

ЛЕКЦИЯ 6. НЕЛИНЕЙНЫЕ СЛУЧАИ НАГРЕВА МАТЕРИАЛА ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Большинство задач воздействия лазерного излучения на металлы, полупроводники и другие непрозрачные материалы следует рассматривать в нелинейной постановке. К нелинейным задачам нагрева среди относятся те, в которых один из перечисленных параметров зависит от температуры:

- а) коэффициент теплопроводности,
- б) коэффициент удельной теплоемкости,
- в) коэффициент теплоотдачи,
- г) тепловой поток на поверхности,
- д) внутренние источники (стоки тепла),
- е) положение границ тела.

Задачи, где от температуры зависят теплофизические коэффициенты, называют задачами с нелинейностями 1-го рода; где нелинейности вносят граничные условия - задачами с нелинейностями 2-го рода; где источники тепла зависят от температуры - задачами с нелинейностями 3-го рода .

Если плотность потока излучения не превосходит первой критической плотности $q_c^{(1)}$, наиболее важны задачи 1- и 2-го рода. Если же плотность потока излучения превосходит $q_c^{(1)}$, то по прошествии некоторого времени τ_m , за которое достигается температура плавления на поверхности материала, необходимо рассмотреть задачи с нелинейностями 3-го рода; т.е. с нахождением положения границы раздела фаз. При воздействии мощных потоков лазерного излучения обычно встречается наиболее общая задача, в которой все три вида нелинейностей присутствуют одновременно. В случае нагрева материала до температуры плавления наибольшее влияние на результаты решения уравнения теплопроводности оказывает зависимость оптических постоянных среды от температуры, которая достаточно хорошо описывается линейным законом:

$$A(T) = a_0 + bT, \quad (6.1)$$

где $a_0 = 0,75V_F/c$, (V_F – скорость электрона на поверхности Ферми, c – скорость света; $b = \Omega_{pl}/2\pi\sigma_0$, $\Omega_{pl} = \left(\frac{ne^2}{m\epsilon_0}\right)^{1/2}$ – плазменная частота, n, e, m – соответственно концентрация, заряд и масса электрона; σ_0 – статическая электропроводность, ϵ_0 – диэлектриче-

ская проникаемость). Значения коэффициентов a_0 и b , взятые из опытных данных, приведены в Таблице I.

Таблица I:

Материал	a_0	$b \cdot 10^4, K^{-1}$	Материал	a_0	$b \cdot 10^4, K^{-1}$
Вольфрам	0,024	1,03	Медь	0,028	0,14
Молибден	0	0,99	Графит	0,890	-0,40
Тантал	0,048	0,092	Корунд	0,770	-4,28
Платина	0,099	0,64	Германий	0,747	-0,92

Приведенные в таблице данные соответствуют температурному диапазону до достижения точки плавления на поверхности материала.

При $A = A(T)$ решение одномерной задачи теплопроводности ($r_s \gg \sqrt{at}$) распадается на два случая – больших и малых значений параметра $s = 4bq_0$:

$$T - T_0 = \frac{A_0}{b} \left[\exp\left(\frac{bq_0 \alpha t}{\rho c}\right) - 1 \right], \quad s \gg 1, \quad (6.2)$$

$$T - T_0 = \frac{A_0 q_0}{\rho c \sqrt{a}} \left\{ \frac{\rho c \sqrt{a}}{b q_0} \left[\exp\left[\left(\frac{b q_0}{\rho c \sqrt{a}}\right)^2 \cdot t\right] \cdot \operatorname{erfc}\left(-\frac{b q_0}{\rho c} \sqrt{\frac{t}{a}}\right) - 1 \right] + \frac{1}{\alpha \sqrt{a}} [1 + \exp(\alpha^2 a t) \cdot \operatorname{erfc}(\alpha \sqrt{a t})] \right\}, \quad s < 1, \quad (6.3)$$

где q_0 – плотность потока излучения на поверхности; T_0 – начальная температура поверхности материала; $A_0 = A(T_0)$ – начальное значение поглощающей способности среды.

Учет температурной зависимости поглощающей способности среды приводит к следующим особенностям в процессе нагрева. При $s \gg 1$, т.е. при очень больших плотностях потока лазерного излучения, возникает режим нагрева, не имеющий аналога в задаче с постоянным значением поглощающей способности среды $A = A_0$. В этом случае температура поверхности материала экспоненциально возрастает со временем (6.2). В случае умеренных плотностей потока $s < 1$ (наиболее часто реализуемый случай) можно выделить два режима нагрева, определяемых временным интервалом.

Для отрезков времени $t < \tau = \left(\frac{\rho c \sqrt{a}}{b q_0}\right)^2$ увеличение температуры поверхности происходит в соответствии с формулой, полученной из (6.3) при $b \rightarrow 0$:

$$T - T_0 = \frac{2A_0q_0\sqrt{at}}{\sqrt{\pi\kappa}} + \frac{Aq_0}{\rho c a \alpha} \left[\exp(\alpha^2 at) \cdot \operatorname{erfc}(\alpha\sqrt{at} - 1) \right], \quad s < 1, \quad (6.4)$$

Таким образом, учет зависимости $A = A(T)$ для отрезков времени $T < \tau$ несуществен, и температура поверхности имеет корневую зависимость $T \sim \sqrt{t}$ от времени, как и в случае решения линейной задачи теплопроводности (5.4).

При $t \gg \tau$ из (6.3) можно получить выражение

$$T - T_0 = \frac{2A_0}{b} \exp\left(\frac{bq_0}{\rho c \sqrt{a}}\right)^2 t, \quad (6.5)$$

Следовательно, начиная со времени $\tau_1 \gg \tau$, рост температуры выходит на экспоненциальную зависимость.

Учет температурной зависимости $A(T)$ изменяет значение плотности потока, необходимой для достижения заданной температуры поверхности к концу действия лазерного импульса. Например, при облучении серебра неодимовым лазером с длиной волны 1,06 мкм для достижения на поверхности температуры плавления за $\tau_m = 10^{-8}$ с без учета зависимости поглощающей способности от температуры $A = A_0$ имеем $q_c^{(1)} = 3 \cdot 10^7$ Вт/см², а с учетом ее: $A = A(T)$, $q_c^{(1)} = 9.5 \cdot 10^6$ Вт/см².

Графически решения уравнения теплопроводности в случае умеренных плотностей потока ($s < 1$) приведены на рис.1 1)– решение нелинейной задачи при $A = A(T)$; 2)– решение линейной задачи при $A = A_0$; 3)– решение линейной задачи при среднем значении поглощающей способности $A = \frac{A_0 + A(T_m)}{2}$

Из рисунка видно, что решение нелинейной задачи уравнения теплопроводности при $A = A(T)$ лежит в пределах, полученных для линейных задач при начальном A_0 и усредненном $A = \frac{A_0 + A(T_m)}{2}$ значениях поглощающей способности материала. Для моментов времени, превышающих характерное значение τ_1 , рост температуры поверхности металла выходит на экспоненциальную зависимость.

Решение двумерной задачи уравнения теплопроводности в нелинейном случае для острой фокусировки ($r_s \ll \sqrt{at}$) приводит к существенным качественным отличиям от случая одномерной задачи: в одномерном случае температура с течением времени при $b \geq 0$ безгранично возрастает (см. (6.2) и (6.3)), а при $b < 0$ стремится к постоянной величине. В пространственной постановке задачи температура всегда стремится к постоянной величине при $t \rightarrow \infty$, причем при $b > 0$ температура быстрее стремится к предельному значению, чем при $b < 0$.

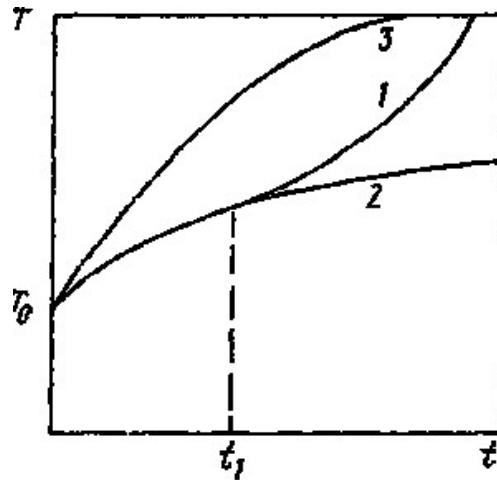


Рис. 1: Зависимость температуры поверхности металла от времени в случае решения нелинейной и линейных задач.

Зависимость теплофизических коэффициентов материалов от температуры (нелинейности 1-го рода) обычно учитывается при решении уравнения теплопроводности методами линеаризации. При этом коэффициент теплопроводности может как возрастать с температурой (для Cu, Fe, Au и др.), так и уменьшаться (Mo).

В результате учета нелинейностей 1-го рода характер температурной зависимости от времени в целом сохраняется, хотя значения реальных температур могут значительно отличаться от расчетных данных, полученных для постоянных значений κ , ρ и c .

А. Плавление и испарение материала под действием импульсов лазерного излучения.

Многие приложения лазеров к обработке материалов связаны с началом фазовых превращений. Например, лазерное сверление включает нагрев до испарения, в то время, как лазерная сварка - и плавление и испарение. Рассмотрим результаты некоторых моделей лазерного сверления.

Модель плавления-вымывания. При достижении температуры плавления образуется область расплава. В отсутствие возмущений граница расплава будет распространяться вглубь вещества со скоростью:

$$v_m = \frac{Aq_0}{(\rho L_m + \rho c T_m)} \exp \frac{-v_m \Delta}{a},$$

где L_m - скрытая теплота плавления, Δ - толщина расплава. При $\frac{v_m \Delta}{a} \ll 1$,

получаем, что $v_m^* = \frac{Aq_0}{\rho L_m + \rho c T_m}$ - максимальная скорость движения расплава.

Зависимость толщины расплава Δ от времени находится из уравнения сохранения объема вещества:

$$S \frac{d\Delta}{dt} = Sv_m(\Delta) - \frac{dV_p}{dt}$$

где $\frac{dV_p}{dt}$ - потери расплава в единицу времени, вызванные внешними причинами, например потоком газа, S- площадь зоны расплава.

Если расплав непрерывно удаляется, то скорость фронта плавления равна v_m^* и $\Delta(t) = v_m^* t$.

Если расплав не удаляется, то его температура растет и достигает температуры кипения T_b . Это сопровождается возникновением волны испарения, движущейся со скоростью

$$v_b = \frac{Aq_0}{\rho L_b + \rho c T_b},$$

где L_b - скрытая теплота испарения. При достижении третьей критической плотности мощности возникает эффект выдавливания жидкой фазы давлением паров и скорость сверления возрастает от значения

$$v_b = \frac{Aq_0}{\rho L_b + \rho c T_b}$$

до значения $v_m^* = \frac{Aq_0}{\rho L_m + \rho c T_m}$ (см. рис.2)

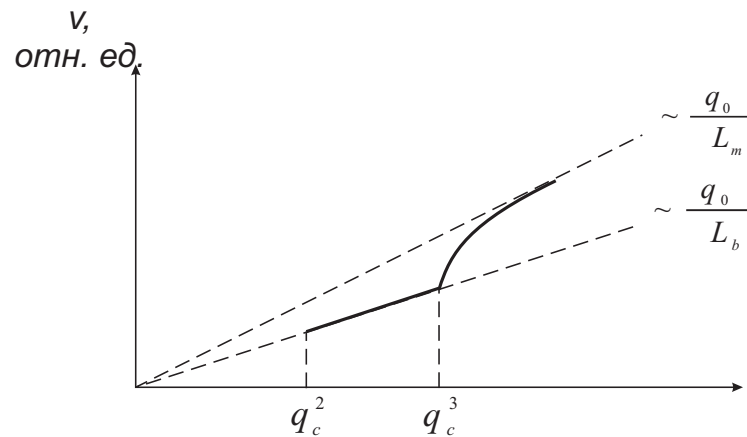


Рис. 2: Зависимость скорости сверления от плотности мощности в модели плавление-вымывание.