

УДК 536.2.023;539.893

## СВЕРХБЫСТРЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ В МЕТАЛЛАХ В СИЛЬНО НЕРАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ, ИНДУЦИРУЕМОМ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ СУБТЕРАВАТТНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

© 2022 г. С. И. Ашитков<sup>1, \*</sup>, Н. А. Иногамов<sup>1, 2</sup>, П. С. Комаров<sup>1</sup>, Ю. В. Петров<sup>2</sup>,  
С. А. Ромашевский<sup>1</sup>, Д. С. Ситников<sup>1</sup>, Е. В. Струлева<sup>1</sup>, В. А. Хохлов<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup>ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Москва, Россия

<sup>2</sup>ФГБУН Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН  
(ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН), Черноголовка, Россия

\*E-mail: ashitkov11@yandex.ru

Поступила в редакцию 19.11.2021 г.

После доработки 15.03.2022 г.

Принята к публикации 07.06.2022 г.

Исследована временная динамика изменения термоиндуцированного коэффициента отражения поликристаллического золота, алюминия и молибдена на длине волны 800 нм, возникающего в результате воздействия фемтосекундного лазерного импульса (на длине волны 400 нм) с интенсивностью до 0.2 ТВт в пикосекундном временном интервале в оптической схеме “накачка–зондирование” с использованием методики фазочувствительного детектирования. Получены новые экспериментальные данные об изменении коэффициента отражения в сильно неравновесных условиях при нагреве электронной подсистемы до температур ~10 кК, которые являются актуальными для развития экспериментальной базы численного моделирования.

**DOI:** 10.31857/S0040364422020016

### ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в связи с появлением коммерческих фемтосекундных лазеров с большой средней мощностью и частотой повторения импульсов повышенный интерес проявляется к развитию лазерных технологий. Особое место занимает развитие технологий лазерной обработки тонкопленочных материалов солнечной энергетики, микро- и оптоэлектроники с помощью импульсов ультракороткой длительности [1–4]. Ключевую роль при этом играют процессы переноса тепла на неравновесной начальной стадии взаимодействия.

Тепловой режим является одной из критических проблем работы высокоскоростных микро- и оптоэлектронных устройств. Понимание механизмов передачи энергии и тепловых свойств тонких пленок, из которых состоят эти устройства, создает основу их надежной работы. Тепловые и электрические свойства тонких пленок отличаются от свойств объемных материалов из-за физических размерных эффектов, структуры зерен, концентрации дефектов. Кроме того, тепловые свойства пленок в большой степени зависят от метода их выращивания. Это требует развития соответствующих методов их неразрушающего контроля.

В металлах фемтосекундные лазерные импульсы (ФЛИ) умеренной интенсивности ( $\sim 10^{12}$ – $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>) вызывают неравновесный нагрев электронов и решетки, при котором на начальной стадии электронная температура  $T_e$  может существенно превышать температуру ионной подсистемы  $T_i$  [5]. В большинстве практических приложений фемтосекундной лазерной обработки процессы переноса тепла на неравновесной двухтемпературной стадии являются ключевыми.

Энергия импульса первоначально поглощается электронами проводимости в скин-слое толщиной  $\sim 10$  нм и далее переносится вглубь образца посредством электронной теплопроводности. Одновременно на временах  $\tau_{ei} \sim 10^{-12}$ – $10^{-13}$  с в результате электрон-фононного теплообмена идет процесс выравнивания  $T_e$  и  $T_i$ . При этом, согласно имеющимся представлениям, на двухтемпературной стадии при  $T_e \gg T_i$  теплопроводность может намного превышать равновесное значение. Согласно последним экспериментальным данным [6], при нагреве золота ФЛИ теплопроводность на субпикосекундных временах в 100 раз превышает величину теплопроводности после выравнивания  $T_e$  и  $T_i$ .

В то же время в настоящий момент отсутствует целостная законченная картина, описывающая совокупность данных процессов в широком диапазоне температур. Совершенствуются модели важнейших для теоретического понимания коэффициентов, описывающих перенос тепла и темп передачи энергии из горячей электронной подсистемы в холодную ионную подсистему при сильных перегревах электронов  $T_e \sim 1$  эВ. Особенно это относится к переходным металлам, когда нельзя ограничиться однозонным приближением. В связи с этим накопление экспериментальных данных о поведении металлов в сильно неравновесных экстремальных условиях в настоящее время остается актуальным для развития экспериментальной базы численного моделирования.

Одним из наиболее распространенных методов изучения процессов переноса и релаксации энергии в металлах в пикосекундном диапазоне является метод измерения динамики термоиндуцированного коэффициента отражения (ТКО) [7]. Субпикосекундное разрешение при измерениях достигается путем применения методики накачка–зондирование, в которой лазерный импульс делится на мощный нагревающий и слабый зондирующий. Последний зондирует нагреваемую область с варьруемой временной задержкой. Особенностью данного метода является применение синхронного (или фазочувствительного) детектирования слабых сигналов. Это позволяет регистрировать относительные изменения коэффициента отражения на уровне  $\Delta R/R_0 \sim 10^{-5} - 10^{-6}$  [6–11].

Практически все известные на данный момент исследования процессов переноса тепла в металлах путем регистрации ТКО выполнены при частоте повторения импульсов 80–100 МГц в режиме низкотемпературного нагрева с модуляцией излучения накачки в диапазоне 1–10 МГц. В этом случае образец подвергается воздействию пачек импульсов накачки (от нескольких до десятков импульсов), размер пачки определяется частотой модуляции, а период между импульсами внутри пачки – частотой импульсов самого генератора (около 12 нс). Для этого используются модулированные цуги ФЛИ, генерируемые задающими генераторами без усиления. Высокая частота повторения импульсов обеспечивает высокую точность детектирования  $\Delta R/R_0$ , однако низкая интенсивность ограничивает нагрев решетки на уровне нескольких градусов. При этом большинство работ посвящено измерению коэффициента электрон-фононного теплообмена в тонких металлических пленках толщиной несколько десятков нанометров, когда процессом диффузии тепла можно пренебречь [12].

В настоящей работе реализован режим изменения динамики термоиндуцированного коэффициента отражения в металлах при частоте следо-

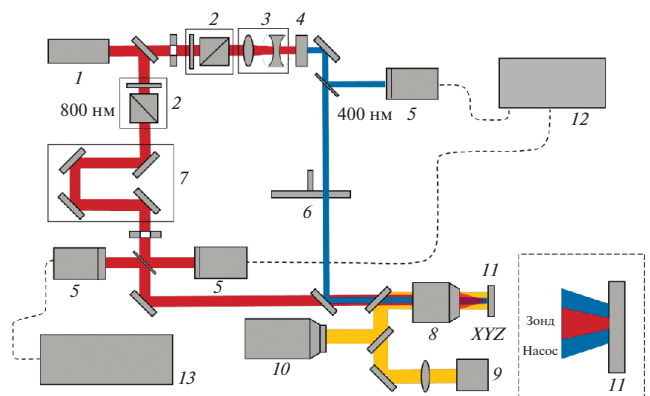
вания импульсов 1 кГц (период следования импульсов – 1 мс), усиленных в регенеративном усилителе. Данный режим из-за минимизации эффектов накопления позволяет изучать процессы переноса тепла в сильно неравновесных условиях электронной и фоновой подсистем в более широком диапазоне температур [13]. Кроме того, в настоящей работе изучаются процессы переноса в массиве металла, где наряду с релаксацией электронов и решетки существенную роль играет неравновесная теплопроводность. Путем сравнения полученных экспериментальных данных с результатами моделирования с использованием двухтемпературного гидродинамического кода получены новые данные о переносе тепла электронами на двухтемпературной стадии для золота при нагреве электронов до температуры 10 кК.

## ЭКСПЕРИМЕНТ

В отличие от широко распространенной схемы измерений ТКО с использованием ФЛИ низкой интенсивности, генерируемых задающими генераторами с частотой повторения 80–100 МГц [6–11], в настоящей работе применена экспериментальная схема “накачка–зондирование” с использованием усиленных регенеративным усилителем импульсов с частотой следования 1 кГц и методики фазочувствительного детектирования с помощью синхронного усилителя (СУ) и модулятора (чоппера) [14] (рис. 1).

В качестве экспериментальных образцов *11* использовались поликристаллический массивный образец золота и пленочные образцы алюминия и молибдена толщиной 0.5 и 1 мкм соответственно.

В качестве источника излучения *1* использовалась фемтосекундная титан-сапфировая лазерная



**Рис. 1.** Экспериментальная схема: 1 – лазер, 2 – аттенуатор, 3 – телескоп, 4 – кристалл второй гармоники ВВО, 5 – фотодиод, 6 – механический прерыватель, 7 – моторизованная линия задержки лазерного импульса, 8 – фокусирующий объектив, 9 – лампа подсветки, 10 – ПЗС-камера, 11 – экспериментальный образец, 12 – осциллограф, 13 – синхронный усилитель.

система (Legend, Coherent, США) с параметрами импульсов: длина волны  $\lambda_1 = 800$  нм, длительность  $\tau_L = 50$  фс, энергия  $E$  – до 1.1 мДж, частота повторения  $f = 1$  кГц.

Опорная частота для СУ задавалась механическим прерывателем Thorlabs MC2000B с диском MC1F60 6, который прореживал нагревающее излучение до частоты следования импульсов 500 Гц (период следования импульсов – 2 мс). При этом период импульсов зондирующего излучения составляет 1 кГц. Синхронное детектирование осуществлялось при наклоне фильтра 24 дБ/октава и временной константе 30 мс. Эквивалентная ширина шумовой полосы частот при этом составляла 2.6 Гц, а время ожидания – 300 мс. Регистрация синфазной компоненты  $X$  на выходе СУ осуществлялась осциллографом Tektronix TDS 3054C 12 и программным обеспечением, управляющим положением оптической линии задержки. Осциллограф оцифровывал сигнал с СУ с дополнительным осреднением по 16 точкам.

Для каждого значения энергии лазерных импульсов проводились три серии измерений с последующим осреднением полученных временных зависимостей. Погрешность определялась среднеквадратичным отклонением по этим измерениям.

Нагревающий импульс лазерного излучения преобразовывался в кристалле  $\beta$ -бората бария (ВВО) 4 во вторую гармонику с длиной волны 400 нм и энергией до 25 мкДж. Для варьирования энергии импульса использовался узел ослабления 2, состоящий из полуволновой пластины и поляризатора высокого контраста (призма Глана). Энергия контролировалась с помощью калиброванного фотодиода 5. В экспериментах размер области нагрева в несколько раз превосходил размер пятна фокусировки зондирующего излучения. Для этого диаметр и расходимость нагревающего излучения изменялись телескопом 3.

В фокусе микрообъектива 8 Olympus LWDPLAN 4X/0.10 нагревающий лазерный импульс имел гауссово распределение с параметрами  $r_{0x} = 17.5$  мкм и  $r_{0y} = 20$  мкм. На рис. 2 показан профиль распределения интенсивности по оси  $X$  с аппроксимацией функцией Гаусса. Энергия зондирующего излучения также изменялась в узле ослабления и контролировалась фотодиодом 5 Thorlabs DET100 А/М. Для изменения временной задержки между нагревающим и зондирующим импульсами использовалась оптическая линия задержки 7, состоящая из уголкового отражателя и моторизованного транслятора Thorlabs LTS300/М, позволяющего перемещать отражатель с точностью до 2 мкм. Исследуемый образец располагался на моторизованном трехкоординатном мишенном узле. Отраженный от мишени зондирующий сигнал регистрировался фотодиодом 5 и подавался на вход СУ Stanford research systems SR830 13, имеющий ди-

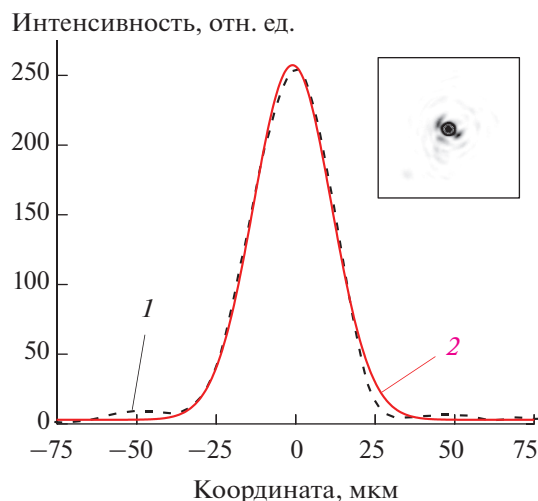


Рис. 2. Пространственное распределение нагревающего излучения: 1 – сечение по оси  $X$ , 2 – аппроксимация функцией Гаусса; на вставке – распределение нагревающего излучения в фокусе на мишени, измеренное с помощью ПЗС-камеры;  $D_x(1/e) = 34.7$  мкм.

намический диапазон 100 дБ. Для визуализации поверхности мишени и пространственного совмещения нагревающего и зондирующего излучения использовались подсветка 9 и видеокамера PCO Sensicam QE 10.

Величина падающей на мишень плотности энергии нагревающего импульса рассчитывалась по формуле

$$F_0 = \frac{E}{\pi r_{0x} r_{0y}}$$

Здесь  $F_0$  – плотность энергии в центре фокального пятна;  $E$  – измеряемая калориметром энергия импульса;  $r_{0x}$ ,  $r_{0y}$  – радиус фокального пятна по уровню  $1/e$  по оси абсцисс и ординат соответственно.

Чтобы совместить по времени нагревающий и зондирующий пучки, в плоскость мишени помещался кристалл генерации третьей гармоники ВВО, а после располагалась голографическая дифракционная решетка 300 штрих/мм для спектральной селекции излучения на длине волны 266 нм. Излучение третьей гармоники регистрировалось фотодиодом. При перемещении транслятора линии задержки прописывалась кросскорреляционная функция (рис. 3) нагревающего и зондирующего импульсов. Положение линии задержки, соответствующее максимуму сигнала третьей гармоники, принималось за “нулевую” задержку. После определения “нулевой” задержки исследуемый образец устанавливался на мишенный узел и проводились измерения временной динамики ТО.

Длительность свертки нагревающего и зондирующего импульсов по уровню полной ширины

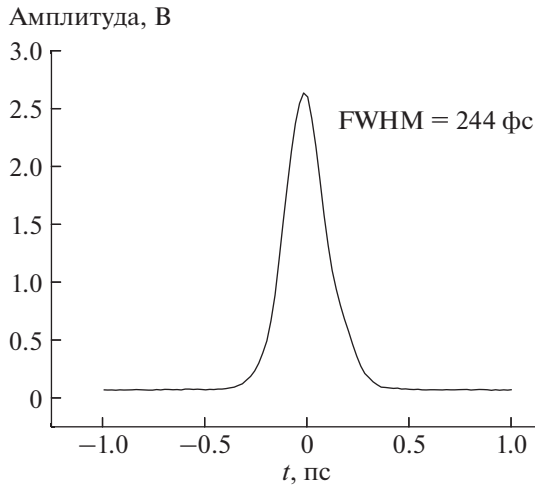


Рис. 3. Кросскорреляционная функция нагревающего и зондирующего излучений в плоскости мишени.

на половине высоты  $\text{FWHM} = 244$  фс. Длительность зондирующего импульса составляла 50 фс.

Для определения величины  $R_0$  записывался сигнал зондирующего излучения на частоте 1 кГц в отсутствие нагрева и модуляции нагревающего излучения. После чего рассчитывалась величина  $\Delta R/R_0$ . Погрешность измерения амплитуды определялась как величина среднеквадратичного отклонения при осреднении по трем измерениям. Эта погрешность превышала величину приборной погрешности и составляла не более  $2 \times 10^{-4}$ .

В эксперименте проводились измерения временных зависимостей  $\Delta R/R_0$  с субпикосекундным разрешением. Используемая линия задержки позволяла регистрировать временные зависимости ТКО с шагом 6 фс. Шаг изменения задержки при сканировании изменялся в зависимости от скорости измерения сигнала ТКО и варьировался от 30 фс на малых временах (0–10 пс) до 500 фс на больших временах (10–100 пс). Зондирующее излучение фокусировалось в центр области нагрева в пятно с гауссовым распределением интенсивности с диаметром 12 мкм по уровню  $e^{-1}$ . Экспериментальные зависимости сняты при максимально возможной плотности энергии нагревающих импульсов, не приводящей к необратимым изменениям, связанным с деградацией поверхности мишени.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Связь изменения термоиндуцированного коэффициента отражения с изменением температуры осуществляется через комплексную диэлектрическую проницаемость среды  $\tilde{\epsilon} = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ . В случае воздействия ФЛИ задача состоит в определении функциональной зависимости  $\tilde{\epsilon}$  для кон-

кретного материала на длине волны зондирующего излучения от температур  $T_e$  и  $T_i$ . Диэлектрическая проницаемость зависит от механизма поглощения, который в металлах может включать как межзонные, так и внутризонные переходы [7, 15]. В случае межзонного поглощения энергия фотона зондирующего излучения должна быть близкой или больше, чем ширина запрещенной зоны. Электронная структура и близость энергии фотонов к ближайшей энергии межзонного перехода будут определять доминирующий процесс поглощения для каждого материала. В настоящей работе энергия кванта зондирующего излучения 1.5 эВ существенно меньше энергии межзонного перехода между краем  $d$ -зоны и уровнем Ферми, равной для золота 2.47 эВ [12]. В этом случае для описания оптических свойств может быть применена модель Друде–Лоренца комплексной диэлектрической проницаемости

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_1 + i\epsilon_2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)}. \quad (1)$$

Здесь  $\omega$  — циклическая частота диагностического излучения;  $\omega_p = 1.5 \times 10^{16} \text{ с}^{-1}$  — плазменная частота золота;  $\nu(T_e, T_i)$  — частота столкновений, в общем случае зависящая как от  $T_e$ , так и от  $T_i$ .

При небольших температурах нагрева (в десятки и сотни градусов) для температурной зависимости частоты столкновений используется выражение [6–8]

$$\nu = AT_e^2 + BT_i, \quad (2)$$

где  $A$  и  $B$  — постоянные коэффициенты. Их значения отличаются для различных металлов [8, 16, 17], однако отношение имеет характерную величину  $A/B \sim 10^{-4}$ . Таким образом, в равновесных условиях ( $T_e \approx T_i$ ) при небольших температурах на изменение отражения влияет решетка. Однако при нагреве ФЛИ на начальной двухтемпературной стадии ( $T_e \gg T_i$ ) основной вклад в  $\Delta R$  дает электронная температура. В то же время при высоких температурах, соответствующих плавлению и абляции вещества, поведение  $\nu(T_e, T_i)$  носит сложный характер (см., например, [18]).

Для интерпретации экспериментальных данных изменения термоиндуцированного коэффициента отражения рассчитаны зависимости  $T_e(t)$  и  $T_i(t)$  с помощью двухтемпературного гидродинамического (2Т-ГД) кода, описанного в работе [18]. Уравнения теплового баланса берутся отдельно для электронной и ионной подсистем. Для ионной подсистемы используется широкодиапазонное уравнение состояния золота, представленное в [19, 20]. Для электронного уравнения состояния, двухтемпературного коэффициента теплопроводности  $\kappa(\rho, T_e, T_i)$  и коэффициента

электрон-ионного теплообмена  $\alpha(\rho, T_e, T_i)$  используются аналитические аппроксимации, основанные на моделировании на основе теории функционала плотности [18, 21].

Результаты моделирования поведения  $T_e(t)$  и  $T_i(t)$  приведены на рис. 4. Расчет проведен для импульсов длительностью  $\tau_L = 150$  фс и поглощенной плотности энергии  $F_0^{\text{abs}} = F_0(1 - R_L) = 22.6$  мДж/см<sup>2</sup>, соответствующей условиям эксперимента. Здесь  $R_L = 0.42$  – коэффициент отражения золота на длине волны нагревающего излучения 400 нм по данным работы [22].

Подставляя расчетные данные  $T_e(t)$  и  $T_i(t)$  (рис. 4) в выражение (2) и далее в формулу (1), а также используя известные формулы для расчета коэффициента отражения

$$n^2 = \frac{(\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)^{1/2} + \epsilon_1}{2}, \quad k^2 = \frac{(\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)^{1/2} - \epsilon_1}{2},$$

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

получаем искомую зависимость  $\Delta R(t)$  для золота.

На рис. 5 нормированные расчетные данные при различных значениях параметров  $A$  и  $B$  сравниваются с соответствующей нормированной экспериментальной кривой 1. Максимальное пиковое значение изменения ТКО составляет  $\Delta R/R_0 \sim 10^{-2}$  при  $F_0^{\text{abs}} = 22.6$  мДж/см<sup>2</sup>.

Согласно известным литературным данным для золота (см. [8, 16]), характерные значения коэффициентов  $A$  и  $B$  в выражении (2) лежат в интервалах  $(1.2-1.5) \times 10^7$  К<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> и  $(1.23-3.6) \times 10^{11}$  К<sup>-1</sup> с<sup>-1</sup> соответственно. На рис. 5 для кривой 2 значения  $A = 1.5 \times 10^7$  К<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> и  $B = 1.7 \times 10^{11}$  К<sup>-1</sup> с<sup>-1</sup> взяты

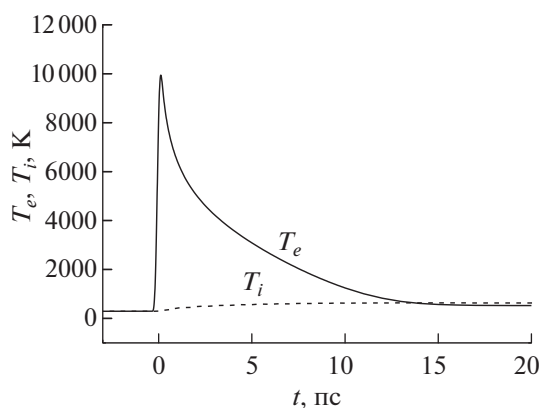


Рис. 4. Зависимости температуры электронов и решетки от времени для золота при  $F_0^{\text{abs}} = 22.6$  мДж/см<sup>2</sup>.

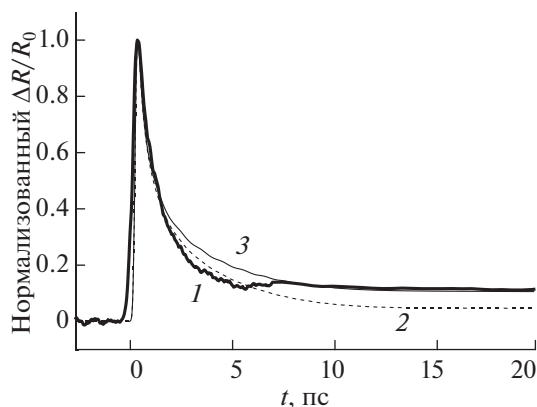


Рис. 5. Сопоставление нормированных экспериментальной (1) и расчетных (2, 3) зависимостей изменения термоиндуцированного коэффициента отражения от времени для золота: 1, 2 – данная работа; 3 – [8].

из работы [8]. Для кривой 3 значения составляют  $A = 1.5 \times 10^7$  К<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> и  $B = 4 \times 10^{11}$  К<sup>-1</sup> с<sup>-1</sup>.

Используемая простая модель частоты столкновений (2) хорошо соответствует экспериментальным и расчетным данным в плане определения характерного времени релаксации электронной подсистемы. В то же время в области исследуемых повышенных температур данная модель (при выбранных выше значениях параметров  $A$  и  $B$ ) дает заметное расхождение в измеряемых и расчетных абсолютных значениях  $\Delta R/R_0$ . Данное несоответствие, по-видимому, может быть устранено путем применения более сложных моделей оптических свойств (см., например, [18]) для более широкого диапазона температур.

На рис. 6 для сравнения показаны зависимости изменения термоиндуцированного коэффициента отражения от времени для золота, алюминия

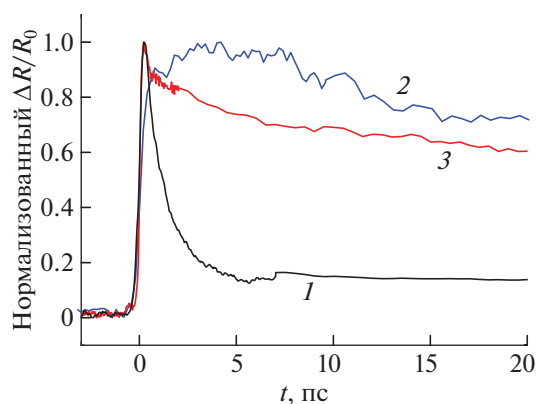


Рис. 6. Нормированные зависимости изменения термоиндуцированного коэффициента отражения от времени: 1 – золото,  $F_0 = 38$  мДж/см<sup>2</sup>; 2 – алюминий, 38; 3 – молибден, 13.

ния и молибдена, нормированные на свои максимальные пиковые значения изменения ТКО.

Из полученных данных (рис. 6) видно, что временная динамика термоиндуцированного коэффициента отражения для данных материалов существенно различается. В первую очередь это определяется такими теплофизическими параметрами, как коэффициент электрон-фононного теплообмена  $\alpha$  и электронная теплопроводность  $\kappa$ . Известно, что на двухтемпературной стадии при  $T_e > T_i$  электронная теплопроводность  $\kappa = \kappa_0 T_e / T_i$  [16, 23, 24] может существенно превышать равновесное значение  $\kappa_0$ . Поэтому за время выравнивания электронной  $T_e$  и ионной  $T_i$  температур поглощенная энергия ФЛИ будет быстро передаваться из скин-слоя вглубь мишени за счет неравновесной электронной теплопроводности. В рассматриваемых экспериментах наиболее быстрый отток тепла из скин-слоя имеет место для золота, у которого наименьшая величина коэффициента теплообмена  $\alpha$  и, соответственно, наибольшая величина отрыва  $T_e$  от  $T_i$ , а также наибольшее время релаксации электронов и решетки по сравнению с алюминием и молибденом.

Временная динамика ТКО также зависит от соотношения между частотами электрон-электронных и электрон-ионных столкновений в соответствующем диапазоне температур  $T_e$  и  $T_i$  [8]. В отличие от золота у алюминия временная динамика ТКО на двухтемпературной стадии отражает поведение не электронной температуры  $T_e(t)$ , а ионной  $T_i(t)$ . Поэтому максимум изменения сигнала ТКО у алюминия на рис. 6 достигается спустя 3–4 пс после лазерного воздействия и соответствует максимуму нагрева решетки в результате электрон-фононного теплообмена.

Поведение молибдена в неравновесном двухтемпературном состоянии достаточно мало изучено. Согласно отдельным имеющимся данным [12, 24], он занимает промежуточное состояние между золотом и алюминием по величине коэффициента электрон-фононного теплообмена. Молибден, являясь переходным металлом, имеет перекрывающиеся  $s$ - и  $d$ -зоны, что тоже необходимо учитывать при построении его оптической модели.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально регистрируемое максимальное пиковое значение изменения термоиндуцированного коэффициента отражения  $\Delta R/R_0 \sim 10^{-2}$  для золота на длине волны 800 нм соответствует значению температур, достигающих  $T_e^{\max} = 10$  кК и  $T_i^{\max} = 630$  К. Данные значения существенно больше пиковых значений  $\Delta R/R_0 \sim 10^{-4} - 10^{-6}$  в стандартных экспериментах с мегагерцовыми цу-

гами импульсов [7, 8] низкой интенсивности, соответствующих меньшим температурам нагрева ( $T_e < 1$  кК). Возможность достижения более высоких температур в настоящей работе связана с реализацией режима нагрева с относительно низкой (500 Гц) частотой повторения нагревающих импульсов, что позволяет минимизировать эффекты накопления. Результаты измерений на золоте, алюминии и молибдене демонстрируют различную пикосекундную динамику ТКО, обусловленную различием их транспортных свойств в двухтемпературном состоянии, что является предметом дальнейших исследований.

Работы выполнены при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-19-00697).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Chang T.-L., Chen C.-Yu., Wang C.-P.* Precise Ultrafast Laser Micromachining in Thin-Film CIGS Photovoltaic Modules // *Microelectron. Eng.* 2013. V. 110. P. 381.
2. *Malinauskas M., Žukauskas A., Hasegawa S., Hayasaki Y., Mizeikis V., Buividas R., Juodkazis S.* Ultrafast Laser Processing of Materials: From Science to Industry // *Light: Sci. Appl.* 2016. V. 5. P. e16133.
3. *Ромашевский С.А., Хохлов В.А., Ашитков С.И., Жаховский В.В. и др.* Фемтосекундное лазерное воздействие на многослойную наноструктуру металл–металл // *Письма в ЖЭТФ.* 2021. Т. 113. № 5. С. 311.
4. *Romashevskiy S.A., Ashitkov S.I., Agranat M.B.* Femtosecond Laser Technology for Solid-State Material Processing: Creation of Functional Surfaces and Selective Modification of Nanoscale Layers // *High Temp.* 2018. V. 56. № 4. P. 587.
5. *Анисимов С.И., Капелиович Б.Л., Перельман Т.Л.* Электронная эмиссия с поверхности металлов под действием ультракоротких лазерных импульсов // *ЖЭТФ.* 1974. Т. 66. № 2. С. 776.
6. *Block A., Liebel M., Yu R., Spector M., Sivan Y., García de Abajo F.J., van Hulst N.F.* Tracking Ultrafast Hot-Electron Diffusion in Space and Time by Ultrafast Thermomodulation Microscopy // *Sci. Adv.* 2019. V. 5. <https://doi.org/10.1126/sciadv.aav8965>
7. *Norris P.M., Caffrey A.P., Stevens R.J., Klopff J.M., McLeskey J.T. et al.* Femtosecond Pump–Probe Non-destructive Examination of Materials (Invited) // *Rev. Sci. Instrum.* 2003. V. 74. № 1. P. 400.
8. *Radue E., Tomko J.A., Giri A., Braun J.L., Zhou X., Prezhdo O.V., Runnerstrom E.L., Maria J.-P., Hopkins P.E.* Hot Electron Thermoreflectance Coefficient of Gold During Electron-Phonon Nonequilibrium // *ACS Photonics.* 2018. V. 5. № 12. P. 4880.
9. *Hopkins P.E., Klopff J.M., Norris P.M.* Influence of Interband Transitions on Electron–Phonon Coupling Measurements in Ni Films // *Appl. Opt.* 2007. V. 46. № 11. P. 2076.
10. *Hopkins P.E., Norris P.M.* Substrate Influence in Electron–Phonon Coupling Measurements in Thin Au Films // *Appl. Surf. Sci.* 2007. V. 253. P. 6289.
11. *Jiang P., Qian X., Yang R.* Tutorial: Time-Domain Thermoreflectance (TDTR) for Thermal Property Characterization of Bulk and Thin Film Materials // *J. Appl. Phys.* 2018. V. 124. P. 161103.

12. *Hohlfeld J., Wellershoff S.-S., Güdde J., Conrad U., Jähnke V., Matthias E.* Electron and Lattice Dynamics Following Optical Excitation of Metals // *Chem. Phys.* 2000. V. 251. P. 237.
13. *Haan G. de, Hernandez-Rueda J., Planken P.C.M.* Femtosecond Time-Resolved Pump-Probe Measurements on Percolating Gold in the Ablation Regime // *Opt. Express.* 2020. V. 28. P. 12093.
14. Zurich instruments. White Paper: Principles of Lock-in Detection and The State of the Art – 2016. <http://www.zhinst.com/applications/principles-of-lock-in-detection>
15. *Guo C., Rodriguez G., Lobad A., Taylor A.J.* Structural Phase Transition of Aluminum Induced by Electronic Excitation // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. № 19. P. 4493.
16. *Ivanov D.S., Zhigilei L.V.* Combined Atomistic-Continuum Modeling of Short-Pulse Laser Melting and Disintegration of Metal Films // *Phys. Rev. B.* 2003. V. 68. P. 064114.
17. *Hallo L., Riou O., Stenz C., Tikhonchuk V.T.* Infrared Emissivity Studies of Melting Thresholds and Structural Changes of Aluminium and Copper Samples Heated by Femtosecond Laser Pulses // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2006. V. 39. P. 5272.
18. *Ashitkov S.I., Komarov P.S., Zhakhovsky V.V., Petrov Yu.V., Khokhlov V.A., Yurkevich A.A., Ilnitsky D.K., Inogamov N.A., Agranat M.B.* Ablation of Gold Irradiated by Femtosecond Laser Pulse: Experiment and Modeling // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2016. V. 774. P. 012097.
19. *Khishchenko K.V.* Equations of State for Two Alkali Metals at High Temperatures // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2008. V. 98. P. 032023.
20. *Khishchenko K.V.* Equation of State and Phase Diagram of Tin at High Pressures // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2008. V. 121. P. 022025.
21. *Petrov Yu.V., Migdal K.P., Inogamov N.A., Zhakhovsky V.V.* Two-Temperature Equation of State for Aluminum and Gold with Electrons Excited by an Ultrashort Laser Pulse // *Appl. Phys. B.* 2015. V. 119. P. 401.
22. *Werner W., Glantschnig K., Ambrosch-Draxl C.* Optical Constants and Inelastic Electron-Scattering Data for 17 Elemental Metals // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* 2009. V. 38. № 4. P. 1013.
23. *Inogamov N.A., Zhakhovsky V.V., Petrov Yu.V., Khokhlov V.A., Ashitkov S.I., Khishchenko K.V., Migdal K.P. et al.* Electron-Ion Relaxation, Phase Transitions, and Surface Nano- Structuring Produced by Ultrashort Laser Pulses in Metals // *Contrib. Plasma Phys.* 2013. V. 53. № 10. P. 796.
24. *Khokhlov V.A., Petrov Yu.V., Inogamov N.A., Migdal K.P., Winter J., Aichele C., Rapp S., Huber H.P.* Dynamics of Supported Ultrathin Molybdenum Films Driven by Strong Short Laser Impact // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2019. V. 1147. P. 012066.