

- [1] Yamamoto N., Tonomura S., Matsuoka T., Tsubamura H. // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. N 10. P. 6227-6230.
- [2] Yousuf M., Kuliev B., Lalevic B., Poteat T.L. // Sol. St. Electr. 1982. Vol. 25. N 8. P. 753-758.
- [3] Fogelberg J., Lundström I., Petersson L. // Phys. Scripta. 1987. Vol. 35. P. 702-705.
- [4] Lundström I., Shivaraman M.S., Svensson C.M. // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. N 9. P. 3876-3881.
- [5] Spetz A., Armgarth M., Sundström I. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 64. N 3. P. 1274-1283.
- [6] Ковалевская Г.Г., Крамена Л., Мередов М.М. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 12. С. 55-58.
- [7] Слободчиков С.В., Ковалевская Г.Г., Мередов М.М. и др. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. Вып. 15. С. 1-4.
- [8] Card H.C., Rhoderick E.H. // J. Phys. D. 1971. Vol. 4. N 10. P. 1589-1601.
- [9] Green M.A., King F.D., Shewchun J. // Sol. St. Electr. 1974. Vol. 17. N 6. P. 551-561.
- [10] Srivastava G.P., Bhatnagar P.K., Dhariwal S.R. // Sol. St. Electr. 1979. Vol. 22. P. 581-587.
- [11] Lundström I., Shivaraman M.S., Svensson C.M. // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. N 9. P. 3876-3881.
- [12] Petty M.C. // Electr. Lett. 1982. Vol. 18. N 8. P. 314-316.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
27 февраля 1992 г.

04;12
© 1993 г.

Журнал технической физики, т. 63, в. 2, 1993

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЗАЖИГАНИЯ ДУГИ В ЗАМКНУТОМ СИЛЬНОТОЧНОМ КОНТАКТЕ

В.А.Фалеев, А.И.Федорченко

Введение

Известно [1], что контактное соединение обладает электрическим сопротивлением, значительно превышающим сопротивления каждого из материалов, образующих контактную пару. Это связано как с наличием особого рода поверхностных пленок (например, адгезионных или окисных), так и с микроскопической шероховатостью контактных поверхностей. Так как повышение сопротивления локализовано в узкой контактной зоне, то это приводит к значительному джоулевому тепловыделению в ней и, как следствие, возможному самопроизвольному отбросу контактов за счет теплового взрыва области стягивания [2]. Кроме того, наличие явления стягивания и, следовательно, искривление линий тока вызывают появление электродинамических усилий, также способствующих самопроизвольному размыканию контактов. Отброс контактов сопровождается возникновением контактной дуги между ними, что приводит либо к свариванию, либо к разрушению контактной пары. Появление дуги между первоначально замкнутыми электродами особенно характерно, когда через контакт пропускается большой импульсный ток.

В связи с этим целью настоящей работы являлось экспериментальное и теоретическое изучение данного процесса, определение локальных и интегральных критериев перехода металлического контакта в дуговой

и соответственно условий работы замкнутого силовоточного контакта (включая и выбор материалов электродов), позволяющих избежать этого нежелательного явления.

Экспериментальная установка

Схема эксперимента показана на рис. 1. С трансформатора $Tr1$ снимается напряжение, регулируемое от 0 до 500 В, и через зарядное сопротивление R_1 подается на двухполупериодную схему выпрямителя, собранную на диодах $D1-D4$, с которой поступает на блок конденсаторов, имеющий ступенчатое переключение емкостей $C1, C2, C3$. Емкость конденсаторов может изменяться от 20 мкФ до 40 000 мкФ.

Разрядный участок схемы включается блоком тиристоров T_1 , соединенных параллельно и позволяющих пропускать ток до 20 кА. Блок тиристоров управляется запускающим импульсом от генератора ГИ-1 З.

В разрядную цепь включены постоянное сопротивление R_2 (коаксиальный шунт) и контактная пара 1, являющаяся объектом исследования. Измерительный участок схемы состоит из осциллографа 2, на один канал которого подается сигнал, снимаемый с области контакта, на другой — сигнал, снимаемый с коаксиального шунта R_2 .

Участок схемы, предназначенный для определения контактного сопротивления, представлен на рис. 1,а. Один из электродов контактной пары выполнен в виде стержня прямоугольного или круглого сечения фиксированной площади, другой — в виде плоской пластины, площадь которой много больше площади сечения стержня. Электрод-стержень плоским шлифованным торцом прижимался к плоской шлифованной поверхности электрода-пластинки, при этом прижимающая электроды сила измерялась пружинным динамометром.

На рис. 1,б приведена схема, в которой нет контактной поверхности, но все геометрические параметры схемы а полностью сохранены. Эта схема необходима для исключения из измеряемого сигнала сопротивления подводящих проводов и ЭДС индукции, наведенной в контуре измерительной системы.

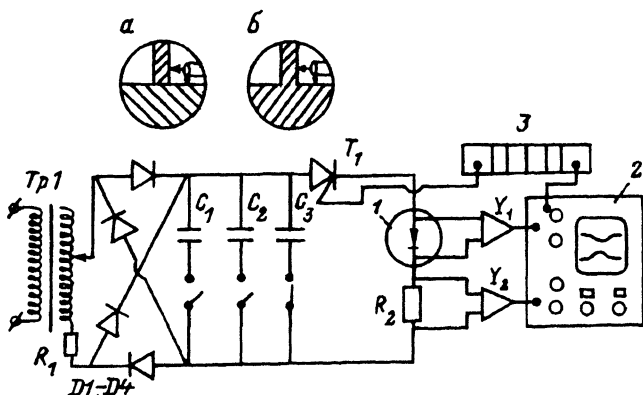


Рис. 1.

Все эксперименты проводились для следующих комбинаций (P_n , кг; U_0 , В) величины нагрузки P_n и начального напряжения на батарее конденсаторов U_0 : 2,275; 4,275; 2,300; 4,300; 4,250; 4,350. Появление дуги в контактной зоне фиксировалось на осциллограмме по резкому увеличению падения напряжения на контакте. Все результаты экспериментов представлены в табл. 1. В последнем столбце даны результаты расчета энергии сублимации области стягивания. Расчет проводился следующим образом. Согласно Хольму [1], для площади действительного контакта имеем

$$S_k = \frac{P_n}{\xi H}, \quad (1)$$

где P_n — величина нагрузки, сжимающей контакты (кг); H — твердость материала контактов ($\text{кг}/\text{м}^2$); коэффициент $\xi \cong 0.3$ для меди и $\xi \cong 1$ для вольфрама (цифры у прямых).

Рис. 2 иллюстрирует соотношение между действительной площадью контакта и механической нагрузкой для медных и вольфрамовых контактов. Считая, что область стягивания имеет форму сферы, из (1) найдем ее радиус

$$r_{ст} = \sqrt{\frac{P_n}{\pi \xi H}}. \quad (2)$$

В этом случае энергия сублимации будет равна $Q_{суб} = L_{суб} m_{ст}$, где $L_{суб} = L_b + L_m$ — теплота сублимации ($\text{Дж}/\text{кг}$); L_b , L_m — скрытые теплоты кипения и плавления соответственно; $m_{ст} = 4/3\pi r_{ст}^2 \gamma$ — масса области стягивания; γ — плотность материала контактов.

Значительное превышение расчетных значений энергии над экспериментальными (табл. 1) свидетельствует, что для возникновения дуги между контактами достаточно испарить только часть области стягивания, поэтому энергетический критерий непригоден для прогнозирования момента времени возникновения дуги.

При рассмотрении быстротекающих физических процессов в контактной зоне обычно принимается условие ее адиабатичности, т.е. считается, что тепло "запирается" в ней. Определим правомерность данного допущения для нашего случая. С этой целью получим оценку средней

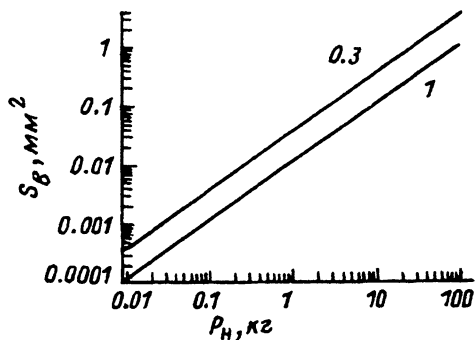


Рис. 2.

Таблица 1.

Номер (режима) кривой на рис. 5	Начальное напряжение U_0 , В	Сила нажатия, кг	Максимальное значение тока I_0 , А	Возникновение дуги по осциллограмме	Момент возникновения дуги (t^*), мс	Напряжение на контакте в момент возникновения дуги (при отсутствии дуги максимальное U_k), В	Энергия, вложенная в контактную зону к моменту времени t^* , Дж	Расчетное значение энергии сублимации, Дж
1	350	4	9250	есть	0.67	1.1	1.58	7.23
2	275		7330	есть	0.69	0.78	1.27	2.56
3	300	2	7820	есть	0.71	0.8	1.87	2.56
4	300		8040	есть	0.85	0.96	1.42	7.23
5	250	4	6480	нет	—	0.423	—	—
6	275		7170	нет	—	0.407	—	—

П р и м е ч а н и е. Поверхность контакта — квадрат со стороной 1 мм, $S_k = 10^{-6} \text{ м}^2$.

Таблица 2.

Номер кривой на рис. 5	$R_{ст}$, Ом	$R_{ст}^T$, Ом	Q° , Дж	$F_{терм}$, кг; формула (7)	$F_{терм}$, кг; формула (15)
1	$0.7 \cdot 10^{-4}$	$0.37 \cdot 10^{-4}$	1.27	1266.782	2179.8
3	$0.7 \cdot 10^{-4}$	$0.37 \cdot 10^{-4}$	1.87	1483.6	3209.668
4	$0.5 \cdot 10^{-4}$	$0.26 \cdot 10^{-4}$	1.42	938.74	1767.892
6	$0.6 \cdot 10^{-4}$	$0.26 \cdot 10^{-4}$	1.58	979.43	2324.496

температуры контактной зоны и области, в которой тепло аккумулируется. Введя параболический профиль температуры и используя метод интегрального теплового баланса, легко получить толщину термического слоя, которая в случае постоянного теплового потока имеет вид

$$\delta(\tau) = \sqrt{12a\tau}, \quad (3)$$

где a — температуропроводность материала электрода.

Заменяя реальную систему на контакт двух стержней, имеющих равные площади поперечного сечения, мы совершаем незначительную ошибку при оценке средней температуры на малых временах. Так как материалы электрода и пластины в нашем случае одни и те же, медные, следовательно, и тепловые потоки в них также равны.

Поэтому, все тепло $Q(\tau_i)$, которое выделилось в контактной зоне к моменту τ_i , равномерно распределяется между термическими слоями $\delta_1(\tau)$ и $\delta_2(\tau)$ двух стержней, причем $\delta_1(\tau) = \delta_2(\tau) = \delta(\tau)$ в силу симметрии.

Таким образом, объемная плотность энергии, запасенной в одном из термических слоев, будет равна

$$P(\tau_i) = \frac{Q(\tau_i)}{2S\delta(\tau)}, \quad (4)$$

где $S = \pi R_0^2$ — площадь, R_0 — радиус поперечного сечения стержней.

Считая, что $P(\tau_i)$ равномерно распределена в объеме термического слоя, среднее превышение температуры над начальной температурой стержня $\Delta T(\tau_i)$ будет равно

$$\Delta T(\tau_i) = \frac{P(\tau_i)}{\gamma c} = \frac{0.5Q(\tau_i)}{\gamma c}, \quad (5)$$

где γ, c — плотность и теплоемкость материала электрода.

Например, для режима 2,275 расчеты по формулам (3)–(5) дают $\tau_i = 0.69$ мс, $\delta(\tau_i) = 9.7 \cdot 10^{-4}$ м, $\Delta T = 157$ К. Примерно такие же значения получаются и для всех остальных режимов. Эти оценки показывают, что в нашем случае нагрев можно считать адиабатическим.

Используя это допущение, легко получить оценку силы термического отталкивания двух электродов. Предполагая, что вся область стягивания превращается в пар, и зная температуру пара T , определим давление P , возникающее в области стягивания в результате теплового взрыва [2],

$$P = nkT = \frac{m_{ст}}{V_{ст}m_a} kT = \frac{\gamma kT}{m_a}, \quad (6)$$

где m_a — масса атома материала контакта; $V_{ст}$, $m_{ст}$ — объем и масса области стягивания; k — постоянная Больцмана.

Определяя действительную площадь контакта S_k из выражения (1) и используя условие адиабатичности нагрева для определения температуры T , из (1), (2) и (6) легко получить

$$F_{терм} = P \cdot S_k = \frac{3\pi\gamma k\xi H I^2 t}{8m_a c P_H}. \quad (7)$$

При выводе формулы (7), кроме того, предполагается, что джоулево тепло, выделяющееся в контакте, равно

$$q = I^2 R_{ст} t, \quad R_{ст} = \rho / 2r_{ст}, \quad (8)$$

где $R_{ст}$ — сопротивление области стягивания.

Появление термической силы совместно в электродинамической приводит к самопроизвольному отталкиванию контактов, когда сумма этих двух сил превышает механическое нажатие. Результаты расчета термических сил для всех случаев появления дуги между контактами приведены в табл. 2. Расчет электродинамических сил по формуле

$$P_{эд} = \frac{\mu_0}{4\pi} I^2 \ln R_0 / r_{ст}$$

[1] показал, что ими можно пренебречь. Однако ясно, что формула (7) дает слишком грубое значение силы, так как количество тепла, выделившееся на контакте к моменту времени τ , определяется интегралом

$$Q(\tau) = \int_0^{\tau} I^2 R_{ст} dt.$$

Кроме того, нами была проведена проверка правомерности определения контактного сопротивления из выражения (8). С этой целью по осциллограмме напряжения на контакте определялось сопротивление контакта $R_{аб}$. Ясно, что $R_{аб}$ является суммой $R_{аб}^0$, т.е. чисто электрического сопротивления участка электрода ab , когда поверхность контакта отсутствует (рис. 1,б), и непосредственно сопротивления стягивания $R_{ст}$. Следовательно,

$$R_{ст} = R_{аб} - R_{аб}^0, \quad (9)$$

отсюда контактное напряжение определяется выражением

$$U_k = I R_{ст} = I (R_{аб} - R_{аб}^0). \quad (10)$$

Так как при протекании тока сопротивление $R_{аб}^0$ участка ab в силу нагревания изменяется, то при вычислении $R_{ст}$ это необходимо учитывать. Для этого воспользуемся выражением, связывающим сопротивление проводника R с тепловой энергией, выделяющейся в нем при прохождении тока I [3]

$$R = R_0 + \beta \int_0^{\tau} I^2 R_{ст} dt, \quad (11)$$

где $\beta = \alpha l / sm$; l , s , m — длина, сечение и масса проводника; α — коэффициент, постоянный для данного металла в широком диапазоне температур.

Коэффициент α получается на основе аппроксимации зависимости удельного сопротивления от теплосодержания в виде $\rho = \rho_0 + \alpha q$, где ρ_0 — удельное сопротивление в начале процесса, q — прирост теплосодержания на единицу массы. Для меди $\alpha \approx 1.9 \cdot 10^{-13}$, для алюминия $1.4 \cdot 10^{-13}$ Ом · м · кг / Дж.

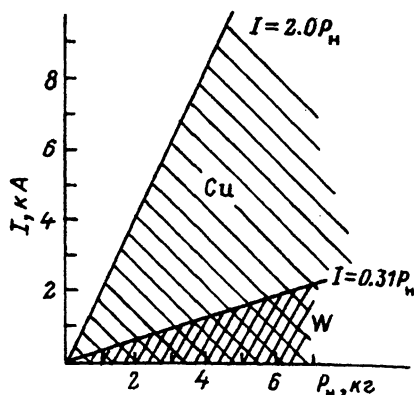
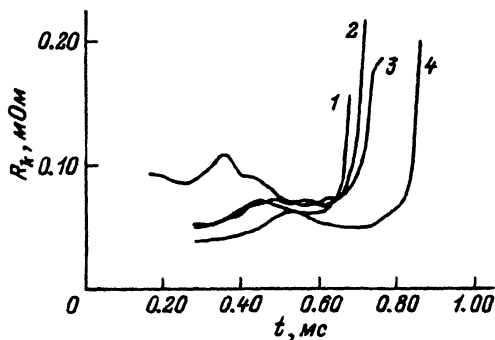


Рис. 3.

Рис. 4.

Дифференцируя (11) по t , получаем дифференциальное уравнение $dR/dt = \beta I^2 R$, решение которого имеет вид

$$R = R_0 \exp \left[\int_0^{\tau} \beta I^2 dt \right]. \quad (12)$$

Анализ осциллограмм показал, что хорошим приближением для тока в цепи до момента появления дуги в контактной зоне является выражение

$$I = I_0 \sin \omega_0 t, \quad (13)$$

где амплитуда тока I_0 и круговая частота ω_0 определяются из эксперимента.

Подставляя (13) в (12), окончательно получим

$$R = R_0 \exp \left[\frac{\beta I_0^2}{2} \left(t - \frac{\sin 2\omega_0 t}{2\omega_0} \right) \right]. \quad (14)$$

На рис. 3 представлены графики зависимости контактного сопротивления от времени. Видно, что качественная картина изменения контактного сопротивления совпадает с поведением, предсказываемым теорией, однако численные значения в момент времени, предшествующий появлению дуги, отличаются примерно в два раза (табл. 2). Это, по-видимому, связано с образованием мостиков расплава в контактной зоне и их последующим разрушением.

Возвращаясь к вопросу вычисления термической силы, видоизменим формулу (7), учитывая, что значения контактного сопротивления и тепловой энергии определяются нами из эксперимента,

$$F_{\text{терм}}^{\circ} = \frac{3 \cdot kQ^3 R_{\text{ст}}^{\circ}}{2 \cdot c\rho m_a}. \quad (15)$$

Результаты расчета по формуле (15) приведены в табл. 2. Видно, что выражение (7) дает значительно заниженные величины термических сил. Кроме того, и (7), и (15) дают значения $F_{\text{терм}}$, примерно на три порядка

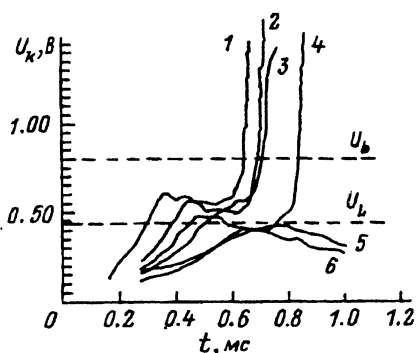


Рис. 5.

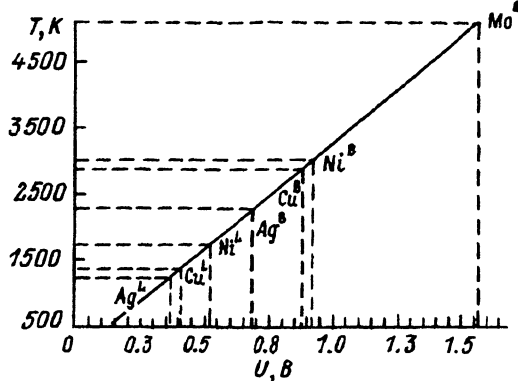


Рис. 6.

превышающие механическую нагрузку P_H . Поэтому “силовой” критерий, так же как и энергетический, не подходит для прогнозирования момента появления дуги в контактной зоне. Однако, анализируя табл. 1, можно получить простое условие отсутствия возникновения дуги для медных контактов

$$I \leq 2.0 \cdot P_H. \quad (16)$$

На рис. 4 показана область, в которой наблюдается появление дуги (она выделена одинарной косой штриховкой). Так же двойной штриховкой показана область устойчивости для вольфрамовых контактов [2]. Большое отличие размеров этих двух областей можно объяснить более высокой твердостью вольфрама (примерно в три раза выше, чем у меди [1]). Следовательно, контакты из “мягких” металлов характеризуются большей устойчивостью к зажиганию дуги между контактами. Критерий (16) является по своей сути интегральным, так как он не вскрывает сущности физических процессов, предшествующих появлению дуги между контактами.

Локальным критерием может служить контактное напряжение U_k (10), изменение которого во времени приведено на рис. 5. Кривые 1-6 соответствуют режимам, приведенным в табл. 1. Горизонтальные пунктирные линии U_L и U_b соответствуют режимам плавления и кипения для меди. Косвенная связь между температурой перегрева θ на контактной поверхности монометаллического контакта и контактным напряжением U_k определяется подобием явлений тепло- и электропроводности. Используя модель идеальной проводящей сферы для моделирования стягивания линий тока, можно получить связь θ и U_k

$$\theta = \frac{1}{8} \frac{U_k^2}{\rho \lambda}, \quad (17)$$

где $\rho \lambda$ — удельная электропроводность и коэффициент теплопроводности соответственно.

Точное выражение, полученное Хольмом [1], имеет вид

$$L (T_\theta^2 - T_0^2) = \frac{U_k^2}{4}, \quad T_\theta = T_0 + \theta, \quad (18)$$

где $L = \rho\lambda = 2.4 \cdot 10^{-8} \text{ В}^2/\text{К}^2$ — постоянная Лоренца, T_θ и T_0 — температуры (в К) в контакте и в концевых поверхностях соответственно.

Таким образом, напряжениями U_L и U_b соответствуют температуры плавления и кипения материалов контактов соответственно. Вследствие справедливости закона Видемана-Франца-Лоренца уравнение (18) справедливо не только для симметричных контактов, но и для контактных пар из разнородных материалов. Постоянная Лоренца слабо изменяется в широком диапазоне температур, однако следует отметить, что это относится не только к чистым металлам, но не к сплавам.

Рис. 6 иллюстрирует связь температур плавления и кипения металлов с соответствующими напряжениями плавления и кипения. Верхние индексы L и B у символов химических элементов (например, Cu^L и Cu^B) характеризуют точки равновесного плавления и кипения соответственно. Из рис. 5 видно, что если контактное напряжение не достигает напряжения плавления U_L , то в последующем дуга не возникает (кривые 5, 6). В случае же появления дуги (кривые 1-4) непосредственно моменту зажигания дуги предшествует почти горизонтальный "предвестник" на кривой контактного напряжения.

На этом участке реализуется "растянутое" плавление контактных микровыступов, обусловленное различной скоростью их нагрева. Это связано с следующим обстоятельством.

Согласно Гринвуду [4], распределение высот микрошероховатостей является гауссовым. Следовательно, и распределение α -пятен по размерам является неравномерным. Предполагая, что область стягивания каждого контактного пятна имеет форму сферы, найдем отношение объемных плотностей джоулева тепловыделения для двух произвольно выбранных сфер S_i и S_j , имеющих разные размеры,

$$\frac{q_i}{q_j} = \frac{I_i^2 R_i}{V_i} \frac{V_j}{I_j^2 R_j}, \quad (19)$$

где q — объемная плотность тепловыделения; I, R — ток и сопротивление области стягивания; $r, V = (4/3)\pi r^3$ — радиус и объем области стягивания.

Так как можно считать, что в контактной зоне произвольно выбранные сопротивления стягивания R_i и R_j включены параллельно, то имеем

$$I_i R_i = I_j R_j. \quad (20)$$

Подставляя выражение для сопротивления стягивания (8) в (19) и используя условие (20), окончательно получим

$$\frac{q_i}{q_j} = \left(\frac{r_j}{r_i} \right)^2. \quad (21)$$

Например, различие радиусов в два раза приводит к четырехкратному увеличению тепловыделения в области стягивания, имеющей меньшие размеры. Это приводит к неравномерному нагреву контактной зоны и, как следствие, растягиванию во времени фазовых переходов.

Неравномерное плавление контактных пятен приводит к еще большему перераспределению тока (за счет увеличения удельного сопротивления

расплава) и резкому возрастанию контактного сопротивления. Контактное напряжение достигает напряжения кипения, что приводит к взрывному испарению материала жидкой перемычки. Возникающие в результате этого перенапряжения достаточны для возбуждения и ионизации паров металла, и, как следствие, появляется дуга между контактами.

В заключение необходимо отметить следующее важное обстоятельство. Так как каждый микровыступ ограничен с обеих сторон торцами электродов, то его плавление в отличие от плавления со свободной поверхности является активационным процессом, который требует затрат энергии на его протекание. Поэтому плавление микровыступа может протекать при значительных перегревах относительно равновесной температуры плавления. Этим эффектом может быть объяснено превышение напряжения на "предвестнике" (рис. 5) относительно "равновесного" напряжения плавления.

Выводы

Результаты проведенных исследований позволяют отметить следующее интересное обстоятельство. Для того чтобы избежать или возможно дольше затянуть момент возникновения дуги, необходимо выбирать контактную пару с высокими напряжениями плавления и кипения (рис. 5 и 6). Однако при этом резко сужается область устойчивости контактной пары (рис. 4). Из этого следует, что разрешение данной дилеммы возможно только путем конструирования соответствующего материала для контактной пары (т.е. композиционных материалов), обладающего как высокими значениями напряжения плавления и кипения, так и широкой областью устойчивости к зажиганию дуги.

Список литературы

- [1] Хольм Р. Электрические контакты. М.: ИЛ, 1961.
- [2] Поточкин В.С., Разовский В.И. // Электричество. 1969. № 1. С. 8-11.
- [3] Бондалетов В.Н. // ЖТФ. 1967. Т. 37. Вып. 2. С. 280-287.
- [4] Гриневуд Д. // Тр. Америк. общества инж.-мех. Теоретические основы инженерных расчетов. 1967. № 3. С. 277-290.

Институт теплофизики
Новосибирск

Поступило в Редакцию
3 марта 1992 г.