

С. В. Лебедев

О механизме обработки металлов электронискровым способом

1. Установка для обработки металлов электронискровым способом состоит, по существу, из двух электродов—изделия и инструмента, подсоединенных к обкладкам конденсатора. Промежуток между электродами заполняется жидкостью, например маслом.

При повторяющихся разрядах конденсатора через жидкую прослойку происходит разрушение обоих электродов, причем в электроде изделий могут быть вынуты объемы нужной формы (схема 1).

Изобретатели этого способа обработки Б. Р. Лазаренко и Н. И. Лазаренко пытаются объяснить причины разрушения электродов с точки зрения предлагаемой ими «теории инверсии электрической эрозии». Решающую роль они отводят действию на поверхность электродов искрового или дугового разряда. Именно, по основному положению теории инверсии дуга снимает материал только с катода, а искра только с анода.*

Такая точка зрения представляется мне неточной хотя бы уже потому, что при разряде в жидкой среде всегда разрушаются оба электрода.

Естественнее предположить, как это сделал еще в 1945 г. проф. А. Г. Иосифьян, что эрозия обусловлена тепловым действием тока.

Поставим себе задачу выяснить, каким был бы характер зависимости эрозии от свойств материала электродов и данных разряд-

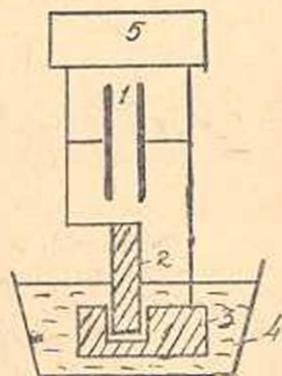


Схема 1.

1—Конденсатор. 2 и 3—инструмент и изделие, 4—жидкость, 5—питающее устройство.

* Б. Р. Лазаренко и Н. И. Лазаренко—Электрическая эрозия металлов. Вып. 1, ГЭИ, 1944, и вып. 2, ГЭИ, 1946.

* Б. Р. Лазаренко и Н. И. Лазаренко—Физика электронискрового способа обработки металлов. Изд. Министерства Электропромышленности, 1946.

ного контура, если предположить, что основной причиной эффекта является выделение джоулева тепла в электродах, а характер разряда между ними определяет только распределение тока в их поверхностном слое.

Сопоставляя полученные результаты с экспериментальными данными, можно будет судить о том, в какой степени такие представления отражают истинный механизм явления эрозии.

2. Мы будем исходить из следующей идеализированной схемы:

К плоской поверхности электрода по некоторому каналу подводится ток I , разряжающий конденсатор. В электроде, вблизи места подхода к нему этого канала, создается большая плотность тока, вызывающего нагревание и плавление материала (схема 2).

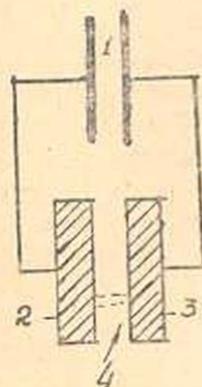


Схема 2.

1—Конденсатор. 2 и 3—электроды. 4—канал разряда.

Допустим сначала, что в интересующих нас объемах в толще электродов плотность тока настолько велика, что можно пренебречь изменением температуры материала за счет теплопроводности по сравнению с ее ростом за счет джоулева тепла.

Рассмотрим некоторый слой S внутри электрода, плотность тока в каждой точке которого одинакова. Площадь его поверхности также обозначим буквой S , а толщину dr . Поскольку единственной причиной изменения температуры материала считается нагревание его током, то для выделенного слоя можно написать:

$$\frac{I^2(t)\rho_0(1 + \alpha T)dr dt}{S} = S C_p d dr dT,$$

где I —сила тока, ρ_0 —удельное сопротивление при 0°C , α —температурный коэффициент сопротивления, T —температура, d —плотность, C_p —удельная теплоемкость, t —время.

Применив это уравнение к слою S_s , который к концу разряда конденсатора нагревается до температуры плавления, получим

$$\int_0^{\tau} I^2(t)dt = \frac{C_p d}{\alpha \rho_0} \ln \frac{1 + \alpha T_m}{1 + \alpha T_1} S_s^2 \quad (1)$$

Здесь τ —продолжительность разряда, T_m —температура плавления и T_1 —температура электрода перед началом разряда.

Из (1) находим:

$$S_s = \sqrt{\frac{D}{A}}, \quad (2)$$

где для краткости обозначено:

$$D = \int_0^{\tau} I^2(t) dt \quad \text{и} \quad A = \frac{C_p d}{\alpha \rho_0} \ln \frac{1 + \alpha T_m}{1 + \alpha T_1} \quad * \quad (3)$$

Если нас интересует слой S_e , который к концу разряда расплавится, то в (1) вместо τ нужно взять меньшее время τ_1 с таким расчетом, чтобы разрядный ток за время $\tau - \tau_1$ смог бы еще расплавить выделенный слой. Тогда в (1) вместо D следует подставить

$$\int_0^{\tau_1} I^2(t) dt = \int_0^{\tau} I^2(t) dt - \int_{\tau_1}^{\tau} I^2(t) dt, \quad \text{а вместо } S_e \text{ написать } S_e.$$

Последний интеграл найдем из условия, что для плавления слоя S_e необходима энергия

$$\lambda S_e d dr = \frac{\rho_0 (1 + \alpha T_m)}{S_e} dr \int_{\tau_1}^{\tau} I^2(t) dt,$$

где λ — скрытая теплота плавления, откуда

$$\int_{\tau_1}^{\tau} I^2(t) dt = \frac{\lambda S_e^2 d}{\rho_0 (1 + \alpha T_m)} = BS_e^2 \quad (4)$$

Таким путем находим величину поверхности, отделяющей расплавившуюся часть электрода от твердой.

$$S_e = \sqrt{\frac{D}{A+B}} \quad * \quad (5)$$

При выводе формулы (5) предполагалось, что поверхность равной плотности тока S остается при разряде неизменной. В действительности это условие не выполняется, т. к. канал разряда между электродами будет расширяться в связи с нагреванием. В частности, в газовой среде площадка S_0 , через которую ток проходит из искрового промежутка в электрод, может настолько увеличиться за время разряда или сместиться в сторону, что ток переместится из данного участка в соседний прежде, чем материал успеет расплавиться. Однако в жидкой среде расширение и смещение канала разряда, вероятно, не будет настолько большим, чтобы формула (5) потеряла смысл.

Изменение распределения тока в электроде будет происходить также благодаря изменению удельного сопротивления материала при

* Величина A входит в аналогичной задаче о плавлении предохранителей. См. Liempt u. Vriend, Z. S. f. Phys., 93, 100, 1934 и 117, 18, 1941.

нагревании и плавлении. Именно, в точках, лежащих ближе к площадке S_0 , в которых проводник расплавится раньше, к концу разряда плотность тока будет падать, а в более удаленных точках нарастать за счет этого падения. По этой причине в действительности расплавившаяся область будет больше, чем вычисленная для неизменной S_e по формуле (5).

3. Для оценки эрозионного эффекта необходимо знать величину расплавившегося объема v . Чтобы найти v , исходя из (5), нужно знать форму поверхности S_e , зависящую от $S_0(t)$, т. е. от особенностей разряда между электродами. Ясно, что исходя из упрощенной схемы, не учитывающей этих особенностей, оценить величину объема v можно только очень грубо. Форма поверхностей, равной плотности тока, схематически представлена на схеме 3. Очевидно,

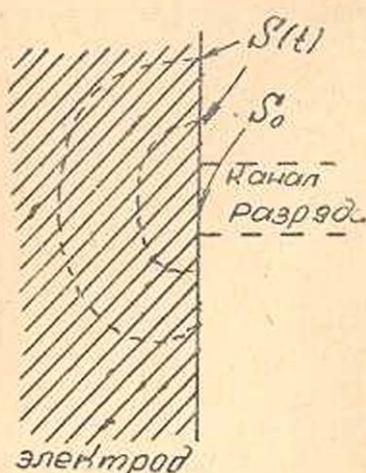


Схема 3.

что чем больше будет отношение $\frac{S_e}{S_0}$, тем глубже будет S_e и тем ближе будет v к объему полусферы, т. е.

$$v = a \left(\frac{S_e}{S_0} \right) \left(\frac{D}{A+B} \right)^{\frac{3}{4}}, \quad (6)$$

где функция $a \approx \frac{1}{3\sqrt{2\pi}}$, если $\frac{S_e}{S_0} \gg 1$ и

$a < \frac{1}{3\sqrt{2\pi}}$ при $\frac{S_e}{S_0} \approx 1$, причем случай газовой среды (перемещающаяся S_0) исключается. Более точные представления о форме поверхности S_e , очевидно, могут быть непосредственно получены экспериментальным путем.

4. Эффективность процесса эрозии определяется в конечном итоге той частью всего расплавившегося объема, которая выбрасывается из электрода

$$W = bv.$$

В соответствии с нашим исходным положением о решающей роли джоулева тепла мы предположим, что этот выброс связан с быстрым выделением большого количества энергии в расплавившемся материале, заключенном в ограниченном объеме. В таком случае величина „ b “ должна быть тем больше, чем больше возрастает скорость выделения энергии при переходе через точку плавления, т. е. чем больше отношение удельных сопротивлений жидкого и твердого материала $\frac{\rho_e}{\rho_s}$. Кроме того, „ b “ должна быть тем больше, чем более

глубокой является поверхность S_e , т. е. чем больше отношение $\frac{S_e}{S_0}$.

Учитывая предположения, сделанные относительно функций a и b и обозначив их произведение через g , напишем

$$W = g \left(\frac{D}{A+B} \right)^{3/4}, \quad (7)$$

причем функция g растет по мере роста каждого ее аргумента

$$g = g \left(\frac{\rho_c}{\rho_s}, \frac{S_e}{S_0} \right) \lesssim \frac{1}{3\sqrt{1\pi}}$$

Судя по форме образующихся на поверхности электрода лунок, форма поверхности S_e , характеризуемая отношением $\frac{S_e}{S_0}$, вообще меняется не очень сильно. Поэтому следует ожидать, что g будет зависеть от $\frac{S_e}{S_0} = \frac{1}{S_0} \sqrt{\frac{D}{A+B}}$ значительно слабее, чем второй множитель в формуле (7).

5. Рассмотрим теперь роль теплопроводности в процессе эрозии:

Поскольку для тугоплавких материалов величина A сильно превосходит B и формулы (2) и (5) дают очень близкие результаты, мы рассмотрим только нагревание материала до температуры плавления, т. е. поправку к формуле (2).

Пренебрежение теплопроводностью, сделанное выше, законно до тех пор, пока увеличение энергии слоя за счет джоулева тепла много больше ее изменения благодаря теплопроводности.

Так как сила тока, разряжающего конденсатор, падает со временем, то все время разряда можно разбить на две части: от 0 до τ , пока ток имеет преобладающее значение, и от τ до ∞ , когда преобладает влияние теплопроводности. Момент τ определяется из условия

$$\frac{I^2(\tau)}{S^2} \rho(\tau) = |k \nabla^2 T(\tau)|, \quad (8)$$

где k — коэффициент теплопроводности.

Очевидно τ должно иметь различные значения для различных слоев S . Но нас интересует только тот слой S_s , который к моменту τ нагревается до температуры плавления. Поэтому в этом параграфе под слоем S мы будем подразумевать именно слой S_s , опуская для краткости значок s — малое.

Рассматривая быстрые разряды, при которых обе части равенства (8) практически все время сильно отличаются друг от друга по величине, мы примем, что для $t < \tau$ теплопроводность может не учитываться, а для $t > \tau$ прохождение тока практически не приводит к увеличению энергии слоя S . Но если при $t < \tau$ теплопроводность не имеет значения, то в течение первой половины разряда будет справедлива формула (2).

Таким образом, учет теплопроводности в формуле (2) будет выражаться в том, что под стоящим там временем τ нужно подразумевать теперь не полное время разряда конденсатора, а тот момент, после которого действие тока уже не имеет значения.

Чтобы ввести в формулу (2) вместо этого неизвестного времени полное время разряда, напишем:

$$\int_0^{\infty} I^2(t) dt = \int_0^{\tau} I^2(t) dt + \int_{\tau}^{\infty} I^2(t) dt \quad (9)$$

Величину последнего интеграла можно оценить, приняв, что в конце разряда ток изменяется так же, как и при разряде конденсатора через постоянное сопротивление**.

$$\text{Тогда} \quad \int_{\tau}^{\infty} I^2(t) dt = I_0^2 \int_{\tau}^{\infty} e^{-\frac{2t}{RC}} dt = \frac{RC}{2} I^2(\tau), \quad (10)$$

где R некоторое среднее значение сопротивления всей цепи, а C — емкость конденсатора.

По условию (8) для момента плавления τ имеем:

$$I^2(\tau) = S^2 \frac{K}{\rho_0(1+\alpha T_m)} \nabla^2 T(\tau) \quad (8^*)$$

Подставив (8*) в (10), получим

$$\int_{\tau}^{\infty} I^2(t) dt = \frac{RCKS^2}{2\rho_0(1+\alpha T_m)} \nabla^2 T(\tau) \quad (11)$$

Для определения $\nabla^2 T(\tau)$ можно воспользоваться уравнением (1), т. к. для $t \leq \tau$ теплопроводность нами не учитывается. Из (1), положив $T_1=0$, находим

$$\left. \begin{aligned} T(t) &= \frac{e^{-\frac{\alpha \rho_0}{C_p S^2 d} \int_0^t I^2(t) dt} - 1}{\alpha} ; \quad \nabla T(t) = \frac{\rho_0(1+\alpha T)}{C_p d} \int_0^t I^2(t) dt \nabla \frac{1}{S^2} \\ \nabla^2 T(t) &= \frac{\rho_0(1+\alpha T)}{C_p d} \left[\nabla^2 \frac{1}{S^2} + \frac{\alpha \rho_0}{C_p d} \left(\nabla \frac{1}{S^2} \right)^2 \int_0^t I^2(t) dt \right] \int_0^t I^2(t) dt \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

* В дальнейшем полное время разряда будем обозначать символом ∞ .

** При такой оценке ошибка будет не очень велика, т. к. постоянное паразитное сопротивление подводки и конденсаторов составляет значительную часть полного сопротивления контура (2) во время разряда.

Чтобы найти $\nabla \frac{1}{S^2}$ и $\nabla^2 \frac{1}{S^2}$, допустим, что S является поверхностью полусферы радиуса r , т. е.

$$S = 2\pi r^2. \quad (13)$$

В этом случае

$$\left. \begin{aligned} \left(\nabla \frac{1}{S^2}\right)^2 &= \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{S^2}\right)\right]^2 = \frac{4}{S^4} \left(\frac{\partial S}{\partial r}\right)^2; \\ \nabla^2 \frac{1}{S^2} &= \frac{\partial^2}{\partial r^2} \left(\frac{1}{S^2}\right) + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{S^2}\right) = \frac{6}{S^4} \left(\frac{\partial S}{\partial r}\right)^2 - \frac{2\partial^2 S}{S^3 \partial r^2} - \frac{4}{rS^2} \frac{\partial S}{\partial r} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Воспользовавшись (13), найдем

$$\left(\nabla \frac{1}{S^2}\right)^2 = \frac{32\pi}{S^4} \quad \text{и} \quad \nabla^2 \frac{1}{S^2} = \frac{24\pi}{S^3}. \quad (15)$$

Подставив (15) в (12) для $t = \tau$, а затем (12) в (11), получим

$$\int_0^\infty I^2(t) dt = \frac{4\pi RCK}{C_p d} \left(\frac{3}{S} + \frac{4\alpha\rho_0}{S^3 C_p d} \int_0^\tau P(t) dt \right) \int_0^\tau I^2(t) dt. \quad (16)$$

Приняв во внимание, что для интегралов, стоящих в правой части (16), справедлива формула (1), и подставив (16) в (9), находим:

$$AS^2 + \frac{4\pi RCK}{C_p d} \left(3 + 4 \frac{\alpha\rho_0}{C_p d} A \right) AS - \int_0^\infty I^2(t) dt = 0 \quad (17)$$

Введем обозначение:

$$\frac{2\pi K}{C_p d} \left(3 + 4 \frac{\alpha\rho_0}{C_p d} A \right) \sqrt{A} = m \quad (18)$$

и заметим, что эта величина зависит только от свойства материала электрода.

Итак,

$$S = \frac{-mRC\sqrt{A} + \sqrt{m^2 R^2 C^2 A + A \int_0^\infty I^2(t) dt}}{A} \quad (19)$$

Из (19) видно, что теплопроводность (K) не будет сказываться на величине S в том случае, когда

$$\left(\int_0^\infty I^2(t) dt \right)^{1/2} \gg mRC. \quad (20)$$

При этом (19) переходит в формулу (2).

Условие (20), определяющее выгодный режим работы схемы 2, можно преобразовать, приняв, что ток падает по показательному закону.

$$\text{Тогда} \quad \int_0^{\infty} I^2(t) dt = I_0^2 \int_0^{\infty} e^{-\frac{2t}{RC}} dt = \frac{RC I_0^2}{2} = \frac{C\varphi^2 R}{2R_0^2}.$$

Здесь R_0 — начальное сопротивление контура 2, а φ — начальное напряжение на конденсаторе.

Подставив это выражение в (20) и считая $R_0 \approx R$, получим:

$$\frac{\varphi}{m \sqrt{2CR^3}} \gg 1. \quad (20^*)$$

Такой характер зависимости понятен из самых простых соображений. Действительно, теплопроводность сильнее сказывается при слабых токах. Поэтому выгодно работать с такими схемами, в которых разряд конденсатора с данной энергией осуществляется сильным током, т. е. при больших φ и малых R и C .

В противоположность этому Б. Р. и Н. И. Лазаренко считают, что уменьшение эффекта при замедлении процесса разряда происходит не из-за теплопроводности, а потому, что затянувшийся разряд переходит из искровой в дуговую форму. Поэтому разрушение анода (изделия) прекращается и начинается разрушение катода (инструмента). Заметим, что в случае повторяющихся разрядов конденсатора увеличение теплопроводности электродов понизит начальную температуру T_1 , что тоже приведет к уменьшению их разрушения.

6. Подводя итоги полученным результатам, рассмотрим получившуюся из принятых исходных положений зависимость эффекта от различных факторов и укажем единицы, для которых составлены наши формулы.

Выразив в (7) (как в 20) интеграл D через начальную энергию конденсатора $E = \frac{C\varphi^2}{2}$, перепишем выражение для объема W в виде

$$W = g \left(\frac{E}{R(A+B)} \right)^{\frac{3}{4}} \quad (7^*)$$

а) Зависимость эрозии от материала электрода

Объем $W(\text{см}^3)$ растет с ростом удельного сопротивления электрода ρ (ом. см) и отношения его удельных сопротивлений $\frac{\rho_c}{\rho_a}$ в точке плавления. W падает с ростом температуры плавления элект-

трода T_m ($^{\circ}\text{C}$), его удельной теплоемкости C_p $\left(\frac{\text{джоуль}}{\text{грамм-градус}}\right)$, теплоты плавления λ $\left(\frac{\text{джоуль}}{\text{грамм}}\right)$ и плотности d $\left(\frac{\text{грамм}}{\text{см}^3}\right)$.

Роль этих характеристик материала видна из формул (7*), (3), (4) и (7).

Перечисленные формулы получены при условии, что потерями на теплопроводность можно пренебречь. Кроме того, мы считали распределение тока в электроде неизменным, в результате чего для жидкой среды вычисленный объем W должен получиться меньше истинного. Для газовой среды наши формулы вообще не применимы.

б) Влияние среды, заполняющей промежуток между электродами

Для наибольшего эрозионного эффекта среда должна быть такой, чтобы канал разряда в ней имел возможно меньшее сечение и чтобы он не мог заметно перемещаться за время опыта.

Одинаковое качественно и несколько различное количественно разрушение катода и анода может быть объяснено тем, что канал разряда имеет различное сечение $S_0(t)$ у анода и катода. Поэтому форма поверхности S_0 у анода и катода также несколько различна, т. е. различны и величины g в формуле (7*).

в) Зависимость от электрических данных разрядного контура

Объем W возрастает при увеличении начального напряжения φ (вольт) и емкости C (фарад) конденсатора и падает при увеличении сопротивления контура $R(\text{ом})$.

При условии, что потери на теплопроводность малы, характер этой зависимости виден из формулы (7*), где $E = \frac{C\varphi^2}{2}$ — начальная энергия конденсатора, причем величина g несколько возрастает с ростом E и падает с ростом R .

г) Условие эффективной работы эрозионной схемы 2

Потери на теплопроводность малы, если

$$\frac{\varphi}{m\sqrt{2R^3C}} \gg 1 \quad (20^*)$$

Это условие означает, что конденсатор должен разряжаться достаточно сильным током. Здесь величина m (см. формулу 18)

определяется свойствами материала электрода, K —коэффициент теплопроводности $\left(\frac{\text{ватт}}{\text{см-градус}}\right)$.

Как видно из (20*), относительные потери на теплопроводность падают при возрастании φ и растут с возрастанием C и, в особенности, R .

д) Эмпирическая формула (для выгодного режима)

Поскольку W зависит от параметров контура и материала электродов только через $S_e = \sqrt{\frac{E}{R(A+B)}}$, естественно попытаться представить (7*) в виде

$$W = f\left(\frac{\rho_e}{\rho_s}\right) \left(\frac{E}{R(A+B)}\right)^b, \quad (21)$$

включив неизвестную зависимость g от S_e в показатель b , который можно определить экспериментально.

Заметим еще, что приближенные формулы (6), (7*), (21) останутся без изменения для любого вида разрядного тока (если, конечно, можно не учитывать потери на излучение), т. к. для среднего значения полного сопротивления контура R всегда имеем:

$$D = \int_0^{\infty} I^2(t) dt = \frac{1}{R} \int_0^{\infty} I^2(t) R(t) dt = \frac{E}{R}.$$

Однако вид условия применимости перечисленных формул изменится. В частности, если конденсатор разряжается колебательно, причем период колебаний много меньше продолжительности разряда,

$$\text{то} \quad I = I_0 e^{-\frac{Rt}{2L}} \sin \frac{t}{\sqrt{CL}},$$

где L —коэффициент самоиндукции (в генри).

В этом случае вместо соотношений (10), (20) и $I_0 = \frac{\varphi}{R}$ получим соответственно:

$$\int_0^{\infty} I^2(t) dt = \frac{L}{R} I^2(\tau), \quad \sqrt{D} = I_0 \sqrt{\frac{L}{2R}} \gg \frac{2mL}{R} \text{ и } I_0 = \varphi \sqrt{\frac{C}{L}}.$$

Поэтому условие (20*) примет вид:

$$\frac{\varphi}{2mL} \sqrt{\frac{RC}{2}} \gg 1.$$

7. Сопоставим полученные результаты с экспериментальными данными, считая разряд конденсатора аperiodическим.

Пример 1. Проверим условие выгодного режима (20*). Для этого найдем то значение сопротивления контура, при котором в заданных условиях опыта разрушение электрода должно быть эффективным.

По (18) находим для меди $m \approx 2 \cdot 10^6$ и для никеля $m \approx 1,5 \cdot 10^6$. Если $c = 100$ мф и $\varphi = 200$ вольт, то из (20*) получим, что теплопроводность не должна практически уменьшать объем W , пока $R \ll 0,04 \Omega$ в случае меди и $R \ll 0,2 \Omega$ в случае никеля.

По измерениям Лазаренко при этих значениях C и φ для меди введение в разрядный контур дополнительного сопротивления $\Delta R = 0,25 \Omega$ уменьшает объем W примерно в 2 раза, а $\Delta R = 0,02$ уменьшает W всего на 5–10%*. Отсюда видно, что значения R , отвечающие установленным практикой выгодным режимам для схемы 2, действительно не превосходят сотых долей ома.

Пример 2. Как показывает пример 1, при $\varphi = 200$ вольт и $C = 100$ мф формула (6) применима для меди при $R \ll 0,04 \Omega$ для никеля при $R \ll 0,2 \Omega$. В таблице 1 приведены количества плавящегося при разряде вещества $[Vd]$ в граммах, полученные по формуле (6) (при $a = \frac{1}{3\sqrt{2\pi}}$ и $D = \frac{C\varphi^2}{2R}$), а также величины Wd , экспериментально найденные Лазаренко при тех же C и φ .

Таблица 1

$R \Omega$	Cu	Ni	
0,001	$6 \cdot 10^{-5}$	$14 \cdot 10^{-5}$	Vd <i>gr</i> вычислено по (6)
0,01	$1 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$	Wd <i>gr</i> измерено (Лазаренко)
—	$5,0 \cdot 10^{-5}$	$4,9 \cdot 10^{-5}$	

В опытах Лазаренко величина сопротивления R не указана, однако она, вероятно, не превосходит $10^{-2} - 10^{-3} \Omega$, т. к. в схеме имеются только паразитные сопротивления. Из таблицы 1 видно, что вычисленная величина плавящегося объема V оказывается того же порядка, как измеренная величина выброшенного $W = bV$.

Пример 3. Результаты измерений Лазаренко, использованные выше для оценки порядка величины W , не годятся для определения зависимости W от свойств материала электродов, потому что в этих опытах не учитывается изменение $I(t)$ при переходе от одного материала к другому.

Для проверки этой зависимости воспользуемся результатами опытов инженера А. А. Пик-Пичака (институт, где директором проф. Иосифьян).

* Б. Р. Лазаренко и Н. И. Лазаренко—Физика электроискрового способа обработки металлов, стр. 63. Результаты измерений Лазаренко, на которые мы ссылаемся ниже, взяты из этой же книги.

Опыты Пик-Пичака были сделаны на переменном токе, причем один электрод был из одного материала, а другой из другого. Таким образом в электродах, состоящих из различных материалов, протекал один и тот же ток $I(t)$.

Эрозия велась „бесконтактным способом“, т. е. электроды непрерывно сближались по мере их разрушения. Число разрядов точно не регистрировалось.

Рассмотрим сначала формулу (21), которую мы назвали эмпирической, т. к. имели в виду определить „б“ по экспериментальным данным.

В таблице 2 выписаны отношения объемов, отделяющихся от электродов, состоящих из различных материалов, по данным Пик-Пичака, и соответствующие величины, найденные по формуле (21) при $b=1$. Проверим отдельно зависимость W от $A+B$ и от $\frac{\rho_c}{\rho_s}$. Верхняя часть таблицы 2 относится к нормальным металлам, для каждого из которых $\frac{\rho_c}{\rho_s} \approx 2$. Поэтому для этой части таблицы

$$\frac{f_1}{f^2} = \frac{f(2)}{f(2)} = 1$$

Сравнивая третью графу этой части таблицы со второй, замечаем, что при $b=1$ формула (21) качественно верно описывает зависимость W от свойств материала электродов (от $A+B$). Особенно близкое совпадение получается для величин, поставленных в скобках, при вычислении которых A было взято по экспериментальным данным Liemp-t-a и Vriend-a (см. табл. 3).

В нижней части таблицы 2 приведены данные для W_1 , для которого $\frac{\rho_c}{\rho_s} = 0,43$. Согласно сказанному в п. 4 в этом случае следует ожидать меньших значений g , b и f по сравнению с нормальными металлами. В частности, $\frac{f_{W_1}}{f_{en}} = \frac{f(0,43)}{f(2,1)}$ должно быть меньше единицы, что подтверждается данными графы 2.

Если наши представления о механизме явления верны, то, сравнивая верхнюю и нижнюю части этой таблицы, мы можем заключить, что часть расплавленного объема, отрывающаяся от электрода, очень сильно уменьшается при уменьшении отношения $\frac{\rho_c}{\rho_s}$, а именно

$$\frac{f(2,1)}{f(0,43)} \approx 10-15.$$

В таблице 3 выписаны величины $\frac{\rho_c}{\rho_s}$ для чистых металлов, а

также значения А и В, приближенно вычисленные по формулам (3) и (4) для средних значений α и C_p . В последней графе даны значения величины А, экспериментально найденные Liempt-ом и Vriend-ом*.

Таблица 2

Металл 1 Металл 2	$\frac{W_1}{W_2}$ Измере- но (Пик- Пиках)	$\frac{W_1 I_2}{W_2 I_1} = \frac{A_2 + B_2}{A_1 + B_1}$
Ni Cu	5	31 (4,1)
Zn Cu	12	6,5 (11,7)
Sn Cu	36	24 —
Bi Cu	24	260 —
Bi Sn	0,7	11 —

А и В подсчитаны по (3) и (4). Для скобок А по Liempt'у и Vriend'у, В по (4).

Таблица 3

Металл	$\frac{\rho_e}{\rho_s}$	$B \cdot 10^{-6}$ по (4)	$A \cdot 10^{-6}$ по (3)	$A \cdot 10^{-6}$ по L и V
Cu х.ч.	2,07	160	830	1000
Ni х.ч.	1,9	50	280	234
Sn х.ч.	2,1	20	22	—
Zn х.ч.	2,09	50	100	46
Zn+1,8% Pb	—	—	—	53
Zn технич(?)	—	—	—	200
Bi х.ч.	0,43	2	1,7	—

Пример 4. По измерениям Лазаренко при работе схемы 2 в выгодном режиме объем W линейно растет с ростом емкости конденсатора, т. е. с ростом его начальной энергии. Формула (21) в этом случае применима и, чтобы получить согласие с опытом, в ней следует положить $b=1$. Таким образом, по зависимости эффекта как от начальной энергии конденсатора, так и от свойств материала электродов, мы находим одно и то же значение $b=1$.

Рассмотрим теперь, как согласуются с опытом формулы (7) и (7*), которые не содержат постоянных, определяемых из опыта. Эти формулы не могут быть точными в количественном отношении, т. к. мы стремились выделить только наиболее характерные для теплового действия тока черты явления и не учитывали ряда важных деталей. В частности, не зная деталей процесса в искровом промежутке, мы не могли количественно найти распределение тока в электродах; не имея четких представлений о механизме выброса расплавленного материала, мы не могли определить величины $b = \frac{W}{V}$.

Эти стороны явления, о которых мы могли сделать только самые грубые качественные высказывания, отражены в функции g , тогда как основные зависимости, характерные для теплового действия тока, до начала выброса описываются вторым множителем в формуле (7*).

Сделанные нами предположения о виде функции g по сути де-

* См. своску на стр. 33.

ла сводились к тому, что g зависит от двух аргументов $\frac{\rho_c}{\rho_s}$ и $\frac{S_c}{S_0}$, причем зависимость от первого аргумента отражает как процесс нагревания и плавления материала, так и процесс его выброса. Однако, поскольку при работе в жидкой среде при выгодном режиме форма образующихся лунок в различных случаях оказывается почти одинаковой, мы считали, что зависимость g от $\frac{S_c}{S_0}$ не может сильно сказываться на величине W . Эти предположения очень важны для полученных результатов. Действительно, формулы (7) и (7*) имеют смысл только в том случае, если зависимость W от $\frac{D}{A+B} = S^2_c$ в основном определяется найденным нами в явном виде множителем $\left(\frac{D}{A+B}\right)^{3/4}$, тогда как неизвестная нам зависимость g от $\frac{D}{A+B}$ имеет для величины W только второстепенное значение. Сопоставив (7*) с опытными данными, мы можем выяснить—выполнено ли это требование в действительности.

Для этого используем качественно правильную при $b=1$ формулу (21). Так как правые части (7*) и (21) по определению равны друг другу:

$$g\left(\frac{\rho_c}{\rho_s}, \frac{S_c}{S_0}\right) \left(\frac{D}{A+B}\right)^{3/4} = f\left(\frac{\rho_c}{\rho_s}\right) \frac{D}{A+B},$$

то при данном виде второго множителя в (7*) на основании опыта (при $b=1$ формула (21) качественно верна) находим:

$$g\left(\frac{\rho_c}{\rho_s}, \frac{S_c}{S_0}\right) = f\left(\frac{\rho_c}{\rho_s}\right) \left(\frac{D}{A+B}\right)^{1/4}.$$

Следовательно, зависимость W от $\frac{D}{A+B}$ в основном определяется множителем $\left(\frac{D}{A+B}\right)^{3/4}$, вид которого непосредственно вытекает из принятых нами исходных положений. Множитель же g дает для этой зависимости качественно не особенно существенную поправку

$$\left(\frac{D}{A+B}\right)^{1/4}.$$

Таким образом, найденный нами характер зависимости W от свойств материала электродов и от вида разрядного тока подтверждает предположение, что в процессе нагревания и плавления материала электрода решающая роль принадлежит джоулеву теплу. Если бы энергия сообщалась разрушающимся участкам электродов другим путем, например, как полагают Б. Р. и Н. И. Лазаренко, путем бомбардировки поверхности электрода носителями электричества со стороны искрового промежутка, то величина объема W иначе зави-

