

УДК 621.45.038.7

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ФОРМИРОВАНИЯ
ЭЛЕКТРОИСКРОВЫХ ПОКРЫТИЙЕ. В. ОВЧИННИКОВ, В. В. МИХАЙЛОВ, А. Ч. СВИСТУН,
Д. А. ЛИННИК, А. Е. ОВЧИННИКОВГродненский государственный университет имени Янки Купалы
Гродно, Беларусь
Институт прикладной физики АН Молдовы
Кишинева, Молдова

Технологию электроискрового легирования с образованием защитных слоев предложили Б. Р. Лазаренко и Н. И. Лазаренко. Технология ЭИЛ относится к высокоэнергетическим импульсным процессам. Суть метода заключается в том, что в результате прохождения между электродами электрических импульсов определенных параметров происходит направленный выброс материала электродов. Такой процесс деструкции поверхностных слоев электродов при образовании между ними искрового разряда традиционно называют электрической эрозией. Согласно классическим представлениям и имеющимся в научной литературе данным установлено, что в ходе данного процесса преимущественно разрушается анод. Процесс электроискрового легирования происходит обычно в газовой среде, что приводит к тому, что при заданных условиях материал анода, находящийся обычно в виде паровой или жидкой фаз, наносится на катод. В результате взаимодействия наносимого материала с материалом катода и окружающей средой на катоде образуется слой с заданными физико-механическими свойствами. Обычно полученный защитный слой имеет сложный состав и может содержать не только материал анода, но и твердые растворы, химические соединения, наночастицы, нанофазы, различные сплавы и псевдосплавы.

Одной из основных проблем данной технологии является то, что при достижении какой-то критической толщины покрытия прекращается процесс увеличения ее, а при дальнейшем продолжении электроискровой обработки поверхности происходит съем поверхностных слоев ЭИЛ покрытия. В связи с этим разрабатываются теоретические, технологические, практические подходы для объяснения природы этого явления и решения на уровне технологии возможности обойти данный процесс. Одной из теорий, объясняющих ограничение по толщине электроискровых покрытий, является процесс взаимодействия газовой среды с элементами расплавленного металла. Проведенные исследования показали, что в инертной среде возможно несколько увеличить толщину слоя. Однако, как и в случае формирования электроискровых покрытий в воздушной среде, кривые зависимости увеличения массы катода не отличались по характеру от кривых привеса катодов в инертной среде. Согласно данным, полученным А. Д. Верхотуровым, исследовавшим влияние окружающей среды на происходящие физико-механические процессы при протекании процессов электроискрового легирования стальных субстратов переходными металлами в

азоте, аргоне, на воздухе, нефтяном масле, углекислом газе, причиной ограничения по толщине получаемых слоев является целый комплекс характеристик этих покрытий физико-химического и механического характера. Показано, что значительные внутренние напряжения, возникающие в покрытии при достижении некоторой определенной величины по толщине, могут привести к разрушению данного слоя. Решением данных проблем является использование методов формирования защитных покрытий с помощью порошковых материалов. Развитием теоретических подходов применимости электроискрового легирования порошковыми материалами стали различные вариации теории гидродинамической модели искрового разряда, что позволило получить выражение для радиуса и скорости ударной волны, радиуса и скорости искрового канала, причем в данном случае учитываются процессы ионизации, диссоциации газовой среды, в которой происходит искровой разряд. Полученные уравнения связывают пространственно-временные характеристики искрового канала с количеством энергии, выделяющейся в нем. Величины R , D , r , dr/dt определяются из следующих выражений:

$$R(t) = K \left[\int_0^t E^{\frac{1}{2}}(t) dt \right]^{1/2}; \quad (1)$$

$$D(t) = \frac{K}{2} E(t)^{1/2} \left[\int_0^t E(t)^{\frac{1}{2}} dt \right]^{-\frac{1}{2}}; \quad (2)$$

$$r(t) = L \left\{ E(t)^M \left[\int_0^t E(t)^{1/2} dt \right]^N \right\}; \quad (3)$$

$$\frac{dr(t)}{dt} = LE(t)^{M-1} \left[\int_0^t E(t)^{1/2} dt \right]^N \left\{ ME(t) + NE^{\frac{1}{2}}(t) \left[\int_0^t E(t)^{1/2} dt \right]^{-1} \right\}, \quad (4)$$

где $E(t)$ – общее количество энергии, выделившееся в единице длины канала к моменту времени t ; L , M , N – постоянные, относящиеся к уравнению состояния газа, которые могут быть вычислены для конкретного газа и давления.

В ряде работ было предложено рассмотреть влияние магнитных сил, возникающих при разряде, на развитие канала искры и установлено, что для характерных значений магнитного поля и плотности в канале в промежутке времени $t = 10^{-7} \dots 10^{-6}$ с можно пренебречь как магнитными силами, так и влиянием магнитного поля на кинетику электронов. В результате получена формула, достаточно простая для вычисления r :

$$r = 0,93 \rho_0^{-1/6} I^{1/3} t^{1/2}, \quad (5)$$

где r – радиус канала; I , кА; t , мкс.

За единицу плотности ρ_0 взята плотность воздуха при атмосферном давлении $1,29 \cdot 10^{-3}$ г/см³. В случае коротких разрядов $U_0/L \approx 10^{12}$ А/с; U_0 – напряжение пробоя; L – индуктивность контура. Скорость поступления энергии в канал искры ограничена не индуктивностью разрядной цепи, а собственным сопротивлением канала. Данный подход дает хорошее совпадение с экспериментальными данными только для первой четверти колебания тока. Это объясняется тем, что не вся энергия, которая выделяется в канале искры, расходуется на образование ударной волны и расширения канала.

Исследования проведены в рамках проекта Т22МЛДГ-004.