

А. Ю. Медведев

ПОСТРОЕНИЕ МОДЕЛИ ПРОЦЕССА ЛИНЕЙНОЙ СВАРКИ ТРЕНИЕМ НА ОСНОВЕ СОВМЕСТНОГО РАССМОТРЕНИЯ ТЕПЛОЙ И ДЕФОРМАЦИОННОЙ ЗАДАЧ

Предпринята попытка совместного решения тепловой и деформационной задач применительно к процессам формирования соединения при линейной сварке трением. Показано, что при описании температурного поля в одномерной постановке, и выборе модели идеально вязкой среды для описания вязкопластического течения, задача может быть сведена к обыкновенному дифференциальному уравнению. *Линейная сварка трением; титановые сплавы; моделирование*

ВВЕДЕНИЕ

Обязательным условием образования прочного соединения при сварке в твердой фазе является значительная пластическая деформация металла в зоне формирующегося соединения. При сварке трением усилия, затрачиваемые на пластическое деформирование, снижаются за счет пластификации металла при его нагреве. Получить достаточно целостное представление о механизме формирования сварного соединения можно лишь при совместном рассмотрении деформационной и тепловой задач. В настоящее время для количественного анализа подобных задач широко применяется программное обеспечение, реализующее метод конечных элементов. В зарубежной литературе описаны модели ЛСТ титановых сплавов, созданные в пакетах ANSYS, ABAQUS, FORGE [1–3]. Важным преимуществом данного подхода является возможность учета геометрической формы деталей, условий нагружения и свойств материалов, что должно обеспечивать высокую точность количественных оценок. Однако в рассматриваемом случае построения моделей с достаточной для технических целей точностью ждать преждевременно – данные о поведении титановых сплавов в характерных для ЛСТ условиях от-

сутствуют (для рассмотренных в [4] сочетаний параметров режима определенная расчетом средняя температура составляет 1300–1350 К, при скоростях деформации в направлении осадки $5 \dots 10 \text{ с}^{-1}$).

Вместе с тем, накопленный на сегодня экспериментальный материал позволяет свести задачу к менее громоздким расчетным схемам и упростить применяемый математический аппарат. В условиях, когда не стоит вопрос о получении количественных оценок, данный подход представляет значительный интерес в связи с меньшими трудозатратами и большей наглядностью полученных результатов.

ВЫБОР РАСЧЕТНОЙ СХЕМЫ

ФГБОУ ВПО УГАТУ проводит совместно с ОАО УМПО исследования процесса ЛСТ уже на протяжении 5 лет. За это время накоплен значительный экспериментальный материал по сварке двухфазных титановых сплавов. Процесс сварки и свойства полученных соединений определяются используемыми для сварки материалами, формой свариваемого сечения и параметрами режима.

При выборе расчетной схемы были учтены перечисленные ниже особенности протекания процесса ЛСТ двухфазных титановых сплавов сечением $13 \times 26 \text{ мм}$ при направлении возвратно-поступательного движения вдоль большего размера.

- По прошествии некоторого времени с начала нагрева устанавливается баланс между энергией, подводимой в зону сварки приводом осцилляции, и отводимой из зоны сварки. Поле температур при этом можно считать квазистационарным [4], независимым от времени в системе координат, неподвижной относительно стыка деталей.

Контактная информация: 8(347)273-08-66

Работа выполнена в рамках проекта «Создание технологий и промышленного производства узлов и лопаток ГТД с облегченными высокопрочными конструкциями для авиационных двигателей новых поколений» (шифр 2010-218-01-133) в рамках реализации Постановления № 218 Правительства РФ от 9.04.2010 г. «О мерах государственной поддержки развития кооперации российских высших учебных заведений и организаций, реализующих комплексные проекты по созданию высокотехнологичного производства».

- Ширина сварного шва практически постоянна и изменяется только на краях (рис. 1). Распределение температуры и скорости деформирования в направлении осадки для средней части сечения можно считать одномерными.

- Продолжительность процесса сварки не превышает нескольких секунд, а протяженность прогретой области нескольких миллиметров от плоскости стыка. В таких условиях тепло, отводимым с боковых поверхностей за счет излучения и конвекции, можно пренебречь.

- При ЛСТ титановых сплавов грат, образующийся при деформации двух деталей, формируется как единое целое. Для большей наглядности на рис. 2 приведены фотографии гра-та, формирующегося при линейной и ротационной сварке трением. Прочное бездефектное соединение формируется даже в случае, если цикл сварки не содержал фазы проковки (ковочное усилие равно нулю). Приведенные наблюдения позволяют предположить, что соединение формируется уже на начальной стадии процесса, относительное движение деталей происходит не за счет внешнего, а за счет внутреннего трения. Источник тепла в этом случае распределен по всему объему сварного шва.

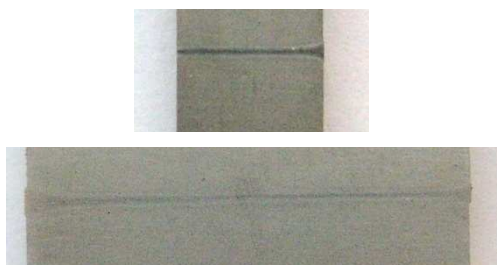


Рис. 1. Шлифы из средней части сечения для соединений, сваренных с различной осадкой нагрева. Фото сверху – шлиф в плоскости YOZ, фото снизу – шлиф в плоскости XOZ

Перечисленные наблюдения позволили предложить расчетные схемы для тепловой и деформационной задач для средней части сечения. При составлении схем была принята система координат с началом отсчета в центре симметрии свариваемого сечения. Ось Z направлена по нормали к плоскости стыка, ось Y направлена перпендикулярно вектору скорости колебаний.

Распределение температуры T одномерное и не зависит от времени в неподвижной системе координат:

$$T = T(z). \quad (1)$$



a



б

Рис. 2. Грат в соединении из сплава ВТ6, полученном линейной (*a*), и ротационной (*б*) сваркой трением

Распределение скорости деформирования v_z одномерное и не зависит от времени в неподвижной системе координат:

$$v_z = v_z(z). \quad (2)$$

Тепло, генерируемое в зоне сварки при пластическом деформировании металла распространяется за счет механизма теплопроводности и перемещения самого металла при вязкопластическом течении.

В случае, если при сварке используется жесткая оснастка, обеспечивающая всестороннее обжатие деталей, касательные напряжения τ_{zx} в зоне сварки можно считать равномерно распределенными по поперечному сечению и изменяющимися со временем по периодическому закону:

$$\tau_{zx} = \tau_0 \times \sin(\omega t). \quad (3)$$

В связи с отсутствием данных о зависимости напряжений от деформаций и скоростей деформации в интересующих нас условиях была принята простейшая модель идеально вязкой среды. При этом учитывалась зависимость вязкости от температуры:

$$\sigma_i = \eta \dot{\epsilon}_i, \eta = \eta(T). \quad (4)$$

ЗАДАЧА ВЯЗКОПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ

Преобразуем уравнения, описывающие вязкопластическое течение с учетом допущений (3)–(4).

Уравнения связи напряжений, деформаций и скоростей деформаций для пластического течения примут вид:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x - \sigma_{cp} &= \frac{\eta(z)}{3} \dot{e}_x(x, y, z, t) \\ \tau_{xy} &= \frac{\eta(z)}{3} \dot{\gamma}_{xy}(x, y, z, t) \\ \sigma_y - \sigma_{cp} &= \frac{2\eta(z)}{3} \dot{e}_y(x, y, z, t); \\ \tau_{yz} &= \frac{\eta(z)}{3} \dot{\gamma}_{yz}(x, y, z, t) \\ \sigma_z - \sigma_{cp} &= \frac{2\eta(z)}{3} \dot{e}_z(z, t) \\ \tau_{zx}(t) &= \tau_0 \times \sin(\omega t) = \frac{\eta(z)}{3} \dot{\gamma}_{zx}(z, t) \end{aligned} \right\}, \quad (5)$$

из последнего выражения следует, что

$$\dot{\gamma}_{zx}(z, t) = \frac{3\tau_0 \times \sin(\omega t)}{\eta(z)}. \quad (6)$$

С учетом того, что $\partial v_z / \partial y = \partial v_z / \partial x = 0$, кинематические уравнения примут вид

$$\left. \begin{aligned} \dot{e}_x(x, y, z, t) &= \frac{\partial v_x}{\partial x} \\ \dot{\gamma}_{xy}(x, y, z, t) &= \frac{\partial v_y}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial y} \\ \dot{e}_y(x, y, z, t) &= \frac{\partial v_y}{\partial y} \\ \dot{\gamma}_{yz}(x, y, z, t) &= \frac{\partial v_y}{\partial z} \\ \dot{e}_z(z, t) &= \frac{\partial v_z}{\partial z} \\ \dot{\gamma}_{zx}(z, t) &= \frac{\partial v_x}{\partial z} \end{aligned} \right\}. \quad (7)$$

С учетом (6), и того, что $\dot{\gamma}_{zx} = \frac{\partial v_x}{\partial z}$, получаем:

$$\begin{aligned} v_x(z, t) &= 3\tau_0 \times \sin(\omega t) \int_0^z \frac{dz}{\eta(z)}, \\ \frac{\partial}{\partial t} v_x(z, t) &= 3\tau_0 \times \omega \times \cos(\omega t) \int_0^z \frac{dz}{\eta(z)}, \quad (8) \\ \frac{\partial}{\partial x} v_x(z, t) &= \frac{\partial}{\partial y} v_x(z, t) = 0. \end{aligned}$$

Подстановка (6) и (8) в кинематические уравнения дает систему:

$$\left. \begin{aligned} \dot{e}_x &= 0 \\ \dot{\gamma}_{xy}(x, y, z, t) &= \frac{\partial v_y}{\partial x} \\ \dot{e}_y(x, y, z, t) &= \frac{\partial v_y}{\partial y} \\ \dot{\gamma}_{yz}(x, y, z, t) &= \frac{\partial v_y}{\partial z} \\ \dot{e}_z(z) &= \frac{\partial v_z}{\partial z} \\ \dot{\gamma}_{zx}(z, t) &= \frac{3\tau_0 \times \sin(\omega t)}{\eta(z)} \end{aligned} \right\}. \quad (9)$$

С учетом (9) уравнение неразрывности среды примет вид

$$\dot{e}_y = -\dot{e}_z. \quad (10)$$

Поскольку $\dot{e}_z = f(z)$, очевидно, что и $\dot{e}_y = f(z)$. Так как $\dot{e}_y(z) = \frac{\partial v_y}{\partial y}$, скорость деформирования в направлении оси ОУ будет $v_y(y, z, t) = -\dot{e}_z(z) \times y$, и система (9) может быть преобразована:

$$\left. \begin{aligned} \dot{e}_x &= 0 \\ \dot{\gamma}_{xy} &= 0 \\ \dot{e}_y(z) &= \frac{\partial v_y}{\partial y} = -\dot{e}_z(z) \\ \dot{\gamma}_{yz}(y, z, t) &= -y \frac{\partial}{\partial z} \dot{e}_z(z, t) \\ \dot{e}_z(z) &= \frac{\partial v_z}{\partial z} \\ \dot{\gamma}_{zx}(z, t) &= \frac{3\tau_0 \times \sin(\omega t)}{\eta(z)} \end{aligned} \right\}. \quad (11)$$

Уравнение (5) в этом случае может быть переписано:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= \sigma_{cp} \\ \tau_{xy} &= 0 \\ \sigma_y - \sigma_{cp} &= -\frac{2}{3} \eta(z) \times \dot{e}_z(z); \\ \tau_{yz} &= -\frac{1}{3} \eta(z) \times y \times \frac{\partial}{\partial z} \dot{e}_z(z, t) \\ \sigma_z - \sigma_{cp} &= \frac{2}{3} \eta(z) \times \dot{e}_z(z) \\ \tau_{zx}(t) &= \tau_0 \times \sin(\omega t) = \frac{1}{3} \eta(z) \times \dot{\gamma}_{zx}(z, t) \end{aligned} \right\}. \quad (12)$$

Поскольку $\sigma_{cp} = \frac{\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z}{3} = \sigma_x$, получаем

$$\sigma_y + \sigma_z = 2\sigma_x. \quad (13)$$

С учетом (3), а также (8) и (12), уравнения равновесия принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} &= \rho \frac{\partial v_x}{\partial t} \\ \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \right\} \Rightarrow \quad (14)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} &= \rho \times 3\tau_0 \times \varpi \times \cos(\varpi t) \int_0^z \frac{dz}{\eta(z)} \\ \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \right\}.$$

Поскольку $\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} = \rho \times 3A\tau \times \varpi \times \cos(\varpi t) \int_0^z \frac{dz}{\eta(z)}$,

получаем

$$\begin{aligned} \sigma_x(x, z, t) = \sigma_{cp}(x, z, t) &= \frac{\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z}{3} = \\ &= 3\tau_0 \times x \times \rho \times \varpi \times \cos(\varpi t) \int_0^z \frac{dz}{\eta(z)}. \end{aligned} \quad (15)$$

С учетом (12) и (13) получаем

$$\sigma_z - 3\tau_0 \times \rho \times \varpi \times \cos(\varpi t) \int_0^z \frac{dz}{\eta(z)} = \frac{2}{3} \eta(z) \dot{\epsilon}_z(z). \quad (16)$$

Продифференцировав **Ошибка! Источник ссылки не найден.** по переменной x , получим

$$\frac{\partial \sigma_z}{\partial x} - 3\tau_0 \times \rho \times \varpi \times \cos(\varpi t) \int_0^z \frac{dz}{\eta(z)} = 0 \Rightarrow \quad (17)$$

$$\sigma_z(x, z, t) = \sigma_0 + 3\tau_0 \times x \times \rho \times \varpi \times \cos(\varpi t) \int_0^z \frac{dz}{\eta(z)}.$$

Подставив полученные значения σ_z и σ_{cp} в (12), получим $\dot{\epsilon}_z(z) = \frac{3}{2\eta(z)} \sigma_0$.

В итоге компоненты тензора напряжений

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x(x, z, t) &= 3\tau_0 \times x \times \rho \times \varpi \times \cos(\varpi t) \int_0^z \frac{dz}{\eta(z)} \\ \sigma_y(x, z, t) &= 3\tau_0 \times x \times \rho \times \varpi \times \cos(\varpi t) \int_0^z \frac{dz}{\eta(z)} - \sigma_0 \\ \sigma_z(x, z, t) &= \sigma_0 + 3\tau_0 \times x \times \rho \times \varpi \times \cos(\varpi t) \int_0^z \frac{dz}{\eta(z)} \\ \tau_{xy} &= 0 \\ \tau_{yz} &= -\frac{1}{3} \eta(z) \times y \times \frac{\partial}{\partial z} \dot{\epsilon}_z(z, t) \\ \tau_{zx}(t) &= \tau_0 \times \sin(\varpi t) \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

и компоненты тензора скоростей деформации

$$\left. \begin{aligned} \dot{\epsilon}_x &= 0 \\ \dot{\gamma}_{xy} &= 0 \\ \dot{\epsilon}_y(z, t) &= \frac{\partial v_y}{\partial y} = -\dot{\epsilon}_z(z) \\ \dot{\gamma}_{yz}(y, z) &= -y \frac{\partial}{\partial z} \dot{\epsilon}_z(z) \\ \dot{\epsilon}_z(z) &= \frac{3}{2\eta(z)} \sigma_0 \\ \dot{\gamma}_{zx}(z, t) &= \frac{3\tau_0 \times \sin(\varpi t)}{\eta(z)} \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

ЗАДАЧА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТЕПЛА

Рассмотрим баланс энергии в элементарном объеме протяженностью dz . Для предложенной расчетной схемы баланс энергии будет включать 3 составляющие:

$$dQ_v + dQ_\lambda + dQ_{mass} = 0, \quad (20)$$

где

$dQ_\lambda = \lambda \frac{d^2 T}{dz^2} \times dz \times dt \times F$ – количество тепла, передаваемое теплопроводностью (Дж),

$dQ_v = q_v(z) \times dt \times dz \times F$ – объемное тепловыделение (Дж),

dQ_{mass} – количество тепла, переносимое с перемещением за счет пластического течения металла (Дж),

q_v – плотность объемного тепловыделения ($\text{Вт}/\text{м}^3$),

F – площадь свариваемого стыка (м^2)

Количество тепла, переносимое за счет пластического течения металла, может быть определено из следующих соображений. Теплосодержание микрообъема в сечении z составляет $dz \times F \times c_p \times T(z)$. Вследствие осадки за время dt

рассматриваемый микрообъем получает $v_z(z)dt \times F \times c\rho \times T(z)$ Джоулей тепловой энергии и теряет $v_z(z + dz)dt \times F \times c\rho \times T(z + dz)$ Джоулей. Введя функцию $f(z) = T(z) \times v_z(z)$, величина dQ_{mass} может быть определена как

$$\begin{aligned} dQ_{mass} &= dz \times dt \times F \times c\rho \times \frac{d}{dz} f(z) = \\ &= \left(v_z(z) \frac{d}{dz} T(z) + T(z) \frac{d}{dz} v_z(z) \right) dz \times dt \times F \times c\rho = \\ &= \left(v_z(z) \frac{d}{dz} T(z) + T(z) \dot{e}_z(z) \right) dz \times dt \times F \times c\rho. \end{aligned} \quad (21)$$

Подстановка (21) в (20) позволяет получить обыкновенное дифференциальное уравнение, описывающее температурное поле в условиях ЛСТ:

$$\lambda \frac{d^2 T}{dz^2} + c\rho \left(v_z(z) \frac{d}{dz} T(z) + T(z) \dot{e}_z(z) \right) + q_v(z) = 0. \quad (22)$$

ОКОНЧАТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

Полученное дифференциальное уравнение (22) увязывает между собой распределение температуры $T(z)$ и параметров вязкопластического течения $q_v(z)$, $v_z(z)$ и $\dot{e}_z(z)$.

Поскольку компоненты тензоров напряжений и скоростей деформации были вычислены ранее, то легко может быть найдена и мгновенная мощность объемного тепловыделения:

$$\begin{aligned} k \frac{\sigma_x \dot{\epsilon}_x + \sigma_y \dot{\epsilon}_y + \sigma_z \dot{\epsilon}_z + \tau_{xy} \dot{\gamma}_{xy} + \tau_{yz} \dot{\gamma}_{yz} + \tau_{zx} \dot{\gamma}_{zx}}{2} = \\ = k \left(\sigma_0 \times \dot{e}_z + \frac{\eta}{6} y^2 \left(\frac{\partial \dot{e}_z}{\partial z} \right)^2 + \frac{3}{2} \frac{(\tau_0 \sin(\omega t))^2}{\eta} \right) = q_v, \end{aligned} \quad (23)$$

где k – коэффициент диссипации при пластическом деформировании.

В уравнении (23) первое слагаемое представляет собой вклад привода осадки, мощность которого на порядок меньше мощности вводимой приводом осцилляции.

Второе и третье слагаемые определяют мощность, выделяемую при пластическом течении металла в продольном и поперечном направлениях соответственно. В случае, когда второе слагаемое является значимым, максимум тепловыделения смещается к краям шва, форма сварного шва искажается, а условие (2) перестает выполняться.

Для рассматриваемого случая границы шва параллельны плоскости стыка, условие (2) выполняется, а значит, второе слагаемое в уравнении (23) пренебрежимо мало. В этом случае мощность объемного тепловыделения может быть определена как:

$$q_v = \frac{3k}{2} \frac{(\tau_0 \sin(\omega t))^2}{\eta}. \quad (24)$$

Подстановка (24) в (22) возможна после усреднения мгновенной мощности за цикл колебаний и задания функции $\eta(T)$.

$$q_v^{cp} = \frac{3k\tau_0^2}{2\eta} f \int_0^{1/f} (\sin(2\pi ft))^2 dt = \frac{3k\tau_0^2}{4\eta}, \quad (25)$$

$$\left. \begin{aligned} \lambda \frac{d^2 T}{dz^2} + c\rho \left(v_z(z) \frac{d}{dz} T(z) + T(z) \dot{e}_z(z) \right) + \frac{3k\tau_0^2}{4\eta} &= 0 \\ \dot{e}_z(z) &= \frac{3\sigma_0}{2\eta} \\ \dot{e}_z(z) &= \frac{\partial v_z}{\partial z} \\ \eta &= f(T) \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ УРАВНЕНИЙ

Даже не имея решения (26), можно изучить поведение компонентов тензоров напряжений и скоростей деформаций.

Из (18) видно, что в плоскости стыка $\sigma_z = -\sigma_y = \sigma_0$, а σ_x равны нулю. На удалении от плоскости стыка низкая температура и высокая вязкость препятствуют пластической деформации, а нормальные напряжения меняются, σ_x , σ_y и σ_z изменяются во времени по периодическому закону. Амплитудные значения напряжений изменяются вдоль оси ОХ по линейному закону, причем такой характер изменения σ_z вызывает появление момента, поворачивающего детали относительно оси ОУ.

Как следует из (19), осадка происходит только за счет выдавливания металла в направлении оси ОУ. В действительности данное положение не выполняется для значительной части свариваемого сечения – грат при сварке формируется по всему периметру, в том числе и в направлении оси ОХ. Такое расхождение объясняется тем, что при построении модели не было учтено изменение напряженного состояния металла на границах тела, и положения (1)–(3), на основании которых было получено решение, выполняются только в средней части сечения.

Совместное решение тепловой и деформационных задач при ЛСТ сводится к решению системы (26).

В качестве исходных данных необходимо задание свойств материала $-\lambda$, c_p , $\eta(T)$, k , а также напряжений τ_0 и σ_0 . Последнее является задаваемым параметром режима сварки, что же касается τ_0 , то при заданном σ_0 его величина увязана с амплитудой A и частотой f возвратно-поступательного движения:

$$\frac{1}{2} \int_0^{1/(4f)} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{\gamma}_{zx}(z, t) dz dt = A.$$

В связи с отсутствием методик экспериментальной оценки таких характеристик как вязкость и коэффициент диссипации в условиях соответствующих ЛСТ, предложенная модель может быть использована и для решения обратной задачи – подбора $\eta(T)$ и k .

Адекватность полученных решений легко оценить с помощью интегральных соотношений

$$\int_{-\infty}^{\infty} \dot{\epsilon}_z(z) dz = v_{oc} \quad \text{и} \quad \frac{F}{k} \int_{-\infty}^{\infty} q_v(z) dz = q,$$

где v_{oc} и q – скорость установившейся осадки и мощность, вводимая гидроприводом осцилляции, являются характеристиками процесса, определяемыми экспериментально.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Wen-Ya Li, Tiejun Ma, Jinglong Li.** Numerical simulation of linear friction welding of titanium alloy: Effects of processing parameters // *Materials and Design*. 2010. № 31. P. 1497–1507.
2. FEM simulation of the linear friction welding of titanium alloys / J. Sorina-Muller [et al.] // *Computational Materials Science*. 2010. № 48. P. 749–758.
3. Linear friction welding of Ti–6Al–4V: Modeling and validation / R. Turner [et al.] // *Acta Mater* (2011), doi:10.1016/j.actamat.2011.02.028.
4. **Медведев А. Ю., Никифоров Р. В., Суров А. В.** Определение составляющих энергетического баланса при линейной сварке трением // *Известия Самарского научного центра Российской академии наук*. 2012. Т. 14, № 1(2). С. 392–395.

ОБ АВТОРАХ

Медведев Александр Юрьевич, доц. каф. оборудования и технологии сварочн. производства. Дипл. магистр техники и технологий (УГАТУ, 1999). Канд. техн. наук по машинам и технологии сварочн. производства (Тольяттинск. гос. ун-т, 2003). Иссл. в обл. моделирования нагрева при сварке, аргонодуговой сварки, сварки трением.