

## Секция 2: Инновационные технологии получения и обработки материалов в машиностроении

10. Итыбаева Г.Т. Обработка отверстий зенкером-протяжкой. Труды Университета. 2010. № 1. С. 28-30.
11. [Dudak N.S.], Kasenov A.Z., Musina Z.K., Itybaeva G.T., Taskarina A.Z. Processing of holes with a reamer-broach. Life Science Journal. 2014. Т. 11. № 10s. С. 282-288.
12. Касенов А.Ж. Формирование шероховатости поверхности отверстия обработанного развёрткой-протяжкой. Наука и техника Казахстана. 2011. № 3-4. С. 46-49.
13. Касенов А.Ж. Обработка отверстий развёрткой-протяжкой. Труды Университета. 2010. № 1. С. 25-28.
14. [Dudak N.], Taskarina A., Kasenov A., Itybaeva G., Mussina Z., Abishev K., Mukanov R. Hole machining based on using an incisive built-up reamer. International Journal of Precision Engineering and Manufacturing. 2017. Т. 18. № 10. С. 1425-1432.
15. Таскарина А. Ж., [Дудак Н. С.], Касенов А. Ж. Резцовая сборная развертка с безвершинными зубьями. Научный журнал МОН «Поиск». – 2012. – № 1(2). – С. 274-279.
16. [Дудак Н. С.], Итыбаева Г. Т., Мусина Ж. К., Касенов А. Ж., Таскарина А. Ж. Конструкции резцовых сборных развёрток с безвершинными зубьями. Научный журнал Павлодарского государственного университета им. С. Торайгырова. – Вестник ПГУ. – 2012. – № 2. – С. 30-36.
17. [Дудак Н.С.], Янюшкин А.С. Способ и резцовая головка для высокопроизводительного торцового точения отверстий. Системы. Методы. Технологии. 2011. № 9. С. 78-86.
18. [Дудак Н. С.], Муқанов Р. Б., Мендебаев Т. М., Касенов А. Ж., Итыбаева Г.Т. Обработка отверстий сборной резцовой головкой. Вестник государственного университета имени Шакарима города Семей – 2017. – Т. 1. № 2 (78). – С. 57-61.

### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОГО ПЛАВЛЕНИЯ И ОЦЕНКА КПД ЭЛЕКТРОННОГО ЛУЧА.

*М.Г. Криницын, Р.О. Черепанов*

*Томский политехнический университет*

*634050, г. Томск, пр. Ленина, 30, тел. (3822)-12-34-56*

*E-mail: Ivanov@mail.ru*

В работе предложена численная модель процесса плавления порошков титановых сплавов в условиях селективного электронно-лучевого сплавления. Приводится сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными по сплавлению порошков сплава ВТ6 методом электронно-лучевого плавления при аддитивном производстве деталей. Установлено, что тепловой КПД электронного луча составляет порядка 25%, а 75% энергии пучка теряется.

A numerical model of the process of the melting of powders of a titanium alloy VT6 during selective electron-beam melting is proposed. Comparison of numerical results with experimental data on selective electron-beam melting at additive manufacturing of parts is provided. It is established that the thermal efficiency of electron beam is about 25% and 75% of the beam energy is lost.

Селективное электронно-лучевое сплавление (S-EBM) [1-3] является современной перспективной технологий аддитивного производства изделий из порошков различных сплавов, в частности, из порошков титанового сплава ВТ6 [4-7]. Из литературы известны различные подходы к моделированию таких процессов [8-10]. В данной работе использован численный метод, основанный на методе конечных объемов.

Математическая модель.

Математическая модель процесса электронно-лучевого плавления включает в себя уравнение теплопроводности, записанное относительно энтальпии:

$$\dot{H} = -\nabla_j (\lambda \nabla_j T) + Q \quad (1.1)$$

где  $H$  - энтальпия на единицу объема,  $T$  - температура,  $Q$  - объемная мощность внутренних источников тепла. Температура связана с энтальпией зависимостью  $T=T(H)$

Зависимость температуры от внутренней энергии  $T(E)$  определялась путем интегрирования известных для каждого материала с определенной точностью зависимостей теплоемкости от температуры с учетом скрытой теплоты фазовых переходов:

$$H(T) = \int_0^T C_p \rho dT + \sum \sigma (T - T_{phase.transition}) Q_{phase.transition} \quad (1.2)$$

После интегрирования данные зависимости табулировались и строилась аппроксимация обратной зависимости  $T(H)$ .

Для учета теплообмена излучением с поверхности ванны расплава и прилегающих к ней областей задаются граничные условия вида:

$$\lambda \nabla_j T = n_j \{ P(\vec{r}) + \kappa (T_{air} - T) \} \quad (1.3)$$

где  $n_j$  - вектор нормали к поверхности тела,  $P(\vec{r})$  - функция распределения плотности мощности излучения, которая в общем случае зависит от температуры поверхности по закону Стефана-Больцмана и от коэффициента серости поверхности, который может быть функцией координаты, температуры и других параметров,  $\vec{r}$  - пространственная координата,  $\kappa$  - коэффициент теплообмена с окружающим воздухом,  $T_{air}$  - температура окружающей среды.

Так как движение электронного луча в ЕВМ-технологии происходит с большой скоростью (сотни мм/с) и в вакууме, влиянием конвективного теплообмена можно пренебречь и использовать на свободных границах с низкой температурой условия тепловой изоляции. Это позволяет несколько снизить время расчетов при сохранении точности, так как при малых температурах (до 1000-1500 К) радиационный теплообмен не оказывает существенного влияния.

Тепловое воздействие электронного луча может рассматриваться как поверхностный источник, в этом случае в зоне действия луча задаются граничные условия второго рода:

$$\lambda n_j \nabla_j T = P_{EBM} \cdot \frac{\eta}{2\pi\sigma^2} \exp\left(\frac{(x-x_{el})^2 + (y-y_{el})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1.4)$$

где  $P_{EBM}$  - полная мощность электронного луча,  $\eta$  - коэффициент полезного действия,  $x_{el}$ ,  $y_{el}$  - координаты луча,  $\sigma$  - радиус пятна электронного луча,

В случае, когда глубиной проникновения электронного луча нельзя пренебрегать, воздействие луча рассматривается как объемный источник энергии с удельной мощностью, определяемой выражением:

$$Q(\vec{r}) = \frac{\eta P_{EBM}}{2\pi\sigma^2} \cdot \exp\left(-\frac{(x-x_{el})^2 + (y-y_{el})^2}{2\sigma^2}\right) \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi\sigma_{depth}^2}} \exp\left(\frac{-z^2}{2\sigma_{depth}^2}\right) \quad (1.5)$$

где  $\sigma_{depth}$  - средняя глубина проникновения электронного луча.

Численный метод.

Проинтегрировав (1.1) по объему, получим:

$$\int_V \dot{H} dV = \int_S q_j dS_j + \int_V Q dV \quad (1.6)$$

где S- поверхность объема V.

Покроем расчетную область кубической сеткой с шагом h, узлы которой имеют координаты вида  $\vec{r}^{ijk} = \{h \cdot (i + \frac{1}{2}), h \cdot (j + \frac{1}{2}), h \cdot (k + \frac{1}{2})\}$  и могут быть заданы тройкой индексов  $\{i, j, k\}$ . В

узлах этой сетки вычисляются неизвестные значения температуры  $T_{ijk}$  и задаются параметры мате-

риала (теплопроводность, теплоемкость, плотность и т.д.). Соседние ячейки сетки оказываются разделены квадратным элементом поверхности площади  $h^2$ , предполагая, что поток тепла из ячейки  $\{i, j, k\}$  в ячейку  $\{i+1, j, k\}$  не имеет разрывов, и что температура в пределах одной ячейки распределена линейно, можно выразить температуру на границе между двумя соседними ячейками и тепловой поток через эту границу:

$$q_{i+\frac{1}{2},jk} = \lambda_{ijk} \frac{T_{ijk} - T_{i+\frac{1}{2},jk}}{h/2} = \lambda_{i+1,jk} \frac{T_{i+\frac{1}{2},jk} - T_{i+1,jk}}{h/2} = \frac{T_{ijk} - T_{i+1,jk}}{h} \frac{2\lambda_{ijk}\lambda_{i+1,jk}}{\lambda_{ijk} + \lambda_{i+1,jk}} \quad (1.7)$$

Формула (1.7) учитывает разницу теплопроводностей в соседних ячейках и может быть использована для расчета неоднородных сред, к которым относятся и порошковые материалы.

Интеграл по объему в (1.6) вычислим с первым порядком точности

$$\dot{H}_{ijk} h^3 = \sum_P \vec{q}_{i^*j^*k^*}^P \cdot \Delta \vec{S}_{i^*j^*k^*}^P + Q_{ijk} h^3 \quad (1.8)$$

где  $\vec{q}_{i^*j^*k^*}^P$  - вектор потока тепла из ячейки  $ijk$  в  $p$ -ю соседнюю ячейку,  $\Delta \vec{S}_{i^*j^*k^*}^P$  - соответствующий вектор поверхности, суммирование ведется по всем ячейкам, окружающим ячейку  $\{ijk\}$ . Предполагая, что коэффициент теплопроводности не имеет анизотропии, а вектора теплового потока между ячейками сонаправлены с векторами соответствующих поверхностей, (1.8) можно упростить, избавившись от векторов:

$$\dot{H}_{ijk} h^3 = \sum_P q_{i^*j^*k^*}^P \cdot \Delta S_{i^*j^*k^*}^P + Q_{ijk} h^3 \quad (1.9)$$

Используем для аппроксимации производной по времени конечную разность первого порядка, и учтем, что для граничных ячеек существует вклад в тепловой поток от лазерного излучения, получим:

$$\frac{H_{ijk}^{t+\Delta t} - H_{ijk}^t}{\Delta t} = \frac{1}{h^3} \left\{ \sum_P q_{i^*j^*k^*}^P \cdot \Delta S_{i^*j^*k^*}^P + q(\vec{r}_{ijk}) \cdot h^2 \right\} + Q_{ijk}^t \quad (1.10)$$

$$T_{ijk}^{t+\Delta t} = T_{ijk} \left( H_{ijk}^{t+\Delta t} \right) \quad (1.11)$$

На поверхности, подвергающейся воздействию излучения, тепловой поток задается функцией распределения мощности излучения по пространству, и таким образом, расчет градиента температуры на поверхности в этом случае не требуется.

На свободных поверхностях тепловой поток равен нулю, а следовательно и градиент температуры тоже равен нулю.

Таким образом, алгоритм решения тепловой задачи следующий:

1. По формуле (1.7) и известному распределению температуры рассчитываются тепловые потоки в момент времени  $t$ .
2. По формуле (1.10) вычисляются значения удельной энергии ячеек в момент времени  $t + \Delta t$
3. Определяются новые значения температур (1.11)
4. Осуществляется пересчет параметров материала:  $\lambda_{ijk} \left( T_{ijk}^{t+\Delta t} \right)$ , определяются параметры электронного луча (его координаты, мощность и пр.).
5. Переход на новый слой по времени.

Данная схема строго консервативна по энергии, имеет первый порядок точности по координате и времени при расчете неоднородных материалов с разрывами в свойствах (повышается до 2-го по пространству при расчете однородных материалов) и позволяет вести сквозной счет фазовых переходов. Схема является устойчивой при выполнении условия Куранта:  $\Delta t < \lambda / (C_p \rho \cdot h^2)$ .

Все этапы расчетов можно проводить в многопоточном режиме, что позволяет реализовать параллельные вычисления.

Тестирование схемы осуществлялось стандартным способом- путем сравнения с аналитическими решениями, контролем баланса энергии, сохранением симметрии решения в тех задачах, где решение должно быть симметричным (например, точечный нагрев).

Моделирование упаковки частиц порошка.

Для моделирования спекания и сплавления порошковых материалов был реализован следующий алгоритм заполнения объема порошком:

1. Расчетная сетка заполняется ячейками газа.
2. В сетку сверху ( $Z=Z_{max}$ ) помещается в случайном положении  $(X,Y)$  сферическая частица заданного радиуса.
3. Определяется минимальная координата  $Z_{min}(X,Y)$ , при которой данная частица не содержит ячеек, уже заполненных металлом.
4. Проверяются соседние координаты  $Z_{min}(X^*,Y^*)$ ,
5. если  $Z_{min}(X^*,Y^*) < Z_{min}(X,Y)$ ,
6. частица перемещается в координату  $(X^*,Y^*)$
7. Возврат на шаг №4.
8. Иначе
9. Возврат на шаг №2.
10. Выход из алгоритма происходит при невозможности добавить новую частицу, без пересечения с уже заполненными областями.

Такой алгоритм приводит к заполнению объема с насыпной плотностью порядка 0,60-0,65, что объясняется использованием достаточно грубой сетки ( $h \sim 10-20 \mu m$  при диаметре частиц порошка  $80 \mu m \pm 20\%$ ).

Реальная насыпная плотность используемых в работе порошков составляет  $\sim 0,74$ , поэтому для приведения расчетной плотности в соответствие с экспериментальной, дополнительно использовалась следующая процедура: ячейки газа, имеющие наибольшее количество соседей, заполненных металлом, так же заполнялись металлом, до тех пор, пока конечная плотность заполнения не достигла значения, максимально близкого к экспериментальному.

Полученная таким способом упаковка сферических частиц имела плотность 0,73-0,76, то есть, отличается от реальной не более, чем на 3%.

Результаты моделирования показывают, что при ускоряющем напряжении 40 кВ и токе в луче 3 мА должно происходить активное испарение верхних слоев материала порошка, а глубина проплавления должна составлять примерно 1,2-1,4 мм, чего в эксперименте не наблюдается. Образцы, полученные в эксперименте, имеют явно выраженную слоистую структуру, причем, между сплавленными слоями находятся участки нерасплавленного порошка.

Данный факт говорит о том, что в реальности имеет место потеря значительной части энергии электронного луча, которая требует своего объяснения.

Сравнение экспериментальных и расчетных данных и определение КПД электронного луча.

Была проведена серия экспериментов по сплавлению порошка сплава ВТ6 на установке электронно-лучевого сплавления со следующими параметрами: толщина слоя порошка 170 мкм, диаметр электронного луча 180 мкм, средний диаметр частиц порошка 80 мкм, ускоряющее напряжение 40 кВ, ток в луче 2,5 и 3 мА.

Скорость движения луча 16 мм/с, длина треков 5 мм, расстояние между треками 150 мкм. Предварительный подогрев порошка до температуры 700С в течение 20 секунд.

Результаты экспериментов показывают, что при этих условиях между слоями полностью расплавленного материала наблюдаются включения не расплавленного порошка. Моделирование процесса электронно-лучевого сплавления при этих же параметрах луча предсказывает активное испарение титана на глубину до 300 мкм. Сплавление порошка с образованием между слоями частично непроплавленных областей в расчетах наблюдается при тепловой мощности в луче в 25% от реальной. Отсюда можно сделать вывод о том, что в условиях электронно-лучевого сплавления значительная часть энергии электронного луча превращается в иные формы, кроме тепловой энергии расплавленного материала и измеренная мощность электронного луча не может использоваться напрямую как параметр числовой модели процесса.

Список литературы

1. Beaman JJ, Barlow JW, Bourell DL, Crawford RH, Marcus Harris L, McAlea Kevin P: Solid freeform fabrication: a new direction in manufacturing. Kluwer Academic Publishers, 1997, Norwell, pp 25–49
2. Murr L. E. et al. Metal fabrication by additive manufacturing using laser and electron beam melting technologies //Journal of Materials Science & Technology. – 2012. – Т. 28. – №. 1. – С. 1-14.
3. Murr L. E. Metallurgy of additive manufacturing: Examples from electron beam melting //Additive Manufacturing. – 2015. – Т. 5. – С. 40-53.
4. Liu Y. J. et al. Microstructure, defects and mechanical behavior of beta-type titanium porous structures manufactured by electron beam melting and selective laser melting //Acta Materialia. 2016. – Т. 113. – С. 56-67.
5. Körner C. Additive manufacturing of metallic components by selective electron beam melting—areview //International Materials Reviews. – 2016. – Т. 61. – №. 5. – С. 361-377.
6. Zhao S. et al. Compressive and fatigue behavior of functionally graded Ti-6Al- 4V meshes fabricated by electron beam melting //Acta Materialia. – 2018. – Т. 150. – С. 1-15.
7. Lim G. et al. Residual Stresses in Ti-6Al- 4V Parts Manufactured by Direct Metal Laser Sintering and Electron Beam Melting //British Society of Strain Measurement. – 2017.
8. Rausch A.M., Kung V.E., Pobel C., Markl M., Korner C. Predictive Simulation of Process Windows for Powder Bed Fusion Additive Manufacturing: Influence of the Powder Bulk Density. MATERIALS 10(10) 1117 (2017) DOI: 10.3390/ma10101117
9. Yan W.T. Ge, W.J. Qian Y., Lin S., Zhou B., Liu W.K., Lin F., Wagner G.J.: Multi-physics modeling of single/multiple-track defect mechanisms in electron beam selective melting. ACTA MATERIALIA, vol 134 (2017), pp 324-333, DOI: 10.1016/j.actamat.2017.05.061
10. Yan W.T., Qian Y., Ma W.X., Zhou B., Shen Y.X., Lin F.: Modeling and Experimental Validation of the Electron Beam Selective Melting Process. ENGINEERING, vol 3(5), pp 701-707, DOI: 10.1016/J.ENG.2017.05.021

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ФРИКЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ТРЕНИИ ЛАТУНИ Л63 С УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОЙ СТРУКТУРОЙ**

*А.В. Филиппов, к.т.н, ст.преп.<sup>1</sup>, н.с.<sup>2</sup>, Н.Н. Шамарин, асс.<sup>1</sup>, О.А. Подгорных, зав. лаб.<sup>1</sup>*

*<sup>1</sup>Юргинский технологический институт Томского политехнического университета, 652055, г. Юрга, ул. Ленинградская, 26, тел. (38451)-7-77-61*

*<sup>2</sup>Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634055, г. Томск, пр. Академический, 2/4, тел. (3822)-49-18-81*

*E-mail: avf@ispms.ru*

В работе рассматривается экспериментальное исследование динамики фрикционных процессов при трении объемных ультрамелкозернистых материалов. В качестве модельных образцов использовалась латунь Л63 с крупнокристаллической и ультрамелкозернистой структурой, сформированной методом равноканального углового прессования. В процессе сухого трения скольжения осуществлялась регистрация сигналов виброускорений и акустической эмиссии. Анализ коротких сигналов с применением преобразований Фурье позволил установить характерные параметры сигналов, полученных при трении крупнокристаллических и ультрамелкозернистых материалов.

Наиболее распространенными технологическими операциями формообразования ответственных и прецизионных изделий в машиностроении являются резание, выглаживание, шлифование и т.д. Все эти процессы сопровождаются интенсивным трением скольжения между инструментом и обрабатываемым изделием. Высокое удельное давление в процессах формообразования приводит к тому, что на контактных площадках трение осуществляется в условиях частичного или даже полного отсутствия смазки, т.е. в режиме сухого адгезионного трения скольжения [1–3]. Объемные материалы с ультрамелкозернистой (УМЗ) структурой являются перспективными с точки зрения их применения при производстве ответственных элементов авиационной и ракетнокосмической техники, прецизионных элементов измерительных приборов, а также мелкоразмерных элементов в робототехнике. Применение УМЗ материалов в указанных отраслях промышленности обусловлено их более высокими показателями по механической прочности, а также точности и качеству механической обработки, по сравнению с крупнокристаллическими материалами [4,5]. Механические колебания трибологической системы связаны с изменением динамики фрикционных процессов и оказывают существенное влияние на механику процесса трения, что выражается в изменении деформационного поведения исследуемых