

А. А. Лазарев, Ю. Н. Дерюгин, С. Н. Полищук

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Введение

Электронно-лучевая сварка (ЭЛС) является одним из перспективных и быстроразвивающихся способов соединения тугоплавких и высокоактивных металлов [1,2]. ЭЛС основана на использовании тепла, которое выделяется при торможении острогофокусированного потока электронов, ускоренных до высоких энергий. За счет выделившегося тепла происходит разогрев материала в зоне контакта до фазового перехода в жидкое состояние. Часть вещества в поверхностном слое может переходить в газообразное состояние и улетучиваться. В результате течения материала в жидком состоянии происходит заполнение зазора и, при остывании образуется сварной шов. Качество шва определяется фокусировкой потока электронов их энергией и скоростью движения луча вдоль контакта. Перед непосредственным выполнением сварки проводится технологическая подготовка, в процессе которой подбираются режимы сварки для обеспечения необходимой глубины провара. Анализ существующего уровня технологии сварки показал, что для определения глубины провара изготавливается достаточно большое количество образцов и затрачивается много времени на отработку сварки, изготовление шлифов и определение глубины провара. Для сокращения времени на подбор режимов при минимально возможном количестве образцов необходимо создание расчетно-теоретической модели ЭЛС для параметрического исследования процессов сопровождающих сварку различных конструкционных материалов.

Данная работа посвящена разработке расчетно-теоретической модели ЭЛС. В работе сформулирована математическая модель ЭЛС, учитывающая процессы нагрева вещества за счет объемного энерговыделения и фазовые переходы из твердого в жидкое и газообразное состояние. В этой модели движение жидкой и газовой фаз описываются уравнениями газовой динамики с учетом теплопереноса. Расчетная методика построена на основе метода SPH, в соответствии с которым вещество определяется частицами, находящимися в твердом, жидком или газообразном состоянии. Фазовый переход осуществляется дискретным образом по значению температуры частиц. Уравнения газовой динамики решаются для газообразной и жидкой фаз, для твердой фазы моделируется только перенос энергии за счет теплопроводности. Методика реализована программно на языке программирования C++. Приводятся ре-

зультаты расчета тестовой задачи сварки железных оболочек.

Математическая модель

Сущность процесса сварки электронным лучом в вакууме состоит в использовании кинетической энергии электронов, быстро движущихся в вакууме. При бомбардировке электронами поверхности металла подавляющая часть кинетической энергии электронов превращается в тепло, которое и используется для расплавления металла.

Принципиальная схема установки для сварки электронным лучом показана на рис. 1 [1, 2]. Электронная пушка представляет собой устройство, с помощью которого получают узкие электронные пучки с большой плотностью энергии. Пушка имеет катод 1, который может нагреваться до высоких температур. Катод размещается внутри прикатодного электрода 2. На некотором удалении от катода находится ускоряющий электрод (анод) 3 с отверстием. Прикатодный и ускоряющий электроды имеют форму, обеспечивающую такое строение электрического

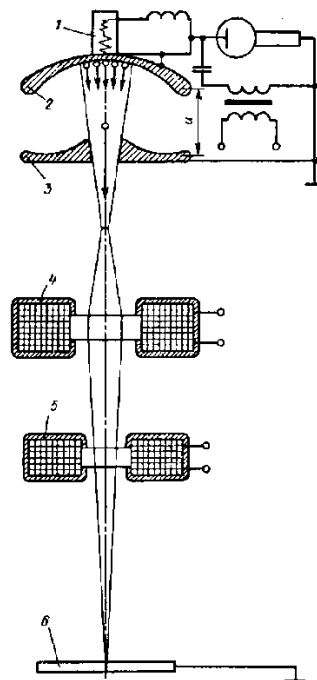


Рис. 1. Схема установки для сварки электронным лучом: 1 – катод, 2 – электрод, 3 – анод, 4 – линза, 5 – магнитная отклоняющая система, 6 – изделие

поля между ними, которое фокусирует электроны в пучок с диаметром равным диаметру отверстия в аноде. Положительный потенциал ускоряющего электрода может достигать несколько десятков тысяч вольт, поэтому электроны, эмитированные катодом на пути к аноду, приобретают значительную скорость и энергию. После ускоряющего электрода электроны движутся равномерно. Электроны, имея одинаковый заряд, отталкиваются друг от друга, вследствие чего диаметр пучка увеличивается, а плотность энергии в пучке уменьшается. Для увеличения плотности энергии в луче, после выхода электронов из первого анода, они фокусируются магнитным полем в магнитной линзе 4 в плотный пучок и ударяются с большой скоростью о малую, резко ограниченную площадку на свариваемом изделии 6. Для перемещения луча по свариваемому изделию на пути электронов устанавливается магнитная отклоняющая система 5, позволяющая устанавливать электронный луч точно по линии сварки.

Численное моделирование процессов сопровождающих электронную сварку будем описывать на основе решения уравнений газовой динамики с учетом теплопереноса [3]. Система дифференциальных уравнения в переменных Лагранжа имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} &= -\rho \nabla \bar{u}, \\ \frac{d\bar{u}}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \nabla p + \bar{g}, \\ \frac{d\varepsilon}{dt} &= -\frac{p}{\rho} \nabla \bar{u} - \frac{1}{\rho} \nabla \bar{q} + Q, \\ \frac{d\bar{r}}{dt} &= \bar{u}, \end{aligned}$$

где t – время, \bar{r} – вектор перемещения, ρ – плотность, \bar{u} – вектор скорости, p – давление, \bar{g} – ускорение свободного падения, ε – удельная внутренняя энергия, $\bar{q} = -\chi \nabla T$ – вектор теплового потока, T – температура, Q – тепловой источник, χ – коэффициент теплопроводности.

Уравнения замыкаются уравнениями состояния:

$$p = p(\rho, T), \quad \varepsilon = \varepsilon(\rho, T), \quad \chi = \chi(\rho, T).$$

и зависимостью

$$Q = Q(t, x, y, z)$$

описывающей энерговыделение от воздействия электронов на свариваемый материал.

Расчетную геометрию представим в виде показанной на рис. 2. По образцу материала (1) с заданной скоростью перемещается электронный луч, область энерговыделения (2) от которого задается в виде кругового конуса. Ось x направлена в сторону движения луча, ось z направлена вертикально вверх.

Энерговыделение $Q = Q(t, x, y, z)$ задается четырьмя параметрами: Q – мощность энерговыделения, W – скорость движения электронного луча,

R – радиус пятна на поверхности; L – глубина поглощения.

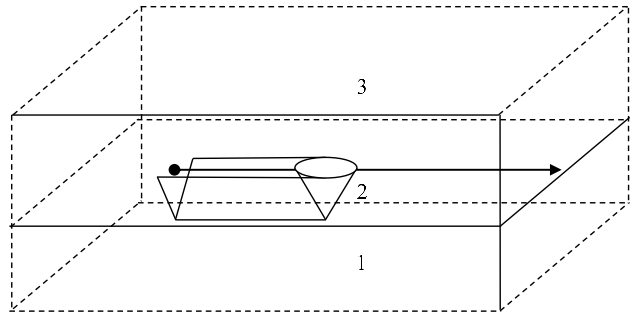


Рис. 2. Расчетная геометрия: 1 – свариваемый материал, 2 – область энерговыделения, 3 – вакуумная область

В текущий момент времени энерговыделение происходит в области, координаты точек которой (x, y, z) удовлетворяют условию:

$$(x - x_C)^2 + (y_C)^2 \leq r^2,$$

где

$$x_C = x_0 + Wt, \quad r = R \frac{L + z}{L}.$$

Тепловое состояние материала будем определять из решения уравнения теплопроводности

$$\rho C_p(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\chi \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\chi \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\chi \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \rho Q$$

где 1, 2 и 3 – номера фазовых состояний.

Теплофизические свойства материалов задаются в виде:

$$C_p(T) = \begin{cases} C_{TF}(T), & T < T_{TJ}^* - \Delta T_{TJ}, \\ C_{TF}(T) + \Delta H_{TJ}, & T_{TJ}^* - \Delta T_{TF} \leq T \leq T_{TJ}^* + \Delta T_{TJ}, \\ C_{JF}(T), & T_{TJ}^* + \Delta T_{TJ} < T < T_{JG}^* - \Delta T_{JG}, \\ C_{JF}(T) + \Delta H_{JG}, & T_{JG}^* - \Delta T_{JG} \leq T \leq T_{JG}^* + \Delta T_{JG}, \\ C_{GF}(T), & T_{JG}^* + \Delta T_{JG} < T; \end{cases}$$

$$\rho(T) = \begin{cases} \rho_{TF}, & T < T_{TJ}^*, \\ \rho_{JF}, & T_{TJ}^* < T < T_{JG}^*, \\ \rho_{GF}, & T_{JG}^* < T. \end{cases}$$

$$\chi(T) = \begin{cases} \chi_{TF}(T), & T < T_{TJ}^*, \\ \chi_{JF}(T), & T_{TJ}^* < T < T_{JG}^*, \\ \chi_{GF}(T), & T_{JG}^* < T. \end{cases}$$

Здесь $C_p(T)$ – удельная теплоемкость вещества в твердой (TF), жидкой (JF) и газовой (GF) фазах; ΔH – удельная энтальпия фазового перехода между твердой и жидкой фазами (TJ) и жидкой и газовой фазами (JG); T^* – температура фазового перехода из твердой в жидкую фазу (TJ) и из жидкой в газовую фазу (JG); $\chi(T)$ – коэффициент теплопро-

водности в твердой (TF), жидкой (JF) и газообразной (GF) фазах.

Вещество, в точках которого температура $T < T_{ТJ}^*$, считается твердой фазой. Скорость вещества в твердой фазе полагается равной нулю, а давление равно начальному давлению в жидкой фазе $P = p^0$. Вещество, в котором температура удовлетворяет условию: $T_{ТJ}^* < T < T_{JG}^*$, считаются жидким. Движение этих частиц определяется из решения уравнений газовой динамики.

Для описания уравнения состояния жидких веществ обычно используется уравнение состояния в форме Тета [4], которое при постоянном температурном коэффициенте объемного расширения можно представить в виде:

$$p = B \left[\left(\frac{T}{T^*} \right)^n - 1 \right] + p^0,$$

где B и n параметры уравнения состояния, а p^0 начальное давление.

При значениях температуры удовлетворяющих условию $T > T_{GJ}^*$, считается, что частица находится в газовой фазе. Ее движение определяется также из решения уравнений газовой динамики, а уравнение состояния берется в форме идеального газа.

Численный метод

Численное решение системы уравнений описывающей ЭЛС будем находить с использованием метода SPH [5–7]. Значение расчетной величины и ее градиента в методе вычисляются по формулам:

$$\langle f(\vec{r}) \rangle = \sum_j \frac{m_j}{\rho(\vec{r}_j)} f(\vec{r}_j) W(\vec{r} - \vec{r}_j, h) \quad (1)$$

$$\langle \nabla f(\vec{r}) \rangle = \sum_j \frac{m_j}{\rho(\vec{r}_j)} f(\vec{r}_j) \nabla W(\vec{r} - \vec{r}_j, h), \quad (2)$$

$$\nabla W(\vec{r} - \vec{r}_j, h) = W'(\vec{r} - \vec{r}_j, h) \frac{\vec{r} - \vec{r}_j}{|\vec{r} - \vec{r}_j|},$$

где h – длина сглаживания, W – интерполяционное ядро, в качестве которого используется сплайн третьей степени [7]:

$$W(\vec{r} - \vec{r}', h) = \frac{1}{\pi h^3} \begin{cases} 1 - \frac{3}{2} R^2 + \frac{3}{4} R^3, & 0 < R < 1 \\ \frac{1}{4} (2 - R)^3, & 1 \leq R < 2 \\ 0. & R \geq 2 \end{cases}$$

Используя метод расщепления будем сначала решать уравнения газовой динамики. Используя формулы (1) и (2) дискретная система уравнений для

частицы с номером i запишется в виде (изменение энергии за счет сил давления не учитывается):

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_i}{dt} &= \sum_j m_j (\vec{u}_i - \vec{u}_j) \nabla W_{ij}, \\ \frac{d\vec{u}_i}{dt} &= - \sum_j m_j \left(\frac{p_j}{\rho_j^2} + \frac{p_i}{\rho_i^2} + \Pi_{ij} \right) \nabla W_{ij} + \vec{g}_i, \\ \frac{d\vec{r}_i}{dt} &= \vec{u}_i. \end{aligned} \quad (3)$$

Искусственная вязкость Π_{ij} вычисляется по формуле:

$$\Pi_{ij} = \begin{cases} \frac{(-\alpha c_{ij} + \beta \mu_{ij}) \mu_{ij}}{\rho_{ij}}, & (\vec{u}_i - \vec{u}_j)(\vec{r}_i - \vec{r}_j) < 0 \\ 0, & (\vec{u}_i - \vec{u}_j)(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \geq 0 \end{cases}$$

$$\mu_{ij} = \frac{h_{ij} (\vec{u}_i - \vec{u}_j)(\vec{r}_i - \vec{r}_j)}{(\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2 + \varepsilon^2 h_{ij}^2}, \quad c_{ij} = \frac{1}{2} (c_i + c_j),$$

$$\rho_{ij} = \frac{1}{2} (\rho_i + \rho_j), \quad h_{ij} = \frac{1}{2} (h_i + h_j),$$

где c_i – скорость звука, α , β и ε – константы, которые полагаются, соответственно, равными 1, 2 и 0.1.

Решение системы уравнений (3) выполняется для частиц газообразной и жидкой фазы. При взаимодействии с частицами твердой фазы используется потенциал Леннарда – Джонса [8], который включается в уравнение движения в качестве дополнительной силы:

$$\vec{F}_i = \sum_j \frac{D}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \left[\left(\frac{r_0}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \right)^{12} + \left(\frac{r_0}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \right)^6 \right] \frac{\vec{r}_i - \vec{r}_j}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|}$$

где D – глубина потенциальной ямы, r_0 – расстояние, на котором обращается в ноль потенциал взаимодействия (выбирается с учетом начального расстояния между частицами).

При вычислении плотности можно не решать уравнение неразрывности, а явно использовать формулу (1) для плотности:

$$\rho_i = \sum_j m_j W_{ij}.$$

При интегрировании дифференциальных уравнений по времени используется схема «предиктор-корректор».

Шаг «предиктор»:

$$\vec{u}_i^* = \vec{u}_i^n + \tau \left(\frac{d\vec{u}_i}{dt} \right)^n.$$

Шаг «корректор»:

$$\vec{u}_i^{n+1} = \vec{u}_i^n + \frac{\tau}{2} \left\{ \left(\frac{d\vec{u}_i}{dt} \right)^n + \left(\frac{d\vec{u}_i}{dt} \right)^* \right\}.$$

Здесь

$$\left(\frac{du_i}{dt}\right)^n = -\sum_j m_j \left[\frac{P_j^n}{(\rho_j^n)^2} + \frac{P_i^n}{(\rho_i^n)^2} + \Pi_{ij} \right] \nabla W'_{ij},$$

аналогично вычисляется $\left(\frac{du_i}{dt}\right)^*$.

Выбор шага по времени выполняется по следующей формуле:

$$\tau^{n+1} = \min_i \left\{ \frac{\max_j \left(2 \min_j |\bar{r}_i - \bar{r}_j|, 0, 2 \max_j |\bar{r}_i - \bar{r}_j| \right)}{|\bar{u}_i| + c_i} \right\}, \quad (4)$$

где K – число Куранта.

После решения уравнений газовой динамики учитывается процесс переноса тепла. Вычисление значения внутренней энергии находится по уравнению состояния:

$$\varepsilon = \sum_3 \left(C_{f,p}(T) \chi [T_f^* - T] + \Delta H_f \delta (T - T_f^*) \right) T,$$

где f – фазовые состояния.

Дискретный аналог уравнения теплопроводности, используя формулы (1) и (2), для частицы с номером i можно записать в следующем виде [9]:

$$\left(C_p \right)_i \frac{dT_i}{dt} - 2 \sum_j \frac{m_j}{\rho_i \rho_j} \chi_{ij} \frac{T_i - T_j}{|\bar{r}_i - \bar{r}_j|} W'_{ij} (\bar{r}_i - \bar{r}_j, h_{ij}) = Q_i. \quad (5)$$

Коэффициент теплопроводности χ_{ij} на границе взаимодействия частиц можно вычислять различными способами [10, 11], в частности, по формуле модифицированного гармонического усреднения:

$$\chi_{ij} = \frac{(\chi_i(\rho_i, T_i) + \chi_i(\rho_i, T_{ij}))(\chi_j(\rho_j, T_j) + \chi_j(\rho_j, T_{ij}))}{(\chi_i(\rho_i, T_i) + \chi_i(\rho_i, T_{ij})) + (\chi_j(\rho_j, T_j) + \chi_j(\rho_j, T_{ij}))}.$$

Уравнение теплопроводности аппроксимируется по неявной схеме:

$$\left(C_p \right)_i^{n+1} (T_i^{n+1} - T_i^n) = 2\tau \sum_j \frac{m_j}{\rho_i \rho_j} \chi_{ij}^n \frac{T_i^{n+1} - T_j^{n+1}}{|\bar{r}_i - \bar{r}_j|} W'_{ij},$$

Данная система уравнений решается с использованием параллельных решателей линейных алгебраических уравнений [12].

Шаг по времени для уравнения теплопроводности полагается равным газодинамическому (4).

Результаты расчета тестовой задачи

Возможности методики продемонстрируем на задаче сварки железных оболочек толщиной 10 мм. В диапазоне температур $T < 1800$ °К железо считает-

ся абсолютно жестким телом имеющим плотность $\rho = 7,8$ г/см³. Зависимость теплоемкости и коэффициента теплопроводности железа в твердом агрегатном состоянии от температуры приведены в таблице [13].

Термодинамические параметры железа в жидком агрегатном состоянии в соответствии с [13] следующие: температура плавления железа 1800 °К; теплота плавления железа $\Delta H = 272$ Дж/г = 2720; теплоемкость жидкой стали $C_p = 0,84$, Дж/(г·К); коэффициент теплопроводности жидкой стали: $\chi = 0,26$, Вт/(см·К).

Зависимость теплоемкости и коэффициента теплопроводности железа в твердом агрегатном состоянии от температуры

T , °К	C_p , Дж/(г·К)	χ , Вт/(см·К)
250	0,422	0,87
400	0,489	0,70
600	0,574	0,55
1000	0,975	0,32
1500	0,654	0,25
1800	0,654	0,25

Уравнение состояния для жидкого металла берется в виде:

$$\varepsilon = \int_{T^*}^T C_V dT + \varepsilon^*,$$

$$p = B \left(\left(\frac{T}{T^*} \right)^n - 1 \right) + p^o,$$

где T^* – температура плавления железа,

$\varepsilon^* = \int_{T^0}^{T^*} C_V dT + \rho^* \Delta H$ – внутренняя энергия жидкого

железа в точке плавления, $\rho^* = 6,9$ г/см³ – плотность жидкого железа в точке плавления,

$p^* = p^o$ – давление жидкого железа равное давлению в газе, $A = 1,6 \cdot 10^{-4}$, г/(см³·К), параметр

$$B = 2,295 \cdot 10^{-7}.$$

Термодинамические параметры железа в газообразном агрегатном состоянии следующие: температура испарения железа составляет 3045 °К; теплота испарения железа составляет $\Delta H = 6700$ Дж/г; коэффициент теплопроводности газообразной стали $\chi = 0,26$, Вт/(см·К).

Считается, что при ЭЛС воздух откачивается до давления $p^0 = 10^{-5}$ бар = 1 Па. Начальная температура железа и воздуха $T = 300$ °К.

Вначале были проведены расчеты процесса сварки оболочек без зазора. В этих расчетах считалось, что если фазовый переход из твердого состояния в жидкое захватывал $\frac{3}{4}$ толщины оболочки, то

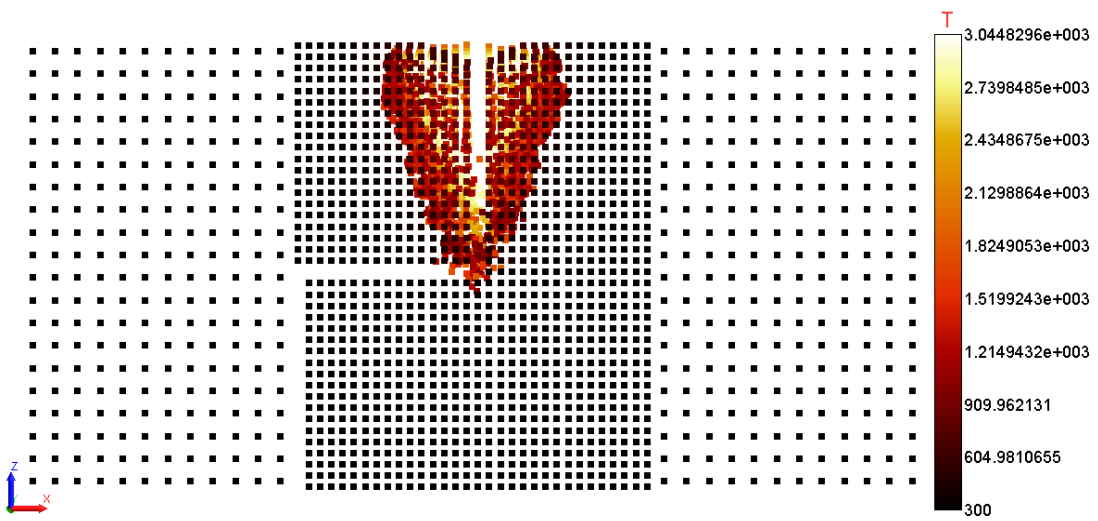


Рис. 3. Вид проплавления сбоку

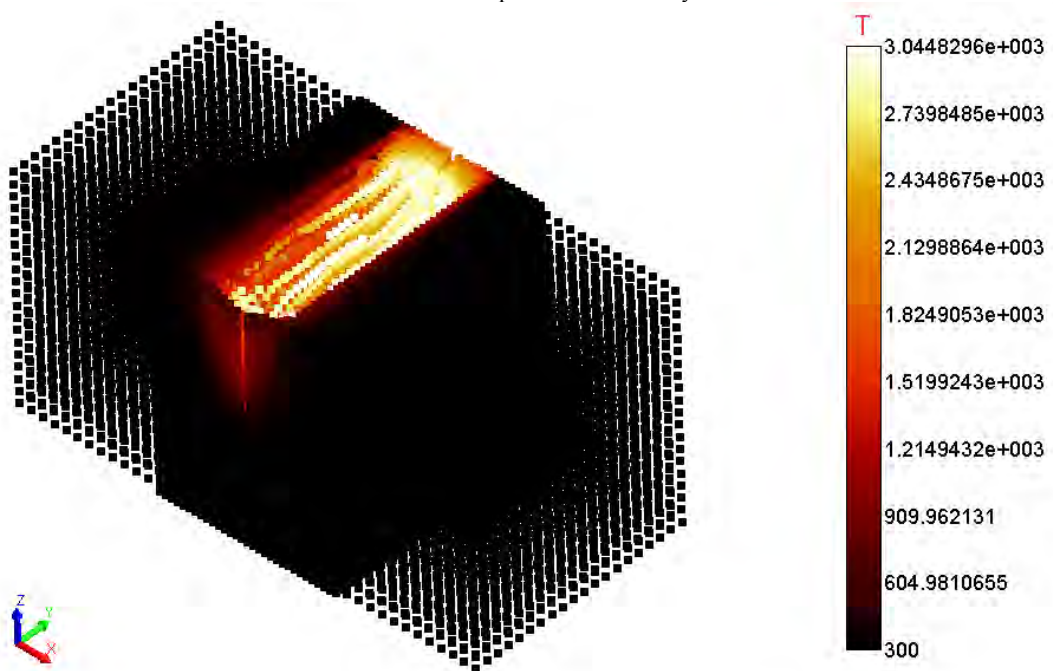


Рис. 4. Общая картина нагрева

происходила сварка материалов. Здесь материал в жидком состоянии практически не перемещается. Небольшой слой $\sim 0,01$ см переходит в газообразное состояние и испаряется.

Во второй серии расчетов рассматривалась сварка с величиной зазора $\Delta l = 0,01$ см. в этих расчетах, в области жидкого состояния происходило движение частиц в области зазора и зазор закрывался за время меньше, чем время движения луча ЭЛС. Затем, по мере движения области энерговыделения вещество остывало и переходило в твердое фазовое состояние. В результате образовывался сварочный шов на определенной глубине. Для иллюстрации на рис. 3 показано распределение частиц и распределение температуры в центральном срезе по оси энерговыделения. На рис. 4 показано распределение температуры на поверхности оболочек

Заключение

В работе сформулирована математическая модель ЭЛС и построена расчетная методика на основе метода сглаженных частиц (SPH). Методика реализована программно на языке C++ для расчета на параллельных ЭВМ. По созданной методике проведены расчеты тестовых задач о сварки железных оболочек.

Литература

1. Волченко В. Н., Ямпольский В. М., Винокуров В. А. и др. Теория сварочных процессов: Учебник для вузов по специальности «Оборудование и технология сварочного производства» / Под ред. В. В. Фролова. – М.: Высш. шк., 1988.

2. Рыкалин Н. Н., Зуев И. В., Углов А. А. Основы электронно-лучевой обработки материалов – М.: Машиностроение, 1978.

3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика: Т. VI Гидродинамика, М.: Наука, 1986.

4. Физика взрыва / Под ред. Л. П. Орленко. – М.: Физматлит, 2002.

5. Gingold R. A., Monaghan J. J. Smoothed Particle Hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 1977. Vol. 181. P. 375–389.

6. Lucy L. A numerical approach to the testing of the fission hypothesis // Astronom. J. 1977. Vol. 82. P. 1013.

7. Monaghan J. J. Smoothed particle hydrodynamics // Annual Review of Astronomy and Astrophysics, Clayton, 1992. P. 543–574.

8. Monaghan J. J. Simulating Free Surface Flows with SPH // Journal Of Computational Physics 110, 1994. P. 399–406.

9. Численное решение уравнения лучистой теплопроводности методом сглаженных частиц. «Молодежь в науке». Сборник докладов XV научно-технической конференции г. Саров 30–31 октября –

1 ноября 2016 г. ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»; Лазарев А. А., Полищук С. Н., Тихомиров Б. П., Саров, 2017.

10. Авдошина Е. В., Бондаренко Ю. А., Горбунов А. А. и др. Исследование точности различных методов усреднения коэффициента теплопроводности на стороне ячейки интегрирования при численном решении уравнения теплопроводности // ВАНТ, сер. Математическое моделирование физических процессов. 2014. Вып. 3. С. 32–46.

11. Дмитриев Н. А., Софронов И. Д., Тихомиров Б. П. Методика расчета одномерных многообластных задач высокотемпературной газовой динамики // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики. 1983. Вып. 3. С. 3–8.

12. Библиотека решателей разреженных систем. Артемьев А. Ю., Баргенов Ю. Г., Басалов В. Г., Бондаренко Ю. А., Варгин А. М. и др. Труды ВНИИЭФ. Математическое моделирование физических процессов. 2004.

13. Физические величины. Справочник / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991.