

## Аналитический расчет критических значений интеграла тока для основных металлов, применяемых в технике больших импульсных токов при электрическом взрыве проводников

*Выполнен аналитический расчет критических значений интеграла тока  $J_K$  для алюминия, меди, никеля, молибдена и вольфрама, используемых при электрическом взрыве металлических проводников в силовых электрических цепях высоковольтных электрофизических установок. Найденные расчетные значения  $J_K$  в пределах допустимой погрешности согласуются с известными экспериментальными данными для  $J_K$ .*

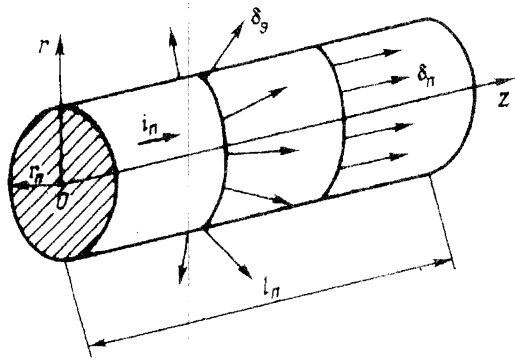
*Виконано аналітичний розрахунок критичних значень інтеграла струму  $J_K$  для алюмінію, міді, нікелю, молибдену і вольфраму, які використовуються при електричному вибуху металевих провідників у сильноточових електричних колах високовольтних електрофізичних установок. Знайдені розрахункові значення  $J_K$  в межах припустимої похибки узгоджуються з відомими експериментальними даними для  $J_K$ .*

**Введение.** Электрический взрыв (ЭВ) металлических проводников нашел весьма широкое практическое использование в современных научных исследованиях и в прикладных электротехнологических приложениях при: создании мощных импульсных источников световых, рентгеновских и ионизирующих нейтронных излучений; импульсной оптической накачке мощных газовых лазеров; высокоскоростном электродинамическом ускорении микрообъемов вещества; изучении физических свойств металлов в процессе их быстрого нагрева электрическим током большой плотности; импульсной обработке различных материалов мощными ударными волнами в газообразных и жидких средах; высокоскоростной коммутации путем прямого взрывного размыкания силовых электрических цепей высоковольтных электрофизических установок (ВЭФУ) [1,10,11,16]. При разработке и создании ВЭФУ, в которых применяется ЭВ металлических проводников, одна из задач связана с предварительным теоретическим исследованием протекающих в них электрофизических процессов на основе математических моделей [2—4]. Для этого, прежде всего, нужны данные о физической природе явления ЭВ металлических проводников под действием больших импульсных токов (БИТ) и сведения о количественных характеристиках процессов, которые протекают в электрически взрывающихся проводниках (ЭВП). В технике и физике БИТ с их различными амплитудно-временными параметрами (АВП) установлено, что ЭВ проводников обусловлен резким изменением физического состояния их материала с протеканием фазовых переходов первого рода, связанных с интенсивным выделением больших плотностей

тепловой энергии  $w_T$ , прямо пропорциональных квадрату плотности тока  $\delta_{II}$  в проводнике, численно составляющей в области БИТ при ЭВ обычно  $\delta_{II} \geq 10^{10}$  А/м<sup>2</sup> [2,3,10]. Одной из важных количественных характеристик процесса ЭВ проводников является время электрического взрыва  $t_B$  под воздействием БИТ их проводящей металлической структуры, включенной в электрическую цепь ВЭФУ с мощным емкостным (ЕНЭ) или индуктивным (ИНЭ) накопителем энергии [5,6,10,12]. При аналитическом определении величины  $t_B$  в силовых электрических цепях таких ВЭФУ требуется знать критическое численное значение интеграла тока или интеграла инерции  $J_K$  для ЭВП [5,6,12], характерное для наступления явления ЭВ проводника из того или иного материала. В настоящее время отсутствуют соотношения для аналитического расчета численных значений  $J_K$  применительно к проводниковым материалам, применяемым в электрических цепях ВЭФУ с ЭВП, по которым протекают БИТ с различными АВП. Известны лишь экспериментальные значения  $J_K$  для некоторых металлов, например, алюминия и меди [12].

Целью данной работы является аналитическое определение критических численных значений интеграла тока  $J_K$  для основных проводниковых материалов, используемых в технике БИТ с различными АВП при электрическом взрыве металлических проводников, и их сравнение с известными опытными численными данными для  $J_K$ .

**Постановка задачи исследования.** Примем, что мощному электротепловому воздействию БИТ поддается тонкий прямолинейный сплошной



однородный металлический проводник радиусом  $r_n$  и длиной  $l_n$  (рисунок), размещенный в изоляционной газовой или конденсированной среде и включенный в электрическую разрядную цепь ВЭФУ с ЕНЭ.

Пусть выполняется условие  $l_n \gg r_n$ , а первоначальная температура окружающей проводник среды  $T_0$  и изотропного без примесей материала проводника  $T_{n0}$  равна комнатной  $T_{n0} = T_0 = 20^\circ \text{C}$ . Считаем, что по данному проводнику с поперечным сечением  $S_n = \pi r_n^2$  вдоль его продольной оси  $OZ$  при одиночном разряде в ВЭФУ мощного ЕНЭ протекает импульсный электрический ток проводимости  $i_n(t)$  с произвольными АВП, равномерно распределенный с большой плотностью  $\delta_n(t)$  по его поперечному сечению  $S_n$ . Полагаем, что интенсивный и равномерный по объему джоулев нагрев материала проводника осуществляется в адиабатическом режиме [7,16], а влияние окружающей проводник изоляционной среды на работу выхода свободных электронов  $W_B$  [14] из проводника и эмиссионный ток с плотностью  $\delta_g$  (см. рис.) столь незначительны, что их можно не учитывать.

Отметим, что работа выхода электрона  $W_B$  определяется минимальной энергией, необходимой для перемещения его с поверхности Ферми в твердом теле в точку изоляционного пространства вне тела, где потенциальное поле практически равно нулю [12]. Принимаем, что процесс ЭВ проводника начинается с момента достижения его материалом температуры кипения  $T_{пк}$ , соответствующего началу фазы испарения металлического тела проводника [10,11,15]. Считаем, что непосредственно перед ЭВ проводника удельная электропроводность  $\gamma_n$  его материала в приближенном виде будет определяться указанной температурой кипения  $T_{пк}$  проводящей структуры проводника [5,6,12]. Кроме того, считаем, что момент взрывного разрушения материала проводника соответствует времени его электровзрыва  $t_B$ , отсчитываемому от начала протекания разрядного тока  $i_n(t)$  ЕНЭ по проводнику до ЭВ последнего [5,6], и характеризуется максимальным значением (пикообразным броском) напряжения  $U_n(t)$  и минимальным значением тока  $i_n(t)$  на ЭВП [8,11,16].

Предполагаем, что при явлении ЭВ исследуемого металлического проводника наблюдается аномальная термоэлектронная эмиссия электронов из его разрушаемого и теряющего металлическую проводимость материала [9]. Требуется в аналитическом виде найти соотношение, приближенно описывающее величину критического интеграла тока  $J_K$  для основных проводниковых материалов, применяемых в сильноточных разрядных цепях ВЭФУ с ЕНЭ, в которых используется явление ЭВ тонких металлических проводников, и произвести сравнение полученных расчетных численных результатов для  $J_K$  с известными экспериментальными данными.

**Основные расчетные соотношения.** Известно, что выражение для критического значения интеграла тока  $J_K$  применительно к рассматриваемому металлическому проводнику, находящемуся в электрической разрядной цепи ВЭФУ с мощным ЕНЭ, имеет следующий вид [5,6,12]:

$$J_K = \int_0^{t_B} \delta_n^2(t) dt, \quad (1)$$

где  $t_B$  — время наступления в разрядной цепи ЕНЭ явления ЭВ металлического проводника, расчетная оценка которого для основных видов электрического разряда ЕНЭ (колебательного или апериодического) в зависимости от значений электрических параметров разрядного контура ВЭФУ, геометрических параметров проводника и  $J_K$  была впервые проведена автором в [5,6]:  $\delta_n(t) = i_n(t) / \pi r_n^2$ .

Использование понятия интеграла тока  $J_K$  согласно (1) с учетом изучения особенностей явления аномальной термоэлектронной эмиссии при ЭВ металлического проводника позволяет для  $J_K$  получить следующее обобщенное аналитическое соотношение [9]:

$$J_K \geq \gamma_n N_0 W_B, \quad (2)$$

где  $N_0$  — концентрация атомов (положительных ионов) в кристаллической решетке материала проводника до воздействия на него БИТ при его первоначальной температуре  $T_{n0} = 20^\circ \text{C}$ ;  $\gamma_n$  — удельная электропроводность материала проводника при температуре кипения  $T_{пк}$  и соответственно при наступлении явления его ЭВ.

Численные значения  $\gamma_n$  с учетом принятых допущений могут быть определены по экспериментально полученным эмпирическим соотношениям, приведенным в [17] для удельного электрического сопротивления  $\rho_n = \gamma_n^{-1}$  основных проводниковых материалов вплоть до температуры их кипения  $T_{пк}$ . Что касается значений  $N_0$ , то в металлическом проводнике с плотностью материала  $d_n$

при начальной температуре  $T_{п0} = 20^{\circ}\text{C}$  для численной оценки его исходной концентрации атомов  $N_0$  ( $\text{м}^{-3}$ ) можно воспользоваться следующим известным расчетным соотношением [13]:

$$N_0 = d_{п} (M_a \cdot 1,6606 \cdot 10^{-27})^{-1}, \quad (3)$$

где  $M_a$  — атомная масса материала металлического проводника, практически равная массовому числу  $A$  ядра атома проводникового материала, определяемому в соответствии с периодической системой химических элементов Менделеева (одна атомная единица массы равна  $1/12$  массы атома изотопа углерода  $^{12}_6\text{C}$ , численно составляющей  $1,6606 \cdot 10^{-27}$  кг [14]).

Для входящей в (2) величины работы выхода электронов  $W_{\text{В}}$  (Дж) из рассматриваемых нами металлов следует использовать экспериментальные эмиссионные данные, представленные в [18] для широкого ряда проводниковых материалов.

**Интеграл тока  $J_{\text{К}}$  для алюминия  $Al$ .** В случае использования алюминиевого проводника  $T_{\text{пк}} = 2720$  К эмпирическое соотношение для нахождения величины его  $\gamma_{п}$  будет равно [17]:

$$\begin{aligned} \gamma_{п} &= [10,56 + 14,6 \cdot 10^{-3} \cdot T_{\text{пк}}]^{-1} \cdot 10^8 \approx \\ &\approx 1,99 \cdot 10^6 \text{ См/м}. \end{aligned} \quad (4)$$

В соответствии с (3) при  $d_{п} = 2710$  кг/м<sup>3</sup> и  $M_a = 26,98$  [14] исходная концентрация атомов  $N_0$  в алюминии оказывается равной  $6,05 \cdot 10^{28}$  м<sup>-3</sup>. Что касается работы выхода электрона  $W_{\text{В}}$  из алюминия, то она согласно [18] принимает значение  $6,81 \cdot 10^{-19}$  Дж. Тогда, из (2) получаем, что расчетное критическое значение интеграла тока  $J_{\text{К}}$  для алюминиевого проводника составит величину не менее  $0,82 \cdot 10^{17}$  А<sup>2</sup>·с·м<sup>-4</sup>. Согласно данным табл. 4.П из [12] экспериментальное критическое значение  $J_{\text{К}}$  для алюминия при принятых исходных данных и его ЭВ составляет около  $1,09 \cdot 10^{17}$  А<sup>2</sup>·с·м<sup>-4</sup>, т.е. для алюминия расхождение между расчетным и известным опытным численным значением  $J_{\text{К}}$  не превышает 24 %.

**Интеграл тока  $J_{\text{К}}$  для меди  $Сu$ .** В этом случае для величины  $\gamma_{п}$  материала медного проводника ( $T_{\text{пк}} = 2860$  К) на стадии его испарения и дальнейшего развития ЭВ находим [17]:

$$\gamma_{п} = [9,1 + 9 \cdot 10^{-3} \cdot T_{\text{пк}}]^{-1} \cdot 10^8 \approx 2,87 \cdot 10^6 \text{ См/м}. \quad (5)$$

Первоначальная концентрация атомов  $N_0$  в меди ( $d_{п} = 8900$  кг/м<sup>3</sup>;  $M_a = 63,55$  [14]) согласно (3) составляет  $8,43 \cdot 10^{28}$  м<sup>-3</sup>, а работа выхода электрона  $W_{\text{В}}$  из меди будет равна  $7,05 \cdot 10^{-19}$  Дж [18]. В результате расчетное критическое значение интег-

рала тока  $J_{\text{К}}$  для меди согласно (2) окажется равно примерно  $1,71 \cdot 10^{17}$  А<sup>2</sup>·с·м<sup>-4</sup>. В соответствии с данными табл. 4.П из [10] экспериментальное критическое значение  $J_{\text{К}}$  для меди при используемых условиях до и в процессе ее ЭВ приблизительно составляет  $1,95 \cdot 10^{17}$  А<sup>2</sup>·с·м<sup>-4</sup>, т.е. для меди величина расхождения между расчетным и известным экспериментальным численным значением  $J_{\text{К}}$  не превышает 13 %.

**Интеграл тока  $J_{\text{К}}$  для никеля  $Ni$ .** Для никелевого проводника ( $T_{\text{пк}} = 3090$  К) соотношение, определяющее при принятых допущениях значение  $\gamma_{п}$  при ЭВ, имеет вид [17]:

$$\gamma_{п} = [63 + 13 \cdot 10^{-3} \cdot T_{\text{пк}}]^{-1} \cdot 10^8 \approx 0,97 \cdot 10^6 \text{ См/м}. \quad (6)$$

Что касается значения первоначальной концентрации атомов  $N_0$  в никеле ( $d_{п} = 8875$  кг/м<sup>3</sup>;  $M_a = 58,70$  [13,17]), то она на базе (3) примерно составляет  $9,10 \cdot 10^{28}$  м<sup>-3</sup>. Для никеля работа выхода электрона  $W_{\text{В}}$  приблизительно равна  $7,21 \cdot 10^{-19}$  Дж [18]. В итоге, согласно (2) расчетное критическое значение интеграла тока  $J_{\text{К}}$  для никеля оказывается равным не менее  $0,63 \cdot 10^{17}$  А<sup>2</sup>·с·м<sup>-4</sup>.

**Интеграл тока  $J_{\text{К}}$  для молибдена  $Mo$ .** Для тугоплавкого молибдена ( $T_{\text{пк}} = 5100$  К) эмпирическое выражение для  $\gamma_{п}$  в точке кипения может быть представлено в следующем виде [17]:

$$\begin{aligned} \gamma_{п} &= [-8,51 + 31,6 \cdot 10^{-3} \cdot T_{\text{пк}}]^{-1} \cdot 10^8 \approx \\ &\approx 0,65 \cdot 10^6 \text{ См/м}. \end{aligned} \quad (7)$$

Исходная концентрация атомов  $N_0$  в молибдене ( $d_{п} = 10200$  кг/м<sup>3</sup>;  $M_a = 95,94$  [13,17]) по (3) равна примерно  $6,40 \cdot 10^{28}$  м<sup>-3</sup>. Согласно экспериментальным данным [18] работа выхода электрона  $W_{\text{В}}$  для молибдена составляет значение порядка  $6,89 \cdot 10^{-19}$  Дж. Тогда, применив (2), для расчетного критического значения интеграла тока  $J_{\text{К}}$  применительно к молибдену получаем величину, численно равную не менее  $0,28 \cdot 10^{17}$  А<sup>2</sup>·с·м<sup>-4</sup>.

**Интеграл тока  $J_{\text{К}}$  для вольфрама  $W$ .** Для исследуемого проводника, изготовленного из наиболее тугоплавкого материала вольфрама ( $T_{\text{пк}} = 6200$  К), его удельная электропроводность  $\gamma_{п}$  на стадии кипения и ЭВ может быть приближенно оценена по следующему эмпирическому соотношению [17]:

$$\begin{aligned} \gamma_{п} &= [-8,6 + 33,4 \cdot 10^{-3} \cdot T_{\text{пк}}]^{-1} \cdot 10^8 \approx \\ &\approx 0,65 \cdot 10^6 \text{ См/м}. \end{aligned} \quad (8)$$

При этом согласно (3) первоначальная концентрация атомов  $N_0$  в вольфраме ( $d_{п} = 19100$

кг/м<sup>3</sup>;  $M = 183,85$  [14,17]) достигает значения  $6,26 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$ . Опытное значение работы выхода электрона  $W_B$  из вольфрама примерно равно  $7,27 \cdot 10^{-19}$  Дж [18]. Таким образом, с учетом (2) расчетное критическое значение интеграла тока  $J_K$  для вольфрамового ЭВП, используемого в высоко-точной разрядной цепи ВЭФУ с ЕНЭ, будет количественно равно не менее  $0,23 \cdot 10^{17} \text{ А}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{м}^{-4}$ .

Из (2), полученных количественных данных для удельной электропроводности  $\gamma_{\text{п}}$ , первоначальной концентрации атомов  $N_0$  и работы выхода электронов  $W_B$  применительно к электрически взрывающимся под воздействием БИТ производных АВП тонких проводников из алюминия, меди, никеля, молибдена и вольфрама вытекает, что для указанных металлов главным и определяющим их критические численные значения интеграла тока  $J_K$  параметром является удельная электропроводность  $\gamma_{\text{п}}$  металла в точке его кипения (испарения). Изменения величин  $N_0$  и  $W_B$  для рассмотренных металлов носят сравнительно незначительный характер и поэтому они слабо влияют на изменения значений  $J_K$ .

**Выводы.** 1. Предложено и численно апробировано аналитическое соотношение (2) для расчета критических значений интеграла тока  $J_K$  применительно к ряду проводниковых материалов, широко применяемых в технике БИТ с различными АВП при практической реализации с помощью ВЭФУ с мощными ЕНЭ для научных и технологических целей явления ЭВ тонких металлических проводников в газообразных и жидких средах.

2. Полученные расчетным путем на основе предложенного соотношения (2) критические численные значения интеграла тока  $J_K$  для электрически высокопроводящих (медь, алюминий) и слабопроводящих (никель, молибден и вольфрам) проводниковых материалов свидетельствуют о том, что количественные значения  $J_K$  для указанных металлов выстраиваются в убывающий по абсолютной величине  $J_K$  ряд, соответствующий убывающему ряду изменений абсолютной величины их удельной электропроводности  $\gamma_{\text{п}}$  при температуре кипения  $T_{\text{пк}}$  исследованных металлов.

3. Достоверность предложенного расчетного соотношения (2) для численной оценки значений  $J_K$  подтверждена результатами его экспериментальной проверки на примере таких проводниковых материалов как алюминий и медь.

1. Александров А.Ф., Рухадзе А.А. Физика сильнооточных электроразрядных источников света. — М.: Атомиздат, 1976. — 184 с.

2. Баранов М.И. Упрощенная математическая модель электрического взрыва проводников под воздействием боль-

ших импульсных токов // Электротехника і електромеханіка. — 2003. — № 3. — С. 59—64.

3. Баранов М.М., Баранов М.И. Квантовомеханическая модель поглощения электромагнитных волн проводником и явление его электрического взрыва // Электротехника і електромеханіка. — 2005. — № 2. — С. 63—71.

4. Баранов М.И. Квантовомеханическая модель быстрого нагрева проводника электрическим током проводимости большой плотности // Электротехника. — 2006. — № 4. — С. 38—44.

5. Баранов М.И. Аналитический расчет времени электрического взрыва проводников под воздействием больших импульсных токов высоковольтных электрофизических установок // Электротехника і електромеханіка. — 2004. — № 4. — С. 95—99.

6. Баранов М.И., Игнатенко Н.Н. Приближенный расчет времени электрического взрыва проводников под воздействием больших импульсных токов // Техн. электродинамика. — 2005. — № 6. — С. 14—18.

7. Баранов М.И., Бондина Н.Н., Бочаров В.А. Моделирование нелинейной электротепловой задачи для цилиндрических изотропных токопроводов электрофизических установок при получении больших импульсных токов // Техн. электродинамика. — 1998. — № 4. — С. 19—22.

8. Баранов М.И., Игнатенко Н.Н., Колобовский А.К. Экспериментально-аналитическое определение удельной энергии электротеплового разрушения медных проводников под воздействием больших импульсных токов // Электротехника і електромеханіка. — 2004. — № 2. — С. 70—73.

9. Баранов М.И. Термоэлектронная эмиссия из металла при нагреве и электрическом взрыве проводников под воздействием больших импульсных токов // Техн. электродинамика. — 2008. — № 3. — С. 3—8.

10. Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. — М.: Энергоатомиздат, 1990. — 288 с.

11. Гулый Г.А. Научные основы разрядно-импульсных технологий. — Киев: Наукова думка, 1990. — 208 с.

12. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. — М.: Мир, 1972. — 391 с.

13. Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики / Отв. ред. В.К. Тартаковский. — Киев: Наукова думка, 1989. — 864 с.

14. Кулинг Х. Справочник по физике / Пер. с нем. под ред. Е.М. Лейкина. — М.: Мир, 1982. — 520 с.

15. Мартынюк М.М. Роль испарения и кипения жидкого металла в процессе электрического взрыва проводника // Журнал технической физики. — 1974. — Том 44. — № 6. — С. 1262—1270.

16. Столович Н.Н. Электровзрывные преобразователи энергии / Под ред. В.Н. Карнюшина. — Минск: Наука и техника, 1983. — 151 с.

17. Столович Н.Н., Милицкая Н.С. Температурные зависимости теплофизических свойств некоторых металлов. — Минск: Наука и техника, 1975. — 160 с.

18. Фоменко В.С. Эмиссионные свойства материалов. Справочник. — Киев: Наукова думка, 1981. — 339 с.

Надійшла 03.08.2007