

РАЗРАБОТКА ПРОГРАММЫ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ТОЧЕК ТЕЛА ПРИ СКАНИРУЮЩЕЙ ЛАЗЕРНОЙ ЗАКАЛКЕ

Веремейчик А.И., Нерода М.В., Холодарь Б.Г.

Брестский государственный технический университет, г. Брест,
Республика Беларусь

Воздействие подвижного теплового потока высокой интенсивности используется для модификации свойств материалов в приповерхностной зоне [1]. Задачей воздействия является целенаправленное изменение фазового состава материала и его микроструктуры, что в свою очередь ведет к требуемому изменению механических свойств материала. При этом основным вопросом является подбор оптимального режима теплового нагружения, который зависит прежде всего от уровня и скорости нагрева и последующего охлаждения тела. В связи с этим расчеты температурных полей в соответствующих зонах материала имеют первостепенное значение.

В научно-технической литературе известны решения тепловых задач, посвященных определению пространственно-временных распределений температуры, создаваемых стационарными или движущимися источниками тепла [1–7]. В зависимости от требуемых условий источники тепла могут быть распределенными по всей нагружаемой поверхности тела либо сосредоточенными на ее ограниченном участке. В последнем случае речь может идти о форме пятна нагрева и о законе распределения теплового воздействия по этому пятну. Для движущихся источников энергии при вычислениях необходимо задать конкретную траекторию движения зоны прямого теплового воздействия лазерного луча. Настоящая программа разработана для случая, когда наряду с движением ядра потока вдоль намеченной дорожки оно одновременно периодическим образом смещается в поперечном направлении, двигаясь по траектории, которую можно представить как набор выходящих одна из другой последовательных поперечных линий, причем по условиям работы установки в точках этих линий интенсивность энергетического воздействия может изменяться.

В используемой в научно-исследовательской лаборатории плазменных и лазерных технологий БНТУ установке при поверхностной обработке излучением волоконного иттербиевого лазера мощностью 1 кВт со сканирующей лазерный луч головкой производится отключение мощности потока лазерного излучения после прохождения нескольких поперечных линий, т.е. обрабатываемая дорожка представляет собой последовательность одинаковых по воздействию зон, состоящих из участков непосредственного нагружения (пятно воздействия) и равных с ними по времени “ненагруженных” промежутков. Такой способ при малом радиусе кругового ядра лазера дает возможность создавать в материале

тепловое поле определенной интенсивности при заданной номинальной мощности установки, что учтено при разработке программы.

В качестве исходных кинематических данных принимались скорость движения лазерной головки вдоль дорожки, ширина дорожки, число поперечных линий на пятне воздействия и частота повторений прохождения двух взаимосвязанных линий, что позволяет определить период времени, соответствующий возврату оси луча в точку с фиксированной поперечной координатой. Задаваемое на установке число линий N_{lin} может быть нечетным или четным (во время испытаний число линий соответствовало значениям 7 и 10), поэтому на пятне сканирования умещается целое или полуцелое число периодов поперечного движения луча, равное $N_{lin} / 2$. В связи с тем, что оплавление поверхности обрабатываемого материала происходит в круге определенного радиуса, а не только в точках попадания оси луча лазера, при небольших скоростях движения головки лазера происходит непрерывное слияние зон обработки (пятно плюс промежутки), уточнение ситуации может быть проведено только при достаточно больших скоростях движения лазерной головки, когда пятна и промежутки между ними явным образом выделяются. Это дает возможность определить продольную составляющую скорости сканирования, которая является одинаковой для любых скоростей движения лазерной головки при одном и том же числе линий на пятне и частоте их прохождения.

При составлении программы вычислений температурных полей предполагается, что наличие постоянной продольной и периодической поперечной скоростей сканирования позволяет считать ось луча при сканировании движущейся вдоль дорожки по некоторой синусоиде.

С точки зрения кинематики движение оси луча можно представить как сумму продольного переносного и относительного продольного и поперечного движений, причем скорость переносного движения совпадает со скоростью лазерной головки. Для определения продольной относительной скорости был использован опыт по нагружению плоского образца со скоростью перемещения головки, равной $V_e = V = 20000 \text{ мм/мин}$ ($100/3 \text{ см/сек}$). На рисунке 1 показан след от воздействия на некотором участке дорожки.

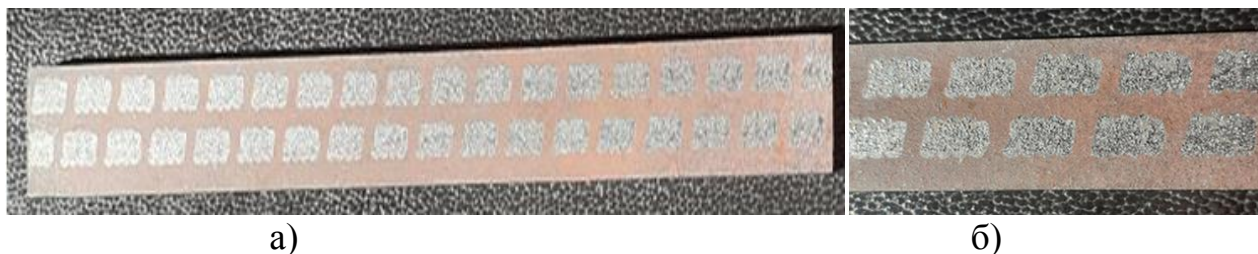


Рисунок 1 – Обработанный образец (а) и его участок (б)

Хотя к концу дорожки след становится более оплавленным за счет общего повышения температуры образца с течением времени воздействия, при большом числе образовавшихся зон обработки можно с достаточной точностью определить длину одной зоны, как отношение общей длины дорожки ($L \approx 198 \text{ мм}$) к числу этих зон ($N = 18$). После этого, записав выражение для длины зоны L_z в виде:

$$L_z = V_e \frac{N_{lin}}{2} T_{laz} + (V_e + V_r) \frac{N_{lin}}{2} T_{laz},$$

находим относительную скорость $V_r = 2 \left(\frac{L_z}{N_{lin} T_{laz}} - V_e \right)$. Таким образом, найден-

ное значение V_r можно принять как достаточно обоснованное и использовать его для режимов с другими значениями скорости переносного движения.

Для источника нагрева, расположенного в точке A с координатами x, y, z , температура в любой точке тела в любой момент времени описывается выражением:

$$T(r, t) = \frac{Q}{8(\pi a t)^{3/2}} \exp \left[-\frac{r^2}{4at} \right], \quad (1)$$

где Q – выделение тепла в точке в единицу времени, $a = \lambda/c\rho$ – коэффициент температуропроводности, λ – коэффициент теплопроводности, c – теплоемкость, ρ – плотность материала, t – время, $r^2 = (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2$ – расстояние от источника до точки A_0 с координатами x_0, y_0, z_0 , в которой определяется температура. Под T понимается приращение температуры над исходным уровнем температуры тела в данной точке в заданный момент времени (исходная температура во всех точках принята одинаковой и равной нулю).

Поскольку для рассматриваемого случая тепловое воздействие распределено по некоторой поверхности тела, необходимо рассматривать действие совокупности точечных источников, что приводит к необходимости интегрирования выражения (1) в пределах этой поверхности:

$$T_s(r, t) = \int \left\{ \int T(r, t) ds \right\} d\xi, \quad (2)$$

где ξ – переменная интегрирования по времени от начального значения $\xi_0 = 0$, S – переменная интегрирования по поверхности.

Распределение интенсивности воздействия по площади ядра подчинено [2, 3] гауссовому закону (нормально-круговое распределение) $q = q_0 \exp(-\gamma r^2)$, где r – расстояние от оси луча, γ – коэффициент сосредоточенности потока. Поскольку при этом r меняется от нуля до бесконечности, при решении задач зона ядра потока ограничивается некоторым радиусом R_f , так что выражение для q можно записать в виде $q = q_0 \exp\left(-\left(r/R_f\right)^2\right)$. Зависимость функции $\exp(-(r/R_f)^2)$ от соотношения r/R_f приведена на рисунке 2.

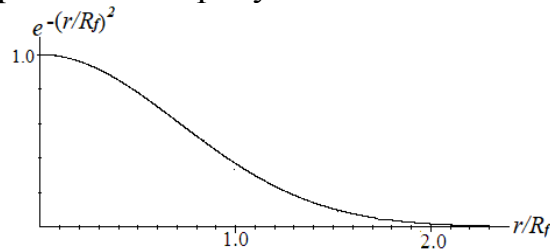


Рисунок 2 – Функция $\exp(-(r/R_f)^2)$

Поскольку в нашем случае при движении луча по дорожке предполагается изменение потока во времени, то множитель q_0 следует записать в виде $q_0 \cdot F(t)$, где функция времени $F(t)$ должна описывать фактический закон изменения интенсивности потока и, таким образом, должна быть введена в подинтегральное выражение (2) при значениях $0 \leq F(t) \leq 1$. Эту функцию мы далее представляем в виде произведения $F(t) = Coef(t) \cdot G_f(t)$ так, чтобы функция $Coef(t)$ учитывала изменение общей мощности источника (например, ее отключение до значения $F(t) = 0$ на участках промежутка между пятнами), а $G_f(t)$ – изменение мощности при нахождении оси луча вблизи продольных краев дорожки. Необходимость введения функции $G_f(t)$ связана с тем, что возле краев дорожки (рисунок 1) относительная скорость поперечного движения луча принимает значения близкие к нулю и равные ему, что в реальных условиях работы установки вызывает возможность значительного перегрева материала.

Если рассматривать вопрос об определении температуры для точек, находящихся на достаточном удалении от оси луча источника, то внутренний интеграл в (2) можно определить, относя при этом все энергетическое воздействие к центру тяжести сечения потока, т.е. к оси луча, и для определения расстояния между источником и рассматриваемой точкой использовать приведенное выше в (1) определение этого расстояния. Однако учитывая наличие достаточно большой зоны оплавления вдоль линий пятна воздействия на поверхности образца (рисунок 1), более правильным будет воспользоваться расчетной схемой, приведенной на рисунке 3, которая учитывает, что каждая точка ядра потока имеет не только свой уровень интенсивности воздействия, но и свое расстояние до рассматриваемой точки A_0 с координатами x_0, y_0, z_0 .

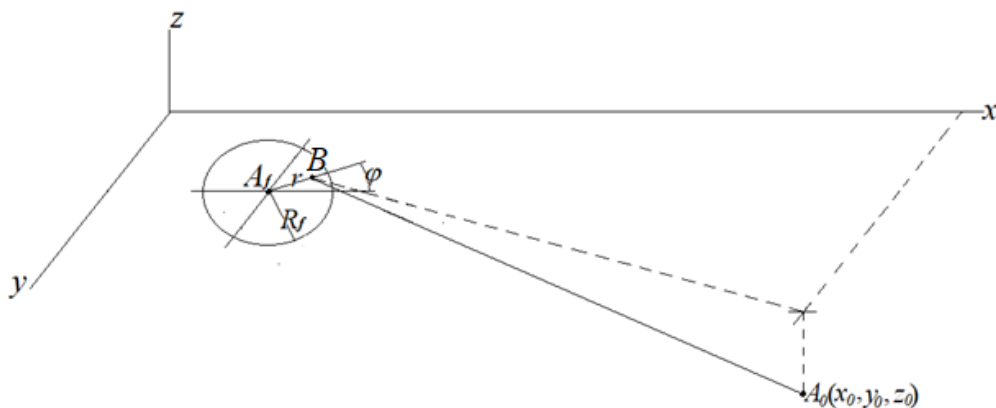


Рисунок 3 – Расстояние между точкой пятна и выделенной точкой A_0 тела

При этом подинтегральное выражение в (2) включает в себя экспоненциальную переменную составляющую Ψ с аргументом, зависящим от времени, координат выделенной точки A_0 и окружающих ее точек, которые могут быть взяты дополнительно в прилегающем к ней объеме материала, текущих координат точки A_f оси луча и положения точки “B” внутри ядра потока (переменные r и φ на рисунке 3):

$$\Psi = \exp[-(r^2 (1 + 4a \cdot s / R_f^2) + ((x_k - x_f)^2 + (y_k - y_f)^2 + z_k^2 - 2r(x_{of} \cos(\varphi) + y_{of} \sin(\varphi))) / (4a \cdot s))], \quad (3)$$

где $s=t_k-t_f$, $x_{of}=x_0-x_f$, $y_{of}=y_0-y_f$, x_k , y_k , z_k – координаты точки, выделенной внутри объема вокруг точки A_0 .

В формуле (3) подстрочным индексом “Г” отмечено значение координат оси луча на поверхности образца в соответствующий текущий момент времени t_f . Само интегрирование по времени t_f должно производиться от начального момента $t_0=0$ до заданного конечного t_k значения $t_k \geq t_f$ и, таким образом, будет учитывать смещение оси потока вдоль дорожки и соответствующий общий разогрев тела. Окончательно вместо (2) с учетом сделанных выше определений получаем расчетную формулу в виде

$$T = \frac{q_0}{8\rho c (\pi a)^{3/2}} \int_0^s \int_0^{R_f} \int_0^{2\pi} \frac{F \cdot \psi}{s^{3/2}} r dr d\varphi ds. \quad (4)$$

Наличие внутри подинтегрального выражения тригонометрических функций не позволяет получить для него более удобного аналитического представления, что вызывает необходимость в одновременном численном интегрировании по r и по φ и в связи с этим заметно увеличивает длительность проведения вычислений. Как сам интеграл (4), так и его внутренние интегралы в программе вычисляются по методу Симпсона, в связи с чем области изменения соответствующих переменных должны быть разбиты на четное число интервалов ($N_{Simps} \geq 2$).

В настоящее время программа работает в тестовом режиме, проводится верификация результатов расчета.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Теплопроводность твердых тел / Г. Карслоу, Д. Егер. – М. : Наука, 1964. – 488 с.
2. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов: Справочник / Н. Н. Рыкалин, А. А. Углов, И. В. Зуев, А. Н. Кокора. – М. : Машиностроение, 1985. – 496 с.
3. Рыкалин, Н. Н. Расчеты тепловых процессов при сварке / Н. Н. Рыкалин. – М. : ГНТИ Машиностроительной литературы, 1951. – 296 с.
4. Теория температурных напряжений/ Б. Боли, Дж. Уэйнер – М. : Мир, 1964. – 518 с.
5. Влияние режимов лазерной закалки на свойства стали 40X13 / О. М. Мищирук [и др.] // Вес. Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. – 2023. – Т. 68, No 2. – С. 103–112.
6. Akbari, M. Geometrical Effects on the Temperature Distribution in a Half-Space Due to a Moving Heat Source / M. Akbari, D. Sinton, M. Bahrami // J. Heat Transfer. – 2011. – Vol. 133, iss. 6. – Art. ID 064502 (10 p.). <https://doi.org/10.1115/1.4003155>
7. Zubair, S. M. Temperature solutions due to time-dependent moving line heat sources / S. M. Zubair, M. A. Chaudhry // Heat Mass Transfer. – 1996. – Vol. 31. – P. 185–189. <https://doi.org/10.1007/BF02333318>