

УДК 544.032.65

DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-5-20

**Численное исследование динамики нагрева золота  
ультракороткими дихроматическими импульсами  
лазерного излучения**

**С. А. Лизунов<sup>1</sup>, В. П. Жуков<sup>2,3</sup>, А. В. Булгаков<sup>1</sup>, Н. М. Булгакова<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН  
Новосибирск, Россия*

<sup>2</sup> *Федеральный исследовательский центр информационных и вычислительных технологий  
Новосибирск, Россия*

<sup>3</sup> *Новосибирский государственный технический университет  
Новосибирск, Россия*

*Аннотация*

Изучены процессы взаимодействия фемтосекундных импульсов лазерного излучения умеренной интенсивности с металлами на примере золота. Основное внимание уделено исследованию дихроматических режимов лазерного воздействия, что соответствует новой тенденции в области лазерной обработки материалов. На основе двухтемпературного приближения разработана модель, в которую введен дихроматический источник энергии лазерного излучения, а также учтено влияние температуры электронов на коэффициент отражения облучаемого материала и теплофизические свойства его электронной подсистемы. Для численной реализации модели создана неявная дивергентная конечно-разностная схема с улучшенным методом описания процесса плавления в сравнении с предыдущими работами. Расчеты по модели показали, что поглощение энергии золотом зависит от последовательности воздействия двух импульсов на разных длинах волн и времени задержки между ними, а для корректного описания поглощенной энергии необходимо учитывать изменение коэффициента отражения поверхности в процессе облучения. Разработанная модель может представлять интерес для оптимизации процессов обработки материалов ультракороткими дихроматическими лазерными импульсами.

*Ключевые слова*

лазерная обработка металлов, ультракороткие лазерные импульсы, дихроматическое излучение, оптические свойства, численное моделирование

*Источник финансирования*

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН и при поддержке РФФИ (проект № 19-38-90203)

*Для цитирования*

Лизунов С. А., Жуков В. П., Булгаков А. В., Булгакова Н. М. Численное исследование динамики нагрева золота ультракороткими дихроматическими импульсами лазерного излучения // Сибирский физический журнал. 2021. Т. 16, № 1. С. 5–20. DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-5-20

# A Numerical Study of the Dynamics of Gold Heating by Ultra-Short Dichromatic Laser Pulses

S. A. Lizunov<sup>1</sup>, V. P. Zhukov<sup>2,3</sup>, A. V. Bulgakov<sup>1</sup>, N. M. Bulgakova<sup>1</sup>

<sup>1</sup> S. S. Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS  
Novosibirsk, Russian Federation

<sup>2</sup> Federal Research Center for Information and Computational Technologies  
Novosibirsk, Russian Federation

<sup>3</sup> Novosibirsk State Technical University  
Novosibirsk, Russian Federation

## Abstract

The interaction of femtosecond laser pulses of moderate intensity with metals by the example of gold is studied. The main attention is paid to dichromatic regimes of laser irradiation corresponding to a new trend in the field of laser processing of materials. Based on the two-temperature approximation, a new model is created which involves a dichromatic source of the laser radiation energy and also takes into account the influence of the electron temperature on the reflection coefficient of the irradiated material and thermophysical properties of its electronic subsystem. For numerical implementation of the model, an implicit divergent finite-difference scheme is created with an improved method for describing the melting process in comparison with previous works. The model calculations have shown that the absorption of the laser energy by gold depends on the sequence of two pulses at different wavelengths and the delay time between them, and for correct description of the absorbed energy, it is necessary to take into account the change of the reflection coefficient of the surface during irradiation. The developed model may be of interest for optimizing the processing of materials with ultra-short dichromatic laser pulses.

## Keywords

laser processing of metals, ultra-short laser pulses, dichromatic radiation, optical properties, numerical simulation

## Funding

The work was carried out within the framework of the state contract with IT SB RAS and with the support of the RFBR (project no. 19-38-90203)

## For citation

Lizunov S. A., Zhukov V. P., Bulgakov A. V., Bulgakova N. M. A Numerical Study of the Dynamics of Gold Heating by Ultra-Short Dichromatic Laser Pulses. *Siberian Journal of Physics*, 2021, vol. 16, no. 1, p. 5–20. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2021-16-1-5-20

## Введение

Ультракороткие (фемто- и пикосекундные) импульсы лазерного излучения представляют значительный интерес как средство исследования фундаментальных явлений в конденсированных средах при их быстром нагреве и находят все более широкое применение в технологиях обработки различных материалов [1–4]. Это связано с наличием ряда преимуществ ультракоротких лазерных импульсов при воздействии на материалы в сравнении с более длинными импульсами. Так, пренебрежимо малый отвод тепла из нагреваемой лазером области за время действия лазерного импульса позволяет управлять размерами этой области и производить прецизионную обработку материалов [5–7]. Другим преимуществом является отсутствие энергетических потерь, связанных с поглощением излучения в плазме продуктов абляции, которая образуется позже окончания лазерного импульса [1; 2; 7]. Благодаря этим преимуществам фемтосекундные лазеры, несмотря на их относительную дороговизну, уже широко используются при резке, сварке, очистке, сверлении и структурировании твердых поверхностей [1; 6; 8], напылении тонких пленок, синтезе наноразмерных частиц и новых наноматериалов [3; 9], изготовлении компонентов микроприборов [8], в различных областях медицины (дерматология, офтальмология, клеточная хирургия) [10] и др. Помимо использования в практических приложениях, воздействие ультракоротких импульсов на различные материалы представляет самостоятельный научный интерес как инструмент для иссле-

дования неравновесной термодинамики, изучения в реальном времени химических реакций и проявлений критических явлений в сверхбыстрых процессах [2; 3; 11; 12].

В последнее время возник интерес к воздействию на материалы дихроматических лазерных импульсов, когда облучение осуществляется двумя ультракороткими импульсами разной длины волны. Обнаружено, что такие режимы позволяют повысить эффективность удаления вещества с поверхности материала в сравнении с монохроматическими импульсами [13; 14], что является важным для многих технологических приложений. Найдено также, что облучение металлов, полупроводников и диэлектриков с использованием комбинации двух длин волн лазерного излучения значительно улучшает качество обрабатываемых поверхностей и продуктивность процессов при резке, сверлении микронных отверстий, наноструктурировании поверхностей, синтезе наночастиц [13–18]. Природа повышения эффективности воздействия на материалы при комбинировании двух длин волн остается неясной. Из теоретических работ этого направления можно указать лишь моделирование облучения плавленого кварца при комбинации первой и третьей гармоник титан-сапфирового лазера [19], где показана возможность достижения температуры поверхностного слоя материала, значительно превышающей уровень температур при воздействии каждой из гармоник в отдельности с одинаковой общей энергией.

Следует отметить, что и для монохроматического излучения процессы воздействия ультракоротких импульсов на вещество все еще недостаточно изучены, несмотря на большое количество исследований. Это связано с проблемой описания сильно неравновесной системы, в которой электроны нагреваются до высоких температур, а ионная решетка остается холодной, а также с зависимостью протекания процессов от параметров облучения (интенсивность, длина волны, длительность импульса, поляризация излучения, угол падения на облучаемую поверхность) и свойств облучаемого вещества (оптические и термодинамические свойства, состав, микроструктура, шероховатость поверхности). Совместное воздействие лазерных импульсов на двух длинах волн еще более усложняет общую картину взаимодействия излучения с веществом.

В настоящей работе приведены результаты численного моделирования динамики нагрева золота ультракороткими моно- и дихроматическими лазерными импульсами титан-сапфирового лазера (первая и вторая гармоники, 800 и 400 нм соответственно) в режимах вблизи порога плавления. Моделирование проведено на основе двухтемпературной модели [20], для численной реализации которой построена неявная дивергентная конечно-разностная схема. В модели использованы данные работы [21], где на основе теории функционала плотности получены зависимости от температуры для теплоемкости и теплопроводности электронов и коэффициента электрон-фононного взаимодействия. Эти зависимости, аппроксимированные в данной работе полиномиальными функциями, позволяют более точно описать поведение параметров металла при его неравновесном нагреве в сравнении с широко используемыми упрощенными зависимостями [5; 7; 22]. В настоящей работе также учтена зависимость коэффициента отражения от температуры электронов, что значительно влияет на динамику поглощения излучения [23]. В случае дихроматического облучения расчеты выполнены для одновременного и последовательного воздействия импульсов на разных длинах волн. Выявлено, что при фиксированной полной энергии в двух последовательных импульсах поглощенная энергия зависит от взаимного временного расположения импульсов.

## 1. Основные положения модели

### 1.1. Двухтемпературная модель нагрева металлов

Схема взаимодействия лазерного пучка с поглощающим материалом представлена на рис. 1. В металлах энергия лазерного излучения поглощается «газом» свободных электронов в скин-слое с характерным размером от нескольких нанометров до нескольких десятков нанометров в зависимости от типа металла и длины волны облучения. Термализация поглощен-

ной энергии внутри электронного газа происходит намного быстрее, чем ее передача кристаллической решетке, так что уже в течение фемтосекундного импульса (типичная длительность  $\sim 100$  фс) возбужденный газ электронов можно охарактеризовать квазиравновесной (и довольно высокой) температурой. Далее поглощенная энергия передается от электронов атомам решетки за счет столкновений за характерное время от нескольких пикосекунд до десятков пикосекунд в зависимости от вида металла [5]. Отметим, что при таких значениях времени диссипация тепла из зоны нагрева за счет теплопроводности остается незначительной [24]. Таким образом, при воздействии фемтосекундными лазерными импульсами на материал возникает сильно неравновесное состояние, когда в течение импульса электроны нагреваются до высоких температур, а атомарная решетка материала остается холодной. Благодаря такой неравновесности при больших энергиях импульса реализуется объемный нагрев материала до сверхвысоких температур за ультракороткое время.

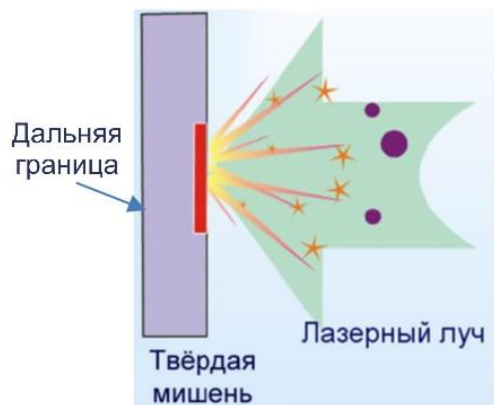


Рис. 1. Схема взаимодействия лазерного излучения с материалом (взято из [23]). Красным отмечена область сильного нагрева, которая в случае ультракоротких импульсов остается локализованной до моментов начала плавления и абляции

Fig. 1. Scheme of laser-matter interaction (taken from [23]). The region of strong heating, which remains localized until the moments of the melting and ablation onsets in the case of ultrashort pulses, is indicated by red color

Нагрев металлов фемтосекундными лазерными импульсами принято описывать двухтемпературной моделью [1; 3; 5; 7; 11; 12; 20; 23]. В этой модели вводятся температуры электронов проводимости  $T_e$  и решетки  $T_l$ , эволюция которых описывается двумя уравнениями теплопроводности, связанными общим членом, описывающим теплообмен между ними. В данной работе рассматривается одномерный случай, что оправдано малостью глубины проникновения энергии лазерного излучения в металл ( $\sim 10$  нм) по сравнению с размером пятна облучения (в экспериментах типичный размер пятна облучения фемтосекундными лазерными импульсами составляет 10–100 мкм):

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( K_e \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) - g(T_e - T_l) + S(x, t),$$

$$C_l \frac{\partial T_l}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( K_l \frac{\partial T_l}{\partial x} \right) + g(T_e - T_l)$$

Здесь  $S(x, t)$  – объемный источник тепла, описывающий поглощение энергии лазерного излучения электронами проводимости;  $x$  – расстояние вглубь мишени по нормали к её поверхности;  $C_e$ ,  $C_l$  и  $K_e$ ,  $K_l$  – теплоемкости и теплопроводности электронов и решетки соответственно;  $g$  – коэффициент, характеризующий скорость энергообмена между электронами и решеткой.

Расчеты проведены для фемтосекундных импульсов титан-сапфирового лазера на двух его гармониках: фундаментальной (длина волны  $\lambda = 800$  нм) и второй ( $\lambda = 400$  нм). Причем импульсы двух гармоник могут падать на поверхность материала либо одновременно, либо последовательно с временной задержкой относительно друг друга. Временной профиль им-

пульсов хорошо аппроксимируется гауссовой зависимостью с шириной на полувысоте  $\tau$ , которая принимается за длительность импульса. Ослабление лазерного излучения при его распространении вглубь материала описывается законом Ламберта – Бэра, который в общем случае имеет вид

$$I(x) = I_0 \exp(-\alpha x).$$

Здесь  $I_0$  – интенсивность излучения, падающего на вещество;  $\alpha$  – коэффициент поглощения в среде в случае его постоянного значения;  $x$  – расстояние, пройденное излучением в среде. Кроме того, в модели принимается во внимание перенос энергии, осуществляемый электронами, не испытывающими рассеяния (баллистические электроны), на глубину, превышающую характерную глубину поглощения [5]. С учетом описанных предположений объемный источник лазерного излучения в металле для случая дихроматического облучения можно записать в следующем виде:

$$S(x, t) = \frac{F_0 \eta (1 - R_1)}{\tau_1 \sqrt{\pi}} \exp \left[ - \left( \frac{t - t_{m1}}{\tau_1} \right)^2 \right] \frac{\exp \left[ -x / (1 / \alpha_1 + \lambda_{ball}) \right]}{1 / \alpha_1 + \lambda_{ball}} + \frac{F_0 (1 - \eta) (1 - R_2)}{\tau_2 \sqrt{\pi}} \exp \left[ - \left( \frac{t - t_{m2}}{\tau_2} \right)^2 \right] \frac{\exp \left[ -x / (1 / \alpha_2 + \lambda_{ball}) \right]}{1 / \alpha_2 + \lambda_{ball}}. \quad (1)$$

В выражении (1)  $F_0$  – общая плотность энергии лазерного излучения в двух гармониках;  $\eta$  – доля энергии излучения в импульсе фундаментальной гармоники;  $R_i$  и  $\alpha_i$  – коэффициенты отражения и поглощения среды на длине волны соответствующей гармонике (величина  $1 / \alpha_i$  соответствует глубине поглощения излучения для импульса  $i$ -й гармоники); индексы  $i = 1$  и  $2$  соответствуют фундаментальной и второй гармоникам;  $t_{mi}$  – момент времени, соответствующий максимуму лазерного импульса на  $i$ -й гармонике;  $\tau_i$  – длительность  $i$ -го импульса;  $\lambda_{ball}$  – глубина проникновения электронов с баллистическими скоростями  $\sim 10^6$  м/с [5].

Все приведенные ниже результаты получены для следующих значений параметров дихроматического лазерного импульса:  $F_0 = 0,55$  Дж/см<sup>2</sup>,  $\tau_1 = \tau_2 = 100$  фс,  $t_{m1} = t_{m2} + \Delta t$ , где  $\Delta t$  – задержка между двумя импульсами. В качестве материала мишени в настоящей работе рассматривается золото. Для него выбранная плотность энергии соответствует режимам облучения вблизи и несколько выше порога плавления для длин волн 800 и 400 нм. Расчеты начинались за 300 фс до максимума первого приходящего импульса. Задержка между импульсами варьировалась от  $-1$  до  $1$  пс (отрицательная задержка означает, что первым приходит импульс на длине волны 800 нм). Используемые параметры типичны для экспериментов по облучению металлов ультракороткими лазерными импульсами [1; 3; 4; 25], что позволяет провести сравнение результатов расчетов настоящей работы с экспериментальными данными. Отличительной особенностью настоящей работы является введение двойного дихроматического импульсного источника лазерной энергии.

Начальная (фоновая) температура электронов и решетки в облучаемом образце полагалась равной 300 К. На поверхности материала, облучаемой лазерными импульсами, задавалось граничное условие равенства нулю потока тепла через границу:

$$\left( \frac{\partial T}{\partial x} \right) \Big|_{x=0} = 0. \quad (2)$$

Дальняя граница расчетной области (см. рис. 1) располагалась достаточно глубоко в материале, так чтобы температура на ней оставалась равной фоновой.

## 1.2. Теплофизические параметры золота

При температурах электронов меньших энергии Ферми, теплоемкость и теплопроводность электронов в металлах обычно описываются упрощенными температурными зависимостями  $K_e = K_{e,0}T_e/T_i$  и  $C_e = A_eT_e$  (где  $A_e$  – константа), а коэффициент электрон-фононного взаимодействия  $g$  полагается постоянной величиной [5; 25]. Однако теоретические исследования, основанные на теории функционала плотности [21], показали, что для многих металлов эти параметры являются сильными функциями температуры уже при  $T_e \sim 0,5$  эВ, что особенно ярко выражено для переходных и благородных металлов. Учет этого эффекта значительно улучшает теоретическое описание нагрева металлов ультракороткими лазерными импульсами [23]. Поэтому в настоящей работе использованы зависимости для золота, полученные в работе [21] (раздел 2.2), которые были аппроксимированы полиномами вида

$$K_e = v_f^2 C_e \tau_e / 3 [\text{Вт/м}^3\text{К}], \quad (3)$$

$$C_e = 10^5 \cdot (0,7207 - 6,7589\tilde{T}_e + 50,74116\tilde{T}_e^2 - 32,73731\tilde{T}_e^3 + 6,44355\tilde{T}_e^4) [\text{Дж/м}^3\text{К}], \quad (4)$$

$$g[\text{Вт/м}^3\text{К}] = \begin{cases} 2,6 \cdot 10^{16} & \text{при } T_e < 2600 \text{ К} \\ 10^{17} \cdot (0,3905 - 2,02752\tilde{T}_e + 6,98567\tilde{T}_e^2 - 5,765999\tilde{T}_e^3 + 1,92621\tilde{T}_e^4 - 0,23943\tilde{T}_e^5) & \\ & \text{при } T_e > 2600 \text{ К} \end{cases} \quad (5)$$

В выражениях (4) и (5) используется нормированная температура  $\tilde{T}_e = 10^{-4} \cdot T_e [\text{К}]$ , скорость Ферми в золоте  $v_f = 1,39 \cdot 10^6$  м/с,  $1/\tau_e = AT_e^2 + BT_l$  с<sup>-1</sup> – полная частота рассеяния электронов (в столкновениях друг с другом и с ионами решетки), где  $A = 1,2 \cdot 10^7$  К<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>,  $B = 1,23 \cdot 10^{11}$  К<sup>-1</sup>с<sup>-1</sup> [26].

В настоящей работе для численной реализации модели использовалась также внутренняя энергия электронов  $\varepsilon_e = \int C_e dT_e$  и решетки  $\varepsilon_l$ . При этом плавление материала учитывалось следующим образом:

$$T_l = \begin{cases} \varepsilon_l / C_l & \text{при } \varepsilon_l < C_l T_m \\ (\varepsilon_l - H_m) / C_l & \text{при } \varepsilon_l > C_l T_m + H_m \\ T_m & \text{при } C_l T_m < \varepsilon_l < C_l T_m + H_m \end{cases} \quad (6)$$

где  $T_m$  и  $H_m$  – температура и энтальпия плавления соответственно. Теплоемкость  $C_l$  предполагалась постоянной. При численной реализации модели нужна величина  $\partial T_l / \partial \varepsilon_l$ , для которой, соответственно, имеем

$$\frac{\partial T_l}{\partial \varepsilon_l} = \begin{cases} C_l^{-1} & \text{при } \varepsilon_l < C_l T_m \text{ или } \varepsilon_l > C_l T_m + H_m \\ 0 & \text{при } C_l T_m < \varepsilon_l < C_l T_m + H_m \end{cases} \quad (7)$$

Теплофизические параметры золота, используемые в расчетах, приведены в табл. 1.

Теплофизические параметры золота [1; 5; 26]

Таблица 1

Thermophysical parameters of gold [1; 5; 26]

Table 1

$C_l$ , Дж/(м <sup>3</sup> К)	$K_l$ , Вт/(м <sup>3</sup> К)	$H_m$ , Дж/м <sup>3</sup>	$T_m$ , К
$2,5 \cdot 10^6$	213	$1,3 \cdot 10^9$	1337

### 1.3. Зависимость коэффициента отражения от температуры

Важнейшим параметром для адекватного описания воздействия лазерного излучения на материал является величина поглощенной энергии, которая определяет дальнейшую эволюцию материала (его плавление, испарение, фазовый взрыв) [27]. Для ультракоротких импульсов, когда абляция материала начинается после окончания лазерного воздействия, поглощенная энергия определяется коэффициентом отражения, который может значительно зависеть от температуры образца и, в частности, от температуры электронной подсистемы, меняющейся в процессе облучения [23]. Как известно [26], для поглощающих сред имеют место следующие соотношения для комплексного показателя преломления  $\tilde{n}$  и коэффициентов отражения  $R$  и поглощения  $\alpha$ :

$$\tilde{n} = n + ik, \quad R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}, \quad (8)$$

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda}. \quad (9)$$

В некоторых работах при определении источника энергии (1) вводится добавка  $\lambda_{ball}$ , учитывающая глубину проникновения неравновесных баллистических электронов [5], что эквивалентно изменению  $k$  в (9), при этом коэффициент  $k$  в (8) не меняется [1], что представляется необоснованным. В настоящей работе было сделано предположение, что баллистические электроны не только вносят вклад в перенос поглощенной энергии вглубь материала, но и влияют на коэффициент отражения  $R$ . Логично полагать, что так называемые баллистические электроны, бесстолкновительно переносящие энергию на глубину, превышающую характерную длину поглощения излучения, появляются в функции распределения электронов лишь при значительном нагреве «электронного газа». В случае золота химический потенциал электронного газа начинает резко расти при достижении температуры  $\sim 6000$  К [21], что означает стремительный рост внутренней энергии электронов, а значит, и их скоростей. Исходя из этого в данной работе предложена следующая зависимость коэффициента отражения от температуры электронов:

$$R = \begin{cases} R_{tab} - \frac{(R_{tab} - R_{ball})(T_e - 300)}{5700}, & \text{при } T_e < 6000 \text{ К} \\ R_{ball}, & \text{при } T_e > 6000 \text{ К} \end{cases}, \quad (10)$$

где

$$R_{ball} = \frac{(n-1)^2 + (k / (1 + \alpha\lambda_{ball}))^2}{(n+1)^2 + (k / (1 + \alpha\lambda_{ball}))^2}. \quad (11)$$

Выражение (10) предполагает, что при комнатной температуре величина коэффициента отражения  $R$  равна её табличному значению  $R_{tab}$  для материала (табл. 2) и плавно уменьшается с ростом температуры электронов до величины  $R_{ball}$  (11), когда значительная порция электронов может приобрести баллистические скорости.

Таблица 2

Оптические параметры золота [28]

Table 2

Optical parameters of gold [28]

	$n$	$k$	$\alpha^{-1}$ , нм	$R$	$\lambda_{ball}$ , нм
$\lambda_0 = 400$ нм	1,658	1,956	16,3	0,39	100
$\lambda_0 = 800$ нм	0,178	5,02	12,7	0,97	100

#### 1.4. Конечно-разностная схема

Для решения поставленной выше задачи использовалась неявная дивергентная конечно-разностная схема с порядком аппроксимации  $O(\Delta x^2, \Delta t)$ . В ней искомыми величинами были внутренние энергии электронов  $\varepsilon_e = \int C_e dT_e$  и решетки  $\varepsilon_l$ :

$$\frac{\varepsilon_{e j}^{i+1} - \varepsilon_{e j}^i}{\Delta t} = \frac{K_{e j+0.5}^i (T_{e j+1}^{*i+1} - T_{e j}^{*i+1}) - K_{e j-0.5}^i (T_{e j}^{*i+1} - T_{e j-1}^{*i+1})}{\Delta x^2} - g(T_{e i}^j)(T_{e j}^i - T_{l j}^i) + S_j^i, \quad (12)$$

$$T_{e j}^{*i+1} = T_{e j}^i + \left( \left( \frac{\partial \varepsilon_e}{\partial T_e} \right)^{-1} \right)_j^i (\varepsilon_{e j}^{i+1} - \varepsilon_{e j}^i), \quad (13)$$

$$\frac{\varepsilon_{l j}^{i+1} - \varepsilon_{l j}^i}{\Delta t} = K_l \frac{T_{l j+1}^{*i+1} - 2T_{l j}^{*i+1} + T_{l j-1}^{*i+1}}{\Delta x^2} + g(T_{e i}^j)(T_{e j}^i - T_{l j}^i), \quad (14)$$

$$T_{l j}^{*i+1} = T_{l j}^i + \left( \frac{\partial T_l}{\partial \varepsilon_l} \right)_j^i (\varepsilon_{l j}^{i+1} - \varepsilon_{l j}^i). \quad (15)$$

Здесь и далее индексы  $j$  и  $i$  относятся к точкам пространственной сетки и временным слоям, соответственно. В этой схеме для определения температуры электронов  $T_{e j}^{i+1} = T_e(\varepsilon_{e j}^{i+1})$  в случае зависимости теплоемкости от температуры (4) использовался метод Ньютона. Сходимость достигалась не более чем за 3 итерации при использовании  $T_{e j}^i$  в качестве начального приближения. В зависимости  $T_l(\varepsilon_{l j}^{i+1})$  учтено плавление золота с помощью соотношений (6), (7).

Для решения системы разностных уравнений (12)–(15) использовался метод прогонки. Для этого каждое из уравнений записывалось в виде

$$A_j^i X_{j-1}^{i+1} - C_j^i X_j^{i+1} + B_j^i X_{j+1}^{i+1} = F_j^i.$$

Решение ищется в виде

$$X_{j-1}^{i+1} = \chi_{j-1}^i X_j^{i+1} + v_{j-1}^i,$$

где

$$\chi_{j+1}^i = \frac{-C_j^i}{B_j^i - A_j^i \chi_j^i}, \quad v_{j+1}^i = \frac{A_j^i v_j^i - A_j^i F_j^i}{B_j^i - A_j^i \chi_j^i}.$$

Из граничного условия (2) имеем  $\chi_0^i = 1$ ;  $v_0^i = 0$ .



Шаги численной схемы по пространственной сетке и времени выбирались на основе методических расчетов. Шаг по сетке был выбран равным  $\Delta x = 0,002$  мкм, а шаг по времени  $\Delta t$  менялся от 1 фс при  $t < 1$  пс до 10 фс при  $t \geq 1$  пс. Расчеты показали, что эти значения оптимальны и их уменьшение не приводит к изменению результатов.

## 2. Результаты и обсуждение

Для тестирования предложенной в настоящей работе численной модели проведено сравнение с данными работы [25] для монохроматического лазерного импульса с длиной волны 400 нм. На рис. 2 приведено распределение температур электронной и решеточной подсистем по глубине образца в момент времени 52 пс после импульса, когда уже произошла термализация подсистем, т. е.  $T_e \approx T_l$ . Расчет проведен для упрощенных температурных зависимостей теплоемкости и теплопроводности электронов и постоянного коэффициента электрон-фононного взаимодействия (выражения (6)), как было принято в работе [25]. Сравнение показывает отличное совпадение результатов настоящей работы и [25]. Заметное отличие данных для  $T_l$  имеется лишь в области плавления, для описания которой в работе [25] использовался метод сквозного расчета с введением  $\delta$ -функции. В настоящей работе достигнута более точная численная реализация процесса плавления (раздел 2.2), обеспечивающая точное равенство  $T_l = T_m$  в области плавления. Использование  $\delta$ -функции в [25] приводит к некоторому отклонению температуры решетки от  $T_m$  в этой области (см. рис. 2). При этом полученные в обоих расчетах значения  $T_e$  идентичны во всем диапазоне температур.

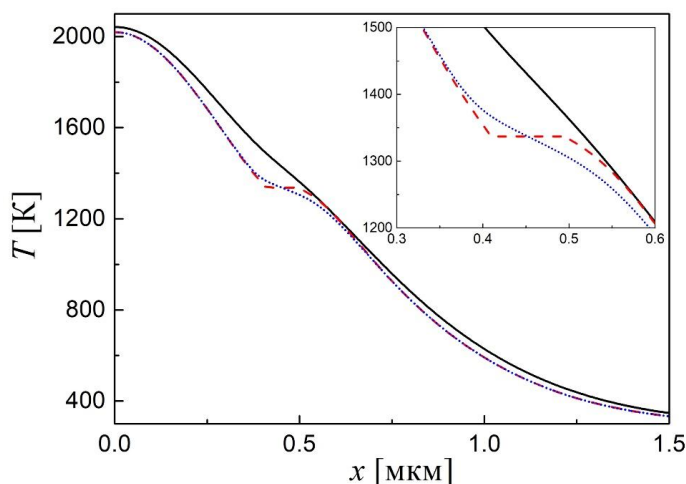


Рис. 2. Распределение температур электронов и решетки в случае монохроматического импульса на длине волны 400 нм в момент времени  $t = 52$  пс. Плотность энергии облучения  $F_0 = 0,55$  Дж/см<sup>2</sup>. Сплошная и штриховая кривые соответствуют температурам электронов и решетки, полученным в данной работе. Четко видна область плавления в области между 0,4 и 0,5 мкм (на вставке эта область увеличена). Пунктирными линиями приведены данные работы [25]. Получено полное совпадение расчетных данных всюду кроме области плавления, где в настоящей работе применен более точный метод расчета

Fig. 2. Distributions of electron and lattice temperatures in the case of a monochromatic pulse at a wavelength of 400 nm for a time moment  $t = 52$  ns. The irradiation energy density is  $F_0 = 0.55$  J/cm<sup>2</sup>. The solid and dashed lines correspond to the electron and lattice temperatures obtained in the present work. The region of melting between 0.4 and 0.5  $\mu\text{m}$  is clearly seen (the region is enlarged in the inset). The dotted line shows data of Ref. [25]. The calculated data are in complete agreement with an exception for the region of melting where a more accurate calculation method is used in the present work

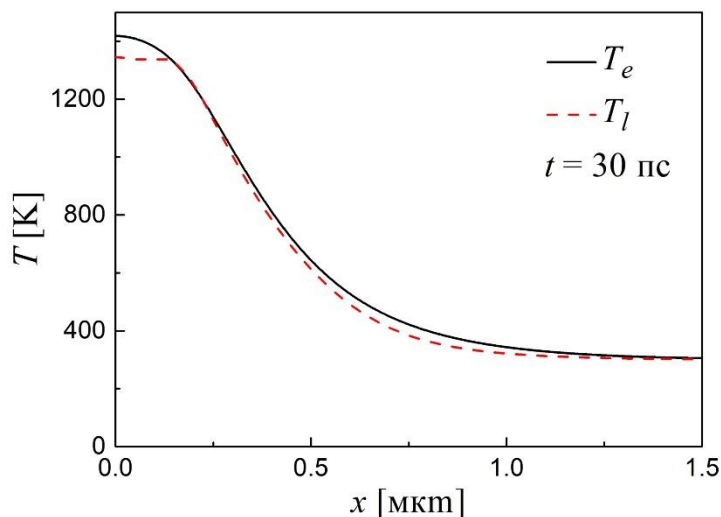


Рис. 3. Распределение температур электронов и решетки на стадии, когда достигнута термализация. Задержка между импульсами  $\Delta\tau = 1$  пс (импульс второй гармоники приходит на мишень первым). Плотность энергии облучения  $F_0 = 0,55$  Дж/см<sup>2</sup>

Fig. 3. Distributions of electron and lattice temperatures when thermalization is achieved. The time delay between pulses  $\Delta\tau = 1$  ps (the second-harmonic pulse comes first to the target). The irradiation energy density is  $F_0 = 0.55$  J/cm<sup>2</sup>

На рис. 3 представлено распределение температуры электронов и решетки вглубь образца в момент времени 30 пс после облучения в дихроматическом режиме с одинаковой плотностью энергии в импульсах двух гармоник ( $\eta = 0,5$ ) с задержкой  $\Delta\tau = 1$  пс (импульс с  $\lambda = 400$  нм приходит первым). Расчет проведен с использованием зависимости коэффициента отражения от температуры электронов согласно выражениям (10), (11) и зависимости теплофизических параметров от температуры электронов и решетки (3)–(7). Видно, что к этому моменту произошло почти полное выравнивание температур электронов и решетки и в узком поверхностном слое материал плавится. Непосредственно на облучаемой поверхности температура несколько превышает температуру плавления, тогда как на глубине  $\sim 150$  нм материал мишени нагрет до температуры плавления, но, согласно анализу, расплавлен лишь частично.

Сравнение эволюции во времени температуры электронов на поверхности образца для случаев моно- и дихроматического облучения представлено на рис. 4. Сплошная линия соответствует расчету для дихроматического режима, когда импульс второй гармоники приходит на поверхность первым, а задержка импульса фундаментальной гармоники составляет 1 пс. В этом расчете коэффициент отражения описывался формулами (10), (11). При использовании постоянного коэффициента отражения (формула (8), пунктирная линия) нагрев электронов (а следовательно, и решетки) значительно ниже, и видно, что в дихроматическом режиме нагрев полностью определяется импульсом второй гармоники (ср. штрихпунктирную и пунктирную линии). Штриховой линией показан результат расчета для монохроматического излучения с  $\lambda = 800$  нм.

В табл. 3 обобщены результаты расчетов по плотности энергии лазерного излучения, поглощенной мишенью из золота, для моно- и дихроматических режимов облучения при одинаковой общей плотности энергии  $0,55$  Дж/см<sup>2</sup> падающего излучения. Из приведенных в табл. 3 данных видно, что учет зависимости коэффициента отражения от температуры электронов оказывает значительное влияние на результаты расчетов поглощенной материалом энергии. При этом достигается лучшее согласие расчета с имеющимися экспериментальными данными. Так, согласно измерениям [29], порог плавления золота при его облуче-

нии фемтосекундными импульсами 800 нм составляет  $F_0 \approx 0,7 \text{ Дж/см}^2$ . В наших расчетах получено, что при  $F_0 = 0,55 \text{ Дж/см}^2$  поверхность золота достигает максимальной температуры 1102 К, что на 225 К ниже температуры плавления, а температура плавления достигается при увеличении плотности энергии в импульсе до  $\sim 0,78 \text{ Дж/см}^2$ , что разумно согласуется с экспериментальными данными [29]. Расчет при  $F_0 = 0,78 \text{ Дж/см}^2$  для случая фиксированного коэффициента отражения дает нагрев поверхности золота лишь до 508 К. Таким образом, предложенная модель отражения, принимающая во внимание роль баллистических электронов в оптическом отклике материала, позволяет разумно описать поглощение лазерного излучения.

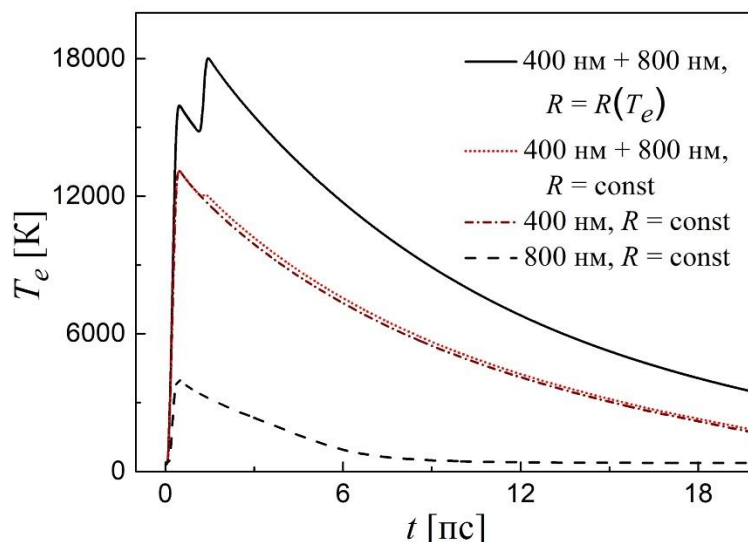


Рис. 4. Эволюция во времени температуры электронов на поверхности мишени из золота при облучении фемтосекундными лазерными импульсами в моно- и дихроматическом режимах титан-сапфирового лазера. Общая плотность энергии дихроматического излучения  $F_0 = 0,55 \text{ Дж/см}^2$  с отношением энергий 1 : 1 в импульсах на длинах волн 800 и 400 нм. Плотность энергии каждого монохроматического импульса  $F_0/2 = 0,275 \text{ Дж/см}^2$

Fig. 4. Time evolutions of the electron temperature at the gold surface upon irradiation by femtosecond pulses in the mono- and dichromatic regimes of a titanium-sapphire laser. The total energy density of dichromatic irradiation is  $F_0 = 0.55 \text{ J/cm}^2$  with the energy ratio of 1 : 1 in the pulses at 800 and 400 nm wavelengths. The energy density in each monochromatic pulse is  $F_0/2 = 0.275 \text{ J/cm}^2$

Таблица 3

Энергия импульса, поглощенная золотой мишенью на единицу площади.

Общая плотность энергии облучения  $F_0 = 0,55 \text{ Дж/см}^2$

Table 3

Pulse energy absorbed by the gold target per unit area.

The total irradiation energy density  $F_0 = 0.55 \text{ J/cm}^2$

	$R = R(T_e)$			$R = \text{const}$
$\lambda_0 = 400 \text{ нм}$	0,509 Дж/см <sup>2</sup>			0,3355 Дж/см <sup>2</sup>
$\lambda_0 = 800 \text{ нм}$	0,216 Дж/см <sup>2</sup>			0,0165 Дж/см <sup>2</sup>
Дихроматический импульс	$\Delta\tau = 1 \text{ пс}$	$\Delta\tau = 0$	$\Delta\tau = -1 \text{ пс}$	0,176 Дж/см <sup>2</sup>
	0,368 Дж/см <sup>2</sup>	0,366 Дж/см <sup>2</sup>	0,356 Дж/см <sup>2</sup>	

Из табл. 3 следует, что в дихроматических режимах облучения очередность и задержка между импульсами влияют на количество поглощенной энергии в случае переменного отражения. При этом полусумма поглощенной энергии двух монохроматических импульсов не равна энергии, поглощенной в случае дихроматического облучения с той же начальной энергией. Причина этого эффекта заключается в том, что коэффициент отражения существенно зависит от температуры. Это приводит к нелинейному поглощению энергии лазерных импульсов в дихроматическом режиме облучения. Как следствие, количество поглощенной энергии меняется в зависимости от последовательности импульсов на разных длинах волн и задержки между ними. Хотя полученное в расчетах отличие незначительно, мы предполагаем, что можно найти такие режимы облучения (варьированием длин волн, соотношения энергий импульсов на разных длинах волн, полной энергии облучения, времени задержки между импульсами), которые позволят существенно повысить эффективность лазерного нагрева металлов. Данная модель может служить основой для понимания физических процессов, лежащих в основе эффективной дихроматической обработки материалов [13–18], и оптимизации дихроматических режимов облучения.

### Заключение

В настоящей работе на основе двухтемпературного приближения разработана новая модель, в которой в качестве источника лазерной энергии введен дихроматический импульс и учтено влияние температуры электронов на коэффициент отражения. В модели используются уточненные зависимости теплофизических величин от температуры, полученные в работе [21]. Для численной реализации предложенной модели создана неявная дивергентная конечно-разностная схема с улучшенным методом описания процесса плавления в сравнении с более ранними работами.

Показано, что для адекватного описания процесса облучения металлов ультракороткими лазерными импульсами необходимо учитывать зависимость коэффициента отражения от температуры электронов. При этом одним из важных параметров оптической модели может быть доля электронов, вовлекаемых в баллистический перенос энергии. Выявлено, что поглощение энергии мишенью из золота зависит от последовательности падения на поверхность металла двух импульсов на разных длинах волн и времени задержки между ними. Причина заключается в том, что, поскольку коэффициент отражения зависит от температуры поверхности образца, эффективность поглощения энергии лазерного импульса определяется тем, сколько энергии было передано металлу от первого импульса к моменту воздействия вторым. Это, в свою очередь, определяется длинами волн последовательных импульсов, их плотностями энергий и задержкой между ними. Следовательно, варьируя эти параметры, можно добиться разной степени эффективности поглощения энергии при дихроматических режимах облучения. В будущем планируется провести детальные расчеты и экспериментальные исследования по облучению различных металлических мишеней дихроматическими лазерными импульсами с целью оптимизации процессов обработки.

### Список литературы

1. **Bauerle D. W.** Laser Processing and Chemistry. Berlin, Springer-Verlag, 2000, 649 p.
2. **Gamaly E. G., Rode A. V.** Physics of ultra-short laser interaction with matter: From phonon excitation to ultimate transformations. *Prog. Quant. Electron.*, 2013, vol. 37, p. 215–323.
3. **Булгаков А. В., Булгакова Н. М., Бураков И. М. и др.** Синтез наноразмерных материалов при воздействии мощных потоков энергии на вещество. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО РАН, 2009. 462 с.

4. **Guo B., Sun J., Hua Y., Zhan N., Jia J., Chu K.** Femtosecond laser micro/nano-manufacturing: Theories, measurements, methods, and applications. *Nanomanufacturing and Metrology*, 2020, vol. 3, p. 26–67.
5. **Wellershoff S.-S., Hohlfeld J., Gudde J., Matthias E.** The role of electron-phonon coupling in femtosecond laser damage of metals. *Appl. Phys. A.*, 1999, vol. 69, p. S99–S107.
6. **Korte F., Nolte S., Chichkov B. N., Bauer T., Kamlage G., Wagner T., Fallnich C., Well- ing H.** Far-field and near field material processing with femtosecond laser pulses. *Appl. Phys. A.*, 1999, vol. 69, p. S7–S11.
7. **Bulgakova N. M., Bourakov I. M.** Phase explosion under ultra-short laser ablation: Modeling with analysis of metastable state of melt. *Appl. Surf. Sci.*, 2002, vols. 197–198, p. 41–44.
8. **Pique A., Kim H., Arnold C. B.** Laser forward transfer of electronic and power generating materials. In: *Laser Ablation and its Application*. C. Phipps (ed.). 2007. P. 339–373.
9. **Eliezer S., Eliaz N., Grossman E., Fisher D., Gouzman I., Heniz Z., Pecker S., Horo- vitz Y., Fraenkel M., Maman S., Lereah Y.** Synthesis of nanoparticles with femtosecond la- ser pulses. *Phys. Rev. B.*, 2004, vol. 69, p. 144119.
10. **Sibbett W., Lagatsky A. A., Brown C.** The development and application of femtosecond laser systems. *Opt. Express*, 2012, vol. 17, p. 6989–7001.
11. **Bulgakova N. M., Bulgakov A. V., Bourakov I. M., Bulgakova N. A.** Pulsed laser ablation of solids and critical phenomena. *Appl. Surf. Sci.*, 2002, vols. 197–198, p. 96–99.
12. **Mo M. Z., Chen Z., Li R. K., Dunning M., Witte B. B. L., Baldwin J. K., Fletcher L. B., Kim J. B., Ng A., Redmer R., Reid A. H., Shekhar P., Shen X. Z., Shen M., Sokolowski- Tinten K., Tsui Y. Y., Wang Y. Q., Zheng Q., Wang X. J., Glenzer S. H.** Heterogeneous to homogeneous melting transition visualized with ultrafast electron diffraction. *Science*, 2018, vol. 360, iss. 6396, p. 1451–1454.
13. **Kumata M., Tsujikawa S., Simiyoshi T., Sekita H.** Dual wavelength femtosecond material processing. *Proceedings of CLEO/QELS*, 2007, vols. 1–5, p. 1207–1208.
14. **Zoppel S., Merz R., Zehetner J., Reider G. A.** Enhancement of laser ablation yield by two color excitation. *Appl. Phys. A.*, 2005, vol. 81, p. 847–850.
15. **Sugioka K., Akane T., Obata K., Toyoda K., Midorikava K.** Multiwavelength excitation processing using F2 and KrF excimer lasers for precision microfabrication of hard materials. *Appl. Surf. Sci.*, 2002, vols. 197–198, p. 814–821.
16. **Zhao W., Wang W., Mei X., Jiang G., Liu B.** Investigations of morphological features of picosecond dual-wavelength laser ablation of stainless steel. *Opt. Laser. Technol.*, 2014, vol. 58, p. 94–99.
17. **Tan B., Venkatkrishnan K., Sivakumar N. R.** Laser drilling of thick material using femto- second pulse with a focus of dual-frequency beam. *Opt. Laser. Technol.*, 2003, vol. 35, p. 199– 202.
18. **Witanachchi S., Ahmed K., Sakthivel P., Mukherjee P.** Dual-laser ablation for particulate- free film growth. *Appl. Phys. Lett.*, 1995, vol. 6, p. 1469–1471.
19. **Bulgakova N. M., Zhukov V. P., Collins A. R., Rostohar D., Derrien T. J.-Y., Mocek T.** How to optimize ultrashort pulse laser interaction with glass surfaces in cutting regimes? *Appl. Surf. Sci.*, 2015, vol. 336, p. 364–374.
20. **Анисимов С. И., Капелиович Б. Л., Перельман Т. Л.** Электронная эмиссия с поверх- ности металлов под действием ультракоротких лазерных импульсов // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1974. Т. 66. С. 776–781.
21. **Lin Z., Zhigilei L. V.** Electron-phonon coupling and electron heat capacity of metals under conditions of strong electron-phonon nonequilibrium. *Phys. Rev. B.*, 2008, vol. 77, p. 075133.
22. **Ivanov D. S., Rethfeld B.** The effect of pulse duration on the interplay of electron heat con- duction and electron-phonon interaction: Photo-mechanical versus photo-thermal damage of metal targets. *Appl. Surf. Sci.*, 2009, vol. 255, p. 9724–9728.

23. **Shugaev M. V., He M., Lizunov S. A., Levy Y., Derrien T. J.-Y., Zhukov V. P., Bulgakova N. M., Zhigilei L. V.** Insights into laser-materials interaction through modeling on atomic and macroscopic scales. In: *Advances in the Application of Lasers in Materials Science*, Springer Series in Materials Science. Ed. by P. M. Ossi. Cham, Switzerland, Springer, 2018, vol. 274, chapter 5, p. 107–148.
24. **Булгакова О. А.** Численное моделирование импульсной лазерной абляции сложных полупроводников на примере теллурида кадмия. Выпускная квалификационная работа магистра / Новосиб. гос. ун-т. Новосибирск, 2012.
25. **Бураков И. М.** Теоретическое исследование механизмов и динамики фемтосекундной лазерной абляции: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО РАН, 2005.
26. **Dresselhaus M. S.** *Solid State Physics. Part II: Optical Properties of Solids*. MIT Solid State Physics Course, 2001.
27. **Bulgakova N. M., Bulgakov A. V., Babich L. P.** Energy balance of pulsed laser ablation: Thermal model revised. *Appl. Phys. A.*, 2004, vol. 79, p. 1323–1326.
28. **Shugaev M. V., Bulgakova N. M.** Thermodynamic and stress analysis of laser-induced forward transfer of metals. *Appl. Phys. A.*, 2010, vol. 101, p. 103–109.
29. **Pronko P. P., Dutta S. K., Du D., Singh R. K.** Thermophysical effects in laser processing of materials with picosecond and femtosecond pulses. *J. Appl. Phys.*, 1995, vol. 78, p. 6233–6240.

#### References

1. **Bauerle D. W.** *Laser Processing and Chemistry*. Berlin, Springer-Verlag, 2000, 649 p.
2. **Gamaly E. G., Rode A. V.** Physics of ultra-short laser interaction with matter: From phonon excitation to ultimate transformations. *Prog. Quant. Electron.*, 2013, vol. 37, p. 215–323.
3. **Bulgakov A. V., Bulgakova N. M., Burakov I. M. et al.** Nanosized material synthesis by action of high-power energy fluxes on matter. Novosibirsk, Institute of Thermophysics SB RAS, 2009, 462 p. (in Russ.)
4. **Guo B., Sun J., Hua Y., Zhan N., Jia J., Chu K.** Femtosecond laser micro/nano-manufacturing: Theories, measurements, methods, and applications. *Nanomanufacturing and Metrology*, 2020, vol. 3, p. 26–67.
5. **Wellershoff S.-S., Hohlfeld J., Gudde J., Matthias E.** The role of electron-phonon coupling in femtosecond laser damage of metals. *Appl. Phys. A.*, 1999, vol. 69, p. S99–S107.
6. **Korte F., Nolte S., Chichkov B. N., Bauer T., Kamlage G., Wagner T., Fallnich C., Welling H.** Far-field and near field material processing with femtosecond laser pulses. *Appl. Phys. A.*, 1999, vol. 69, p. S7–S11.
7. **Bulgakova N. M., Bourakov I. M.** Phase explosion under ultra-short laser ablation: Modeling with analysis of metastable state of melt. *Appl. Surf. Sci.*, 2002, vols. 197–198, p. 41–44.
8. **Pique A., Kim H., Arnold C. B.** Laser forward transfer of electronic and power generating materials. In: *Laser Ablation and its Application*. C. Phipps (ed.). 2007. P. 339–373.
9. **Eliezer S., Eliaz N., Grossman E., Fisher D., Gouzman I., Heniz Z., Pecker S., Horvitz Y., Fraenkel M., Maman S., Lereah Y.** Synthesis of nanoparticles with femtosecond laser pulses. *Phys. Rev. B.*, 2004, vol. 69, p. 144119.
10. **Sibbett W., Lagatsky A. A., Brown C.** The development and application of femtosecond laser systems. *Opt. Express*, 2012, vol. 17, p. 6989–7001.
11. **Bulgakova N. M., Bulgakov A. V., Bourakov I. M., Bulgakova N. A.** Pulsed laser ablation of solids and critical phenomena. *Appl. Surf. Sci.*, 2002, vols. 197–198, p. 96–99.
12. **Mo M. Z., Chen Z., Li R. K., Dunning M., Witte B. B. L., Baldwin J. K., Fletcher L. B., Kim J. B., Ng A., Redmer R., Reid A. H., Shekhar P., Shen X. Z., Shen M., Sokolowski-Tinten K., Tsui Y. Y., Wang Y. Q., Zheng Q., Wang X. J., Glenzer S. H.** Heterogeneous to

- homogeneous melting transition visualized with ultrafast electron diffraction. *Science*, 2018, vol. 360, iss. 6396, p. 1451–1454.
13. **Kumata M., Tsujikawa S., Simiyoshi T., Sekita H.** Dual wavelength femtosecond material processing. *Proceedings of CLEO/QELS*, 2007, vols. 1–5, p. 1207–1208.
  14. **Zoppel S., Merz R., Zehetner J., Reider G. A.** Enhancement of laser ablation yield by two color excitation. *Appl. Phys. A.*, 2005, vol. 81, p. 847–850.
  15. **Sugioka K., Akane T., Obata K., Toyoda K., Midorikava K.** Multiwavelength excitation processing using F2 and KrF excimer lasers for precision microfabrication of hard materials. *Appl. Surf. Sci.*, 2002, vols. 197–198, p. 814–821.
  16. **Zhao W., Wang W., Mei X., Jiang G., Liu B.** Investigations of morphological features of picosecond dual-wavelength laser ablation of stainless steel. *Opt. Laser. Technol.*, 2014, vol. 58, p. 94–99.
  17. **Tan B., Venkatkrishnan K., Sivakumar N. R.** Laser drilling of thick material using femtosecond pulse with a focus of dual-frequency beam. *Opt. Laser. Technol.*, 2003, vol. 35, p. 199–202.
  18. **Witanachchi S., Ahmed K., Sakthivel P., Mukherjee P.** Dual-laser ablation for particulate-free film growth. *Appl. Phys. Lett.*, 1995, vol. 6, p. 1469–1471.
  19. **Bulgakova N. M., Zhukov V. P., Collins A. R., Rostohar D., Derrien T. J.-Y., Mocek T.** How to optimize ultrashort pulse laser interaction with glass surfaces in cutting regimes? *Appl. Surf. Sci.*, 2015, vol. 336, p. 364–374.
  20. **Anisimov S. I., Kapeliovich B. L., Perelman T. L.** Electron emission from metal surfaces exposed to ultrashort laser pulses. *Sov. Phys.-JETP*, 1974, vol. 39, p. 375–377.
  21. **Lin Z., Zhigilei L. V.** Electron-phonon coupling and electron heat capacity of metals under conditions of strong electron-phonon nonequilibrium. *Phys. Rev. B.*, 2008, vol. 77, p. 075133.
  22. **Ivanov D. S., Rethfeld B.** The effect of pulse duration on the interplay of electron heat conduction and electron-phonon interaction: Photo-mechanical versus photo-thermal damage of metal targets. *Appl. Surf. Sci.*, 2009, vol. 255, p. 9724–9728.
  23. **Shugaev M. V., He M., Lizunov S. A., Levy Y., Derrien T. J.-Y., Zhukov V. P., Bulgakova N. M., Zhigilei L. V.** Insights into laser-materials interaction through modeling on atomic and macroscopic scales. In: *Advances in the Application of Lasers in Materials Science*, Springer Series in Materials Science. Ed. by P. M. Ossi. Cham, Switzerland, Springer, 2018, vol. 274, chapter 5, p. 107–148.
  24. **Bulgakova O. A.** Numerical simulation of pulsed laser ablation of compound semiconductors by the example of cadmium telluride. Master thesis / Novosibirsk State University. Novosibirsk, 2012. (in Russ.)
  25. **Burakov I. M.** A theoretical study of mechanisms and dynamics of femtosecond laser ablation. PhD thesis / Institute of Thermophysics SB RAS. Novosibirsk, 2005. (in Russ.)
  26. **Dresselhaus M. S.** Solid State Physics. Part II: Optical Properties of Solids. MIT Solid State Physics Course, 2001.
  27. **Bulgakova N. M., Bulgakov A. V., Babich L. P.** Energy balance of pulsed laser ablation: Thermal model revised. *Appl. Phys. A.*, 2004, vol. 79, p. 1323–1326.
  28. **Shugaev M. V., Bulgakova N. M.** Thermodynamic and stress analysis of laser-induced forward transfer of metals. *Appl. Phys. A.*, 2010, vol. 101, p. 103–109.
  29. **Pronko P. P., Dutta S. K., Du D., Singh R. K.** Thermophysical effects in laser processing of materials with picosecond and femtosecond pulses. *J. Appl. Phys.*, 1995, vol. 78, p. 6233–6240.

Материал поступил в редколлегию  
Received  
05.08.2020

**Сведения об авторах / Information about the Authors**

**Лизунов Сергей Александрович**, аспирант, Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН (Новосибирск, Россия)

**Sergey A. Lizunov**, PhD student, S. S. Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

lizunov.sergey.1993@yandex.ru

**Жуков Владимир Петрович**, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, Федеральный исследовательский центр информационных и вычислительных технологий (Новосибирск, Россия), Новосибирский государственный технический университет (Новосибирск, Россия)

**Vladimir P. Zhukov**, Doctor of Sciences in Physics and Mathematics, Senior Scientist, Federal Research Center for Information and Computational Technologies (Novosibirsk, Russian Federation), Novosibirsk State Technical University (Novosibirsk, Russian Federation)

zukov@icp.nsc.ru

**Булгаков Александр Владимирович**, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН (Новосибирск, Россия)

**Alexander V. Bulgakov**, Doctor of Sciences in Physics and Mathematics, Principal Scientist, S. S. Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

bulgakov@itp.nsc.ru

**Булгакова Надежда Михайловна**, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН (Новосибирск, Россия)

**Nadezhda M. Bulgakova**, Doctor of Sciences in Physics and Mathematics, Principal Scientist, S. S. Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

nbul@itp.nsc.ru