

УДК 621.791

Е.В.Земляков (асп., каф. СиЛТ), Г.А.Туричин, д.т.н., проф.

КИНЕТИКА ПЛАЗМЫ КОМБИНИРОВАННОГО РАЗРЯДА В ГАЗОВОЙ СМЕСИ ПРИ ЛАЗЕРНО-ДУГОВОЙ СВАРКЕ

При лазерно-дуговой сварке плазма оптического разряда, формирующая плазменный факел, оказывает значительное влияние на ход сварочного процесса. В отличие от лазерной сварки, в процессе которой формирование плазмы приводит лишь к поглощению и рефракции лазерного излучения при его прохождении через факел, при лазерно-дуговой сварке, плазменный факел является областью, определяющей взаимное влияние лазерного и дугового источников нагрева, наличием которого обычно объясняют повышение эффективности нагрева металла при совместном действии лазерного луча и электрической дуги. Структура и свойства плазменного факела в этом случае зависят не только от параметров лазерного излучения, состава и расхода защитного газа, но и от параметров электрической дуги.

Теоретическое описание как лазерно-индуцированной, так и дуговой плазмы обычно основывается на предположении о локальном термическом равновесии. В этом случае температура плазмы определяет ее степень ионизации, и соответственно, все связанные с ней параметры. Однако в условиях лазерной сварки, плазма оптического разряда не является равновесной, и описание плазмы гибридного лазерно-дугового разряда должно основываться на решении кинетического уравнения для энергетического спектра электронов с учетом химического состава и газовой динамики плазменного факела, которые, в свою очередь, зависят от плотности объемного тепловыделения, определяемой степенью ионизации плазмы.

Для определения макроскопических свойств плазмы комбинированного разряда необходимо решить кинетическое уравнение для энергетического спектра электронов, которое может быть записано в следующем виде:

$$\frac{\partial n(\varepsilon)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[A \varepsilon^{3/2} \frac{\partial n(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \frac{1}{\varepsilon^{1/2}} + 2 \cdot m \cdot \varepsilon \cdot n(\varepsilon) \cdot \sum_{j=1}^4 \frac{\nu_{ij}}{M_j} \right], \text{ где } A = \frac{e^2}{3 \cdot m} \left(\frac{2 \cdot E_d^2}{\sum_{j=1}^4 \nu_{ij}} + \frac{E_l^2 \cdot \sum_{j=1}^4 \nu_{ij}}{\left(\left(\sum_{j=1}^4 \nu_{ij} \right)^2 + \varpi^2 \right)} \right),$$

E_d – напряженность электрического поля дуги; $E_l = \left(\frac{8 \cdot \pi}{c} \cdot I \right)^{1/2}$ – напряженность лазерного поля; I – интенсивность лазерного излучения; $\nu_{ij} = v_e \cdot \sigma_{ij} \cdot N_j$ – транспортная частота столкновений электронов с частицами j -ого ($j=1$ – гелий, $j=2$ – железо) сорта; v_e – скорость электронов; σ_{ij} – транспортное сечение рассеяния электронов на частицах j -ого сорта; M_j – масса частиц (атомов, ионов) j -ого сорта; N_j – концентрация частиц j -ого сорта.

Граничные условия к кинетическому уравнению определяются условием квазистационарности (сохранением количества заряженных частиц) и ограниченностью

спектра «на бесконечности»: 1. $-\frac{A}{2} n \Big|_{\varepsilon=0} = 2 \left(A \varepsilon \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} - \frac{A}{2} n + \frac{2m}{M} \sum_{j=1}^4 \nu_{ij} \varepsilon n \right) \Big|_{\varepsilon=J}$ 2. $n(\varepsilon) \Big|_{\varepsilon=J+0} \rightarrow 0$

Решение кинетического уравнения позволяет определить нормированный на единицу энергетический спектр электронов: $n(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \langle \varepsilon \rangle^{-3/2} \varepsilon^{1/2} \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\langle \varepsilon \rangle}\right)$,

где $\langle \varepsilon \rangle = \frac{3}{2} k_b T + \left(\frac{2 \cdot m}{A} \cdot \sum_{j=1}^4 \frac{v_e \cdot \sigma_{trj} \cdot N_j}{M_j} \right)^{-1}$, то есть средняя энергия электронов складывается из средней энергии тяжелых частиц и дополнительной энергии, связанной с нагревом электронов лазерным полем и полем дуги по обратно-тормозному механизму.

Из уравнения ионного баланса $\frac{dN_{Fe^+}}{dt} = \sigma_{trFe} \cdot v(\varepsilon = J_{Fe}) \cdot N_{Fe^0} \cdot n(\varepsilon \geq J_{Fe}) - \alpha_{Fe^+} \cdot N_{Fe^+} \cdot N_e$, где σ_{trFe} – транспортное сечение рассеяния электронов на нейтральных атомах железа; $v(\varepsilon = J_{Fe})$ – скорость электронов, соответствующая кинетической энергии ε , равной потенциалу ионизации железа J_{Fe} ; $n(\varepsilon \geq J_{Fe}) = \int_{J_{Fe}}^{\infty} (N_{Fe^+} + N_{He^+}) \cdot n(\varepsilon) \cdot d\varepsilon$ – концентрация электронов,

способных ионизовать атом железа (с энергией $\varepsilon \geq J_{Fe}$); α_{Fe^+} – коэффициент рекомбинации ионов железа; можно найти концентрацию ионов железа:

$N_{Fe^+} = \frac{\sigma_{trFe} \cdot v(\varepsilon = J_{Fe}) \cdot n(\varepsilon \geq J_{Fe}) \cdot N_{Fe^0}}{\alpha_{Fe^+} \cdot N_e + \sigma_{trFe} \cdot v(\varepsilon = J_{Fe}) \cdot n(\varepsilon \geq J_{Fe})}$ и, аналогичным образом, концентрацию ионов

гелия. Учет электронейтральности плазмы позволяет определить концентрацию свободных электронов $N_e = N_{Fe^+} + N_{He^+}$. После ряда преобразований, полагая, что ионизованы, в

основном, атомы железа, получаем: $N_e = \frac{2C\rho}{\sqrt{\pi}M_{Fe}} \cdot \frac{v_{\infty}}{N_{\infty}\alpha_{Fe}} \cdot \frac{J_{Fe}}{\langle \varepsilon \rangle} \exp\left(-\frac{J_{Fe}}{\langle \varepsilon \rangle}\right)$, где C –

концентрация паров железа, ρ – плотность паров железа (пространственные распределения C и ρ определяются из решения газодинамической задачи о истечении горячих паров металла в холодный окружающий газ). Выражение для общего числа свободных электронов позволяет вычислить степень ионизации плазмы, ее электропроводность $\sigma = \frac{e^2}{m \cdot v_t} \cdot N_e$ и

коэффициент поглощения лазерного излучения $\mu = \frac{4 \cdot \pi \cdot N_e \cdot e^2}{m \cdot c} \frac{v_t}{\omega^2 + v_t^2}$, а также их

зависимость от технологических параметров сварочного лазерно-дугового процесса.

Совместное решение уравнений кинетики плазмы комбинированного разряда и газовой динамики плазменного факела позволило получить аналитическую самосогласованную математическую модель лазерно-дуговой плазмы, с помощью которой можно определить основные характеристики плазменного факела и его влияния на распределение теплового источника на поверхности изделия при гибридной лазерно-дуговой сварке.

Предсказывая формирование узкого проводящего канала у поверхности образца, полученные результаты позволяют объяснить и описать количественно повышение концентрации энергетического вклада дуги, которое наблюдается экспериментально при гибридном лазерно-дуговом воздействии на материалы.