с анода j_s^e (с учетом аномальности, обнаруженной в [3—5]). Как показали оценки, увеличение j_s^e компенсирует рост j_0^i и в итоге приводит, согласно (3), к уменьшению U_a по абсолютной величине.

Эксперименты показали (см. фиг. 1), что и при уменьшении разрядного тока ниже некоторой критической величины I_* ($I_* \approx 50$ А в широком диапазоне давлений) U_a меняет знак с отрицательного на положительный. При этом возрастает напряжение горения разряда U . Это явление связано с резким падением концентрации заряженных частиц n (на два порядка) при уменьшении тока ниже критического I_* , что вызывает снижение величины j_0^i и, следовательно, уменьшение тормозящего электроны прианодного барьера, а затем приводит к образованию положительного U_a (для обеспечения требуемой плотности анодного тока j_a) и росту напряжения на разряде. Совместное рассмотрение фиг. 1, а, б позволяет сделать

вывод о том, что увеличение U обусловлено (в основном) возрастанием U_a . При этом вследствие уменьшения концентрации заряженных частиц возрастают также напряженность электрического поля и падение потенциала в положительном столбе разряда, однако этот вклад в рост U не очень значителен.

Сильное возрастание напряжения горения разряда при токах, меньших $I_* \approx 50$ А, неоднократно наблюдалось в экспериментах на аргоне и при атмосферном давлении [11]. И здесь увеличение напряженности электрического поля в положительном столбе было не настолько велико, чтобы объяснить резкое возрастание напряжения горения дуги. Спектральные измерения [12] выявили резкий спад концентрации заряженных частиц при пониженных токах.

Таким образом, анализ соотношения (3) показывает, что переход из режима горения дуги с отрицательным U_a в режим с положительным U_a может происходить в двух случаях: при возрастании разрядного тока (или плотности тока j_a) $I > I^*$ и при его уменьшении $I < I_*$. В обоих случаях смена знака происходит при выполнении равенства (4), но если в первом случае оно достигается за счет увеличения j_a , то во втором — за счет уменьшения j_0^e . Следовательно, природа смены знака U_a единая: для поддержания заданного внешней цепью разрядного тока анодная область перестраивается, чтобы восполнить образующуюся нехватку электронов.

В свете сказанного становится понятной и причина так называемого «кризиса по току» в сильноточных плазменных ускорителях [10]. В последнее время появилось много работ, посвященных этому вопросу [13—17]. Причиной же кризисных явлений, по-видимому, является смена знака прианодного барьера при возрастании тока $I > I^*$ (т. е. предельное увеличение плотности тока на аноде $j_a \geq j_0^e$) или при снижении расхода рабочего тела $\dot{G} < \dot{G}_*$ (т. е. предельное уменьшение концентрации заряженных частиц, так что $j_0^e \leq j_a$) с последующим резким увеличением напряжения питания ускорителя при минимальном возрастании тока и часто недопустимо большом тепловыделении на аноде*.

Как показали опытные данные, ионный нагрев (в уравнении (2) второй член справа) составляет единицы — десятки % от полного тепловыделения на аноде. Тогда из анализа уравнения (2) следует, что в режиме отрицательного U_a вольт-эквивалент U_{ef} (без учета лучисто-конвективного теплового потока q) должен быть на уровне величины эффективной работы выхода ϕ материала анода (точнее, больше ϕ на величину порядка $\frac{k}{e} T_e$). Именно эти цифры и были получены в эксперименте (см. фиг. 2). Аналогичные результаты наблюдались и в других работах (например, [3]). Рост U_{ef} при повышении давления обязан главным образом ионному нагреву. Следует ожидать, что в атмосферных дугах роль ионного нагрева будет возрастать.

* В действительности картина в прианодной области плазменных ускорителей безусловно сложнее, что связано с наличием сильного взаимодействия потока проводящего газа с электрическими и магнитными полями. На возникновение кризиса, в частности, могут влиять отжатие плазмы от анода и ее разогрев [15, 18]. Далее в плазменных ускорителях величина j_0^e определяется не только концентрацией n и температурой T_e , но и магнитным полем H : движение электронов поперек силовых линий магнитного поля затруднено, что приводит к снижению эффективной величины j_0^e . Благодаря этому кризис проявляется достаточно резко и сопровождается эффектом выноса токов за срез ускорителя.

$U_a, В$	$n, см^{-3}$	$\frac{kT_e}{e}, В$	A/cm^2						$Вт/cm^2$		
			j_0^e	j^e	j_0^i	j^i	j_a	q^e	q^i	q_a	
5	$5 \cdot 10^{16}$	1	10^5	10^5	10^2	10^0	10^5	10^3	10^1	10^6	
-5	$5 \cdot 10^{16}$	1	10^5	$7 \cdot 10^2$	10^2	10^2	$6 \cdot 10^2$	$4,5 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^3$	
Эксперимент	$10^{16}-10^{17}$ [12]	1-2 [19, 22, 23]	—	—	—	—	10^3-10^3 [19, 23, 24]	—	—	$4 \cdot 10^3-9 \cdot 10^3$ [23, 24]	

При переходе к положительному U_a вольт эквивалент резко возрастает (см. фиг. 2, [3]). Это объясняется тем, что электроны, определяющие тепловые потоки на анод, несут энергию, большую, чем $e\varphi + 2kT_e$, на величину eU_a , которая может достигать десятков электронвольт [1, 2]. Поэтому возрастает и суммарный тепловой поток Q .

С точки зрения решения задачи охлаждения электрода, по-видимому, более важным является то обстоятельство, что при переходе к режиму с положительным U_a значительно возрастает плотность тока j_a , так как весь электронный ток j_0^e проходит на анод; тем более резко возрастает удельный тепловой поток q_a . В режиме же контрагированного разряда с необходимостью появляется эрозия, оплавление и прочие эффекты, приводящие к быстрому разрушению электрода.

Итак, установлено, что граница перехода с одного режима на другой (смена знака U_a) достигается при выполнении условия (4). Из этих результатов, а также из данных других работ, касающихся исследования момента смены знака U_a , можно сделать вывод о том, что эта закономерность является достаточно общей. Иллюстрацией этого служит фиг. 3, где показана величина U_a в зависимости от отношения j_a/j_0^e (кривая 1— $p=120$; 2—5 мм рт. ст.; 3 — данные работы [3]; 4—[14]).

Возникает вопрос, часто ли в реальных плазменных устройствах встречается режим с отрицательным U_a . В сильноточных ускорителях плазмы до сравнительно недавнего времени полагали, что U_a положительно. Это имело место в каналových коаксиальных ускорителях при токах в десятки кА [2]. Исследования последних лет показали, что в большинстве «нормальных» режимов работы стационарных ускорителей U_a отрицательно и лишь в так называемых «запрещенных» режимах U_a положительно; обычно такие режимы работы сопровождаются сравнительно быстрым выходом из строя электрода.

В отличие от ускорителей, где давление в области горения разряда колеблется в пределах 0,1—10 мм рт. ст., при исследовании атмосферных дуг прочно установилось мнение, что U_a положительно. Указание о том, что в подобных разрядах U_a положительно, было дано в работе [19]. Однако интерпретация зондовых измерений в [19] позволяет предположить наличие отрицательного U_a на охлаждаемых анодах в сильноточных дугах при атмосферном давлении (на это уже указывалось в работе [20]). Дело в том, что в [19] не была учтена разность между плавающим по-

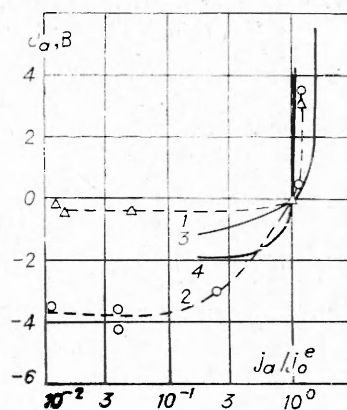
тенциалом зонда и потенциалом плазмы. По данным [21] эта поправка в условиях [19] дает величину 10 В, а тогда анодное падение будет равно не 5 В, как было получено в [19], а —5 В.

Если принять, что U_a отрицательно, то расчетные значения плотности тока и удельного тепловыделения (1), (2) будут находиться в соответствии с величинами, определенными экспериментально, чего не наблюдается при положительном U_a (см. таблицу). Это еще раз подтверждает, что и при атмосферном давлении U_a отрицательно.

На основе ошибочных данных Финкельнбурга [19] появилось много работ, в которых анодное падение в атмосферных дугах определялось калориметрическим методом [22—26]. В этих работах заранее предполагалось, что U_a положительно, а поэтому интерпретация результатов калориметрических измерений давала неверный результат — анодное падение оказывалось положительным, в то время как в действительности оно могло быть отрицательным. Анализ показывает, что метод определения U_a по данным калориметрических измерений без какой-либо дополнительной информации в большинстве случаев приводит к ошибкам.

Аналогичные ошибки при определении величины и знака U_a калориметрическим методом можно наблюдать и в исследованиях сильноточных дуг при давлениях ниже атмосферного (10—500 мм рт. ст.) [27].

Таким образом, многочисленные эксперименты, а также и расчеты [28] позволяют сделать вывод о том, что положительное анодное падение существует в сравнительно небольшой области изменения параметров разряда. В связи с этим есть все основания предполагать, что и при высоких давлениях (больше атмосферного) U_a может быть отрицательным. В плазменных устройствах целесообразно организовывать процессы таким образом, чтобы не осуществлялся переход в режим с положительным U_a , так как со всех точек зрения он является менее выгодным.



Фиг. 3

Поступила 21 XI 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Клярфельд Б. Н., Неретина Н. А., Дружинина А. А. Анодная область в газовом разряде при низких давлениях.— ЖТФ, 1972, т. 42, № 6, с. 1253.
2. Кислов А. Я., Морозов А. И., Тилинин Г. Н. Распределение электрического потенциала в коаксиальном квазистационарном инжекторе плазмы.— ЖТФ, 1968, т. 38, № 6, с. 975.
3. Поляков Л. М., Хлопкин К. С. Тепловой режим анода в сильноточном разряде при низком давлении.— В кн.: Материалы II Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям. Минск, 1973, с. 384.
4. Меринов Н. С., Острецов И. Н., Петросов В. А., Поротников А. А. Измерение анодных падений потенциала в среде инертных газов при высоких температурах анода.— В кн.: Материалы II Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям. Минск, 1973, с. 386.
5. Острецов И. И., Петросов В. А., Поротников А. А., Родневич Б. Б. Свойства контактов металл — плазма.— ПМТФ, 1974, № 6, с. 162.
6. Острецов И. Н., Петросов В. А., Поротников А. А., Родневич Б. Б. О потенциальной модели приэлектродного слоя.— В кн.: Материалы II Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям. Минск, 1973, с. 366.

7. Иосилевский И. Л., Сон Э. Е. Термоэлектронная эмиссия на границе металл — неидеальная плазма.— В кн.: VI Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Фрунзе, 1974, с. 311.
8. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма. Под ред. Мойжеса Б. Я. и Пикуса Г. Е. М., «Наука», 1973.
9. Лаппо Н. Б., Поротников А. А., Поляков Л. М., Хлоцкий Н. С., Ходненко В. П. Исследование лучистых потоков с анода в сильноточном разряде.— В кн.: Плазменные ускорители. М., «Машиностроение», 1973, с. 179.
10. Поротников А. А. Стационарные сильноточные ускорители плазмы.— В кн.: Плазменные ускорители. М., «Машиностроение», 1973, с. 105.
11. Колесников В. П. Дуговой разряд в инертных газах.— «Труды ФИАН», 1964, т. 30, с. 66.
12. Китаева В. Ф., Обухов-Денисов В. В., Соболев Н. Н. Концентрация заряженных частиц в плазме дуги, горящей в атмосфере аргона и гелия.— «Оптика и спектроскопия», 1962, т. 12, № 2, с. 178.
13. Корсун А. Г. Пинч-эффект в сильноточном ускорителе плазмы с продольным магнитным полем.— В кн.: Материалы II Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям. Минск, 1973, с. 199.
14. Дюжев Г. А., Школьник С. М., Юрьев В. Г. «Предельные режимы» низковольтного дугового разряда.— В кн.: Материалы II Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям. Минск, 1973, с. 229.
15. Морозов А. И., Шубин А. П. О механизме образования прианодного скачка потенциала в сильноточных стационарных плазменных ускорителях коаксиальной геометрии.— В кн.: Материалы II Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям. Минск, 1973, с. 239.
16. Бакшт Ф. Г., Мойжес Б. Я., Рыбаков А. Б. Критический режим работы плазменного ускорителя.— ЖТФ, 1973, т. 43, № 12, с. 2568.
17. Корсун А. Г. Предельные токи в ускорителе плазмы с собственным магнитным полем.— ЖТФ, 1974, т. 44, № 1, с. 202.
18. Морозов А. И., Шубин А. П. Приэлектродные процессы в плоских холловских течениях хорошо проводящей плазмы.— В кн.: Плазменные ускорители. М., «Машиностроение», 1973, с. 261.
19. Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. ИЛ, 1961.
20. Мойжес Б. Я., Немчинский В. А. К теории дуги высокого давления на тугоплавком катоде.— ЖТФ, 1972, т. 42, № 5, с. 1001.
21. Грей Д., Джекобс П. Ф. Охлаждаемый электростатический зонд.— «Ракетн. техника и космонавтика», 1967, № 1, с. 98.
22. Socio L. M., Boffa C. V. A new method for measuring the anode fall in arc plasma generators. Univ. of Minnesota, 1969, HTL TR N 87.
23. Eberhart R. C., Seban R. A. The energy balance for a high current argon arc.— «Intern. J. Heat and Mass transfer», 1966, vol. 9, p. 939.
24. Nestor O. H. Heat intensity and current density distributions at the anode of high current, inert gas arcs.— «J. Appl. Phys.», 1962, vol. 33, N 5, p. 1638.
25. Wilkinson J. B., Milner D. R. Heat transfer from arcs.— «Brit. Weld. J.», 1960, vol. 7, p. 115.
26. Schoeck P., Maisenhälder F. Zur Druckabhängigkeit der Anodenfallspannung von Hochdrucklichtbögen.— «Beitr. Plasmaphys.», 1966, h. 5/66, 345.
27. Дороднов А. М., Козлов Н. П., Решетников Н. Н. Исследование энергетических характеристик радиационно-охлаждаемого анода.— В кн.: Материалы II Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям. Минск, 1973, с. 388.
28. Бабкин Г. В., Потапов А. В. Влияние поверхностной и объемной ионизации на приэлектродные падения потенциала.— ПМТФ, 1970, № 4, с. 137.