

УДК 621.791.947.2

С. В. Манжелевский, А. Ф. Санін

ПРОЦЕССЫ И МЕХАНИЗМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ТВЕРДЫМИ СРЕДАМИ (ОБЗОР)

Розглянуто процеси, які відбуваються під час взаємодії лазерного випромінювання з твердим середовищем, встановлено основні залежності розподілу температур. Проаналізовано механізм руйнування матеріалів внаслідок впливу на нього лазерного випромінювання.

Ключові слова: лазерне випромінювання, світловий потік, поглинання випромінювання, температура плавлення, теплопровідність.

Введение

Источники лазерного излучения в настоящее время широко используются во многих отраслях промышленности, медицине, сельском хозяйстве, научных и космических исследованиях. В машиностроении промышленная обработка материалов стала одной из областей наиболее широкого применения лазеров, особенно после появления источников излучения высокой мощности. Они используются для раскроя и сваривания материалов, сверления отверстий, термообработки поверхностей, обработки тонких металлических и неметаллических пленок при изготовлении интегральных схем. Лазеры также используются и в вооружении, например, в качестве средств наведения. Лазерное оружие как средство поражения, на данном этапе, является одним из перспективных видов вооружений и активно разрабатывается и испытывается в США, России, Японии, Германии. Оно обладает рядом особенностей, выделяющих его по эффективности на фоне существующих типов огнестрельного вооружения и ракетного:

- почти мгновенное поражение цели, так как доставка энергии производится на максимально доступной скорости — скорости света;
- гравитационное поле Земли практически не влияет на траекторию пучка;
- большая дальность поражения, ограниченная лишь невозможностью создать строго параллельный пучок света или частиц.

Для любого вида вооружений значительную роль играет среда в которой они используются. Не исключением является и лазерное оружие, использование которого в атмосфере ограничивается ее прозрачностью: для лазерного излучения в оптическом диапазоне длин волн $0,3 \cdot 10^{-6} - 10^{-6}$ м в инфракрасном диапазоне также существуют "окна прозрачности", где нет молекулярных по-

© Манжеліївський Сергій Віталійович, старший викладач Дніпропетровського національного університету ім. Олеса Гончара; Санін Анатолій Федорович, професор, доктор технічних наук, науковий співробітник цього ж університету.

лос поглощения различного рода примесей. Для излучения с длинами волн ниже $0,3 \cdot 10^{-6}$ м атмосфера абсолютно непрозрачная [1]. Однако, даже лазерный луч, теоретически проходящий через атмосферу, интенсивно рассеивается в облаках, тумане. В связи с этим, наряду с лазерами наземного базирования, предназначенными для поражения самолетов, ракет и спутников, вращающихся на низких орбитах, в настоящее время особое внимание уделяется созданию лазерного оружия космического базирования. На данном этапе в качестве боевых систем предполагается использовать следующие типы лазеров: химические, эксимерные, рентгеновские с накачкой от ядерного взрыва и лазеры на свободных электронах [1–3].

Сейчас актуальным является задача создания покрытия, которое бы противостояло поражающим факторам лазерного оружия. Кроме того, такое покрытие можно использовать и в машиностроении для нанесения на внутренние поверхности помещения, в котором производятся работы с применением мощных лазерных установок. Но для создания эффективной защиты необходимо понять физику процесса взаимодействия лазерного излучения с поверхностью.

Цель данной работы — анализ процессов и механизмов, происходящих при взаимодействии излучения с твердыми средами.

Взаимодействие лазерного излучения с веществом основано на тепловом действии света на непрозрачные среды. В данном случае процесс хорошо описывается тепловой моделью, основы которой изложены в работах [4–9], и может быть условно разделен на несколько стадий: поглощение света и передача энергии тепловым колебаниям решетки твердого тела, нагрев материала без разрушения, включая плавление, разрушение материала путем испарения и выброса расплава, остывание после окончания воздействия. Из этих стадий наибольшее внимание следует уделить первым двум, поскольку именно они приводят к потере несущей способности и, как следствие, — к разрушению конструкции, чему и должно препятствовать защитное покрытие.

Поглощение излучения и передача энергии вглубь материала

Как известно [10], при взаимодействии с поглощающей средой световой поток частично отражается от поверхности, а частично проникает внутрь материала, поглощаясь в нем. Изменение плотности светового потока q , то есть количества световой энергии, приходящейся на единицу поверхности материала в единицу времени, в поглощающей среде описывается законом Бугера–Ламберта [11]:

$$q(x) = q_0 A \exp\left(-\int_0^x \alpha(x) dx\right), \quad (1)$$

где q_0 — плотность падающего светового потока на поверхности материала; A — поглощающая способность материала, $A = 1 - R$, где R — коэффициент отражения; $\alpha(x)$ — коэффициент поглощения света в среде. Координата x отсчитывается от поверхности в глубину материала.

Формула (1), соответствующая случаю нормального скин-эффекта, в диапазоне длин волн излучения $\lambda = 0,3 \cdot 10^{-6} - 10^{-6}$ м применима к самым различным материалам. Однако конкретные значения входящих в нее величин A и α , а также механизмы поглощения света и перехода его в тепло для различных материалов могут при этом сильно отличаться.

В металлах кванты света поглощаются в основном электронами проводимости, которые рассеивают поглощенную энергию на тепловых колебаниях решетки за время $\tau_{ei} \approx 10^{-11} - 10^{-10}$ с [12]. Этот процесс протекает в слое толщиной $\delta \approx 10^{-8} - 10^{-7}$ м, соответствующей глубине проникновения излучения в металл. За время t , намного большее времени рассеивания τ_{ei} , температуры электронного газа и решетки выравниваются и, начиная с момента времени $t \approx 10^2 \tau_{ei}$, что составляет в среднем $10^{-9} - 10^{-8}$ с, можно ввести понятие средней температуры металла — T .

Для оптических частот путь, проходимый электроном в металле за один период колебаний поля, значительно меньше глубины проникновения излучения $\delta = 1/\alpha$, в результате чего выполняется закон Ома и скин-эффект является нормальным [11]. При этом $\alpha(x) = \alpha = \text{const}$, тогда (1) преобразуется в вид:

$$q(x) = q_0 A \exp(-\alpha x), \quad (2)$$

а значения величин α и A определяются выражениями

$$\alpha \approx \frac{4}{c_0} \sqrt{\frac{\pi n_0 e_0^2}{m_0^*}}, \quad (3)$$

$$A \approx \sqrt{\frac{m_0^*}{\pi n_0 e_0^2}} \nu'; \quad (4)$$

где c_0 — скорость света в вакууме; e_0 и m_0^* — заряд и эффективная масса электрона; n_0 — концентрация свободных электронов в металле; ν' — частота столкновений электронов, при которых происходит изменение импульса.

Для большинства металлов в оптическом диапазоне длин волн характерны высокая отражательная способность с R от 70 до 95% и большой коэффициент поглощения $\alpha \approx 10^7 - 10^8 \text{ м}^{-1}$.

В отличие от металлов, в полупроводниках, имеющих при комнатной температуре незначительную концентрацию свободных электронов, поглощение света определяется в основном связанными носителями. Как известно, сильно поглощать излучение на частоте ν будут лишь те полупроводники, для которых энергия кванта $h\nu$ больше ширины запрещенной зоны E (имеются в виду собственные полупроводники). Коэффициент поглощения света α может достигать при этом значений $10^6 - 10^7 \text{ м}^{-1}$ [13].

Если $h\nu > E$, то под действием лазерного излучения электроны валентной зоны переходят в зону проводимости (внутренний фотоэффект) с квантовым выходом, близким к единице [14]. С течением времени концентрация свободных фотоэлектронов n_e растет, однако в пределе ее рост ограничен целым рядом причин. Среди них следует выделить различные виды рекомбинаций (безизлучательную на ловушках, межзонную излучательную и ударную), а также диффузию носителей обоих знаков (электронов и дырок), вызванную наличием градиента концентрации носителей в месте воздействия излучения. Пока величина n_e мала и, следовательно, мала доля непосредственно поглощаемого свободными электронами светового потока, передача поглощенной энергии решетке происходит со значительным сдвигом во времени по сравнению с металлами, так как время жизни носителей до рекомбинации (на ловушках) с вы-

делением тепла в среднем составляет примерно 10^{-7} – 10^{-8} с [15], а свободные фотоэлектроны, отдающие энергию решетке за время $\tau_{ei} \approx 10^{-11}$ – 10^{-10} с, могут перевести в тепло только энергию $(h\nu - E)$ в расчете на один электрон. Поэтому первоначально рост концентрации фотоэлектронов в полупроводнике и сопровождающие его явления происходят при холодной решетке. Интенсивное выделение тепла в решетке начнется только при достижении некоторой концентрации электронов

$$n'_e \approx m^*_0 v^2 / e^2_0 \approx 10^{26} \text{ м}^{-3}, \quad (5)$$

при которой они будут непосредственно поглощать основную долю светового потока [11]. Временем достижения величины n'_e для концентрации электронов проводимости τ' и определяется момент начала нагревания решетки полупроводника. Эта величина зависит от плотности светового потока.

Нагрев материала без разрушения

В результате перехода энергии света в тепло начинается нагрев материала. Перенос тепла осуществляется механизмами теплопроводности, из которых для металлов и вырожденных полупроводников наиболее существенной является электронная теплопроводность, а для невырожденных полупроводников — фононная [13]. Размер прогретой области сначала определяется глубиной проникновения света δ , а с течением времени растет за счет теплопроводности как \sqrt{at} , где a — температуропроводность вещества.

Повышение температуры материала может сопровождаться изменением его оптических и теплофизических свойств, тепловым расширением, а также фазовыми переходами в твердом состоянии и плавлением. В ряде случаев при нагревании могут активироваться диффузионные процессы в твердом теле и некоторые химические реакции на его поверхности и в приповерхностных слоях [5].

Для нас интерес представляют интегральные характеристики стадии нагревания, а именно — распределение температуры в среде, глубина прогретого слоя, верхняя температурная граница и т. д. Такие сведения могут быть получены из решения краевых задач теплопроводности.

Дифференциальное уравнение теплопроводности для твердого тела записывается в виде [16]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - a \Delta T = \frac{f(x, y, z, t)}{\rho_c}, \quad (6)$$

где T — температура в произвольной точке материала с координатами x, y, z в момент времени t ; ρ_c — удельная объемная теплоемкость вещества; $f(x, y, z, t)$ — объемная плотность мощности источников тепла, действующих внутри твердого тела.

Уравнение (6) представляет собой запись в дифференциальной форме закона сохранения энергии при распространении тепла в твердом теле, согласно которому выделенное в какой-либо точке тепло частично идет на нагрев мате-

риала в этой точке и частично отводится путем теплопроводности в соседние участки материала.

При нагреве твердого тела излучением функция $f(x, y, z, t)$ может быть найдена из выражения (1):

$$f(x, y, z, t) = -\frac{\partial q(x, y, z, t)}{\partial x} = \alpha(x)q(y, z, t)\exp\left(-\int_0^x \alpha(x)dx\right), \quad (7)$$

где $q(y, z, t)$ — функция, характеризующая распределение плотности поглощенного светового потока на поверхности материала и изменение его во времени.

Для решения краевой задачи теплопроводности уравнение (6) необходимо дополнить граничными и начальными условиями. Примем, что на поверхности твердого тела $x = 0$. Обычно за время действия лазерного импульса теплообменом облучаемой поверхности с окружающей средой можно пренебречь, тогда граничное условие примет вид:

$$\frac{\partial T}{\partial x}(0, y, z, t) = 0. \quad (8)$$

Если считать облучаемый образец полубезграничной средой (приближение полубезграничной среды для пластин конечной толщины h применимо в случае, если $h > 3\delta$ и $h > 3\sqrt{a\tau}$, где τ — длительность импульса лазера), имеющей в начальный момент времени температуру T_n , то дополнительно

$$T(\infty, y, z, t) = T(x, y, z, 0) = T_n. \quad (9)$$

Решение краевой задачи теплопроводности для распределения температуры в среде (6)–(9) при дополнительном условии, что излучением равномерно освещается вся поверхность материала и плотность, поглощенного светового потока не меняется со временем, то есть $f(x, y, z, t) = \alpha q \exp(-\alpha x)$, имеет вид [7, 16–18]:

$$T(x, t) = \frac{q}{2\alpha k} \left(\exp(\alpha^2 at) \cdot \left(\exp(-\alpha x) \Phi^* \left(\alpha\sqrt{at} - \frac{x}{2\sqrt{at}} \right) + \exp(\alpha x) \Phi^* \left(\alpha\sqrt{at} + \frac{x}{2\sqrt{at}} \right) \right) + 4\alpha\sqrt{at} i \Phi^* \left(\frac{x}{2\sqrt{at}} \right) - 2\exp(\alpha x) \right) \quad (10)$$

где k — теплопроводность материала; $q = q_0 A$;

$\Phi^*(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_u^\infty \exp(-\xi^2) d\xi$ и $i\Phi^*(u) = \int_u^\infty \Phi^*(\xi) d\xi$ — дополнительная функция интеграла вероятности и ее интеграл, табулированные в [16].

Для металлов, начиная с моментов времени $t \geq 10^{-10}$ с тепловой энергией источник, образующийся при выделении тепла внутри поглощающего слоя, можно считать поверхностным (так как $\delta = 1/\alpha \ll \sqrt{at}$). В этом случае из (10) следует, что

$$T(x, t) = \frac{2q\sqrt{at}}{k} i\Phi^* \left(\frac{x}{2\sqrt{at}} \right); \quad (11)$$

$$T(0, t) = \frac{2q\sqrt{at}}{\sqrt{\pi k}}, \quad (12)$$

то есть распределение температуры в материале и ее изменение во времени определяются теплопроводностью среды.

Для многих неметаллов в течение значительной доли импульса может выполняться обратное соотношение ($\delta \gg \sqrt{at}$), когда роль теплопроводности незначительна и профиль температуры определяется непосредственным проникновением света в материал, тогда

$$T(x, t) = \frac{q\alpha t}{\rho_c} \exp(-\alpha x) \quad (13)$$

где T — температура в точке с координатой x в момент времени t ;

$$T_0(t) = \frac{q\alpha t}{\rho_c} \quad (14)$$

где T_0 — температура поверхности материала.

Зависимости, характеризующие распределение температуры в металлах и неметаллах при их нагревании, приведены на рис. 1.

Пользуясь формулами (11)–(14), можно определить время нагрева материала до заданной температуры при известном тепловом потоке q и глубину прогретого слоя в среде x_{np} , характеризующего зону термического влияния. Как правило, x_{np} вычисляется из условия, что $T(x_{np}, t) = 0,05T_0(t)$. Тогда из формул (11)–(14) следует, что

$$\begin{aligned} x_{np}(t) &= 2,36\sqrt{at} \quad \text{при } \delta \ll \sqrt{at} \\ x_{np}(t) &= \text{const} = 3\delta \quad \text{при } \delta \gg \sqrt{at} \end{aligned} \quad (15)$$

Темп нагрева материалов существенно зависит от размеров зоны облучения. Выше предполагалось, что излучение равномерно распределено по всей поверхности полупространства, поэтому практически формулами (10)–(14) можно пользоваться лишь тогда, когда площадь облучаемой окружности с радиусом r_0 намного превышает размер прогретой в течение лазерного импульса области (примерно \sqrt{at}).

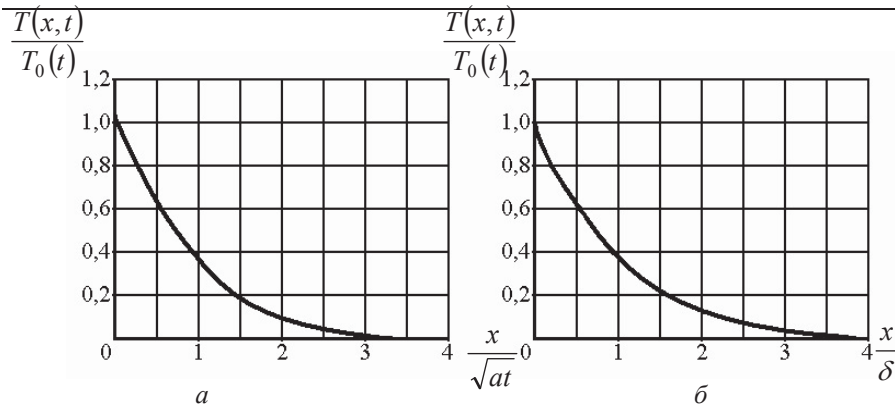


Рис. 1. Пространственно-временное распределение температуры в среде, нагреваемой лазерным излучением постоянной плотности [5]:
 а — металлы; б — неметаллы

В случае же, когда используется острая фокусировка светового пучка ($r_0 \approx 10^{-5} - 2 \cdot 10^{-5}$ м), при этом $r_0 \ll \sqrt{at}$ и значительную роль начинает играть теплопровод в стороны от места воздействия излучения, что замедляет темп нагревания материала. Например, при $\tau = 10^{-3}$ с для меди $\sqrt{at} \approx 3,5 \cdot 10^{-4}$ м, для алюминия $\sqrt{at} \approx 2,9 \cdot 10^{-4}$ м, для стали $\sqrt{at} \approx 10^{-4}$ м.

Как показывает расчет [16], в точках, расположенных на оси кругового поверхностного источника тепла радиуса r_0 с равномерно распределенной плотностью теплового потока, температура изменяется со временем по закону

$$T(x,t) = \frac{2q\sqrt{at}}{k} \left(i\Phi^* \left(\frac{x}{2\sqrt{at}} \right) - i\Phi^* \left(\frac{\sqrt{x^2 + r_0^2}}{2\sqrt{at}} \right) \right) \quad (16)$$

и в пределе ($t \rightarrow \infty$) возникает стационарный режим нагревания, определяемый выражением

$$T_{cm}(x) = \frac{q}{k} \left(\sqrt{x^2 + r_0^2} - x \right). \quad (17)$$

При этом стационарная температура центра светового пятна равна:

$$T_{ocm} = \frac{qr_0}{k}, \quad (18)$$

а стационарный прогретый слой составляет:

$$x_{np} = 10 r_0. \quad (19)$$

Из (18) можно найти минимальную плотность поглощенного светового потока q_{\min} , при которой центральная точка освещенной области нагревается до заданной температуры только за время облучения $t \rightarrow \infty$.

В табл. 1 приведены расчетные значения q_{\min} для некоторых материалов в случае, когда центр светового пятна нагревается до температуры плавления вещества $T_{пл}$.

Таблиця 1

Расчетные значения минимальных плотностей потоков, достаточных для нагрева центра зоны облучения некоторых металлов до температуры плавления [16]

$r_0, \text{м}$	$q, \text{Вт/м}^2$						
	Медь	Алюминий	Серебро	Золото	Олово	Свинец	Железо
$5 \cdot 10^{-6}$	$8,4 \cdot 10^{-2}$	$3,1 \cdot 10^{-2}$	$8,1 \cdot 10^{-2}$	$6,6 \cdot 10^{-2}$	$0,3 \cdot 10^{-2}$	$2,3 \cdot 10^{-3}$	$2,3 \cdot 10^{-2}$
$1 \cdot 10^{-5}$	$4,2 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$
$2 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$0,8 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$7,5 \cdot 10^{-4}$	$0,6 \cdot 10^{-3}$	$0,6 \cdot 10^{-2}$
$5 \cdot 10^{-5}$	$8,4 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$8,1 \cdot 10^{-3}$	$6,6 \cdot 10^{-3}$	$0,3 \cdot 10^{-3}$	$2,3 \cdot 10^{-4}$	$2,3 \cdot 10^{-3}$
$1 \cdot 10^{-4}$	$4,2 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$0,4 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$

Стационарное распределение температуры на поверхности материала при подводе тепла через площадь, имеющую форму круга с радиусом r_0 , представляет собой [19]:

$$T_{cm}(r) = \begin{cases} \frac{2}{\pi} \frac{qr_0}{k} E\left(\frac{r}{r_0}\right), & r \leq r_0; \\ \frac{2}{\pi} \frac{qr_0^2}{kr} B\left(\frac{r_0}{r}\right), & r \geq r_0. \end{cases} \quad (20)$$

где r — радиальная координата точки на поверхности материала, отсчитываемая от центра светового пятна; $E(r/r_0)$ и $B(r_0/r)$ — полные эллиптические интегралы [20].

Стационарное температурное поле в материале, нагреваемом круговым источником тепла при $q(r, t) = \text{const}$, представлено на рис. 2. Величина T_{0cm} — стационарная температура центра зоны облучения ($x = 0; r = 0$).

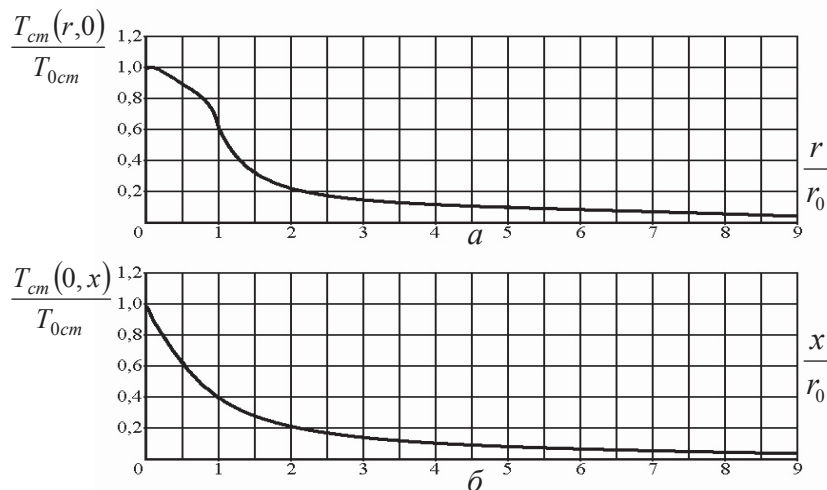


Рис. 2. Стационарное распределение температуры в материале [13]: a — распределение температуры на поверхности ($x = 0$); b — распределение температуры на оси ($r = 0$);

Выше при расчете температурных полей в материалах, нагреваемых лазерным излучением, не учитывались изменения их оптических и теплофизических свойств с ростом температуры. Если предположение о постоянстве теплофизических параметров в представляющем интерес интервале температур обычно хорошо соответствует действительности, то оптические характеристики, особенно для металлов, обнаруживают достаточно сильную зависимость от температуры. В частности, как это следует из теории Друде–Зинера оптических свойств металлов [11], к которым применима однозонная модель для электронов проводимости (Ag, Al, Au, Cu и др.), поглощательная способность металла линейно возрастает с температурой:

$$A = \eta T + A_0, \quad (21)$$

где η — температурный коэффициент изменения отражательной способности; A_0 — составляющая поглощательной способности, не зависящая от температуры. Это связано с тем, что входящая в формулу для A , выражение (4), полная частота столкновений электронов включает в себя частоту столкновений электронов с решеткой, которая линейно растет с увеличением абсолютной температуры металла T . Поэтому для ряда металлов, в основном благородных, при увеличении температуры от комнатной T_n до — плавления $T_{пл}$, когда $T_{пл}/T_n \approx 4-7$, значение коэффициента поглощения A изменяется пропорционально T .

С учетом условия (21) задача о нагреве металла световым потоком постоянной плотности $q_0(t) = const$ несколько видоизменяется и записывается как

$$\frac{\partial T}{\partial t} - a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0. \quad (22)$$

Приняв, что $r_0 \gg \sqrt{at}$, а нагрев металла является поверхностным, получим:

$$-k \frac{\partial T}{\partial x}(0, t) = q = q_0 A = q_0 (\eta T(0, t) + A_0). \quad (23)$$

Решение задачи (23) имеет вид [12]:

$$T(x, t) = \left(\frac{A_0}{\eta} + T_n \right) \left(\exp \left(\frac{\eta^2 q_0^2 a t}{k^2} - \frac{\eta q_0}{k} x \right) \cdot \Phi^* \left(\frac{x}{2\sqrt{at}} - \frac{\eta q_0 \sqrt{at}}{k} \right) - \Phi^* \left(\frac{x}{2\sqrt{at}} \right) \right) + T_n \quad (24)$$

Откуда

$$T_0(t) = \left(\frac{A_0}{\eta} + T_n \right) \left(\exp(y^2) \cdot \Phi^*(-y) - 1 \right) + T_n, \quad (25)$$

где введено обозначение $y = \frac{\eta q_0 \sqrt{at}}{k}$ — безразмерная величина.

Изменение температуры поверхности металла во времени для этого случая иллюстрируется рис. 3. На том же рисунке показан ход температуры при

условии, что поглощательная способность металла не изменяется и остается равной начальной $A_n = \eta T_n + A_0$. При A близким к значению T изменение $T_0(t)$ приобретает экспоненциальный характер. При таком режиме нагревания изменяется также глубина прогретого слоя металла x_{np} , которая становится равной:

$$x_{np} = \frac{3k}{\eta q_0} \quad (26)$$

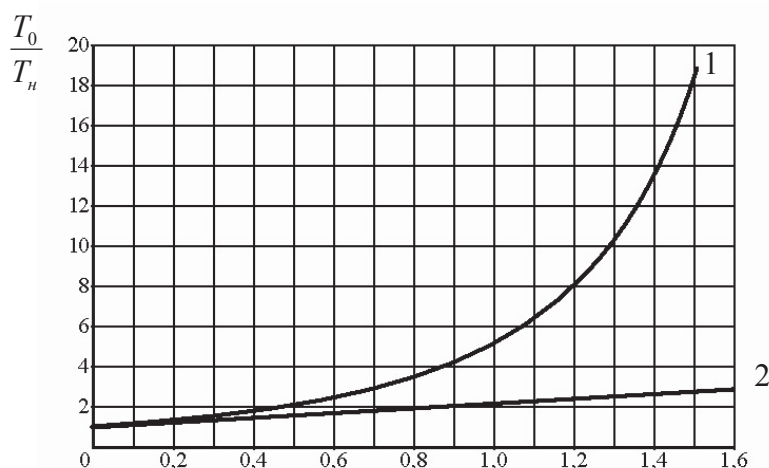


Рис. 3. Отношение текущей температуры поверхности металла $T_0(t)$ к начальной температуре T_n в зависимости от u с учетом температурной зависимости поглощательной способности металла (1), при неизменной поглощательной способности металла (2) [5]

Представляет интерес определение верхней температурной границы T_b стадии нагрева материала без разрушения и соответствующего ей максимального “неразрушающего” светового потока q^*_o

Обычно порог разрушения массивных материалов связан с началом испарения вещества. Испарение твердого тела происходит при любой температуре выше абсолютного нуля, причем тем интенсивней, чем выше температура. Однако результирующая скорость движения границы испарения будет отлична от нуля только тогда, когда испарение вещества не компенсируется конденсацией из обратного потока, образующегося при столкновениях атомов (молекул) пара между собой и с атомами (молекулами) окружающей среды. При испарении твердого тела в вакуум пары свободно расширяются в окружающее пространство и обратный поток частиц на поверхность испарения мал. Поэтому здесь нельзя указать четкой температуры перехода от нагревания к испарению, и наиболее оправданной является энергетическая оценка величин T_b и q^*_o , основанная на сравнении удельного потока F_T , рассеиваемого теплопроводностью, с удельным потоком F_{II} , идущим на испарение. Если считать, что для стадии нагревания $F_{II} < 0,1 q$, то обычно верхняя граница стадии соответствует температуре T_b , лежащей несколько ниже температуры кипения T_b данного материала при атмосферном давлении. При облучении твердого тела на воздухе до тех пор, пока парциальное давление пара меньше атмосферного, то есть при $T < T_b$, отвод испаренного вещества обеспечивается малоэффективными механизмами молекулярного переноса, прежде

всего диффузией в воздухе. В этом случае состояние пара у поверхности испарения близко к насыщению и испарение практически полностью уравновешено конденсацией частиц из обратного потока. Таким образом, верхней границей стадии нагрева здесь является температура $T_v = T_b$, при превышении которой образующиеся пары начинают рассеиваться под воздействием избыточного давления. Из условия достижения температуры T_v на поверхности материала к окончанию воздействия импульса излучения ($t = \tau$) рассчитывается порог начала разрушения. При $\tau \approx 10^{-3}$ с для большинства металлов пороговая плотность падающего светового потока q^*_0 заключена в пределах 10^1 – 10^2 Вт/м² (табл. 2). Потoki с плотностью $q_0 < q^*_0$ называются потоками малой плотности.

Таблица 2

Порог разрушения некоторых материалов при облучении на воздухе для длительности импульса $\tau = 10^{-3}$ с. [21]

Материал	q^*_0 , Вт/м ²	Материал	q^*_0 , Вт/м ²
Медь	$2,6 \cdot 10^2$	Магний	$9,7 \cdot 10^1$
Серебро	$6,4 \cdot 10^2$	Никель	$5,7 \cdot 10^1$
Алюминий	$2,4 \cdot 10^2$	Железо	$0,3 \cdot 10^2$
Золото	$3,5 \cdot 10^2$	Хром	$2,2 \cdot 10^1$

Выводы

Таким образом, в работе рассмотрены некоторые процессы взаимодействия лазерного излучения длин волн $0,3 \cdot 10^{-6}$ – 10^{-6} м с поверхностью материала; приведены основные зависимости для распределения температуры на поверхности и внутри материала как для металлов, так и для неметаллов; исследован механизм разрушения материала вследствие воздействия на него лазерного излучения.

Рассмотрены процессы, происходящие при взаимодействии лазерного излучения с твердой средой, установлены основные зависимости распределения температур. Проанализирован механизм разрушения материалов вследствие воздействия на него лазерного излучения.

Ключевые слова: лазерное излучение, световой поток, поглощение излучения, температура плавления, теплопроводность.

Processes that occur in the interaction of laser radiation with a solid medium, established the basic dependence of the temperature distribution are investigated. The analysis of the mechanism of degradation of materials as a result of exposure to laser radiation.

Keywords: laser emission, luminous flux, radiation absorption, melting temperature, heat conduction.

1. *Космическое оружие: дилемма безопасности* / под ред. Е. П. Велихова, Р. З. Сагдеева, А. А. Кокошина. – М.: Мир, 1986. – 182 с.
2. *Фомкин Н.* Приоритетные направления развития лазерного оружия за рубежом / *Зарубежное военное обозрение.* – 2011. – № 12. – С. 43–46.
3. *Ольгин С.* Американско-израильский наземный тактический комплекс лазерного оружия / *Зарубежное военное обозрение.* – 2003. – № 10. – С. 43–44.
4. *Анисимов С. И.* Действие излучения большой мощности на металлы / С. И. Анисимов, Я. А. Имас, Г. С. Романов, Ю. В. Ходыко. – М.: Наука, 1970. – 272 с.
5. *Водоватов Ф. Ф.* Лазеры в технологии / Ф. Ф. Водоватов, А. А. Чельный, В. П. Вейко, М. Н. Либенсон // под ред. М. Ф. Стельмаха. – М.: Энергия, 1975. – 216 с.
6. *Крылов К. И.* Применение лазеров в машиностроении и приборостроении / К. И. Крылов, В. Т. Прокопенко, А. С. Митрофанов. – Л.: Машиностроение, 1978. – 336 с.
7. *Reedy J. F.* Effects due to absorption of laser radiation / *J. Appl. Phys.* – 1965. – Vol. 36, No. 2. – P. 462–468.
8. *Дульнев Г. Н.* Оценка процесса тепломассообмена при взаимодействии импульса энергии с веществом / Г. Н. Дульнев, Н. А. Ярышев // *Теплофизика высоких температур.* – 1967. – Т. 5, № 2. – С. 322–328.
9. *Афанасьев Ю. В.* Испарение вещества под действием излучения лазера / Ю. В. Афанасьев, О. Н. Крохин // *ЖЭТФ.* – 1967. – Т. 52, № 4. – С. 966–975.
10. *Дитчберн Р.* Физическая оптика. – М.: Наука, 1965. – 632 с.
11. *Соколов А. В.* Оптические свойства металлов. – М.: Физматгиз, 1961. – 464 с.
12. *Либенсон М. Н.* Учет влияния температурной зависимости оптических постоянных металла на характер его нагрева излучением ОКГ / М. Н. Либенсон, Г. С. Романов, Я. А. Имас // *ЖЭТФ.* – 1968. – Т. 38. – Вып. 7. – С. 1116–1119.
13. *Мосс Т.* Оптические свойства полупроводников. – М.: Изд-во иностр. лит., 1962. – 304 с.
14. *Рывкин С. М.* Фотоэлектрические явления в полупроводниках. – М.: Физматгиз, 1963. – 94 с.
15. *Иоффе А. Ф.* Физика полупроводников. – М.: Известия АН СССР, 1957. – 492 с.
16. *Карслоу Г.* Теплопроводность твердых тел / Г. Карслоу, Д. Егер. – М.: Наука, 1964. – 488 с.
17. *Вейко В. П.* Конспект лекций по курсу “Физико-технические основы лазерных технологий”. Раздел: Технологические лазеры и лазерное излучение: учебник. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2005. – 50 с.
18. *Вейко В. П.* О нагреве материалов излучением ОКГ / В. П. Вейко, Я. А. Имас, М. Н. Либенсон // *Физика и химия обработки материалов.* – 1967. – № 1. – С. 27–32.
19. *Либенсон М. Н.* О термических искажениях рисунка при проекционном способе обработки пленок излучением ОКГ / М. Н. Либенсон, М. Н. Никитин // *Физика и химия обработки материалов.* – 1970. – № 5. – С. 9–13.
20. *Янке Е.* Специальные функции / Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш. – М.: Наука, 1964. – 344 с.
21. *Шахов Е. М.* Об испарении твердого тела, поглощающего лучистую энергию. // *Инж. журнал.* – 1961. – Т. 1. – Вып. 4. – С. 27–38.