

УДК 536.212.2, 536.2.083, 532.591, 539.893, 66-947.5

# ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛАКСАЦИИ ЭНЕРГИИ В НАНОПЛЕНКЕ НИКЕЛЯ ПОСЛЕ СВЕРХБЫСТРОГО НАГРЕВА ЭЛЕКТРОННОЙ ПОДСИСТЕМЫ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

© 2024 г. С. А. Ромашевский<sup>1, \*</sup>, С. И. Ашитков<sup>1</sup>, В. А. Хохлов<sup>2</sup>, Н. А. Иногамов<sup>1, 2, 3</sup><sup>1</sup> Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия<sup>2</sup> Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, Россия<sup>3</sup> Всероссийский НИИ автоматики им. Н.Л. Духова (Росатом), Москва, Россия

\*E-mail: sa.romashevskiy@gmail.com

Поступила в редакцию 10.06.2024 г.

После доработки 11.09.2024 г.

Принята к публикации 08.10.2024 г.

Исследована динамика релаксации энергии в пленке никеля толщиной 73 нм, находящейся в сильнонеравновесном двухтемпературном состоянии, индуцированном воздействием фемтосекундного лазерного импульса. Выполнены экспериментальные измерения динамики изменения коэффициента отражения  $\Delta R/R_0$  с фронтальной стороны нанопленки в оптической схеме «возбуждение—зондирование» с использованием методики фазочувствительного детектирования на длине волны 793 нм во временном диапазоне до 300 пс с временным разрешением 60 фс при максимально возможном неразрушающем поглощенном флюенсе  $F_{\text{abs}} = 10.87$  мДж/см<sup>2</sup> нагревающего импульса с длиной волны 396 нм и длительностью 150 фс. Сигнал  $\Delta R/R_0$  содержит информацию как о динамике тепловых процессов, так и о распространении пикосекундных акустических импульсов в нанопленке и в подложке. Продольная скорость звука в нанопленке составила  $5.73 \pm 0.16$  нм/пс, сдвиг частоты при рассеянии Бриллюэна—Мандельштама в подложке — около 21.15 ГГц. Двухтемпературный гидродинамический расчет дает значения максимальной температуры электронов  $T_e = 2.9$  кК и решетки  $T_i = 1.1$  кК. Максимальные значения давления акустического импульса в нанопленке и в подложке составляют 6.8 и 1.2 ГПа соответственно. В литературе практически отсутствуют данные об исследованиях пикосекундной динамики тепловых и акустических процессов в нанопленках металлов при высоких начальных температурах электронной подсистемы, возбужденной в результате воздействия фемтосекундного лазерного импульса с плотностью потока энергии вблизи порога модификации (разрушения) материала.

DOI: 10.31857/S0040364424060126

## ВВЕДЕНИЕ

Бесконтактные и неразрушающие оптические методы исследования тепловых и механических свойств с наномасштабным пространственным, а также фемто- и пикосекундным временным разрешением, особенно актуальны для тонкопленочных материалов на подложках, являющихся основой современной солнечной энергетики и электронной промышленности. Реализация подобных прецизионных измерений возможна с помощью фемтосекундных лазерных импульсов в схеме «возбуждение — зондирование», когда малые изменения оптических свойств (коэффициентов отражения  $\Delta R/R_0$  и/или пропускания  $\Delta T/T_0$ ) в материале, наведенные нагревающим импульсом, регистриру-

ются с помощью зондирующего импульса с применением методики фазочувствительного детектирования.

Релаксация энергии в тонких пленках Ni после сверхбыстрого нагрева с помощью фемтосекундных лазерных импульсов изучалась с целью выяснения фундаментальных законов взаимодействия электронной и фононной подсистем [1–5], а также исследования переноса тепла на наномасштабах [6, 7], при этом экспериментальные исследования проводились лишь при малых перегревах электронной подсистемы ( $\Delta T_e \approx 10$ –100 К). Практически нет исследований для случая сильнонеравновесного состояния электронной и фононной подсистем [8, 9], когда в материале после полной релаксации

энергии (остывания) не происходит каких-либо повреждений [10–12], но перегрев электронной подсистемы достигает  $\Delta T_e \approx 1\text{--}20$  кК, а решетка нагревается до температур, близких к температуре плавления  $T_m$  [13–15]. Другим важным аспектом сверхбыстрого нагрева материала является генерация пикосекундных акустических импульсов (или когерентных акустических фононов) в гигагерцовом–терагерцовом частотных диапазонах [16, 17]. С помощью этих импульсов (метода пикосекундной акустики [17]) возможно, например, обнаружить наличие скрытых интерфейсов и структур под оптически непрозрачными материалами (металлами) с микронным латеральным и наномасштабным разрешением по глубине [18, 19]. Для исследования оптически прозрачных сред с помощью акустических импульсов используется методика бриллюэновского рассеяния во временной области [20, 21], которая позволяет получить информацию об акустооптических свойствах исследуемого материала, наличии структурных неоднородностей с наноразмерным пространственным разрешением [22, 23]. Исследования в области генерации акустических импульсов и их регистрации при выходе на поверхность исследуемой тонкой (120–250 нм) пленки Ni, нанесенной на подложку, ранее проводились с помощью пико- [24, 25] и фемтосекундных лазерных импульсов [26–30] при относительно низких поглощенных флюенсах нагревающих импульсов в диапазоне  $F_{\text{abs}} = 0.006\text{--}0.84$  мДж/см<sup>2</sup> [24–27] и  $3.2$  мДж/см<sup>2</sup> [29]. Отметим, что для металлических пленок рутения Ru (1.2–107 нм) и титана Ti (12–53 нм) на подложках исследования были проведены при  $F_{\text{abs}}$  от нескольких единиц до  $13$  мДж/см<sup>2</sup> [31, 32].

В настоящей работе сообщается об экспериментальном и теоретическом исследовании релаксации энергии в сильно возбужденной электронной подсистеме пленки Ni ( $\Delta T_e = 2.6$  кК,  $\Delta T_i = 825$  К) на стеклянной подложке после воздействия фемтосекундного лазерного импульса с неразрушающим поглощенным флюенсом  $F_{\text{abs}} = 10.87$  мДж/см<sup>2</sup> (в отличие от работ [33, 34]) путем измерений малых изменений коэффициента отражения  $\Delta R/R_0$  во временном интервале до 300 пс и с временным шагом 0.03–0.4 пс.

## ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ СХЕМЫ

Измерения временной динамики лазерно-индуцированного дифференциального коэффициента отражения ( $\Delta R/R_0$ , где  $\Delta R = R - R_0$ , а  $R$  и  $R_0$  — индуцированный и исходный коэффициенты отражения) исследуемого образца вы-

полнялись в оптической схеме «возбуждение-зондирование». В качестве источника излучения использовалась титан-сапфировая фемтосекундная лазерная система, генерирующая импульсы длительностью 60 фс на центральной длине волны 793 нм с частотой 1 кГц.

В качестве образца использовалась поликристаллическая пленка Ni толщиной  $73 \pm 2$  нм, нанесенная на стеклянную боросиликатную подложку толщиной 150 мкм методом магнетронного распыления в аргонной среде при давлении  $5 \times 10^{-2}$  Торр. Толщина пленки измерена с помощью атомно-силового микроскопа.

Исследуемый образец возбуждался нагревающим лазерным импульсом на длине волны 396 нм (вторая гармоника) длительностью 150 фс, сфокусированным под углом падения  $45^\circ$  в эллиптическое пятно размером  $130 \times 93$  мкм<sup>2</sup> (по уровню 1/е). Зондирующий импульс, сфокусированный нормально к поверхности в пятно диаметром 15 мкм (по уровню 1/е) в центр пятна нагревающего импульса, зондировал образец с регулируемой задержкой по времени. Значения  $\Delta R/R_0$  регистрировались методом фазочувствительного детектирования — падающее на образец и отраженное от образца излучение зондирующего импульса регистрировалось с помощью двух фотодиодов в балансном режиме, подключенных к синхронному усилителю SR830, измеряющему дифференциальный (разностный) сигнал на частоте следования нагревающих импульсов 500 Гц (после механического прерывателя) в частотной полосе 2.6 Гц. Минимальное регистрируемое изменение коэффициента отражения в схеме составило  $\Delta R/R_0 \sim 5 \times 10^{-5}$ . Сигнал  $\Delta R/R_0$  регистрировался на основной длине волны излучения 793 нм импульсами длительностью 60 фс во временном диапазоне задержек между нагревающим и зондирующим импульсами от -3 до 300 пс с временным шагом от 30 до 400 фс [15]. Нагрев и зондирование (измерения  $\Delta R/R_0$ ) осуществлялись на фронтальной (свободной) поверхности образца Ni–стекло при поглощенном флюенсе  $F_{\text{abs}} = 10.87 \pm 0.22$  мДж/см<sup>2</sup>, который для данного образца являлся максимально возможным неразрушающим флюенсом при частоте нагревающих импульсов 500 Гц. Таким образом, все изменения в образце были обратимы.

## ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

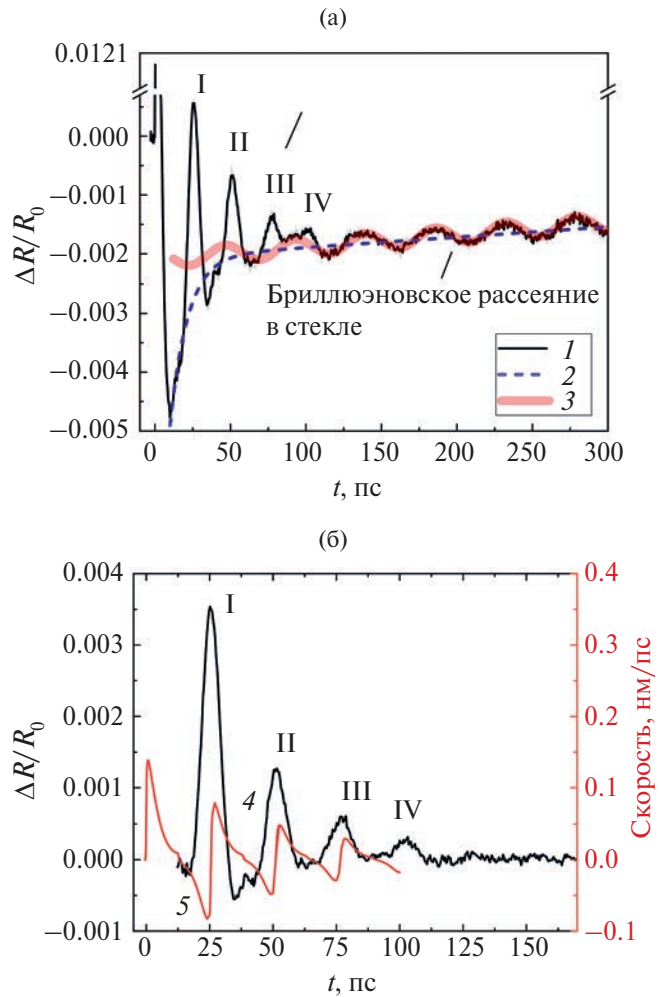
На рис. 1а представлена измеренная зависимость изменения коэффициента отражения  $\Delta R/R_0$  от времени  $t$  в диапазоне от -3 до 300 пс на фронтальной стороне пленки Ni при поглощенном флюенсе нагревающего импульса  $F_{\text{abs}} = 10.87$  мДж/см<sup>2</sup>. Зависимость  $\Delta R/R_0(t)$  яв-

ляется суперпозицией нескольких физических процессов, происходящих в результате сверхбыстрого нагрева электронной подсистемы приповерхностного слоя пленки Ni (толщина скин-слоя  $\delta = \lambda/(4\pi k) = 12.3$  нм для  $k = 2.5644$  при  $\lambda = 396$  нм [35]) и последующей релаксации энергии.

Изменение регистрируемого коэффициента отражения  $\Delta R/R_0$  связано с изменением комплексной диэлектрической проницаемости исследуемого материала как вследствие изменения электронной  $T_e$  и ионной  $T_i$  температур в нанопленке Ni (термооптический эффект), так и за счет изменения плотности в результате возникновения напряжений (давлений) в нанопленке Ni и подложке при распространении в них акустического импульса (акустооптический эффект).

В первый момент времени после воздействия нагревающего импульса ( $t > 0$ ) изменения коэффициента отражения  $\Delta R/R_0$  положительные и достигают максимального значения  $(\Delta R/R_0)_{\text{max}} = 1.19 \times 10^{-2} \pm 5.7 \times 10^{-4}$ , время нарастания сигнала до максимума составляет 150 фс по уровню 10–90%. Далее  $\Delta R/R_0$  уменьшается, через  $t = 4.4$  пс после воздействия переходит в область отрицательных изменений  $\Delta R/R_0$  и ко времени  $t = 10$  пс достигает минимального значения  $(\Delta R/R_0)_{\text{min}} = 4.77 \times 10^{-3} \pm 2.3 \times 10^{-4}$ . Далее сигнал  $\Delta R/R_0$  начинает восстановление (значения  $\Delta R/R_0$  уменьшаются по модулю), темп которого, начиная с  $t = 50$  пс, заметно замедляется. Также, начиная с  $t = 10$  пс, на сигнале  $\Delta R/R_0$  видны периодические изменения, связанные с одновременным распространением (туда–обратно) в нанопленке затухающего акустического эха и распространением в глубь подложки убегающих акустических импульсов с убывающей амплитудой. Акустические импульсы (эхо) на рис. 1а представлены последовательностью гауссово-образных сигналов с убывающей амплитудой в диапазоне 18–140 пс, а распространение акустических импульсов в подложке представлено синусоидальной зависимостью с постоянной амплитудой, которая отчетливо видна, начиная с  $t = 110$  пс. Однако в действительности она начинается с момента входа максимума давления акустического импульса в подложку через границу пленка–подложка, т.е. начиная с  $t \approx 13$  пс.

**Акустические импульсы в пленке.** На рис. 1б представлены изменения  $\Delta R/R_0$  только от акустического эха на фронтальной поверхности пленки Ni после вычитания экспоненциального теплового фона и синусоидальных колебаний за счет бриллюэновского рассеяния в подложке. Экспоненциальный тепловой фон может быть представлен двухфазной экспоненциальной функцией, аппроксимирующей из-



**Рис. 1.** Зависимость (а) изменения коэффициента отражения  $\Delta R/R_0$  от времени  $t$  на фронтальной стороне Ni при  $F_{\text{abs}} = 10.87$  мДж/см<sup>2</sup>: 1 – эксперимент, 2 – двухфазная экспоненциальная аппроксимация, 3 – синусоидальная функция; (б) – изменения  $\Delta R/R_0$  от акустического эха (римские цифры) на фронтальной поверхности пленки Ni после вычитания экспоненциального теплового фона и синусоидальных колебаний (4), расчетный профиль скорости границы пленки никеля с воздухом из 2Т-ГД моделирования (5).

менение  $\Delta R/R_0$  в диапазоне от –12 до 300 пс за счет диффузии тепла в пленке и ее остывания. На этом фоне присутствуют изменения  $\Delta R/R_0$  за счет распространения акустических импульсов в нанопленке и подложке. Согласно данным на рис. 1, акустические импульсы, распространяющиеся в нанопленке (акустическое эхо), выходят на фронтальную поверхность с периодом  $T = 2d_f/v_f = 25.6$  пс. При толщине пленки  $d_f = 73 \pm 2$  нм измеренная продольная скорость звука для данного образца составляет  $v_f = 5.73 \pm 0.16$  нм/пс (км/с), которая находится в согласии с измеренными скоростями в диапа-



зоне 5.5–5.85 нм/пс, полученными в [24–26, 28] для поликристаллических пленок Ni толщиной от 120 до 200 нм на диэлектрических подложках. Скорость звука в материале сильно зависит от структуры конкретного материала, которая в случае пленок определяется режимом напыления пленки на подложку (метод нанесения, температурный режим), а также толщиной напыляемой пленки (изменение размера зерен, неоднородность пленки). Поэтому справочные данные о скорости звука могут сильно расходиться с актуальными для конкретного материала. В этой связи возникает необходимость измерять скорость звука для каждого отдельного образца. Например, для пленочных образцов поликристаллического никеля толщиной 510, 720 и 1060 нм, полученных при аналогичных условиях магнетронного напыления, что и пленка толщиной 73 нм, измеренная в данной работе продольная скорость звука составила 5.18–5.23 нм/пс, что ниже значения 5.73 нм/пс на 10%. Таким образом, использование метода пикосекундной акустики актуально для определения продольной скорости звука в тонких и толстых пленках [36, 37], толщины которых заранее определены. Более того, в работе [32] было продемонстрировано, что для пленок рутения на стекле толщиной от 1.2 до 107 нм скорость акустической волны с центральной спектральной частотой от 130 до 750 ГГц имела сильную нелинейную зависимость от толщины (частоты) и изменялась в диапазоне от 1.56 до 6.03 нм/пс.

Согласно рис. 1б, также наблюдается уменьшение амплитуды каждого последующего акустического эха. Из теории акустического расщепления следует, что амплитудное значение коэффициента отражения и пропускания на границе Ni–стекло составляет  $R_{fs} = -0.6$  и  $T_{fs} = 0.4$ , а импеданс никеля в 4 раза выше импеданса стекла:

$$R_{fs} = (v_s \rho_s - v_f \rho_f) / (v_s \rho_s + v_f \rho_f).$$

Для расчета использовались данные:  $v_f = 5.73$  нм/пс,  $\rho_f = 8900$  кг/м<sup>3</sup>,  $v_s = 5.63$  нм/пс,  $\rho_s = 2230$  кг/м<sup>3</sup> (значения скорости звука взяты из эксперимента, импедансы стекла и пленки равны  $v_s \rho_s = 1.255 \times 10^7$  и  $v_f \rho_f = 5.1 \times 10^7$  кг/(м<sup>2</sup> с)).

Однако из экспериментальных данных (рис. 1б) следует, что отношение амплитуд последующего акустического эха ( $n + 1$ ) к предыдущему  $n$  ниже расчетного значения  $R_{fs} = -0.6$ . Более того, наблюдается рост амплитуды: так, например, при амплитуде первого эха  $A_1 = 1$  отношение  $A_2/A_1 = 0.37$ ,  $A_3/A_2 = 0.41$ ,  $A_4/A_3 = 0.5$ . Если бы измеренное значение коэффициента отражения было выше расчетного 0.6, это означало бы уменьшение импеданса на границе Ni–стекло, например, в результате деламации плен-

ки Ni. В данном случае коэффициент отражения меньше расчетного, особенно для первого и второго эха. Вероятно, уменьшение коэффициента отражения может быть связано с усиленным поглощением акустического импульса при распространении в сильно нагретом материале (Ni), который прогревается до 1115 К в начальный момент времени и ко времени 50 и 75 пс остывает лишь до 710 и 677 К соответственно (расчет с помощью двухтемпературного гидродинамического кода). Помимо затухания акустического импульса в пленке по мере распространения и потерь на интерфейсе, на уменьшение амплитуды также может влиять дисперсия. Например, для пленок Ni толщиной 510 и 720 нм увеличение длительности второго эха составило в обоих случаях ~40% в аналогичном эксперименте. Однако в случае пленки толщиной 73 нм дисперсией можно пренебречь, поскольку акустический импульс проходит в пленке вместо 1020 и 1440 нм на порядок меньшее расстояние – 146 нм. Отметим, что при  $F_{abs} \approx 0.01$  мДж/см<sup>2</sup> экспериментальное соотношение амплитуд первого и второго эха для образцов Ni толщиной 120 нм на кварце, а также 129 нм и 200 нм на кремнии совпало с расчетными значениями 0.66 и 0.42 для кварца и кремния соответственно [24–26].

**Акустические импульсы в подложке.** Регистрация акустического импульса, распространяющегося в глубь подложки, осуществляется благодаря интерференции зондирующего излучения, отраженного от нескольких неподвижных интерфейсов (воздух–пленка, пленка–подложка) и одного подвижного, которым и является убегающий акустический импульс, прошедший через интерфейс и индуцирующий локальное изменение оптических свойств [20]. Данное явление относят к бриллюэновскому рассеянию во временной области, поскольку в подложке происходит бриллюэновское рассеяние оптического зондирующего излучения (фотонов) на когерентных акустических фонах [20, 21].

В данном случае направление акустического импульса совпадает с направлением падающего зондирующего излучения, поэтому отраженный оптический импульс должен иметь стоксов сдвиг по частоте  $f_{BS}$ . Бриллюэновское рассеяние характеризуется частотным сдвигом в гигагерцовой области частот. Для кремния сдвиг по частоте составляет  $f_{BS} = 70$ –80 ГГц (в зависимости от ориентации) [21], для стекол  $f_{BS} = 20$ –25 ГГц [20].

Частота синусоидальных осцилляций, определенная методом Фурье-преобразования по экспериментальным данным (рис. 1а), составляет  $f_{BS} = 21.19$  ГГц (период – 46.95 пс), наложенная модельная синусоидальная функция имеет ча-

стоту  $f_{BS} = 21.28$  ГГц, что находится в согласии с бриллюэновской частотой в стекле на длине волны 793 нм [22]. Отметим, что полная амплитуда синусоидального сигнала от акустической волны в подложке, регистрируемого через толщину пленки Ni в 73 нм, составляет  $\Delta R/R_0 = 2.8 \times 10^{-4}$  (рис. 1а). При нормальном падении зондирующего излучения частота синусоидальных колебаний  $f_{BS}$  изменения коэффициента отражения  $\Delta R/R_0$  определяется скоростью звука в подложке  $v_s$ , показателем преломления подложки  $n(\lambda)$  и длиной волны зондирующего излучения  $\lambda_{pr}$  ( $f_{BS} = 2n_s v_s / \lambda_{pr}$ ). Таким образом, при показателе преломления  $n(\lambda) = 1.5$  на длине волны  $\lambda_{pr} = 793$  нм при  $f_{BS} = 21.19$ – $21.28$  ГГц скорость звука в стекле составляет  $v_s = 5.6$ – $5.63$  нм/с.

### МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для численного моделирования описанных выше процессов был использован двухтемпературный гидродинамический (2Т-ГД) код [38, 39] с учетом упругости (эффекты пластичности не учитывались ввиду относительно малых амплитуд давления [40]). Двухтемпературное уравнение термодинамического состояния никеля и коэффициент теплопроводности брались согласно работе [41]. Максимальная электронная температура на двухтемпературной стадии в конце действия нагревающего импульса достигает  $T_e = 2860$  К. По мере передачи энергии в ионную подсистему температура решетки возрастает и достигает максимального значения  $T_i = 1115$  К примерно через 1 пс (температура плавления никеля  $T_m = 1726$  К). Результаты расчета для мгновенного распределения полного давления  $P_{xx}$  представлены на рис. 2 для моментов времени  $t = 0.6, 2, 6, 10$  и  $15$  пс после воздействия нагревающего импульса.

На рис. 2 показано, во-первых, каким образом формируется первое отражение волны сжатия в никеле от интерфейса Ni–стекло. Во-вторых, продемонстрировано формирование акустической волны, проходящей через границу раздела в подложку. Акустическая волна в никеле состоит из волны сжатия и следующей за ней волны разрежения (рис. 2 при  $t = 6$  пс). Такая форма характерна для «толстых» пленок или объемных образцов, в которых толщина слоя прогрева лазерным импульсом меньше толщины пленки. Акустическая волна, проходящая в стекло, аналогично состоит из участков положительного и отрицательного давлений (рис. 2,  $t = 15$  пс), что обусловлено составным характером акустической волны в пленке (последовательность участков сжатия и разрежения). Максимальные значения давления акустического импульса в пленке и подложке составляют 6.8 и 1.2 ГПа соответственно. Как

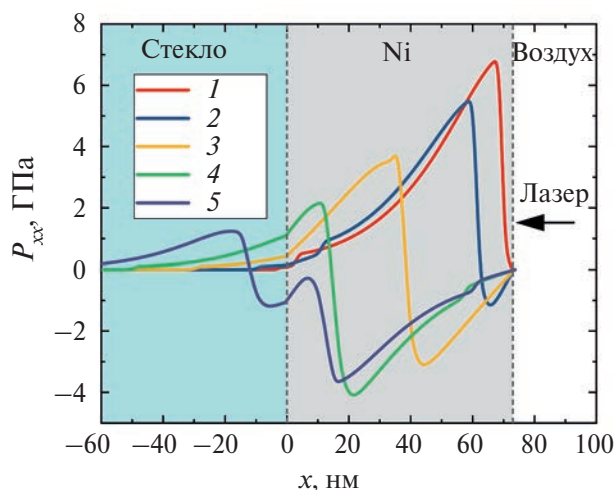


Рис. 2. Мгновенное распределение полного давления  $P_{xx}$  в пленке никеля и в стекле в различные моменты времени: 1 –  $t = 0.6$  пс, 2 – 2, 3 – 6, 4 – 10, 5 – 15.

было указано ранее, из-за различия акустических импедансов стекла и никеля в подложку проходит последовательность затухающих импульсов с периодом, определяемым отношением двойной толщины пленки к скорости звука в ней. Амплитуда первой волны сжатия достигает 1.2 ГПа, а амплитуда каждой последующей волны уменьшается примерно на 60%. На рис. 1б расчетный профиль скорости границы пленки никеля с воздухом (фронтальной поверхности) совмещен с изменениями коэффициента отражения  $\Delta R/R_0$ , происходящими за счет выхода на поверхность акустического импульса (эха).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе экспериментально и теоретически исследована динамика релаксация энергии для образца пленки никеля толщиной 73 нм на диэлектрической подложке при фронтальном воздействии фемтосекундным лазерным импульсом с максимально возможным неразрушающим поглощенным флюенсом  $F_{abs} = 10.87$  мДж/см<sup>2</sup>. Двухтемпературный гидродинамический расчет дает значения максимальной температуры электронов и решетки 2860 К и 1115 К через 0.1 и 1 пс после воздействия соответственно, а также значения максимальных давлений акустического импульса в нанопленке и подложке – 6.8 и 1.2 ГПа соответственно. Временная динамика изменения коэффициента отражения  $\Delta R/R_0$ , измеренная с фронтальной стороны нанопленки во временном интервале до 300 пс, проанализирована на предмет распространения пикосекундных акустических импульсов в сильно нагретых нанопленке и подложке. Продол-

ная скорость звука в нанопленке составила  $5.73 \pm 0.16$  нм/пс, сдвиг частоты при рассеянии Бриллюэна—Мандельштама в подложке — около 21.15 ГГц. В опубликованной литературе практически отсутствуют исследования пикосекундной динамики тепловых и акустических процессов в нанопленках металлов, находящихся в сильно-неравновесном двухтемпературном состоянии, инициированном воздействием фемтосекундного лазерного импульса с плотностью потока энергии вблизи порога модификации (разрушения) материала.

Экспериментальные исследования выполнены при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (ОИВТ РАН № 075-00270-24-00). Моделирование проведено при финансовой поддержке ГЗ ИТФ им. Ландау (FFWR-2024-0013, Нелинейные режимы взаимодействия вещества и излучения, 124041900014-8). Данная работа была выполнена на оборудовании ЦКП «Лазерный фемтосекундный комплекс» ОИВТ РАН.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hohlfeld J., Wellershoff S.-S., Güdde J., Conrad U., Jähne V., Matthias E.* Electron and Lattice Dynamics Following Optical Excitation of Metals // *Chem. Phys.* 2000. V. 251. № 1—3. P. 237.
2. *Caffrey A., Hopkins P., Klopff J., Norris P.* Thin Film Non-noble Transition Metal Thermophysical Properties // *Nanoscale Microscale Thermophys. Eng.* 2005. V. 9. № 4. P. 365.
3. *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.
4. *Lin Z., Zhigilei L.V., Celli V.* Electron-Phonon Coupling and Electron Heat Capacity of Metals under Conditions of Strong Electron-Phonon Nonequilibrium // *Phys. Rev. B.* 2008. V. 77. № 7. 075133.
5. *Medvedev N., Milov I.* Electron-Phonon Coupling in Metals at High Electronic Temperatures // *Phys. Rev. B.* 2020. V. 102. № 6. 064302.
6. *Paddock C.A., Eesley G.L.* Transient Thermoreflectance from Thin Metal Films // *J. Appl. Phys.* 1986. V. 60. № 1. P. 285.
7. *Clemens B.M., Eesley G.L., Paddock C.A.* Time-resolved Thermal Transport in Compositionally Modulated Metal Films // *Phys. Rev. B.* 1988. V. 37. № 3. P. 1085.
8. *Tsibidis G.D.* Ultrafast Dynamics of Non-equilibrium Electrons and Strain Generation Under Femtosecond Laser Irradiation of Nickel // *Appl. Phys. A.* 2018. V. 124. № 4. P. 311.
9. *Genieys T., Petrakakis M.N., Tsibidis G.D., Sentis M., Utéza O.* Unravelling Ultrashort Laser Excitation of Nickel at 800 nm Wavelength // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2021. V. 54. № 49. 495302.
10. *Wellershoff S.-S., Hohlfeld J., Güdde J., Matthias E.* The Role of Electron-Phonon Coupling in Femtosecond Laser Damage of Metals // *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process.* 1999. V. 69. № 7. P. S99.
11. *Engel R.Y., Alexander O., Atak K. et al.* Electron Population Dynamics in Resonant Non-linear x-ray Absorption in Nickel at a Free-electron Laser // *Struct. Dyn.* 2023. V. 10. 054501.
12. *Chang H.-T., Guggenmos A., Cushing S.K. et al.* Electron Thermalization and Relaxation in Laser-heated Nickel by Few-femtosecond Core-level Transient Absorption Spectroscopy // *Phys. Rev. B.* 2021. V. 103. 064305.
13. *Иногамов Н.А., Хохлов В.А., Ромашевский С.А., Петров Ю.В., Жаховский В.В., Ашитков С.И.* Определение важнейших параметров металла, облученного ультракоротким лазерным импульсом // *Письма в ЖЭТФ.* 2023. Т. 117. № 2. С. 107.
14. *Ашитков С.И., Иногамов Н.А., Комаров П.С., Петров Ю.В., Ромашевский С.А., Ситников Д.С., Струлева Е.В., Хохлов В.А.* Сверхбыстрый перенос энергии в металлах в сильно неравновесном состоянии, индуцируемом фемтосекундными лазерными импульсами субтераваттной интенсивности // *ТВТ.* 2022. Т. 60. № 2. С. 218.
15. *Иногамов Н.А., Хохлов В.А., Ромашевский С.А., Петров Ю.В., Овчинников М.А., Ашитков С.И.* Сильное возбуждение электронной подсистемы золота ультракоротким лазерным импульсом и процессы релаксации около температуры плавления // *ЖЭТФ.* 2024. Т. 165. № 2. С. 165.
16. *Matsuda O., Larciprete M.C., Li Voti R., Wright O.B.* Fundamentals of Picosecond Laser Ultrasonics // *Ultrasonics.* 2015. V. 56. P. 3.
17. *Thomsen C., Strait J., Vardeny Z., Maris H.J., Tauc J., Hauser J.J.* Coherent Phonon Generation and Detection by Picosecond Light Pulses // *Phys. Rev. Lett.* 1984. V. 53. № 10. P. 989.
18. *Edward S., Zhang H., Setija I., Verrina V., Antoncetti A., Witte S., Planken P.* Detection of Hidden Gratings through Multilayer Nanostructures Using Light and Sound // *Phys. Rev. Appl.* 2020. V. 14. № 1. 014015.
19. *Zhang H., Antoncetti A., Edward S., Setija I., Planken P., Witte S.* Unraveling Phononic, Optoacoustic, and Mechanical Properties of Metals with Light-Driven Hypersound // *Phys. Rev. Appl.* 2020. V. 13. № 1. 014010.
20. *Thomsen C., Grahn H.T., Maris H.J., Tauc J.* Picosecond Interferometric Technique for Study of Phonons in the Brillouin Frequency Range // *Opt. Commun.* 1986. V. 60. № 1—2. P. 55.
21. *Gusev V.E., Ruello P.* Advances in Applications of Time-domain Brillouin Scattering for Nanoscale Imaging // *Appl. Phys. Rev.* 2018. V. 5. № 3. 031101.
22. *Devos A., Côte R.* Strong Oscillations Detected by Picosecond Ultrasonics in Silicon: Evidence for an Electronic-structure Effect // *Phys. Rev. B.* 2004. V. 70. № 12. 125208.



23. Greener J.D.G., de Lima Savi E., Akimov A.V., Raetz S., Kudrynskyi Z., Kovalyuk Z.D., Chigarev N., Kent A., Patané A., Gusev V. High-frequency Elastic Coupling at the Interface of van der Waals Nanolayers Imaged by Picosecond Ultrasonics // *ACS Nano*. 2019. V. 13. № 10. P. 11530.
24. Thomsen C., Grahn H.T., Maris H.J., Tauc J. Surface Generation and Detection of Phonons by Picosecond Light Pulses // *Phys. Rev. B*. 1986. V. 34. № 6. P. 4129.
25. Eesley G.L., Clemens B.M., Paddock C.A. Generation and Detection of Picosecond Acoustic Pulses in Thin Metal Films // *Appl. Phys. Lett.* 1987. V. 50. № 12. P. 717.
26. Saito T., Matsuda O., Wright O.B. Picosecond Acoustic Phonon Pulse Generation in Nickel and Chromium // *Phys. Rev. B*. 2003. V. 67. № 20. P. 1.
27. Kim J.-W., Vomir M., Bigot J.-Y. Ultrafast Magnetoacoustics in Nickel Films // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 109. № 16. 166601.
28. Edward S., Zhang H., Witte S., Planken P.C.M. Laser-induced Ultrasonics for Detection of Low-amplitude Grating Through Metal Layers with Finite Roughness // *Opt. Express*. 2020. V. 28. № 16. P. 23374.
29. Persson A.I.H., Enquist H., Jurgilaitis A., Andreasson B.P., Larsson J. Real-Time Observation of Coherent Acoustic Phonons Generated by an Acoustically Mismatched Optoacoustic Transducer Using X-Ray Diffraction // *J. Appl. Phys.* 2015. V. 118. 185308.
30. Crimmins T.F., Maznev A.A., Nelson K.A. Transient Grating Measurements of Picosecond Acoustic Pulses in Metal Films // *Appl. Phys. Lett.* 1999. V. 74. № 9. P. 1344.
31. Tzianaki E., Bakarezos M., Tsibidis G.D., Orphanos Y., Loukakos P.A., Kosmidis C., Patsalas P., Tatarakis M., Papadogiannis N.A. High Acoustic Strains in Si Through Ultrafast Laser Excitation of Ti Thin-film Transducers // *Opt. Express*. 2015. V. 23. № 13. P. 17191.
32. De Haan G., van den Hooven T.J., Planken P.C.M. Ultrafast Laser-induced Strain Waves in Thin Ruthenium Layers // *Opt. Express*. 2021. V. 29. № 20. P. 32051.
33. Ашитков С.И., Комаров П.С., Струлева Е.В., Агранат М.Б. Сопротивление деформированию титана вблизи теоретического предела прочности // *ТВТ*. 2018. Т. 56. № 6. С. 897.
34. Струлёва Е.В., Комаров П.С., Ашитков С.И. Термомеханическая абляция титана при фемтосекундном лазерном воздействии // *ТВТ*. 2019. Т. 57. № 4. С. 529.
35. Johnson P., Christy R. Optical Constants of Transition Metals: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, and Pd // *Phys. Rev. B*. 1974. V. 9. № 12. P. 5056.
36. Danilov E.A., Uryupin S.A. Generation and Detection of Sound at the Effect of Femtosecond Pulses on a Metal Film on a Dielectric Substrate // *J. Appl. Phys.* 2023. V. 133. 203101.
37. Danilov E.A., Uryupin S.A. Influence of Inhomogeneous Temperature and Field Distribution on Sound Generation and Its Effect on Reflectivity of a Thin Film Heated by a Femtosecond Pulse // *J. Appl. Phys.* 2024. V. 136. 015304.
38. Анисимов С.И., Жаховский В.В., Иногамов Н.А., Мигдал К.П., Петров Ю.В., Хохлов В.А. Физика высоких плотностей энергии и лазерные технологии // *ЖЭТФ*. 2019. Т. 156. № 4. С. 806.
39. Demaske B.J., Zhakhovsky V.V., Inogamov N.A., Oleynik I.I. Ultrashort Shock Waves in Nickel Induced by Femtosecond Laser Pulses // *Phys. Rev. B*. 2013. V. 87. № 5. 054109.
40. Жаховский В.В., Иногамов Н.А. Упруго-пластические явления в ультракоротких ударных волнах // *Письма в ЖЭТФ*. 2010. Т. 92. № 8. С. 574.
41. Inogamov N.A., Petrov Y.V., Zhakhovsky V.V., Khokhlov V.A., Demaske B.J., Ashitkov S.I., Khishchenko K.V., Migdal K.P., Agranat M.B., Anisimov S.I., Fortov V.E. Two-temperature Thermodynamic and Kinetic Properties of Transition Metals Irradiated by Femtosecond Lasers // *AIP Conf. Proc.* 2012. V. 1464. P. 593.