

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛАКСАЦИИ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ МЕДНОЙ ПЛЕНКИ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

В.В.Головлев, Ю.А.Матвеев, А.М.Санов, В.С.Летохов

Институт спектроскопии РАН

Троицк, Московская обл.

Поступила в редакцию 2 марта 1992 г.

Методом фемтосекундной лазерной спектроскопии исследована релаксация наведенного оптического отклика медной пленки в спектральном диапазоне $500 \div 640$ нм. Предложена методика прямого определения величины максимального разогрева электронной подсистемы. Из измеренного времени релаксации $\tau = 1,8$ пс и электронной температуры $t_e = 810$ К найден параметр электрон-фононного взаимодействия $\Lambda < \omega^2 > = (27 \pm 4) \text{ мЭВ}^2$.

Облучение поверхности металла лазерными импульсами фемтосекундной длительности выводит электронную подсистему металла из равновесия с решеткой. Нарушенное равновесие восстанавливается вследствие электрон-фононного взаимодействия, причем динамика установления равновесия может быть исследована по изменению пропускания и/или отражения от поверхности образца зондирующего импульса, задержанного во времени. Характерное время установления теплового равновесия в металле τ - время электрон-фононной релаксации - определяется параметром электрон-фононной связи $\Lambda < \omega^2 >$ исследуемого материала, играющим фундаментальную роль в теории твердого тела¹. Согласно Аллену², скорость релаксации связана с параметром электрон-фононной связи $\Lambda < \omega^2 >$ соотношением

$$1/\tau = 3\hbar\Lambda < \omega^2 > / \pi k_B t_e, \quad (1)$$

где t_e - абсолютная температура электронной подсистемы образца. Таким образом, в экспериментах с фемтосекундным временным разрешением можно измерить параметр $\Lambda < \omega^2 >$, если известна абсолютная температура электронной подсистемы металла в возбужденном состоянии.

В работах³⁻⁶ по фемтосекундной спектроскопии меди и других металлов величина изменения температуры в результате возбуждения образца определялась путем численного моделирования процессов передачи тепла в металле.

В настоящей работе ставилась задача разработать прямой метод оценки разогрева электронной подсистемы медной пленки, для чего данные, полученные при возбуждении образца ультракороткими лазерными импульсами, дополнены данными о спектральной зависимости изменения оптических констант меди, полученными в равновесных условиях при изменении температуры образца, помещенного в криостат, на точно контролируемую величину. Измерено время электрон-фононной релаксации и определен параметр $\Lambda < \omega^2 >$.

Исследуемый образец представляет собой пленку Cu толщиной 20 нм, нанесенную на стеклянную подложку. Пучок усиленного излучения лазера, работающего в режиме colliding pulse mode-locking и генерирующего непрерывную последовательность импульсов длительностью $120 \div 180$ фс на длине волны $\lambda = 605$ нм со средней энергией около 100 мкДж в импульсе и следующих с частотой 3 Гц, делился на два канала: возбуждения и зондирования. Пучок возбуждения проходил через регулируемую линию задержки и фокусировался на исследуемом образце. Энергия возбуждения достигала 50 мкДж в импульсе. Пучок зондирования предварительно фокусировался в кювете с тяжелой водой

для генерации импульсов континуума, используемого для зондирования образца в широком спектральном диапазоне (500–640 нм). В эксперименте регистрировалось относительное изменение пропускания образца $\Delta T/T$. Зондирующее излучение фокусировалось внутри пятна возбуждения. Спектр прошедшего через образец импульса зондирования регистрировался оптическим многоканальным анализатором. Измерения производились при комнатной температуре.

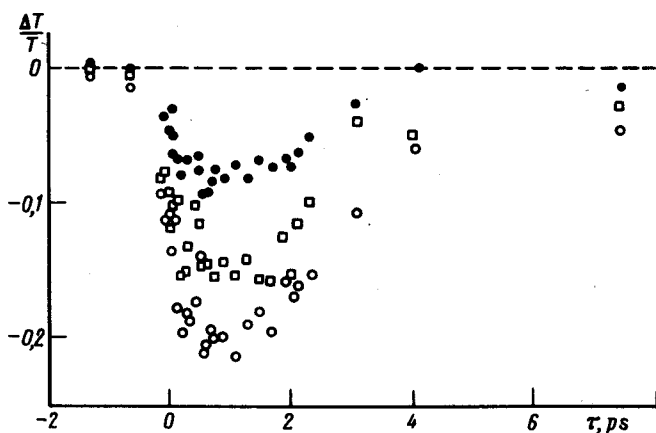


Рис.1. Временные зависимости относительного изменения пропускания медной пленки для различных энергий фотонов: \square – $E = 2,06$ эВ; \circ – $E = 2,15$ эВ; \bullet – $E = 2,21$ эВ

В разностных спектрах $\Delta T/T(E)$ наблюдался провал (уменьшение пропускания) в области $E = 2,15$ эВ, что соответствует переходам в область уровня Ферми с d -уровня в валентной зоне. На рис.1 приведены временные зависимости отклика $\Delta T/T$ (τ) на трех выбранных длинах волн, полученные в эксперименте. Задний фронт кинетик аппроксимировался экспоненциальной функцией. Для $E = 2,15$ эВ, то есть для длины волны, на которой амплитуда отклика максимальна, время релаксации отклика образца оказалось равным $\tau = (1,8 \pm 0,1)$ пс.

Для определения максимальной величины электронной температуры t_e , достигнутой в эксперименте, нужно установить соответствие между величиной разностного отклика $\Delta T/T$ на выбранной длине волны λ_0 и температурой t_e . Для решения этой задачи были зарегистрированы спектры пропускания и отражения исследуемого образца при различных фиксированных температурах. Образец помещался в криостат с азотным охлаждением и облучался коллимированным пучком света от лампы накаливания. Спектры отражения и пропускания регистрировались оптическим многоканальным анализатором. Был исследован спектральный диапазон $1,9 \div 2,4$ эВ и диапазон температур от 100 до 300 К. Затем, путем вычитания из спектров, полученных при различных температурах t , спектров, соответствующих опорной температуре $t_0 = 291$ К, были получены разностные спектры $\Delta T/T(E)$ и $\Delta R/R(E)$, параметрически зависящие от t . Спектры $\Delta T/T(E)$ и $\Delta R/R(E)$ пересчитывались ⁷ в разностные спектры действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости образца $\Delta \epsilon_1(E)$ и $\Delta \epsilon_2(E)$.

На рис. 2 сплошной линией представлены спектры $\Delta \epsilon_1(E)$ и $\Delta \epsilon_2(E)$ для $t = 150$ К. Оптический отклик образца в общем случае определяется изменением как электронной, так и решеточной температуры. Однако, отсутствие

знакопеременной составляющей в спектре $\Delta\epsilon_1(E)$ свидетельствует о малости решеточного вклада. Спектр $\Delta\epsilon_2(E)$ имеет вид знакопеременной функции, смещенной относительно нулевой линии. Знакопеременная составляющая спектра $\Delta\epsilon_2(E)$ обусловлена температурным размытием ступеньки в распределении Ферми. Смещение спектра $\Delta\epsilon_2(E)$ относительно нулевой линии обусловлено изменением времени свободного пробега электронов при изменении температуры (друдевский вклад). Оценка показывает, что друдевский вклад в изменение мнимой части диэлектрической проницаемости при изменении температуры от 291 до 150 К составляет - 0,16 для $\hbar\omega = 2,0$ эВ и -0,09 для $\hbar\omega = 2,4$ эВ, что согласуется с величиной смещения спектра $\Delta\epsilon_2(E)$ относительно нулевой линии на рис. 2.

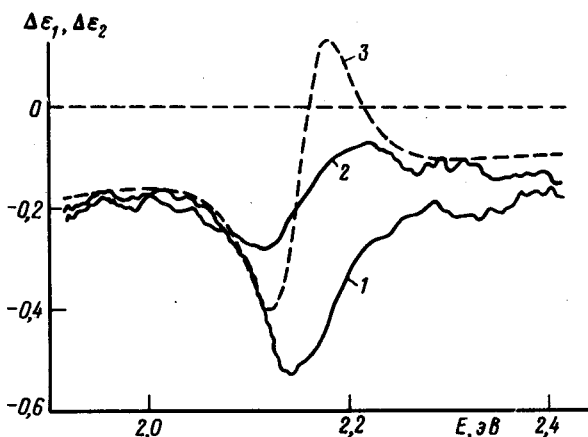


Рис.2. Разностные спектры $\Delta\epsilon_1$ (1) и $\Delta\epsilon_2$ (2), полученные по экспериментальным данным для $t = 150$ К, и расчетная кривая для $\Delta\epsilon_2$ (3) (см. в тексте)

Спектр $\Delta\epsilon_2(E)$ может быть вычислен в рамках грубой модели, основанной на предположении о том, что межзонный вклад в ϵ_2 обусловлен переходами с плоского d -уровня в валентной зоне в параболическую зону проводимости ⁷. Спектр $\Delta\epsilon_2(E)$ для $t = 150$ К, рассчитанный с учетом вклада свободных электронов показан на рис. 2 пунктиром. Спектральная ширина расчетного спектра $\Delta\epsilon_2(E)$ соответствует температуре $t_{max} = 291$ К. Однако спектральная ширина отклика исследуемого образца значительно превышает ожидаемую величину. Исходя из этого было сделано предположение о наличии уширения оптического отклика образца. Это уширение может быть вызвано конечной спектральной шириной d -уровня, возможностью не прямых переходов с d -уровня в зону проводимости, физической неоднородностью медной пленки. После включения параметра уширения в используемую модель, путем подгонки расчетного спектра $\Delta\epsilon_2(E)$ под экспериментальный, была определена величина уширения 0,07 эВ.

На основании данной модели с учетом уширения была рассчитана зависимость амплитуды оптического отклика $\Delta T/T(E = 2,15$ эВ) от температуры t . Эта зависимость показана на рис.3 сплошной линией. Экспериментальные точки отмечены кружками.

Полученную зависимость мы использовали для определения электронной температуры при ультракоротком лазерном возбуждении медной пленки. Максимальная электронная температура составляла (810 ± 30) К. Используя время релаксации возбуждения, соответствующее переходам в область уровня Ферми

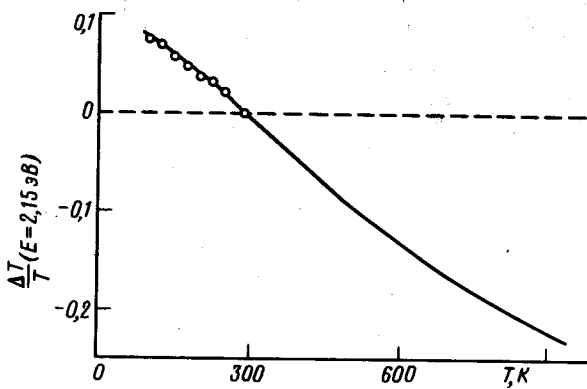


Рис.3. Расчетная зависимость $\Delta T/T(E=2,15 \text{ эВ})$ от температуры t . Кругами отмечены данные, полученные экспериментально в равновесных условиях

$\tau = 1,8 \text{ пс}$, согласно формуле (1) получаем $\Lambda \langle \omega^2 \rangle = 27 \text{ мэВ}^2$. Погрешность в определении $\Lambda \langle \omega^2 \rangle$, обусловленная ошибкой в определении τ и t_e , составляет 4 мэВ^2 . Окончательно $\Lambda \langle \omega^2 \rangle = (27 \pm 4) \text{ мэВ}^2$. Полученный результат хорошо согласуется с известными литературными данными ⁶, в том числе и с полученными другими методами ⁸. Согласие результатов свидетельствует в пользу корректности реализованной методики определения электронной температуры металла.

1. Г.М.Элиашберг, ЖЭТФ **38**, 966 (1960); **39**, 1437.
2. P.V.Allen, Phys. Rev. Lett. **59**, 1460 (1987).
3. K.M.Yoo, X.M.Zhao, M.Siddique and R.R.Alfano, Appl. Phys. Lett. **56**, 1908 (1990).
4. G.L.Eesley, Phys. Rev. B **33**, 2144 (1986).
5. H.E.Elseyed-Ali, T.B.Norris, M.A.Pessot and G.A.Mourou, Phys. Rev. Lett. **58**, 1212 (1987).
6. S.D.Brorson, A.Kazeroonian, J.S.Moodera et al, Phys. Rev. Lett. **64**, 2172 (1990).
7. R.Rosei and D.W.Lynch, Phys. Rev. B **5** 3883 (1972).
8. P.M.Chaikin, G.Arnold and P.K.Hansma, J. Low Temp. Phys. **26**, 229 (1977).