

УДК 536.21; 544.454

Теплофизические процессы при нагревании наночастиц золота в инертной матрице лазерным излучением различной длительности *

А.В. Каленский¹, А.А. Звекон², А.П. Никитин², Б.П. Адуев²

¹Кемеровский государственный университет

²Институт углехимии и химического материаловедения СО РАН, Кемерово

E-mail: kriger@kemsu.ru; zvekovaa@gmail.com

В работе исследована модель нагрева лазерным излучением наночастиц металла в инертной матрице, учитывающая процессы плавления. При расчетах использованы параметры золота и пентаэритрита тетрагидрата. Рассчитаны кинетические зависимости температуры на поверхности наночастицы и толщины проплавленного слоя матрицы. Определены основные управляющие безразмерные параметры модели и получено выражение для максимальной толщины проплавленного слоя. Результаты могут быть использованы при прогнозе стабильности устройств нелинейной оптики, содержащих наночастицы золота, а также для повышения эффективности гипертермической терапии рака и оптимизации оптических детонаторов.

Ключевые слова: плавление, лазерное излучение, наночастицы, золото, элементы с нелинейными оптическими свойствами, тэн, гипертермическая терапия рака, оптический детонатор.

Введение

Исследование процессов локального нагревания композитов на основе прозрачных матриц с включениями наночастиц металлов актуально в настоящее время. Данный тип материалов широко востребован в исполнительных устройствах различного назначения: переключающих элементах нелинейной оптики [1–6], в приборах, предназначенных для работы по методикам гипертермической терапии рака [7], оптических детонаторах [8–10] и др. Взаимодействие излучения с наночастицей приводит к ее нагреванию и может инициировать нелинейные физико-химические процессы в материале матрицы. В случае устройств нелинейной оптики возникающие термоупругие напряжения способны вызвать деградацию потребительских свойств материала. С другой стороны, оптимизация составов капсулей оптических детонаторов требует, чтобы взрывное разложение вещества начиналось при наименьших значениях плотности энергии лазерного импульса [9–10].

В устройствах нелинейной оптики в качестве сенсibiliзирующих добавок широко применяются наночастицы золота [1–5]. Их достоинствами являются относительная

* Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (НИР № 3603 по заданию № 64/2014), РФФИ (№ 16-32-00286мол_а) и гранта президента РФ (МК-4331.2015.2).

простота синтеза и высокая химическая стабильность. Целью настоящей работы является исследование закономерностей нагревания золота в инертной матрице при различных значениях размера наночастиц и длительностей лазерного импульса.

Модель теплофизических процессов

Модель учитывает процессы нагревания наночастицы импульсом лазера, кондуктивный перенос тепла в матрице и наночастице, плавление материалов матрицы и наночастицы [11]. Наночастицы металла считаются сферическими, взаимодействиями наночастиц пренебрегается. Система дифференциальных уравнений имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} &= \alpha \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{2}{x} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right), \quad x > R, \\ \frac{\partial T}{\partial t} &= \alpha_M \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{2}{x} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right), \quad x < R, \end{aligned} \quad (1)$$

где T — температура, α и α_M — коэффициенты температуропроводности матрицы и металла, R — радиус наночастицы. Использование сферической симметрии связано с особенностями взаимодействия света с наночастицами металла, помещенными в прозрачную матрицу. Каждый из квантов света испытывает перед поглощением несколько актов отражения [12]. В силу хаотичности актов отражения происходит усреднение освещенности по направлениям, что и позволяет использовать (как и в работах [8–12]) при расчетах сферическую симметрию. Это предположение было экспериментально доказано на примере прессованных таблеток пентаэритрит тетранитрат (тэн)–алюминий [13]. Предполагается, что наночастицы поглощают всю падающую на их поверхность энергию излучения [12]. На границе наночастица золота–матрица ($x = R$) происходит поглощение энергии излучения, что приводит к граничному условию:

$$\frac{J(t)}{4\pi R^2} - c_M \alpha_M \cdot \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x \rightarrow R-0} + c\alpha \cdot \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x \rightarrow R+0} = 0, \quad (2)$$

где c и c_M — объемная теплоемкость матрицы и металла, $J(t)$ — временная зависимость мощности излучения лазерного импульса. Зависимость $J(t)$ близка к функции нормального распределения [14]. Принимая за начало отсчета времени положение максимальной интенсивности импульса, получаем для величины $J(t)$ выражение [14]:

$$J(t) = \sqrt{\pi} R^2 k_i H \cdot \exp(-k_i^2 t^2), \quad (3)$$

где H — плотность энергии импульса, $k_i = 2 \cdot \sqrt{\ln 2} / t_i$ — параметр, определяющий длительность импульса на полувысоте t_i . На границе рассматриваемой области, к которой относятся включение и слой энергетического материала толщиной $7R$, задавалось условие первого рода: $T = 300$ К. Движение фазовой границы рассматривалось как квазихимическая реакция перемещения молекул из одной фазы в другую. Для скорости перемещения границы использовалось уравнение, подобное кинетическому уравнению для продукта обратимой реакции типа $A \leftrightarrow B$ [11]:

$$\frac{dx_L}{dt} = \gamma \frac{k_B T}{2\pi \hbar N_L^{1/3}} \cdot \left\{ \exp \left[-\frac{\Delta H_m}{k_B} \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_m} \right) \right] - 1 \right\}, \quad (4)$$

где x_L — положение границы плавления, k_B — постоянная Больцмана, ΔH_m — энтальпия плавления, T_m — температура плавления, \hbar — постоянная Планка, N_L — число Лошмидта, $\gamma = \exp(\Delta S_{l \rightarrow s}^\ddagger / k_B - \Delta H_{l \rightarrow s}^\ddagger / k_B T)$, где $\Delta S_{l \rightarrow s}^\ddagger$ и $\Delta H_{l \rightarrow s}^\ddagger$ — энтропия и энтальпия активации перехода молекулы из жидкой фазы в твердую. При расчетах принималось $\gamma = 0,1$, оцененное в работе [11]. Зависимость температуры плавления металла (T_m^M) от радиуса наночастицы определялась выражением [15]:

$$\frac{T_m^M(R)}{T_m^M(R \rightarrow \infty)} = \exp\left[-\frac{\beta - 1}{(R/r_0) - 1}\right], \quad (5)$$

где β — энтропийная постоянная, r_0 — критический радиус [15].

Численное решение уравнений модели (1)–(5) выполнялось на сетке с переменным шагом по координате [14]. Методика численного интегрирования описана в работе [11]. Свойства инертной матрицы соответствовали тэну, металла — золоту, значения параметров представлены в таблице. Начальные условия для системы (1)–(5) задавались в виде равенства $T = 300$ К, исходное положение фронтов плавления соответствовало границе наночастица–матрица, время начала расчета $t_0 = -2,5/k_i$.

Результаты

Результаты моделирования удобно обсуждать в безразмерных величинах: пространственная координата $y = x/R$, время $\tau = k_i t$, температура $\theta = (T - T_0)/(T_m - T_0)$, плотность энергии импульса $\tilde{H} = H/(Rc(T_m - T_0))$, энтальпия плавления матрицы $Q = \Delta H_m/(c(T_m - T))$ и наночастицы $Q_M = \Delta H_m^M/(c(T_m - T))$, температура плавления металла $\theta_M = (T_m^M - T_0)/(T_m - T_0)$, толщина прогретого за время действия импульса слоя матрицы $h = \sqrt{2\alpha/k_i}/R$, толщина проплавленного слоя вещества матрицы $L = (x_L - R)/R$, длительность импульса на полувывсоте $k_i t_i = 1,665$.

Таблица

Значения параметров модели, использованные при расчетах

Параметр	Обозначение	Значение	Размерность	Литература
Коэффициент температуропроводности матрицы	α	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$\text{см}^2 \text{с}^{-1}$	[16]
Коэффициент температуропроводности материала включения	α_M	1,2769	$\text{см}^2 \text{с}^{-1}$	[17]
Объемная теплоемкость вещества матрицы	c	2,22	$\text{Дж}/(\text{см}^3 \text{К})$	[16]
Объемная теплоемкость вещества включения	c_M	2,4904	$\text{Дж}/(\text{см}^3 \text{К})$	[17]
Температура плавления материала включения	T_m^M	1337,6	К	[17]
Энтальпия плавления материала включения	ΔH_m^M	12,55	$\text{кДж}/\text{моль}$	[17]
Температура плавления матрицы	T_m	413	К	[16]
Энтальпия плавления матрицы	ΔH_m	60,67	$\text{кДж}/\text{моль}$	[16]
Энтропийная постоянная в зависимости $T_m^M(R)$	β	1,752	–	[15]
Критический радиус в зависимости $T_m^M(R)$	r_0	0,865	нм	[15]

На рис. 1 приведены кинетические зависимости температуры θ на поверхности наночастицы золота ($R = 50$ нм) в случае нагревания композита импульсами с плотностью энергии $H = 0,2$ Дж/см² ($\tilde{H} = 159$) и длительностями 10 ($h = 0,73$) (a), 80 ($h = 2,06$) (b), 200 нс ($h = 3,25$) (c). Увеличение температуры связано с нагреванием поверхности наночастицы лазерным излучением, дальнейшее уменьшение после окончания импульса — теплоотводом в матрицу. В случае $h = 0,73$ (длительность импульса 10 нс) на заднем фронте кинетической зависимости наблюдаются два участка с медленным изменением температуры. Первый из них объясняется затвердеванием наночастицы, второй — матрицы. При больших значениях h достигаемые температуры меньше, чем температура плавления золота, поэтому соответствующий участок затвердевания отсутствует. При $h = 3,25$ затвердевание матрицы начинается еще во время действия импульсного излучения. В этом случае толщина проплавленного слоя оказывается относительно небольшой и тепловой эффект от затвердевания матрицы не вызывает появления выраженного стационарного участка на зависимости $\theta(\tau)$.

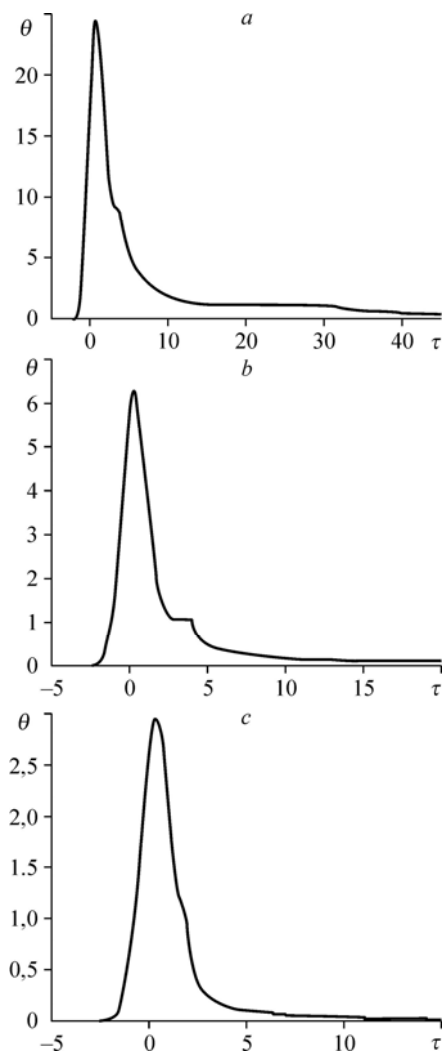


Рис. 1. Рассчитанные кинетические зависимости безразмерной температуры на поверхности наночастицы ($R = 50$ нм) при параметрах $\tilde{H} = h = 0,73$ (a), 2,06 (b) и 3,25 (c).

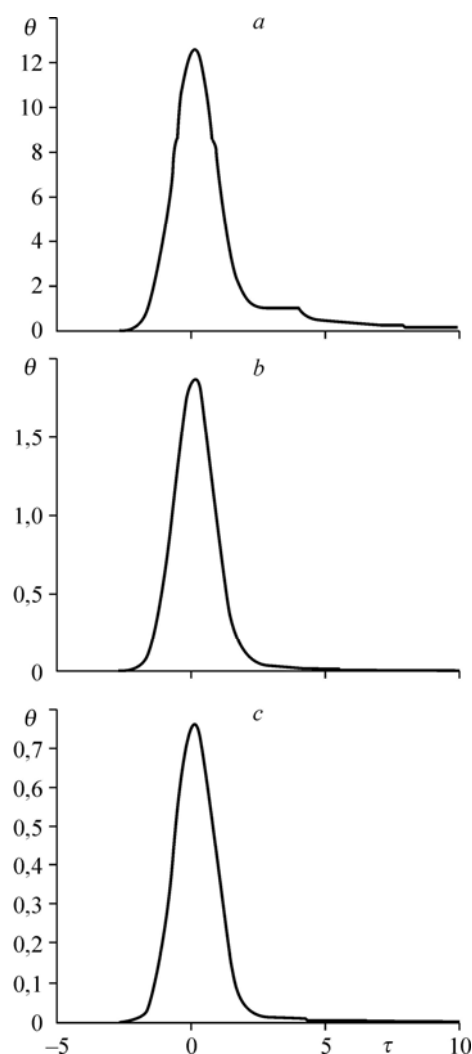


Рис. 2. Кинетические зависимости температуры на поверхности наночастицы ($R = 10$ нм) при параметрах $\tilde{H} = 797$ и $h = 3,63$ (a), 10,28 (b) и 16,26 (c).

На рис. 2 представлены результаты расчетов нагревания наночастицы с радиусом 10 нм при тех же значениях длительности и плотности энергии импульса, что рассматривались на рис. 1. В безразмерных величинах значения этих параметров в пять раз больше, чем для рис. 1: $\tilde{H} = 797$ и $h = 3,63$ (a), 10,28 (b) и 16,26 (c). Участок затвердевания на рис. 2a наблюдается при меньшем значении безразмерной температуры ($\theta = 8,37$), чем на рис. 1a ($\theta = 9,03$). Причина заключается в уменьшении температуры плавления при $R = 10$ нм согласно уравнению (5). На рис. 2b процессы плавления и затвердевания матрицы проявляются (в виде стационарных участков) еще слабее, чем на рис. 1c. Для наличия такого участка необходимо, чтобы запасенная при плавлении и выделяемая при затвердевании вещества матрицы энергия была соизмерима с тепловой энергией разогретой наночастицы. Это возможно при наличии значительного проплавленного слоя к окончанию импульса. В результате стационарные участки наблюдаются на рис. 1a, 1b, 2a и отсутствуют на рис. 1c и 2b. При значении длительности импульса 200 нс температура плавления матрицы не достигается (рис. 2c).

Из полученных зависимостей (рис. 1, 2) следует, что уменьшение длительности импульса (и соответствующее уменьшение безразмерной толщины прогретого слоя за импульс h) приводит к увеличению максимальной температуры нагревания на поверхности наночастицы. При $h = 0,73$ максимальная температура составляет $\theta_m = 24,5$ (3070 К), при $h = 2,06$ — $\theta_m = 6,28$ (1010 К) и при $h = 3,25$ — $\theta_m = 2,96$ (635 К). Кроме этого, изменяется форма кинетической зависимости. Если при малых h зависимость температуры от времени асимметрична с узким передним фронтом, то по мере увеличения h она становится все более симметричной (рис. 1, 2). Положение максимума температуры на поверхности наночастицы изменяется при увеличении длительности импульса, сдвигаясь к нулю в шкале безразмерного времени τ .

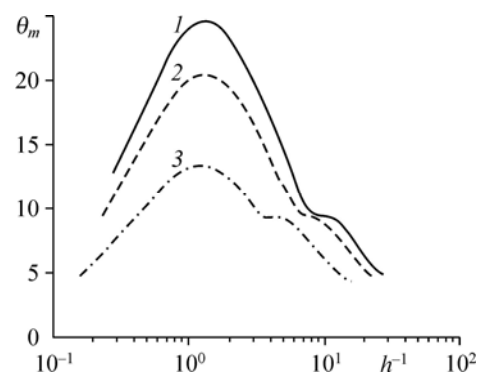
На рис. 3 представлен график зависимостей безразмерной максимальной температуры нагревания наночастицы (θ_m) от обратной величины безразмерной толщины прогреваемого слоя h при длительностях импульса 10 (a), 14 (b) и 30 (c) нс. В работе [14] применялся лазерный импульс длительностью 30 нс, а в работах [9, 10] — с длительностью 14 нс. Амплитуда максимума на зависимости определяется безразмерным параметром $\tilde{H}_1 = H / (c(T_m - T_0)\sqrt{2\alpha/k_i})$, который составляет для проведенных расчетов 219 (10 нс), 185 (14 нс) и 127 (30 нс). Абсцисса максимума при использовании безразмерных переменных практически не зависит от длительности импульса и составляет 1,41.

Максимальная температура нагревания описывается выражением, которое в размерных переменных было получено в работе [11]:

$$\theta_m = \frac{1}{4} \cdot \frac{3\tilde{H} - 4Q_M - 12Q(\xi_2 h + \xi_2^2 h^2)}{3\xi_1 h + 3\xi_1^2 h^2 + c_1}, \quad (6)$$

где $c_1 = c_M/c$ — безразмерная теплоемкость материала наночастицы, $\xi_1 = 0,9388$ и $\xi_2 = 0,4522$ [11]. Следует отметить, что формула (6) одновременно учитывает как радиус наночастицы, так и длительность импульса через единый параметр h .

Рис. 3. Зависимости максимальной безразмерной температуры нагревания наночастиц при $\tilde{H} = 219$ (1), 185 (2) и 127 (3) от обратной безразмерной толщины прогреваемого за импульс слоя вещества матрицы.



На зависимостях $\theta_m(h^{-1})$ выделяется участок постоянной максимальной температуры нагрева, связанный с неполным расплавлением наночастицы. Используя формулу (6), для границ данной области получим выражения:

$$h_{1,2} = \frac{1}{2} \left(A - \sqrt{A^2 - 4B_{1,2}} \right), \text{ где } A = \frac{\tilde{H}_1 - 4(\xi_1 + \xi_2)(\theta_M + Q)}{4(\xi_1^2 + \xi_2^2) \cdot (\theta_M + Q)},$$

$$B_1 = \frac{c_1 \theta_M + Q_M}{3(\xi_1^2 + \xi_2^2)(\theta_M + Q)}, \quad B_2 = \frac{c_1 \theta_M}{3(\xi_1^2 + \xi_2^2)(\theta_M + Q)}.$$

Величина A показывает относительную долю полученной частицей энергии, потраченную на нагрев наночастицы. Коэффициенты $B_{1,2}$ показывают отношение энергий, потраченных на нагрев наночастицы без (B_1) и с учетом плавления (B_2), к затраченной на нагрев и плавление матрицы.

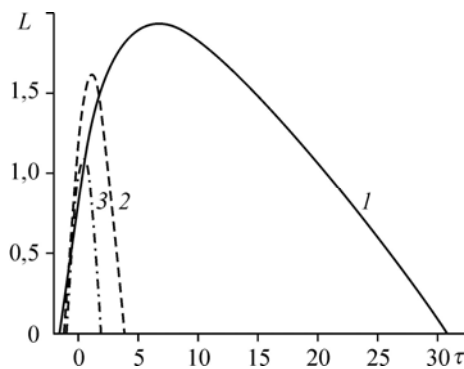
При увеличении безразмерной толщины прогреваемого за импульс слоя h изменяется форма кинетических кривых при переходе от импульсного режима к квазистационарному. В пределе малых h воздействие можно считать мгновенным и пренебречь уменьшением температуры наночастицы во время действия импульса за счет теплопередачи в окружающую матрицу. При значениях $h \gg 1$ длительность импульса значительно выше характерного времени тепловой разгрузки с поверхности наночастицы. В этом случае распределение температуры в системе успевает подстроиться под изменение мощности излучения во время действия импульса. Это приводит к уменьшению θ_m на кинетической зависимости и сдвигом абсциссы максимума кривой $\theta(\tau)$ к нулю. В этом случае распределение температуры в окрестностях наночастицы близко к гиперболическому:

$$\theta(y, \tau) = \theta(y = 1, \tau) / y. \quad (7)$$

Заметим, что учитываемая в настоящей работе зависимость температуры плавления наночастицы от ее радиуса (5) влияет на максимальную температуру нагрева наночастицы только в области стационарных участков, связанных с неполным расплавлением наночастицы (рис. 3).

Скорость движения границы области проплавления определяет интенсивность термоупругих напряжений, генерированных лазерным импульсом. На рис. 4 представлены кинетические зависимости толщины расплавленного слоя матрицы L при нагревании наночастицы радиусом 50 нм импульсами с плотностью энергии $\tilde{H} = 0,2 \text{ Дж/см}^2$ ($\tilde{H} = 159$) и длительностями 10 ($h = 0,73$) (1), 80 ($h = 2,06$) (2) и 200 нс ($h = 3,25$) (3).

Кинетические зависимости температуры на поверхности наночастиц и толщины расплавленного слоя матрицы $L(\tau)$ подобны. При $h = 0,73$ зависимость положения фазовой границы от времени сильно асимметрична с узким передним фронтом, что отражает быстрое нагревание коротким лазерным импульсом. При увеличении длительности импульса кривая становится все более симметричной относительно точки $\tau = 0$, как и кинетические зависимости температуры (рис. 1, 2).



Размеры области проплавления определяют изменение физических свойств материала в процессе облучения лазерным импульсом. Максимальная толщина проплавленного слоя $L_m = \max(L(\tau))$ зависит от радиуса наночастицы, теплофизических параметров среды,

Рис. 4. Кинетические зависимости толщины проплавленного слоя вещества матрицы при $\tilde{H} = h = 0,73$ (1), 2,06 (2) и 3,25 (3).

Рис. 5. Зависимости максимальной толщины проплавленного слоя матрицы от безразмерной толщины слоя вещества матрицы, прогреваемого за импульс.

a — расчет при $Q = 1,35$ и $\tilde{H} = 319$ (1), 159 (2), 79,7 (3),
b — расчет при $\tilde{H} = 319$ и $Q = 1,35$ (1),
 2,71 (2), 4,06 (3).

длительности и плотности энергии импульсного воздействия. На рис. 5*a* представлена зависимость максимальной толщины проплавленного слоя L_m от h при $\tilde{H} = 319$ (1), 159 (2) и 79,7 (3). Все построенные зависимости демонстрируют выход на стационарное значение в пределе малых h (при коротких длительностях импульса). В районе $h \sim 1$ на зависимости наблюдается плавный изгиб и затем уменьшение до нуля по закону, близкому к линейному. Предельное значение толщины прогретого слоя за время действия импульса, при котором плавление не наступает (h_c), как и значение максимальной толщины проплавленного слоя $L_m \rightarrow L_1$ при $h \rightarrow 0$, зависят от \tilde{H} . В то же время коэффициент наклона (*a*) зависимостей $L_m(h)$ в области линейного уменьшения практически одинаков для всех кривых:

$$L_m = \begin{cases} L_1, & h < 1, \\ a \cdot (h_c - h), & h > 1. \end{cases} \quad (8)$$

Рассмотрим физические причины полученной зависимости $L_m(h)$. В пределе коротких импульсов излучения ($h \ll 1$) наночастица быстро нагревается излучением, не успевая отдать энергию за время импульса. Плавление матрицы активно протекает после окончания импульса за счет тепловой энергии, накопленной наночастицей. Будем полагать, что $L_m = \xi_3 h$. В качестве средней температуры нагретой области примем температуру плавления матрицы. Тогда получаем уравнение теплового баланса, в котором объемы прогретого и проплавленного слоя берутся в приближении второго порядка по их толщине:

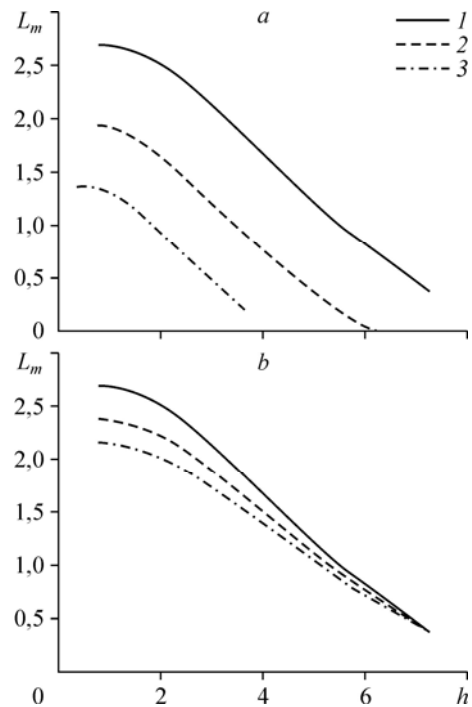
$$\frac{\tilde{H}}{4} = \left[\frac{1}{3} c_1 + L_m \xi_3^{-1} (1 + \xi_3^{-1} L_m) \right] + L_m (1 + L_m) Q,$$

отсюда

$$L_m = \frac{1}{12} \cdot \frac{3\tilde{H} - 4\tilde{c}}{\xi_3^{-1} + \tilde{Q}}. \quad (9)$$

Величина ξ_3 определялась при сравнении значений L_m , полученных в результате численного моделирования, и значений, рассчитанных по выражению (9), и составила 0,1739.

В пределе длинных импульсов ($h > 1$) плавление протекает в основном во время импульса, что является следствием более сильной конкуренции со стороны кондуктивного теплоотвода. Значение h_c определяется с использованием приближения квазистационарного нагрева, когда справедливо распределение температуры (7). В результате



приравнивания тепловых потоков на поверхности наночастицы получим $\tilde{H}/\sqrt{\pi} = 2\theta h_c^2$. Плавление перестает наблюдаться, если температура достигает температуры плавления ($\theta = 1$):

$$h_c = \xi_4 \left(\tilde{H}/2\sqrt{\pi} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

Безразмерная постоянная ξ_4 , определенная при сравнении результатов численного моделирования и расчета по выражению (10), составляет $\xi_4 = 0,8352$.

Коэффициент наклона a (8) определяется только безразмерной энтальпией плавления Q , так как он постоянен для всех кривых $L_m(h)$ (рис. 5а). Для расчета зависимости $a(Q)$ было проведено моделирование с варьированием величины Q . Результаты представлены на рис. 5б в виде зависимостей $L_m(h)$, рассчитанных при $\tilde{H} = 319$ нс и значениях энтальпии плавления $Q = 1,35$ (1), 2,71 (2), 4,06 (3). Из приведенных зависимостей следует, что увеличение Q приводит к уменьшению коэффициента наклона по закону близкому к $a = 1/2 - \xi_5 Q$ с величиной $\xi_5 = 0,0414$.

Как и в случае с максимальной температурой нагрева наночастицы, зависимость температуры плавления наночастиц от их радиуса слабо влияет на максимальную толщину проплавленного слоя матрицы. В предельном случае малых h плавление наночастицы представляет собой лишь способ запасания энергии, которая затем тратится на плавление матрицы, поэтому конкретная температура плавления становится слабым параметром. В предельном же случае больших значений h мощности излучения, как правило, недостаточно для начала плавления металлической наночастицы.

Суммируя результаты моделирования, представленные в безразмерных переменных, можно заключить, что характеристики процесса L_m и θ_m подчиняются критериальным уравнениям, что позволяет использовать для анализа теорию подобия. В то же время кинетические зависимости температуры, рассчитанные при одинаковых значениях \tilde{H} и h , но разных значениях размерного радиуса R , не будут полностью идентичны. Различие связано с положением на зависимости $\theta(\tau)$ участков плавления и затвердевания материала наночастицы, которое определяется ее радиусом согласно формуле (5). Данная особенность может рассматриваться как незначительное исключение из теории подобия для рассматриваемой модели.

Рассмотрим следствия результатов работы, которые могут быть использованы при анализе процессов деградации элементов нелинейной оптики, содержащих наночастицы металлов, в условиях мощного лазерного излучения. Процесс термического расширения, как правило, считается линейным, поэтому в рамках такого подхода вероятность повреждения материала будет зависеть только от энергии импульса. В результате поглощения энергии импульса лазера в веществе могут накапливаться напряжения, рост которых выше некоторого предела, определяемого свойствами матрицы, и он приведет к релаксации с появлением трещин. Как следует из полученных результатов (рис. 5), максимальный объем расплавленного вещества матрицы уменьшается с ростом h . При постоянном радиусе наночастиц это означает увеличение длительности импульса излучения. По этой причине лазерное повреждение материалов, содержащих малые включения, более вероятно в случае коротких импульсов, даже если нелинейный рост поглощения света при увеличении мощности слабо выражен. Для декорирования опухолей в гипертермической терапии рака или введения во взрывчатые вещества с целью создания составов для оптических систем иницирования больше подходят малые частицы и лазер с малой длительностью импульса, так как в этом случае достигаются большие температуры нагрева. При увеличении длительности импульса следует применять большие частицы, как это указано на зависимостях рис. 3 и 5.

Заключение

В работе рассмотрена модель нагрева лазерным излучением с различной длительностью импульса наночастиц золота в инертной матрице, учитывающая процессы плавления. Рассчитаны кинетические зависимости температуры на поверхности наночастицы и толщины расплавленного слоя матрицы. Предложены управляющие безразмерные параметры модели, получено аналитическое выражение для максимальной толщины проплавленного слоя. Показано, что зависимость температуры плавления от радиуса наночастицы оказывает влияние на особенности кинетической зависимости температуры на поверхности наночастицы, но слабо влияет на амплитудные значения температуры нагрева и толщины проплавленного слоя матрицы. Результаты могут быть использованы при прогнозе стабильности устройств нелинейной оптики, содержащих наночастицы золота, оптимизации условий гипертермической терапии рака и составов оптических детонаторов.

Список литературы

1. Majles Ara M.H., Dehghani Z., Sahraei R., Daneshfar A., Javadi Z., Divsar F. Diffraction patterns and nonlinear optical properties of gold nanoparticles // J. of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2012. Vol. 113. P. 366–372.
2. Husinsky W., Ajami A., Nekvindova P., Svecova B., Pesicka J., Janecek M. Z-scan study of nonlinear absorption of gold nano-particles prepared by ion implantation in various types of silicate glasses // Optics Communications. 2012. Vol. 285, No. 10. P. 2729–2733.
3. Sarkhosh L., Aleali H., Karimzadeh R., Mansour N. Large thermally induced nonlinear refraction of gold nanoparticles stabilized by cyclohexanone // Physica Status Solidi A. 2010. Vol. 207, No. 10. P. 2303–2310.
4. Ros I., Schiavut P., Bello V., Mattei G., Bozio R. Femtosecond nonlinear absorption of gold nanoshells at surface plasmon resonance // Physical Chemistry Chemical Physics. 2010. No.12. P. 13692–13698.
5. Яснрянский А.И., Палпant Б., Дебрюс С., Пал У., Степанов А.Л. Нелинейные оптические свойства наночастиц золота диспергированных в различных оптически прозрачных матрицах // Физика твердого тела. 2009. Т. 51, № 1. С. 52–56.
6. Wang Y., Yu X., Liu F., Wang Y. Nonlinear refraction of lithium niobate crystal doped with different metal nanoparticles // Materials Letters. 2014. Vol. 123. P. 35–37.
7. Dombrovsky L.A., Timchenko V., Jackson M., Yeoh G.H. A combined transient thermal model for laser hyperthermia of tumors with embedded gold nanoshells // Intern. J. of Heat and Mass Transfer. 2011. Vol. 54. P. 5459–5469.
8. Кригер В.Г., Каленский А.В., Звекон А.А., Зыков И.Ю., Адуев Б.П. Влияние эффективности поглощения лазерного излучения на температуру разогрева включения в прозрачных средах // Физика горения и взрыва. 2012. Т. 48, № 6. С. 54–58.
9. Каленский А.В., Звекон А.А., Ананьева М.В., Зыков И.Ю., Кригер В.Г., Адуев Б.П. Влияние длины волны лазерного излучения на критическую плотность энергии инициирования энергетических материалов // Физика горения и взрыва. 2014. Т. 50, № 3. С. 98–104.
10. Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Фурега Р.И., Звекон А.А., Каленский А.В. Взрывчатое разложение тэна с нанодобавками алюминия при воздействии импульсного лазерного излучения различной длины волны // Хим. физика. 2013. Т. 32, № 8. С. 39–42.
11. Кригер В.Г., Каленский А.В., Звекон А.А., Зыков И.Ю., Никитин А.П. Процессы теплопереноса при лазерном разогреве включений в инертной матрице // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20, № 3. С. 375–382.
12. Буркина Р.С., Морозова Е.Ю., Ципилев В.П. Иницирование реакционно-способного вещества потоком излучения при поглощении его неоднородностями вещества // Физика горения и взрыва. 2011. Т. 47, № 5. С. 95–105.
13. Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Белокуров Г.М., Звекон А.А., Каленский А.В., Никитин А.П., Лисков И.Ю. Исследование оптических свойств наночастиц алюминия в тетраэдритропентаэритрите с использованием фотометрического шара // Журн. техн. физики. 2014. Т. 84, № 9. С. 126–131.
14. Кригер В.Г., Каленский А.В., Звекон А.А., Ананьева М.В., Боровикова А.П. Диффузионная модель разветвленной цепной реакции взрывного разложения азидов тяжелых металлов // Хим. физика. 2009. Т. 28, № 8. С. 67–71.
15. Jiang Q., Zhang S., Zhao M. Size-dependent melting point of noble metals // Materials Chemistry and Physics. 2003. Vol. 82, No. 1. P. 225–227.
16. Физика взрыва / Под ред. Л. П. Орленко. В 2 т. Т. 1. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. 832 с.
17. Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И. К. Киикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.

*Статья поступила в редакцию 14 ноября 2014 г.,
после переработки — 26 мая 2015 г.*