



ТЕХНОЛОГИЧЕСКАЯ МЕХАНИКА

УДК 621.793

П.А. ВИТЯЗЬ, академик НАН Беларуси, М.А. БЕЛОЦЕРКОВСКИЙ, канд. техн. наук
Объединенный институт машиностроения НАН Беларуси, г. Минск

П.Г. СУХОЦКИЙ

Белорусский национальный технический университет, г. Минск

МЕХАНИЗМ ДИСПЕРГИРОВАНИЯ ПРОВОЛОКИ В ПРОЦЕССЕ АКТИВИРОВАННОГО ГАЗОПЛАМЕННОГО НАПЫЛЕНИЯ

Выполнен теоретический анализ процесса взаимодействия распыляющего газа с расплавленным участком проволоки при газопламенном напылении. Предложена упрощенная методика решения для описания уменьшения диаметра расплава на конце распыляемой проволоки путем разбивки исходного цилиндра (расплава проволоки) на элементарные объемы и установки соответствующих связей на их границах. Рассмотрен механизм отрыва капли расплавленного металла от распыляемой проволоки при наложении ультразвуковых колебаний. Показано, что с увеличением интенсивности ультразвука повышается эффективность диспергирования капель распыляемой проволоки.

Ключевые слова: газопламенное напыление проволоки, диспергирование, теоретический анализ, отрыв капли, ультразвуковая активация

Состояние вопроса. Цель исследований. Одними из наиболее эффективных методов восстановления, упрочнения и защиты быстроизнашивающихся деталей машин и элементов конструкций зарекомендовали себя технологии, основанные на формировании покрытий распылением проволоочных материалов [1]. При газопламенном напылении (ГПН) источником тепловой энергии является газовое пламя, образующееся в результате горения смеси «кислород — горючий газ» (ацетилен, пропан-бутан, природный газ и др.). Напыляемый материал в виде проволоки подается в высокотемпературную зону пламени (рисунок

1), нагревается в факеле до плавления, распыляется спутным потоком воздуха и переносится на поверхность детали, формируя покрытие.

Анализ отечественной и зарубежной литературы, посвященной процессу ГПН проволоочных материалов, показал, что основная изложенная информация содержит описание разработанного оборудования для напыления, выбор материалов покрытий, подготовку поверхности перед ГПН. Практически отсутствуют работы, посвященные моделированию процесса распыления, позволяющие расчетным путем определить возможности его активирования. Целью исследования, результаты которых приведены в данной статье, явилось аналитическое описание механизма диспергирования проволоки, включающего процесс утончения и отрыва расплавленного объема в виде капель, а также оценка влияния воздействия ультразвуковых колебаний, генерируемых в распыляющем воздухе, на размер капель.

Математическая модель процесса движения расплава. Принимаем, что в начальный момент расплавленная проволока представляет собой цилиндр с диаметром D_0 и образующей длиной L_0 . Одно основание цилиндра граничит с твердой частью проволоки. Остальная поверхность цилинд-

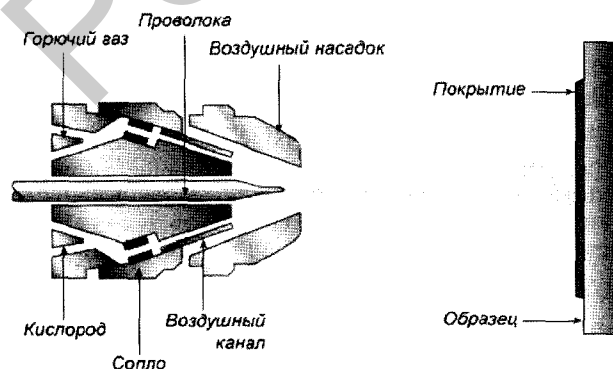


Рисунок 1 — Схема процесса газопламенного нанесения покрытий распылением проволоки

ра обдувается горячим газом под углом α со скоростью v_g . На рисунке 2 показан начальный момент воздействия газового потока на выделенный элемент расплава проволоки.

При построении модели движения расплава силой тяжести можно пренебречь, что позволяет рассмотреть задачу в цилиндрической системе координат (рисунок 3). Начальная область расчета в выбранной цилиндрической системе координат — прямоугольник со сторонами R_0 и L_0 .

Общие закономерности поведения сложных жидкостей в различных гидродинамических ситуациях связаны с интенсивной деформацией жидкой среды. Поскольку расплавленная частица представляет сплошную среду, то уравнения ее движения получают из законов движения сплошных сред [2—5].

Для вывода уравнений движения жидкого расплава рассмотрим малый контрольный объем произвольной формы. Для жидкости, протекающей через этот объем, выполняются законы сохранения массы и энергии, а скорость изменения трех компонент импульса равна соответствующим компонентам приложенных сил [2]. Согласно первому закону, с которым связано уравнение неразрывности, для произвольного неподвижного объема V скорость изменения массы внутри него равна потоку массы через поверхность S , ограничивающую объем V (рисунок 4).

Математическое описание схемы на рисунке 4 имеет вид

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV = - \int_S \rho \vec{v} \cdot \vec{n} dS, \quad (1)$$

где \vec{n} — единичный вектор внешней нормали.

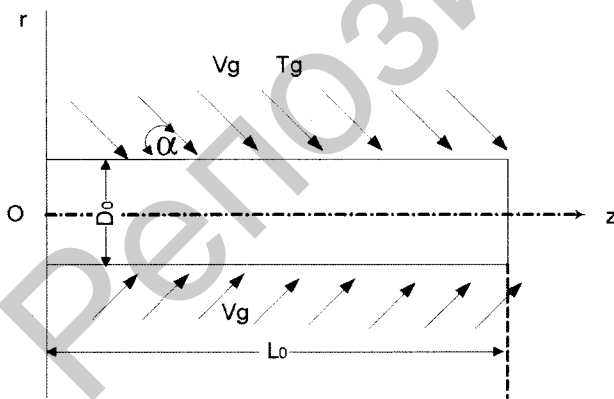


Рисунок 2 — Схема воздействия газового потока на фрагмент проволоки

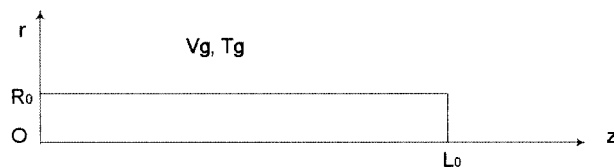


Рисунок 3 — Решение задачи в цилиндрической системе координат (начальный момент)

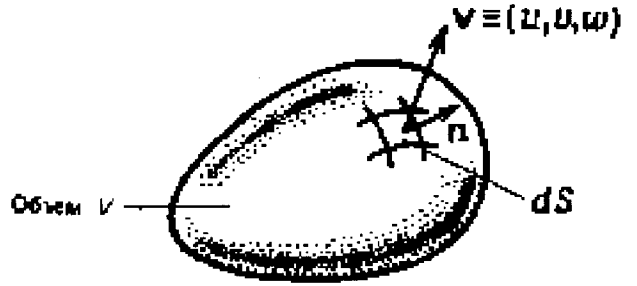


Рисунок 4 — К выводу уравнения неразрывности

По теореме Гаусса поверхностный интеграл заменим на объемный. Устремляя объем к нулю, получим уравнение неразрывности в дифференциальной форме

$$\frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0. \quad (2)$$

Таким образом, уравнения (1) и (2) — две формы записи закона сохранения массы. Здесь $\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \rho}{\partial z}$ — полная производная по времени от плотности.

Поскольку жидкость несжимаемая, то плотность постоянна, и закон сохранения массы (1) или (2) принимает следующий вид

$$\oint_S \vec{v} \cdot \vec{n} dS = 0 \quad (3)$$

или

$$\nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0. \quad (4)$$

При построении численного метода используют одну из форм записи закона сохранения массы: интегральную (3) или дифференциальную (4).

При сохранении импульса уравнение движения элемента жидкости в рассматриваемом неподвижном объеме получим из второго закона Ньютона, который может быть записан с учетом источника [2] и рисунка 5:

$$\frac{d}{dt} \int_{V_{CS}} \rho \vec{v} dV_{CS} = \sum \vec{F}, \quad (5)$$

где V_{CS} — рассматриваемый неподвижный объем.

Для неподвижного объема V_{CS} , в котором возможно течение через границы, имеется сле-

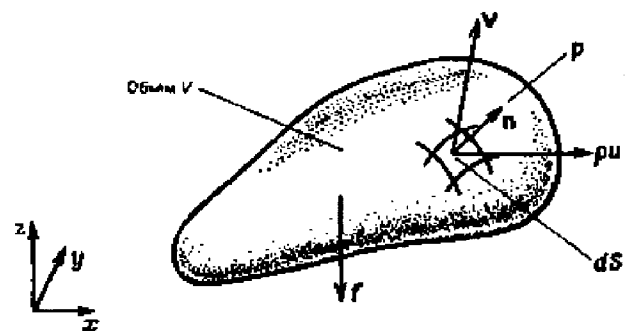


Рисунок 5 — К выводу уравнения количества движения

дующая связь с замкнутой системой (элементом жидкости):

$$\frac{d}{dt} \int_{V_{CS}} \rho \bar{v} dV_{CS} = \int_V \frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{v}) dV + \int_S \rho \bar{v} (\bar{v} \cdot \bar{n}) dS, \quad (6)$$

где $\rho \bar{v}$ — количество движения; $d\bar{v}/dt = \partial\bar{v}/\partial t + \bar{v}\nabla\bar{v}$ — проекция вектора скорости на нормаль к поверхности контрольного объема.

По теореме Гаусса [2] уравнение (6) преобразуем к виду:

$$\frac{d}{dt} \int_{V_{CS}} \rho \bar{v} dV_{CS} = \int_V \rho \frac{d\bar{v}}{dt} dV, \quad (7)$$

где $d\bar{v}/dt = \partial\bar{v}/\partial t + \bar{v}\nabla\bar{v}$. Величина $d\bar{v}/dt$ есть полная производная по времени от скорости \bar{v} , т.е. ускорение.

Сумма в правой части (5) состоит из сил, действующих на поверхность контрольного объема, и сил, действующих на каждый его элемент (объемные или массовые). Природа поверхностных сил зависит свойств жидкости, т.е. от реологии материала. Если жидкость вязкая, то поверхностные силы заменяются тензором напряжений, который может приводить к возникновению напряжений в любом направлении. Тензор состоит из давления (среднее от нормальных напряжений с обратным знаком) и вязких напряжений $\Pi = -p\mathbf{I} + \sigma$. Тогда имеем:

$$\rho \frac{d\bar{v}}{dt} = -\frac{\partial \Pi_{ik}}{\partial x_k}, \quad (8)$$

где $\Pi_{ik} = P\delta_{ik} + \rho v_i v_k - \sigma_{ik}$ обозначает тензор плотности потока импульса [5]; $\sigma = (\sigma_{ik})$ — вязкий тензор напряжений, полная производная по времени $\frac{d\bar{v}}{dt} = \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + (\bar{v}\nabla)\bar{v}$ (включает изменение скорости по времени в неподвижной точке пространства и изменение скорости, связанное с движением жидкости).

С учетом вышеизложенного необходимо отметить следующее. С течением времени под действием сил со стороны газа происходит медленное растяжение струи расплава, что объясняется развитием упругих напряжений в растягивающейся шейке. По мере растяжения сила упругости растет, достигая некоторого максимума, результатом чего является интенсивное торможение, после чего скорость расплава практически не изменяется, что свидетельствует о последующей релаксации в нем упругих напряжений. Релаксация связана с непрерывным уменьшением скорости деформации растяжения в шейке, изменяющейся как $E_1 \approx z^{-1} dz/dt$ (z — длина шейки).

Таким образом, в решаемой задаче имеет место релаксационный (упруговязкий) механизм поведения расплава. Поэтому в качестве определяющего

реологического соотношения для расплава выберем модель упруговязкой среды. Будем полагать, что расплавленный материал может быть описан вязкой несжимаемой жидкостью, имеющей постоянные плотность $\rho = \rho_p$, динамическую вязкость η , поверхностное натяжение γ , и действием силы тяжести пренебрегаем. Считаем также, что течение расплава ламинарно.

Если жидкость несжимаемая и ньютоновская, то компоненты вязкого тензора напряжений можно представить в виде:

$$\sigma_{ik} = \eta \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right), \quad (9)$$

где η — динамическая вязкость жидкости, а v_i, v_k — компоненты скорости.

С учетом вида полной производной по времени уравнение (5) преобразуется:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{v}) + \nabla \cdot \rho \bar{v} \bar{v} = \rho \bar{f} + \nabla \cdot \Pi. \quad (10)$$

Первый член этого уравнения дает отнесенное к единичному объему изменение количества движения в контрольном объеме за единицу времени. Второй — отнесенное к единичному объему изменение количества движения в контрольном объеме за счет конвекции в единицу времени. Следует отметить, что $\rho \bar{v} \bar{v}$ — тензор, поэтому $\nabla \cdot \rho \bar{v} \bar{v}$ не есть просто дивергенция.

Таким образом, закон сохранения количества движения может быть записан в интегральной и дифференциальной формах:

$$\int_V \frac{\partial (\rho \bar{v})}{dt} dV + \oint_S \rho \bar{v} \cdot \bar{v} \bar{n} dS = - \oint_S \rho \mathbf{I} \bar{n} dS + \oint_S \sigma \bar{n} dS + \int_V \bar{f} dV; \quad (11)$$

$$\frac{\partial (\rho \bar{v})}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \bar{v} \bar{v} = -\nabla p + \nabla \cdot \sigma + \bar{f}, \quad (12)$$

где компоненты тензора напряжений σ имеют вид (9).

Для анализа течений жидкостей как правило группируют основные параметры (длина жидких тел, скорость набегающего потока и т.п.) в ряд безразмерных величин. Потоки течений будут динамически подобными, если их безразмерные параметры будут равны. Для получения безразмерных параметров проводят «обезразмеривание» уравнений (в том числе граничных), определяющих течение жидкости [6].

Дальнейший расчет включал приведение задачи к безразмерному виду с соответствующими переменными и последующее решение системы дифференциальных уравнений на декартовых сетках.

Анализ динамики формирования капли жидкого металла. Поскольку алгоритм решения в полной постановке достаточно трудоемок, был

предложен упрощенный вариант решения для описания уменьшения диаметра (утончения) жидких цилиндров (расплавов на конце расплавленной проволоки).

На рисунке 6 показана схема исходной области с расплавом в начальный момент и в последующий, когда под действием сил она продвигается вдоль оси z . Поскольку жидкость несжимаема, то ее объем должен сохраниться. При этом продвижение вызывает вытягивание элементарных объемов жидких цилиндров.

С учетом схемы на рисунке 6 и скорости границ цилиндра можно в каждый момент времени судить о его длине. Задача упрощается при разбивке исходного цилиндра на элементарные объемы вдоль оси z (цилиндры с равными радиусами) и установке соответствующих связей на их границах. Таким образом, можно рассмотреть одномерную задачу вдоль линии движения z .

В соответствии с рисунком 6 жидкий цилиндр утончается и трансформируется в нить. Диаметр капли может существенно возрасти в сравнении с диаметром нити. Возникнет перепад давлений между нитью и краевой каплей $\Delta p = 2\gamma/r - 2\gamma/R$ (R — радиус краевой капли).

Капиллярное давление «выжимает» жидкость из нити в краевую каплю [7]. Уравнение движения отдельного элементарного цилиндра построим с учетом интегральных уравнений баланса.

Разобьем область расплава проволоки на $(N - 1)$ равных цилиндров ω_j с высотой $l_j = z_j - z_{j-1}$ и радиусом основания r_j .

Объединенные элементарные объемы формируют всю область расчета, т.е. $\bigcup_j \omega_j = L_0$. В сечении каждого цилиндра имеем прямоугольник $[z_{j-1}, z_j] \times r_j$. Изменение цилиндра связано с варьированием его сторон (точек z_{j-1}, z_j) и радиуса основания (высоты прямоугольника в сечении r_j).

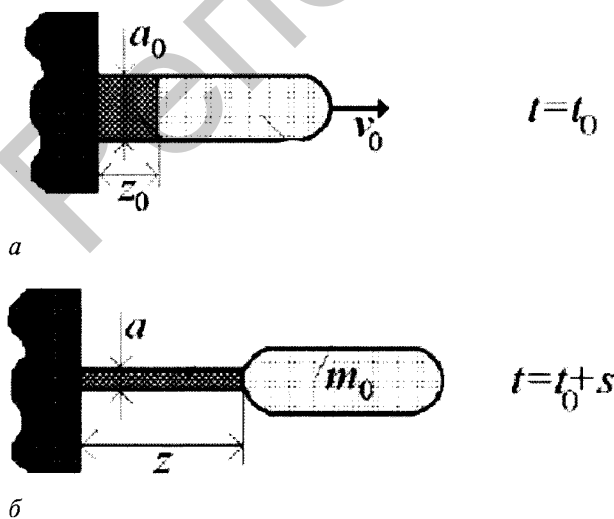


Рисунок 6 — Схема движения жидкого цилиндра

Построим систему уравнений для определения указанных неизвестных.

Объем каждого цилиндра постоянен и характеризуется величиной

$$\pi r_{j,0}^2 l_{j,0} = V_{j,0} = V_0 = const, \quad j = 1, \dots, N - 1, \quad (13)$$

где $r_{j,0}, l_{j,0}$ — начальная толщина и длина j — цилиндра.

Уравнение движения элементарного объема массы $m_0 = \rho V_0$ получим из баланса сил, приложенных к нему при перемещении:

$$m_0 \bar{a} = \mathbf{F}, \quad (14)$$

где \bar{a} — ускорение, \mathbf{F} — силы, действующие на выделенный объем жидкости.

Рассмотрим изменение количества движения элементарного объема ω_j вдоль оси z с учетом закона сохранения. Для компоненты скорости v элементарного объема безразмерное уравнение движения имеет вид:

$$\int_{V_j} \frac{\partial v}{\partial t} dV + \underbrace{\oint_{S_j} v v \cdot \mathbf{n} dS}_{TCF} = - \underbrace{\oint_{S_j} p n_z dS}_{\Theta_p} + \underbrace{\oint_{S_j} (\sigma_{rz} n_r + \sigma_{zz} n_z) dS}_{\Theta_v}. \quad (15)$$

Далее, учитывая условия Дирихле для скорости на верхней границе объема, условия на нижней границе (оси симметрии с $u = 0$), а также условия на свободной поверхности, получили аппроксимационное уравнение вида:

$$A_j v_{j-1} - C_j v_j + B_j v_{j+1} + F_j = 0, \quad \bar{j} = 2, N - 1. \quad (16)$$

Добавляя к системе (16) граничные условия, получим замкнутую систему уравнений относительно скорости v_j . Система (16) характеризуется трехдиагональной матрицей, которая решается методом прогонки [8]. Поскольку $\frac{dz_j}{dt} = v_j$, то с определением скорости v_j можно выявить положение границы \tilde{z}_j в текущий момент времени:

$$z_j = \tilde{z}_j + \tau v_j, \quad (17)$$

где \tilde{z}_j — положение границы.

По выявленной скорости границ определяют новые границы объемов. Учитывают, что элементарный объем не изменяется. При этом среднюю высоту нового цилиндра можно найти из условия постоянства объема $\pi r_j^2 \Delta z_j = V_0$. Тогда справедливо выражение:

$$r_j = \sqrt{V_0 / (\pi \Delta z_j)}. \quad (18)$$

В итоге получим область, состоящую из N измененных цилиндров, как показано на рисунке 7.

Аналогичное решение задачи последовательно на каждом временном слое дает возможность проследить изменение геометрии жидкой фазы расплавленной проволоки. Ниже показан результат программных расчетов утончения расплава стальной проволоки диаметром 2 мм и длиной 5 мм под воздействием теплового газового потока со скоростью 160 м/с под углом 30° к оси струи при давлении 0,3 МПа (рисунок 8).

Таким образом, разработанная модель позволяет проанализировать динамику формирования капли, переносимой на подложку при газопламенном распылении проволоки. При этом по утончению шейки капли со временем можно прогнозировать ее отрыв от твердофазной проволоки, что необходимо учитывать при назначении скорости подачи проволочного материала в распылительное устройство. Согласно уравнениям модели желаемые эффекты по формированию определенного диаметра капель могут быть достигнуты надлежащим выбором динамических параметров напыления v_g, ρ_g .

Влияние акустического активирования на процесс диспергирования проволоки. Рассмотрим процесс отрыва капли расплавленного металла от распыляемой проволоки при наложении ультразвуковых колебаний интенсивностью $W > 10^4$ Вт/см², что было предложено авторами данной статьи [9]. В процессе отрыва значимыми являются следующие факторы ультразвуковой кавитации:

- стохастичность генерации кавитационных пузырьков в жидкой фазе расплавленного конца проволоки;

- дробление жидкой фазы за счет хаотических кумулятивных микровихрей, возникающих при захлопывании кавитационных пузырьков.

Динамику развития кавитационной области описывает дифференциальное уравнение [10]:

$$\frac{dn}{d\tau} = -\frac{n}{M\tau_0} - k_0 n^2 + \frac{mn}{M\tau_0}, \quad n(\tau=0) = n_0, \quad (19)$$

где n — концентрация кавитационных пузырьков в жидкофазном металле на конце расплавленной проволоки; M — число осцилляции микропузырька до его «захлопывания»; τ_0 — период ультразвуковых колебаний распыляемой проволоки с частотой f ; $M\tau_0$ — время жизни кавитационного микропузырька; k_0 — константа скорости бинарной коалесценции, т.е. слияния объемов микропузырьков при их двойных столкновениях (тройными столкновениями можно пренебречь); m — число «осколков» кавитационного микропузырька, возникших после его анизотропного «захлопывания» и являющихся вновь образованными зародышами кавитации, т.е. m — это коэффициент цепного размножения кавитации.

Первый член в правой части базового дифференциального уравнения (19) описывает исчезновение микропузырьков за счет захлопывания, второй — уменьшение концентрации микропузырьков из-за бинарной коалесценции, третий — рост концентрации микропузырьков по механизму цепного размножения.

Анализ общего решения уравнения (19) показывает, что динамика развития кавитационной области достаточно быстротечна, и за время $\tau > 5M\tau_0 / (m - 1)$ устанавливается стационарная концентрация микропузырьков $n_\infty \gg n_0$, которая выражается соотношением:

$$n_\infty = \frac{m-1}{k_0 M \tau_0}, \quad (20)$$

где $\tau_0 = f^{-1}$.

Если \bar{v} является средней скоростью взаимного сближения кавитационных микропузырьков, $\psi \leq 1$ — вероятность бинарной коалесценции, а R — резонансный радиус кавитационных микропузырьков, то имеет место зависимость:

$$k_0 = \pi R^2 \bar{v} \psi. \quad (21)$$

Тогда стационарное решение (20) приобретает вид:

$$n_\infty = \frac{(m-1)f}{\pi R^2 M \bar{v} \psi}. \quad (22)$$

Объемная пористость η формируемого на конце проволоки расплава определяется из уравнения:

$$\eta = \frac{4}{3} \pi R^3 n_\infty = \frac{4(m-1)fR}{3 M \bar{v} \psi}. \quad (23)$$

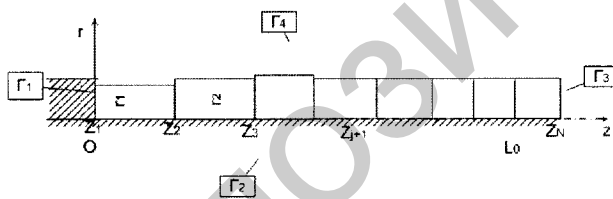


Рисунок 7 — Измененная область расчета

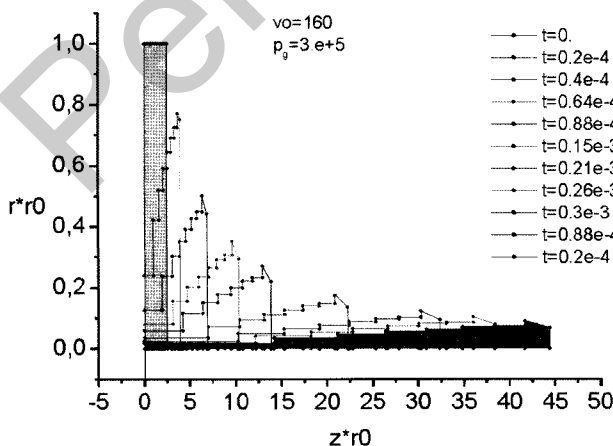


Рисунок 8 — Кинетика изменения геометрии жидкой фазы (удлинение расплава в шейке в процессе ее утончения)

В уравнении (23) учитывается, что пора имеет форму шара при частотно-амплитудной зависимости $\eta = \eta(f, W)$, задается размером R и устойчивостью M кавитационных микропузырьков.

Согласно экспериментальным данным [11], можно положить:

$$M = \frac{\beta}{f\sqrt{W}}, \quad (24)$$

где β — эмпирический коэффициент, а $10^4 \text{ Вт/м}^2 \leq W < 32 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$.

При подстановке в уравнение (23) соотношения (24) получили:

$$\eta = \frac{4(m-1)f^2 R \sqrt{W}}{3 \nu \psi \beta}. \quad (25)$$

Уравнение (25) свидетельствует о том, что средняя пористость пропорциональна основным технологическим параметрам ультразвукового поля f и W . Для расчета R при частотах $f < 10^4 - 10^5 \text{ Гц}$, обеспечивающих получение кавитационных микропузырьков с $R \geq 10^{-5} \text{ м}$, можно воспользоваться формулой Минаэрта [6]:

$$R = \frac{1}{2\pi f} \sqrt{\frac{3\gamma P_H}{\rho_H}}, \quad (26)$$

где $\gamma = c_p/c_v$ — отношение удельной теплоемкости при постоянном давлении к удельной теплоемкости при постоянном объеме для парогазовой среды, содержащейся в кавитационном микропузырьке (показатель адиабаты); ρ_H — плотность распыляемого материала проволоки; P_H — гидродинамическое давление в расплаве на конце распыляемой проволоки, которое при умеренных интенсивностях ультразвука совпадает с напорным давлением потока газа, отрывающего расплав.

Уравнения (25) и (26) позволяют анализировать влияние различных технологических параметров акустического поля на развитие ультразвуковой кавитации. При этом можно прогнозировать перспективы дробления капель жидкого металла, отрывающихся от конца распыляемой проволоки напорным давлением потока газа. Как отмечалось, дробление происходит за счет хаотических кумулятивных микровихрей, возникающих при захлопывании кавитационных пузырьков. Хаотичность процесса, различные направления сил дробления и вероятность их взаимной нейтрализации уменьшают эффективность кавитационных пузырьков как очагов диспергирования капель жидкого металла. Поэтому для прогнозирования количества очагов диспергирования и перспектив дробления капель целесообразно осуществлять следующий методический подход. В формулу (22) для стационарной концентрации микропузырьков вместо R подставляют его значение, рассчитанное с учетом соотношения (26):

$$n_\infty = \frac{4\pi(m-1)f^3 \rho_H}{3 M \nu \psi \gamma P_H}. \quad (27)$$

Затем, принимая во внимание вид первого члена в правой части базового дифференциаль-

ного уравнения (19), определяют количество исчезновений микропузырьков при их захлопывании $n_{\text{захл}}$, то есть выражение (27) делят на $M\tau_0$. Тогда имеем:

$$n_{\text{захл}} = \frac{4\pi(m-1)f^3 \rho_H}{3 M^2 \tau_0 \nu \psi \gamma P_H}. \quad (28)$$

По уравнению (28) определяют количество очагов диспергирования капель жидкого металла. Вместе с тем, как отмечалось выше, не все захлопывания микропузырьков вызывают диспергирование. Это учитывают поправочным коэффициентом уменьшения, который получают при сопоставлении теоретических и экспериментальных данных по дроблению жидкого металла. Установлено, что величина поправочного коэффициента составляет 0,2–0,3.

По результатам расчетов $n_{\text{захл}}$ определяют минимальное количество частей n_q , на которые дробится капля жидкого металла при отрыве от распыляемой проволоки:

$$n_q = n_{\text{захл}} + 1. \quad (29)$$

Результаты расчетов (рисунок 9) свидетельствуют о том, что при изменении интенсивности ультразвука от $W = 2 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$ до $W = 10^6 \text{ Вт/м}^2$ эффективность диспергирования капель n_q распыляемой проволоки существенно возрастает.

Заключение. Теоретический анализ процесса взаимодействия распыляющего газа с расплавленным участком проволоки при ГПН показал, что с течением времени под действием сил со стороны газа происходит растяжение расплавленного материала проволоки в струю, что объясняется развитием упругих напряжений в растягивающейся шейке. Поскольку в решаемой задаче имеет место релаксационный (упруговязкий) механизм поведения расплава, в качестве определяющего реологического соотношения для расплава выбра-

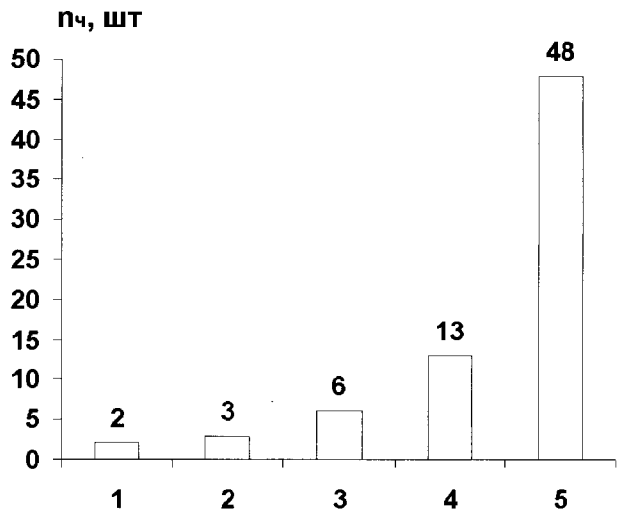


Рисунок 9 — Диспергирование капли распыляемого металла проволоки в зависимости от интенсивности акустического активирования: 1 — $W = 2 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$; 2 — $3 \cdot 10^4$; 3 — $5 \cdot 10^4$; 4 — 10^5 ; 5 — 10^6 Вт/м^2

на модель упруговязкой среды. Выполнен анализ граничных условий, определяющих вид области течения расплава проволоки до разрыва. Предложена упрощенная методика решения для описания уменьшения диаметра расплава на конце распыляемой проволоки. Методика позволяет проанализировать динамику формирования капли, переносимой на подложку при газопламенном распылении проволоки. При этом по уточнению шейки капли со временем можно прогнозировать ее отрыв от твердофазной проволоки, что необходимо учитывать при назначении скорости подачи проволочного материала в распылительное устройство.

Выполнен теоретический анализ процесса отрыва капли расплавленного металла от распыляемой проволоки при наложении ультразвуковых колебаний интенсивностью $W > 10^4$ Вт/см². Учитывались такие факторы ультразвуковой кавитации, как стохастичность генерации кавитационных пузырьков в расплаве и дробление жидкой фазы за счет хаотических кумулятивных микровихрей, возникающих при захлопывании кавитационных пузырьков. Расчеты показали, что наложение ультразвуковых колебаний интенсивностью $2 \cdot 10^4$ Вт/м² позволяет диспергировать каплю расплавленного металла с образованием как минимум двух капель. При увеличении интенсивности ультразвука до 10^6 Вт/м² эффективность диспергиро-

вания капель распыляемой проволоки возрастает более чем в 20 раз. Создаются предпосылки измельчения структуры покрытия, а также образования аморфных фаз повышенной прочности.

Список литературы

1. Белоцерковский, М.А. Технологии активированного газопламенного напыления антифрикционных покрытий / М.А. Белоцерковский. — Минск: Технопринт, 2004. — 200 с.
2. Флетчер, К. Вычислительные методы в динамике жидкости / К. Флетчер. — М.: Мир, 1991. — Ч. 2. — 389 с.
3. Прандтль, Л. Гидро- и аэромеханика / Л. Прандтль, О. Титенс. — М., 1935. — Т. 2. — 313 с.
4. Андерсон, Д. Вычислительная гидродинамика и теплообмен / Д. Андерсон, Дж. Таннехилл, Р. Плетчер. — М.: Мир, 1990. — Т. 2. — 728 с.
5. Ландау, Л.Д. Теоретическая физика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц. — М.: Наука, 1988. — Т. VI. Гидродинамика. — 736 с.
6. Белоцерковский, О.М. Численное моделирование в механике сплошных сред / О.М. Белоцерковский. — М.: Физматлит, 1994.
7. Рожков, А.Н. Динамика и разрушение капель сложных жидкостей: дис. ... д-ра физ.-мат. наук / А.Н. Рожков. — М., 2004. — 335 с.
8. Поттер, В. Вычислительные методы физики / В. Поттер. — М.: Мир, 1975. — 392 с.
9. Способ газопламенного напыления покрытий из проволочных материалов: пат. 5768 Респ. Беларусь, МПК В 05 В 7/20 / П.А. Витязь, М.А. Белоцерковский, Ю.В. Полупан, П.Г. Сухоцкий; заявитель ИМИНМАН НАН Беларуси. — № а 20000511; заявл. 02.06.00; опубл. 30.12.03 // Афішынны бюл. / Нац. центр інтэлектуал. уласнасці. — 2003. — № 4. — С. 122.
10. Маргулис, М.А. Основы звукохимии / М.А. Маргулис. — М., 1984. — 236 с.
11. Хмелев, В.Н. Ультразвуковое распыление жидкостей / В.Н. Хмелев, А.В. Шалунов. — Барнаул: АлтГТУ, 2010. — 281 с.

Vityaz P.A., Belotserkovsky M.A., Suhotsky P.G.

The mechanism of disintegration of wire in the process of activated flame spraying

The theoretical analysis of the interaction of the flame spray of molten wire at the site of metal sprayed is performed. A simplified method for describing the decision to reduce the diameter of the melt at the end of the spray wire has been proposed. The mechanism of separation of drops of molten metal sprayed from a wire upon application of ultrasonic vibrations was considered. It is shown that with increasing intensity ultrasound increases the efficiency of dispersing droplets sprayed wire.

Поступила в редакцию 07.10.2011.