Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 12, с. 865 – 871

Динамика фотоиндуцированного нагрева решетки и электрон-фононная релаксация в монокристаллах золота по данным ультрабыстрой электронной дифракции

Б. Н. Миронов[1)], *Д. Г. Пойдашев, С. А. Асеев, Е. А. Рябов*

Институт спектроскопии РАН, 108840 Троицк, Москва, Россия

Поступила в редакцию 23 апреля 2026 г.
После переработки 8 мая 2026 г.
Принята к публикации 8 мая 2026 г.

Нагрев тонких золотых пленок (толщиной 26–100 нм) под действием фс-лазера ($\lambda = 515$ нм) исследован в реальном времени с помощью коротких электронных импульсов. Из анализа дифракционных кинетик в рамках модели ферми-газа определены константы электрон-фононного взаимодействия $1{-}3 \times 10^{16}$ Вт/(К · м^3), хорошо согласующиеся с теорией при электронных температурах $T_e < 10$ кК. Полученные результаты позволили оценить нижнюю границу времени плавления Au ($t_m \sim 70$ пс) при пороговом флюенсе, соответствующем затратам энергии на нагрев кристалла и скрытую теплоту фазового перехода.

DOI: 10.7868/S3034576626060151

1. Введение. Исследования взаимодействия фс-лазера с золотом в режиме одиночных импульсов позволили зафиксировать два специфических режима свето-индуцированного фазового перехода. Первый характеризуется относительно медленной кинетикой плавления (~ 100 пс) тонких пленок с толщинами 30 и 35 нм при сравнительно низком флюенсе (~ 30 мДж/см^2) [1]. Второй эффект заключается в стабильности кристаллической фазы на пикосекундных временах при экстремальном энерго-вкладе (~ 10 Дж/см^2), разогревающем кристаллическую решетку тонкопленочного образца толщиной 50 нм до 20 кК [2]. Полученные данные ставят перед теорией фундаментальные вопросы, требующие переосмысления механизмов фазовых превращений.

Свойства электронной подсистемы металла играют определяющую роль в переносе энергии, поглощаемой от фс-лазера. Энергия светового импульса передается непосредственно газу свободных электронов, а затем, через электрон-фононное взаимодействие, перераспределяется в кристаллическую решетку. При температурах электронов T_e ниже энергии Ферми теплоемкость и теплопроводность электронного газа ранее описывались линейными зависимостями от T_e, а коэффициент электрон-фононного обмена принимался равным постоянной величине [3]. Использование теории функционала плотности электронных состояний, согласно которой для благородных металлов, таких как золото [4], вышеуказанные параметры электронной подсистемы оказались сильно нелинейными функциями T_e, начиная уже с $T_e \sim 6$ кК, обеспечило прогресс в понимании взаимодействия металлов с фс-лазером.

Следует отметить, что результаты [4] относятся прежде всего к расчету коэффициента электрон-фононного взаимодействия. Применение этих данных напрямую оправдано для ультратонких пленок, в которых пространственное выравнивание температуры происходит быстрее характерного времени обмена энергией между подсистемами. В случае более толстых слоев необходимо дополнительно учитывать электронную теплопроводность,которая нетривиально зависит от температур как электронной, так и ионной подсистем.

Данные по структурной динамике, полученные с помощью коротких электронных и рентгеновских импульсов – в частности, сверхмедленное плавление кристалла Au [1] и перенос энергии в слоистых структурах [5] – заметно противоречат теоретическим предсказаниям [6]. Несмотря на то, что низкий коэффициент электрон-фононного обмена (α) в золоте [3, 4] допускает более медленные структурные изменения, чем в легких металлах (например, Al), для адекватного описания эксперимента [5] потребовалось дополнительно снизить расчетное значение α [7].

[1)]e-mail: mironov@isan.troitsk.ru

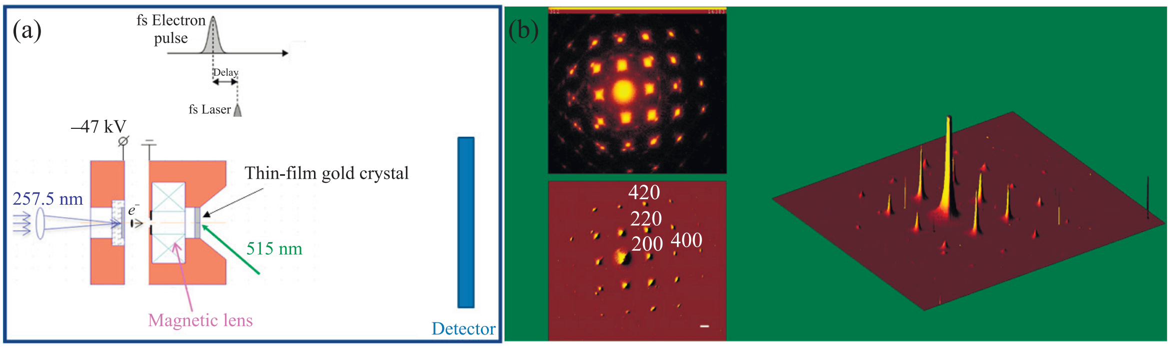

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схема эксперимента. (b) – Электронограмма 100-нм монокристалла золота в различных графических представлениях с указанием индексов Миллера для дифракционных пиков, интенсивности которых анализировались далее. Масштабный отрезок соответствует 1 Å^{-1}

Применение фемто- и пикосекундных электронных или рентгеновских импульсов позволяет зондировать лазерно-индуцированные процессы в пространственно-временном континууме с высокой степенью детализации [8–10]. Структурная динамика золота активно изучается методом ультрабыстрой электронной дифракции (UED) [1, 11–17], а процессы плавления субмикронных поликристаллов золота, в которых существенную роль играет влияние границ зерен, наиболее полно представлены в работах на рентгеновских лазерах на свободных электронах (XFEL) [18, 19].

В настоящей работе представлены результаты сравнительного UED-исследования динамики трех монокристаллических пленок Au в диапазоне толщин,охватывающем баллистическую длину пробега горячих электронов ($\sim$100 нм [13]). Переход к монокристаллическим образцам позволил кардинально повысить отношение сигнал/шум по сравнению с поликристаллическими пленками [20], что важно для детального анализа время-разрешенной термализации. Особо отметим, что для пленки толщиной 100 нм, где эффекты баллистического переноса энергии на глубину образца конкурируют с локальным электрон-фононным обменом, измерения методом UED выполнены впервые.

2. Экспериментальная часть. Тонкие монокристаллические пленки золота приготовлены с помощью магнетронного распыления в режиме постоянного тока,когда в качестве атомарно-гладкой подложки использован свежий скол кристалла KCl при температуре 550 K. Толщина пленки контролировалась временем осаждения в магнетроне,а данные сканирующей зондовой микроскопии использовались для предварительной калибровки. Толщина полученных кристаллов Au была около 26, 48 и 100 нм. После растворения соли в воде тонкопленочные образцы перенесены на стандартные медные сетки с пространственным периодом 64 мкм. Приготовленные таким образом тонкие кристаллы затем поочередно устанавливались на подвижную платформу в камере импульсного электронографа с “сухим” вакуумом $\sim 10^{-8}$ Торр.

В электронографе UED (рис. 1) исследование на-просвет тонкого кристалла, возбуждаемого фс-лазером, реализовано с помощью фотоэлектронных импульсов длительностью короче 500 фс, синхронизированных с основным волоконным лазером на иттербии [21]. Зондирующие сгустки,каждый из которых содержал $\sim 10^3$ электронов, создавались в результате облучения полупрозрачной 20-нм золотой пленки IV-й гармоникой лазера на длине волны 258 нм и последующем ускорении в коротком электростатическом промежутке до кинетической энергии 47 кэВ. За счет действия магнитной линзы диаметр электронного пучка в области образца составлял приблизительно 100 мкм.

Исследуемый кристалл облучался под углом 45° s-поляризованными фс импульсами второй гармоники волоконного лазера на длине волны 515 нм при падающем флюенсе около 9 мДж/см^2. Область возбуждения была в несколько раз больше диаметра электронного пучка, что позволило уменьшить влияние пространственной неоднородности оптического канала накачки на проводимые измерения. Временное разрешение прибора, определялось преимущественно длительностью электронных сгустков ($\sim$0.5 пс).

Схема 2D-детектирования электронного пучка включала сборку из двух микроканальных пластин (МКП), люминофорного экрана и камеры на основе прибора с зарядовой связью (ПЗС), сигнал с которой регистрировался персональным

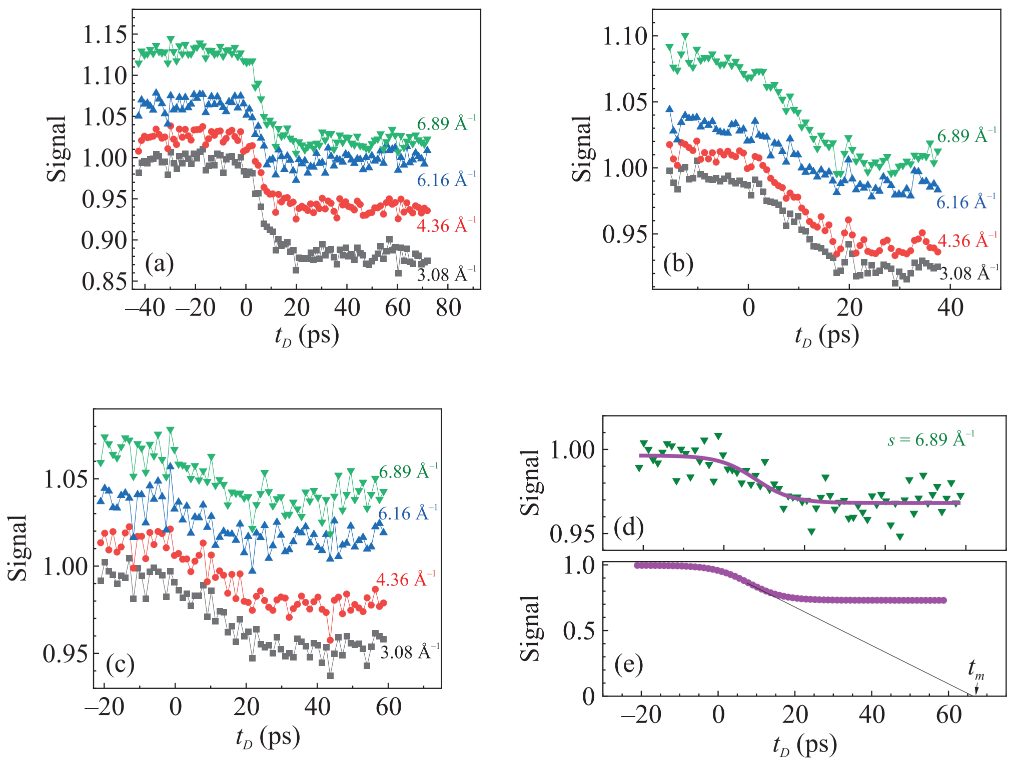

Рис. 2. (Цветной онлайн) Кинетика электронной дифракции для золотых пленок толщиной 26 (a), 48 (b) и 100 нм (c). Указаны параметры рассеяния s. Для наглядности кривые смещены по вертикали. (d) – Аппроксимация экспериментальных данных ($s = 6.89\,\text{Å}^{-1}$) функцией Больцмана для пленки 100 нм. (e) – Временная зависимость интенсивности дифракционного сигнала ($s = 6.89\,\text{Å}^{-1}$), скорректированная с учетом баланса поглощенной энергии, которая отражает динамику нагрева кристаллической решетки 100-нм золотой пленки. Прямая линия (касательная) демонстрирует метод экстраполяции, использованный для оценки времени коллапса кристаллической структуры

компьютером. Дифракционная картина электронов регистрировалась как функция задержки t_D между импульсами накачки и зондирования с шагом приблизительно 1 пс и временем накопления 30 с при частоте повторения лазерных импульсов $f = 500$ Гц. В процессе обработки анализировался разностный сигнал, полученный путем вычитания дифракционных картин с лазерной накачкой и без нее.

3. Полученные результаты и их обсуждение. На рисунке 1b представлена картина электронной дифракции на монокристалле золота толщиной 100 нм. Интенсивный сигнал в центре соответствует прошедшему сквозь кристалл зондирующему электронному пучку. Положения дифракционных пиков на позиционно-чувствительном детекторе определяются параметром рассеяния s, который рассчитывается по формуле:

$$s = \frac{4\pi}{\lambda_{dB}} \sin\frac{\theta}{2}, \qquad (1)$$

где $\lambda_{dB} \approx 0.055$ Å длина волны де Бройля для электронов с энергией 47 кэВ, а θ – угол рассеяния.

При наблюдении картины электронной дифракции в реальном времени интенсивность брэгговских пиков детектировалась в зависимости от задержки t_D между лазерным и электронным импульсами. Затем данные с одинаковым параметром рассеяния s усреднялись по кольцу для получения итоговой кинетики.

На рисунке 2 представлена эволюция интенсивности усредненных по кольцу дифракционных пиков. На временах до нескольких десятков пикосекунд наблюдается спад сигнала $I(t)$, вызванный частичным разупорядочением решетки из-за электрон-фононного взаимодействия. Для аппроксимации данных оказалось удобным использовать функцию Больцмана:

$$I(t) \approx A_2 + \frac{A_1 - A_2}{1 + e^{\frac{t - t_c}{dt}}}, \qquad (2)$$

где A_1 и A_2 – начальная и конечная асимптоты, t_c – центр перехода, а dt – параметр ширины перехода. Характерные времена затухания интенсивности дифракционной картины ($t_{ed} = 4 \times dt$) составили приблизительно 19, 16.7 и 9.7 пс для пленок золота толщиной 100.48 и 26 нм, соответственно.

Согласно упрощенному анализу на основе теории ферми-газа для золота [22] температура электронной подсистемы и параметр электрон-фононного взаимодействия α связаны следующими соотношениями:

$$\frac{F_{abs}}{d} \approx \frac{\gamma}{2} T_e^2, \tag{3}$$

$$t_{ed} \approx \frac{T_e \gamma}{\alpha}, \tag{4}$$

где коэффициент $\gamma = 63$ Дж/(К^2 м^3), поглощенный флюенс $F_{abs} \approx 3$ мДж/см^2 [23], а d – толщина образца. Здесь учтено квазиоднородное распределение энергии в электронной подсистеме по толщине образца [13], а также то, что коэффициент электрон-фононного взаимодействия приблизительно сохраняет свое значение ($\alpha \approx \mathrm{const}$) вплоть до $T_e \sim 6$ кК, что соответствует теории на основе плотностно-функциональной модели прочной связи (DFTB) [24]. Заметим, что для очень тонких пленок параметр α может варьироваться из-за размерных эффектов [25].

Расчет по формулам (3), (4) показал, что в условиях эксперимента максимальная температура $T_e \approx$ ≈ 5 кК достигалась только в самом тонком образце. При этом значения α для пленок толщиной 100, 48 и 26 нм составили 9×10^{15}, 1.5×10^{16} и $3.3 \times$ $\times 10^{16}$ Вт/(К м^3) соответственно. Несмотря на хорошее согласие этих данных с теорией [24], наиболее корректным мы считаем значение $\alpha \approx 9 \times$ $\times 10^{15}$ Вт/(К м^3), полученное для самого толстого образца, так как это позволяет пренебречь влиянием размерных эффектов [25, 26].

Рассмотрим плавление кристалла Au при воздействии ультракороткого лазерного импульса с пороговым флюенсом, F_{abs}^{thr}. В рамках теплового механизма F_{abs}^{thr} соответствует затратам энергии на нагрев и преодоление скрытой теплоты (энтальпии) фазового перехода и определяется из выражения:

$$\frac{F_{abs}^{thr}}{d} = \rho \times (c \times T + \Delta H_m), \tag{5}$$

где удельная теплоемкость золота $c \approx$ ≈ 130 Дж/(К $\cdot$ кг), плотность $\rho \approx 19300$ кг/м^3, необходимое приращение температуры образца относительно комнатной $\Delta T \approx 1040$ К, а удельная теплота плавления $\Delta H_m \approx 67$ кДж/кг. Тогда для толщины $d = 100$ нм расчетное значение флюенса составляет $F_{abs}^{thr} \approx 39$ мДж/см^2. Согласно выражениям (3) и (4), при таком флюенсе максимальная температура электронной подсистемы достигает 11 кК (что согласуется с данными [16]), а время электрон-фононной релаксации составляет 77 пс. Это указывает на возможность реализации механизма медленного плавления кристалла золота и удовлетворительно согласуется с результатами работы [1].

Метод UED позволяет напрямую отслеживать температуру кристаллической решетки в реальном времени. В рамках кинематической теории рассеяния (однократное рассеяние зондирующего электронного пучка) при нагреве решетки до температуры T интенсивность дифракционных пиков $I(T)$ уменьшается согласно выражению:

$$\frac{I(T)}{I_0} = e^{-(B(T)-B_0)\times\left(\frac{S}{2\pi}\right)^2}, \tag{6}$$

где фактор Дебая–Уоллера $B(T)$ в первом приближении пропорционален T [27], а B_0 соответствует комнатной температуре. Брэгговские рефлексы в области больших углов рассеяния характеризуют структуру с малыми межплоскостными расстояниями. Вследствие этого они оказываются чувствительными даже к малым смещениям атомов на начальной стадии лазерно-индуцированных структурных изменений. Поэтому для дальнейшего анализа выбраны дифракционные максимумы, отвечающие $s = 6.89$ Å^{-1}.

На рисунке 2d экспериментальные данные UED ($d = 100$ нм, $s = 6.89$ Å^{-1}) аппроксимированы функцией Больцмана. Согласно выражению (6), приращение температуры 12 К оказалось на порядок ниже значения $\Delta T \approx 120$ К, рассчитанного из баланса энергии при $F_{abs} \approx 3$ мДж/см^2. Это расхождение является следствием проявления динамического (многократного) рассеяния электронного пучка в кристалле золота [28] и поэтому нуждается в корректировке.

На рисунке 2e представлена скорректированная эволюция интенсивности дифракционного пика ($s =$ $= 6.89$ Å^{-1}) на пикосекундной шкале, которая отражает динамику нагрева кристаллической решетки в 100-нм пленке Au как во времени, так и по температуре. Линейная экстраполяция спада кинетики позволяет оценить время коллапса кристаллической решетки, которое составляет $t_m \approx 67$ пс. Эта величина сопоставима с расчетным временем электрон-фононной релаксации (77 пс) для 100-нм кристалла золота при пороговом флюенсе F_{abs}^{thr}. Данная величина служит нижней оценкой времени коллапса решетки без учета динамики фронта плавления. В монокристаллах при слабом возбуждении плавление начинается на поверхности (где атомы связаны слабее и обладают избыточной энергией) и смещается вглубь кристалла [1].

Линейная экстраполяция спада интенсивности брэгговского пика до нулевого уровня способна адекватно описать эволюцию дифракционной кинетики при увеличении флюенса, что продемонстрировано при исследовании 100-нм поликристалла золота с помощью XFEL (рис. 5D из [18]). Как оказалось, такой подход позволяет оценить время коллапса кристаллической решетки даже в режиме ультрабыстрого нетеплового плавления. Для иллюстрации сопоставим данные структурной динамики в тонких пленках висмута, полученные методами XFEL [29] и UED [30]. Экстраполяция линейного участка дифракционного сигнала (нижняя кривая на рис. 1 из [29]) с учетом порогового флюенса (рис. 5.7 из [31]) дает время $t_m \approx 0.95$ пс (при $F_{las} \approx 6.6$ мДж/см^2). Полученный результат хорошо согласуется с данными работы [30, рис. 3а].

Предложенный подход открывает альтернативные возможности для изучения необратимых структурных превращений в кристаллах, таких как фрагментация или плавление. В отличие от традиционных методов, требующих тонких монокристаллов большой площади и работы в режиме одиночных импульсов, метод экстраполяции спада сигнала позволяет проводить измерения в режиме накопления. Использование разреженных электронных импульсов ($\sim 10^3$ эл./имп.) минимизирует эффекты кулоновского расталкивания,что значительно повышает временное разрешение. Такой подход позволяет исследовать высококачественные образцы малого латерального размера, снижая критическую зависимость результатов от макроскопической однородности кристалла.

4. Заключение. Метод ультрабыстрой электронной дифракции (UED) открыл возможность исследования структурной динамики вещества на компактных лабораторных установках, что является его ключевым преимуществом перед рентгеновскими лазерами на свободных электронах (XFEL). В данной работе методом UED проведено прямое исследование лазерно-индуцированного нагрева кристаллической решетки в пленках золота толщиной от 26 до 100 нм. Использование монокристаллов обеспечило высокое отношение сигнал/шум по сравнению с поликристаллическими образцами,что позволило выявить существенную зависимость времени спада интенсивности дифракционных пиков от толщины пленки. На основе упрощенной модели ферми-газа для электронной подсистемы определены константы электрон-фононного взаимодействия, хорошо согласующиеся с теорией. Учитывая возможные размерные эффекты в пленках толщиной 26 и 48 нм, оценка времени лазерно-индуцированного коллапса решетки выполнялась для 100-нм монокристалла. Было определено,что для ультракороткого импульса с пороговым флюенсом $F_{abs}^{thr} \approx 39$ мДж/см^2, нижний предел времени полного плавления кристалла золота составил ~ 70 пс.

Баллистический перенос носителей заряда на расстояния до 100 нм обеспечивает квазиоднородное распределение энергии по толщине пленки Au, нивелируя малую глубину проникновения лазерного пучка (глубина проникновения лазерного излучения с $\lambda = 515$ нм в золоте ~ 20 нм). Этот вывод, согласующийся с литературными данными [13, 26, 32], позволяет рассматривать наблюдаемые структурные изменения как результат синхронного отклика всего зондируемого объема образца.

Мы выражаем искреннюю благодарность И. В. Кочикову за неоценимую помощь в обработке дифракционных картин.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант # 25-22-00824.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. M. Z. Mo, Z. Chen, R. K. Li et al. (Collaboration), "Heterogeneous to homogeneous melting transition visualized with ultrafast electron diffraction", Science **360**, 1451 (2018).
2. T. G. White, T. D. Griffin, D. Hadenet et al. (Collaboration), Nagler, "Superheating gold beyond the predicted entropy catastrophe threshold", Nature **643**(8073), 950 (2025).
3. S. S. Wellershoff, J. Hohlfeld, J. Gudde, and E. Matthias, "The role of electron-phonon coupling in femtosecond laser damage of metals", Appl. Phys. A **69**(Suppl 1), S99 (1999).
4. Z. Lin, L. V. Zhigilei, and V. Celli, "Electron-phonon coupling and electron heat capacity of metals under conditions of strong electron-phonon nonequilibrium", Physical Review B: Condensed Matter and Materials Physics **77**(7), 075133 (2008).
5. A. Plech, P. Gaal, D. Schmidt, M. Levantino, M. Daniel, S. Stankov, G. Buth, and M. Albrecht, "Laser-initiated electron and heat transport in gold-skutterudite $CoSb_3$ bilayers resolved by pulsed x-ray scattering", New J. Phys. **26**, 103024 (2024).

6. M. I. Arefev, M. V. Shugaev, and L. V. Zhigilei, “Kinetics of laser-induced melting of thin gold film: How slow can it get?”, Sci. Adv. **8**(38), eabo2621 (2022).
7. N. A. Inogamov, V. A. Khokhlov, S. A. Romashevskiy, Y. V. Petrov, V. V. Zhakhovsky, and S. I. Ashitkov, “Determination of the Most Important Parameters of a Metal Irradiated by an Ultrashort Laser Pulse”, JETP Lett. **117**(2), 104 (2023).
8. S. A. Aseyev, B. N. Mironov, D. G. Poydashev, E. A. Ryabov, R. D. Miller, Z. Li, M. Zhang, and A. A. Ischenko, “High spatiotemporal resolution transmission electron microscopy and diffraction: Progress from subnanosecond laser-induced structural dynamics to femtosecond quantum tomography”, Nano Today **61**, 102638 (2025).
9. D. Filippetto, P. Musumeci, R. K. Li, B. J. Siwick, M. R. Otto, M. Centurion, and J. P. F. Nunes, “Ultrafast electron diffraction: Visualizing dynamic states of matter”, Rev. Mod. Phys. **94**(4), 045004 (2022).
10. A. A. Ischenko, G. V. Fetisov, and S. A. Aseyev, *Ultrafast Structural Dynamics of Free Molecules and Condensed Matter* (CRC Press, Boca Raton, London, N.Y., 2025).
11. J. R. Dwyer, C. T. Hebeisen, R. Ernstorfer, M. Harb, V. B. Deyirmenjian, R. E. Jordan, and R. J. D. Miller, “Femtosecond electron diffraction: “Making the molecular movie”, Philos.Trans. R. Soc. A **364**, 741 (2006).
12. J. R. Dwyer, R. E. Jordan, C. T. Hebeisen, M. Harb, R. Ernstorfer, T. Dartigalongue, and R. J. D. Miller, “Femtosecond electron diffraction: An atomic perspective of condensed phase dynamics”, J. Modern Opt. **54**, 905 (2007).
13. R. Ernstorfer, M. Harb, C. T. Hebeisen, G. Sciaini, T. Dartigalongue, and R. J. D. Miller, “The formation of warm dense matter: Experimental evidence for electronic bond hardening in gold”, Science **323**, 1033 (2009).
14. P. Musumeci, J. T. Moody, C. M. Scoby, M. S. Gutierrez, and M. Westfall, “Laser-induced melting of a single crystal gold sample by time-resolved ultrafast relativistic electron diffraction”, Appl. Phys. Lett. **97**, 063502 (2010).
15. Y. Giret, N. Naruse, S. L. Daraszewicz, Y. Murooka, J. Yang, D. M. Duffy, A. L. Shluger, and K. Tanimura, “Determination of transient atomic structure of laser-excited materials from time-resolved diffraction data”, Appl. Phys. Lett. **103**, 253107 (2013).
16. S. L. Daraszewicz, Y. Giret, N. Naruse, Y. Murooka, J. Yang, D. M. Duffy, A. L. Shluger, and K. Tanimura, “Structural dynamics of laser-irradiated gold nanofilms”, Phys. Rev. B **88**(18), 184101 (2013).
17. M. Mo, Z. Chen, and S. Glenzer, “Ultrafast visualization of phase transitions in nonequilibrium warm dense matter”, MRS Bull. **46**, 694 (2021).
18. T. A. Assefa, Y. Cao, S. Banerjee et al. (Collaboration), “Ultrafast x-ray diffraction study of melt-front dynamics in polycrystalline thin films”, Sci. Adv. **6**(3), eaax2445 (2020).
19. I. K. Robinson, J. P. Griffiths, R. Koch et al. (Collaboration), “Emergence of liquid following laser melting of gold thin films”, IUCrJ **10**(6), 656 (2023).
20. Y. Q. Bie, A. Zong, X. Wang, P. Jarillo-Herrero, and N. Gedik, “A versatile sample fabrication method for ultrafast electron diffraction”, Ultramicroscopy **230**, 113389 (2021).
21. S. A. Aseyev, E. A. Ryabov, B. N. Mironov, I. V. Kochikov, and A. A. Ischenko, “Time-resolved electron diffraction and microscopy of laser-induced processes in thin films”, Chem. Phys. Lett. **797**, 139599 (2022).
22. Н. А. Иногамов, В. А. Хохлов, С. А. Ромашевский, Ю. В. Петров, М. А. Овчинников, С. И. Ашитков, “Сильное возбуждение электронной подсистемы золота ультракоротким лазерным импульсом и процессы релаксации около температуры плавления”, ЖЭТФ **165**(2), 165 (2024) [N. A. Inogamov, V. A. Khokhlov, S. A. Romashevskii, Yu. V. Petrov, M. A. Ovchinnikov, and S. I. Ashitkov, “Strong excitation of the gold electron subsystem by an ultrashort laser pulse and relaxation processes near the melting temperature”, JETP **165**(2), 165 (2024)].
23. D. I. Yakubovsky, A. V. Arsenin, Y. V. Stebunov, D. Yu. Fedyanin, and V. S. Volkov, “Optical constants and structural properties of thin gold films”, Opt. Express **25**, 25574 (2017).
24. F. Akhmetov, N. Medvedev, I. Makhotkin, M. Ackermann, and I. Milov, “Effect of atomic-temperature dependence of the electron-phonon coupling in two-temperature model”, Materials **15**(15), 5193 (2022).
25. J. L. Hostetler, A. N. Smith, D. M. Czajkowsky, and P. M. Norris, “Measurement of the electron-phonon coupling factor dependence on film thickness and grain size in Au, Cr, and Al”, Appl. Opt. **38**(16), 3614 (1999).
26. J. Hohlfeld, S. S. Wellershoff, J. Gudde, U. Conrad, V. Jahnke, and E. Matthias, “Electron and lattice dynamics following optical excitation of metals”, Chemical Physics **251**(1–3), 237 (2000).
27. L. M. Peng, G. Ren, S. L. Dudarev, and M. J. Whelan, “Debye-Waller factors and absorptive scattering factors of elemental crystals”, Acta Crystallographica Section A: Foundations of Crystallography **52**(3), 456 (1996).
28. D. B. Durham, C. Ophus, K. M. Siddiqui, A. M. Minor, and D. Filippetto, “Accurate quantification of lattice temperature dynamics from ultrafast electron diffraction of single-crystal films using dynamical scattering simulations”, Structural Dynamics **9**(6), 064302 (2022).
29. D. M. Fritz, D. A. Reis, and B. Adams et al. (Collaboration), “Ultrafast bond softening in bismuth:

Mapping a solid's interatomic potential with X-rays", Science **315**(5812), 633 (2007).

30. G. Sciaini, M. Harb, S. G. Kruglik, Th. Payer, Ch. T. Hebeisen, F.-J. Meyer zu Heringdorf, M. Yamaguchi, M. Horn-von Hoegen, and R. Ernstorfer, "Electronic acceleration of atomic motions and disordering in bismuth", Nature **458**(7234), 56 (2009).
31. J. Feng, *Next Generation Ultrafast Electron Diffractometers, Doctoral dissertation* (University of Toronto, Toronto, Canada, 2023).
32. P. Karna, M. S. B. Hoque, S. Thakur, P. E. Hopkins, and A. Giri, "Direct measurement of ballistic and diffusive electron transport in gold", Nano Lett. **23**(2), 491 (2023).