

Лазерный отжиг кварцевого стекла с ионно-синтезированными наночастицами меди

© А.Л. Степанов^{*,**}, В.Ф. Валеев^{**}, В.И. Нуждин^{**}, И.А. Файзрахманов^{**}

* Лазерный центр Ганновера,
Ганновер, Германия

** Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Российской академии наук,
Казань, Россия

E-mail: a.stepanov@lzh.de anstep@kfti.knc.ru

(Поступила в Редакцию 11 декабря 2008 г.)

Исследовано воздействие излучения KrF эксимерного лазера на композиционный материал из кварцевого стекла с наночастицами меди в зависимости от числа лазерных импульсов наносекундной длительности. Металлические наночастицы были синтезированы методом ионной имплантации. Путем измерения оптического отражения композиционных слоев установлено, что на начальном этапе облучения происходит фрагментация наиболее крупных наночастиц. Затем после приложения нескольких импульсов в результате разогрева стекла частицы становятся крупнее. Более продолжительное лазерное воздействие (десятки-сотни импульсов) приводит к диссоциации наночастиц на мелкие кластеры и отдельные атомы. Обсуждаются механизмы, приводящие к модификации композиционного материала под действием мощного лазерного излучения.

Работа частично поддержана ОФН РАН „Новые материалы и структуры“ и РФФИ (грант № 04-02-97505-р_офи).

PACS: 41.75.Cn, 61.80.Ba, 78.40.-q, 81.20.-n

1. Введение

Воздействие мощных импульсов лазера на различные метаматериалы [1,2], содержащие металлические наночастицы (МН), с целью получения фотонных структур, обладающих новыми, необходимыми для практики оптическими свойствами, является актуальной задачей последних лет. В зависимости от оптических параметров композиционных метаматериалов с наночастицами благородных металлов и длины волны лазерного излучения имеется принципиальная возможность реализовать различные режимы лазерного отжига. Выделим следующие случаи, когда длина волны лазерного излучения лежит: 1) в области прозрачности матрицы и вблизи поверхностного плазмонного резонансного (ППР) поглощения МН; 2) вне области ППР-поглощения МН, но в области фундаментального поглощения матрицы; 3) вне области ППР-поглощения МН и вне области фундаментального поглощения матрицы. Очевидно, что при этом механизмы трансформации световой энергии в тепловой нагрев композиционной среды будут несколько различаться. Например, в случае 1 трансформация световой энергии в тепловую будет происходить за счет поглощения МН, а в случае 2 — в основном за счет поглощения матрицы, и т.д. Соответственно могут различаться и структурные параметры системы с МН, которые возникают в результате лазерного воздействия на метаматериал.

В ранних экспериментах [3–10] облучение эксимерным лазером композиционных метаматериалов на основе натриево-кальциевых силикатных стекол (НКСС) с ионно-синтезированными наночастицами серебра про-

дилось на длинах волн ультрафиолетового спектра в области фундаментального поглощения стекла (рис. 1) и в стороне от оптического ППР-поглощения МН, что соответствует лазерному отжигу в режиме 2. Было обнаружено, что в результате такого воздействия происходит плавление приповерхностной области стекла, включая имплантированный слой с МН, с последующим быстрым затвердеванием стеклянной матрицы. В результате наблюдалось уменьшение среднего размера наночастиц серебра [9,10].

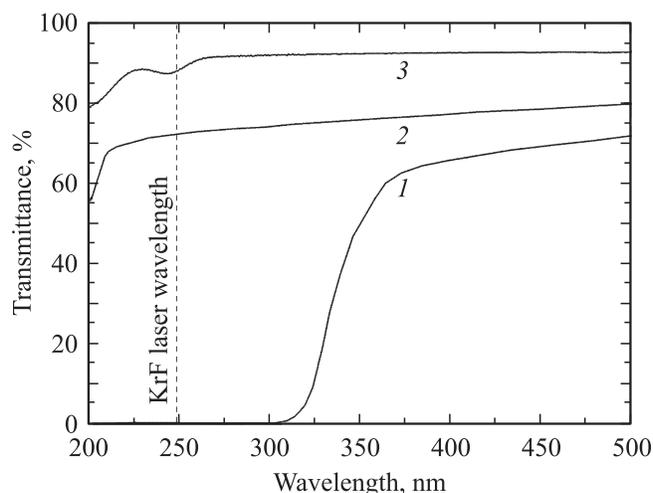


Рис. 1. Спектры пропускания исходного стекла SiO₂ (1) и стекла, имплантированного ионами меди при энергии 50 keV и дозе $8 \cdot 10^{16}$ ion/cm² (2). Для сравнения приведен спектр НКСС, имплантированного медью при тех же условиях (3).

Одним из ранее не исследованных режимов лазерного отжига композиционных метаматериалов с МН является облучение их в спектральной области прозрачности матрицы, но вдалеке от ППР-поглощения наночастиц, т.е. режим 3. В этом случае трансформация световой энергии в тепло происходит в основном за счет поглощения МН, так же как и при лазерном отжиге в режиме 1. Однако эффективность поглощения МН при этом заметно ниже, поскольку длина волны излучения лежит вне области ППР. Кроме того, в этом случае способность МН поглощать оптическое излучение в первом приближении определяется зависящими от размера диэлектрическими функциями МН, а также интерфейсом между частицами и матрицей. Таким образом, здесь могут проявиться не только эффекты, зависящие от физического размера МН, но и накладываться дополнительные факторы, такие как возможные химические реакции, происходящие на поверхности частиц, например окисление металла. Все это в целом представляет интерес и с точки зрения физики взаимодействия мощных лазерных пучков с метаматериалами, и с точки зрения расширения практических приложений лазерного отжига для модификации композиционных метаматериалов.

В связи с этим в настоящей работе изучается отжиг эксимерным KrF-лазером на длине волны 248 nm композиционного метаматериала на основе стеклянной матрицы SiO₂, содержащего ионно-синтезированные наночастицы меди. Выбор материала SiO₂ обусловлен тем, что он имеет более высокую температуру плавления (~1175°C) и обладает заметной прозрачностью на длине волны эксимерного лазера (рис. 1) по сравнению с НКСС. Данные условия эксперимента позволяют существенно снизить поглощение лазерного излучения матрицей, а следовательно, исследовать непосредственно взаимодействие МН с отжигающим лазерным пучком.

2. Методика эксперимента

Синтез наночастиц меди был осуществлен в матрицах SiO₂ и НКСС (для сравнительных экспериментов) низкоэнергетической имплантацией ионов меди по методике, подробно описанной в работе [11]. Наночастицы меди были получены имплантацией ионов Cu⁺ с энергией 50 keV и дозой $8 \cdot 10^{16}$ ion/cm². Плотность тока в ионном пучке составляла 10 μA/cm². Профили распределения меди в стеклах для данных условий имплантации были оценены в работе [12]. Из них следует, что толщина имплантированного слоя в SiO₂ составляет около 50 nm. Лазерная обработка имплантированных образцов Cu:SiO₂ и Cu:НКСС проводилась различным числом импульсов (от 1 до 150) эксимерного KrF-лазера (248 nm) с длительностью 25 ns, частотой следования 1 Hz и плотностью энергии в импульсе 0.21 J/cm². Структурный анализ ряда образцов с МН выполнялся на рентгеновском рефлектометре под скользящим углом в режиме угловой дисперсионной моды по стандарт-

ной методике на синхротроне LURE (Франция) [13]. Спектры оптического поглощения и отражения были измерены на двухлучевом спектрометре Perkin Elmer Lambda 19. Экспериментальные спектры пропускания сопоставлялись с расчетными спектрами экстинкции, полученными в рамках классической теории взаимодействия электромагнитной волны со сферической частицей (теория Ми).

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Формирование наночастиц меди в SiO₂ и НКСС при ионной имплантации подтверждается появлением в оптическом спектре пропускания стекла широкой селективной полосы с минимумом в области ~590–600 nm, обусловленной эффектом ППР (кривые 2 и 3 на рис. 1). Спектральное положение данной полосы согласуется с данными по поглощению наночастиц меди, синтезированных другими методами [14]. Максимум ППР полосы образца Cu:НКСС находится при более длинных волнах, чем у Cu:SiO₂, что может свидетельствовать о формировании более крупных МН в НКСС. Радиационные дефекты вызывают поглощение стекла на краю фундаментальной полосы в ультрафиолетовой области спектра [15]. Как следует из рис. 1, на длине волны лазерного излучения 248 nm пропускание образца Cu:SiO₂ составляет ~40% по сравнению с 90% для неимплантированного SiO₂. Отметим, что при этом часть света поглощается непосредственно МН. В целом образец остается достаточно прозрачным на рассматриваемой длине волны по сравнению с образцом Cu:НКСС (ср. с кривой 3 на рис. 1).

Результат измерения на рентгеновском рефлектометре образца Cu:SiO₂ приведен на рис. 2. Интегрирование интенсивности $I(\mathbf{q})$, где \mathbf{q} — вектор рассеяния ($q = 4\pi \sin(\rho)/\lambda_R$, ρ — угол рассеяния, λ_R — рентгеновская длина волны 0.154 nm), по всему циркулярному

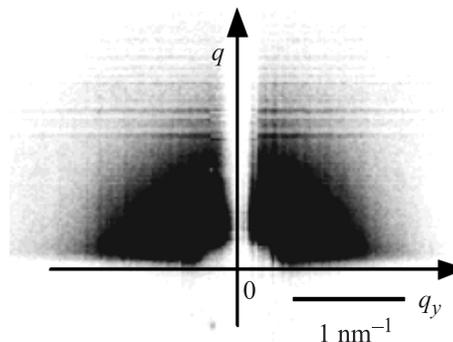


Рис. 2. Рентгеновское рассеяние для SiO₂, имплантированного ионами меди с энергией 50 keV и дозой $8 \cdot 10^{16}$ ion/cm². Тонем показано распределение интенсивности рассеяния относительно q .

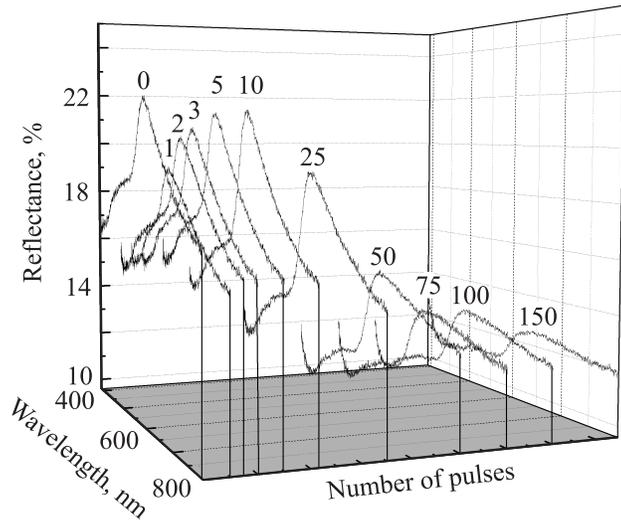


Рис. 3. Спектры отражения SiO_2 , имплантированного ионами меди с энергией 50 keV и дозой $8 \cdot 10^{16} \text{ ion/cm}^2$ (кривая 0) и того же образца, подвергнутого лазерному облучению различным числом импульсов с длительностью 25 ns при плотности энергии 0.2 J/cm^2 на длине волны 248 nm. Для каждого спектра приведено число лазерных импульсов.

сектору позволило оценить средний размер наночастиц меди как $\sim 5 \text{ nm}$ [16].

Изменения спектров отражения образца $\text{Cu}:\text{SiO}_2$ в зависимости от числа приложенных импульсов лазерного излучения показаны на рис. 3. Как видно из этого рисунка, уже после первого импульса интенсивность полосы ППР отражения наночастиц меди падает в максимуме с 22 до 19%. Эффект снижения интенсивности ППР отражения после одиночного лазерного импульса (рис. 3) можно соотнести с подобными спектральными изменениями, наблюдаемыми в образцах $\text{Ag}:\text{HKCC}$ [7,10] при схожих режимах отжига эксимерным лазером, а также для SiO_2 с наночастицами меди и серебра, который облучался в видимой области вблизи ППР МН Nd:YAG-лазером [17–19]. Далее при лазерном облучении образца $\text{Cu}:\text{SiO}_2$ числом импульсов от 2 до 10 происходит заметное возрастание интенсивности максимума отражения до 21%. При этом отметим, что в случае длительного лазерного облучения $\text{Ag}:\text{HKCC}$ также наблюдалось возрастание интенсивности отражения, однако для этого требовалось около 100 лазерных импульсов [9]. В то же время, как следует из литературных данных, продолжительный лазерный отжиг образцов с МН на длине волны видимого диапазона к повышению интенсивности не приводил [17–19]. Дальнейшая обработка (от 10 до 150 импульсов) эксимерным лазером образца $\text{Cu}:\text{SiO}_2$ ведет к монотонному снижению интенсивности ППР отражения до 12.5% синфазно с количеством приложенных лазерных импульсов (рис. 3).

Для детального анализа изменения спектрального положения полос ППР отражения при лазерном воздействии на рис. 4 приведен ряд спектров с рис. 3. Данные

сгруппированы таким образом, что на рис. 4, *a* собраны спектры, соответствующие облучению числом импульсов менее 10, тогда как ко второй группе (рис. 4, *b*) относятся спектры, полученные в результате приложения лазерных импульсов начиная с 10 и более. Основные особенности данных групп спектров заключаются в том, что в первом случае (рис. 4, *a*) облучение не изменяет спектрального положения максимума полосы ППР отражения, а растет интенсивность в максимуме с увеличением количества импульсов от 2 до 10. Во второй группе (рис. 4, *b*) наблюдается снижение интенсивности, а также смещение ППР полосы отражения в сторону длинных волн от 600 до 620 nm. Отметим, что воздействие излучения эксимерного лазера на образец $\text{Ag}:\text{HKCC}$ [7,910] при продолжительном облучении до 50 импульсов также приводило к снижению интенсивности и смещению максимума ППР отражения, но в сторону коротких длин волн.

В рассматриваемом случае образца $\text{Cu}:\text{SiO}_2$ исходя из положения экспериментальных максимумов в спектрах отражения на рис. 4, *a* и в соответствии с теорией Ми [20] можно предположить, что после первого приложенного лазерного импульса средний размер наночастицы меди не изменяется. Понижение интенсивности максимума ППР отражения $\text{Cu}:\text{SiO}_2$ указывает на то, что общее количество МН в слое уменьшается в резуль-

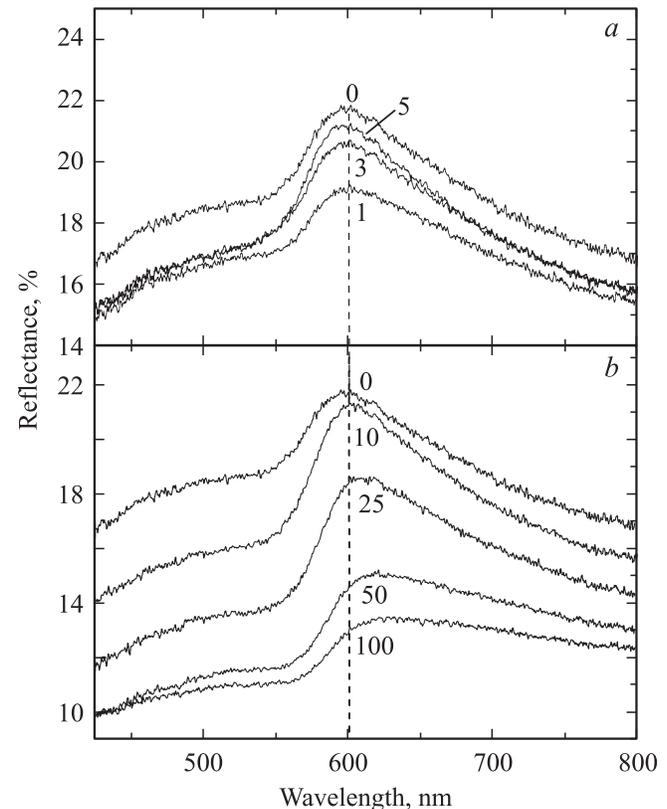


Рис. 4. Спектры отражения имплантированного ионами меди SiO_2 после лазерного отжига (взяты с рис. 3). Для каждого спектра приведено число лазерных импульсов.

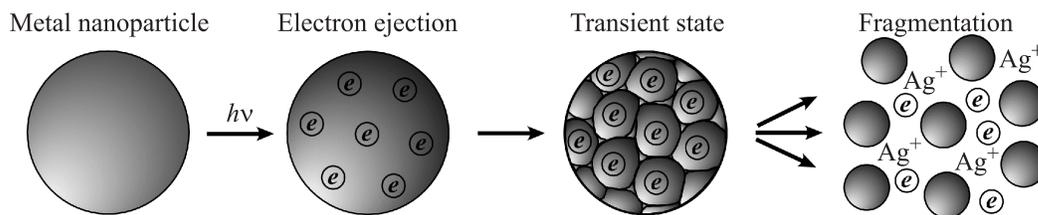


Рис. 5. Схема, иллюстрирующая этапы фрагментации МН под действием лазерного облучения [22].

тате разрушения частиц на отдельные атомы или малые по размеру молекулярноподобные кластеры металла, которые не проявляют оптического ППР поглощения [14].

Очевидно, что фрагментации подвергаются в первую очередь наиболее крупные МН, поскольку они имеют больший объем и оптическое сечение поглощения σ . Действительно, если рассмотреть поляризуемость p малой сферической металлической частицы с радиусом R (R много меньше длины волны света λ_{vis}), помещенной в диэлектрическую среду, то p выражается как [21]

$$p = 4\pi\epsilon_0 \frac{(\epsilon_m - \epsilon_d)R^3}{(\epsilon_m + 2\epsilon_d)}, \quad (1)$$

где ϵ_m и ϵ_d — комплексные диэлектрические функции металла и диэлектрика соответственно. Сечение σ среды определяется выражением [14]

$$\sigma = \frac{2\pi}{\epsilon_0\lambda_{\text{vis}}} \sqrt{\epsilon_d} \text{Im}(p). \quad (2)$$

Из (1) и (2) получим следующее выражение σ для металлической частицы [14]:

$$\sigma = \frac{9\omega_d^{3/2}V_{\text{part}}\text{Im}(\epsilon_m)}{c[\text{Re}(\epsilon_m) + 2\epsilon_d]^2 + \text{Im}(\epsilon_m)^2}, \quad (3)$$

где ω и c — частота и скорость света в вакууме соответственно. Из (3) следует, что σ пропорциональна объему наночастицы V_{part} .

Фрагментация МН ранее наблюдалась в коллоидных растворах с частицами серебра при облучении их мощными пикосекундными или наносекундными лазерными импульсами на длинах волн (355 nm) как в области ППР (~ 400 nm), так и вне (800 nm) спектрального положения ППР [21,22]. При этом предполагалось, что причина фрагментации заключается в ионизации МН под действием мощного лазерного излучения, как это схематически показано на рис. 5. После быстрой эмиссии из наночастиц значительной доли электронов положительно заряженные отдельные фрагменты наночастиц отталкиваются друг от друга кулоновскими силами, приводя к так называемому „кулоновскому взрыву“. В работе [22] также было показано, что при лазерном воздействии на коллоидный раствор разрушению подвергаются в первую очередь крупные частицы серебра размером порядка 50–60 nm.

Очевидно, что одновременно с разрушением крупных частиц имплантированный слой оказывается перенасыщенным атомами меди, ранее составляющими эти частицы. После приложения нескольких дополнительных импульсов происходит разогрев имплантированного слоя стекла как за счет поглощения части лазерного излучения структурными радиационными дефектами, так и вследствие передачи тепла от разогретых МН стеклянной матрице. Известно [23], что повышение температуры среды, содержащей МН, ведет к укрупнению частиц за счет диффузионного роста путем присоединения к частицам атомов металла из окружающей матрицы. Таким образом, при лазерном отжиге могут возникать конкурирующие процессы: с одной стороны — фрагментация МН, а с другой — их укрупнение. При повышении температуры окружающей частицы матрицы второй процесс преобладает. Это может объяснить рост интенсивности отражения $\text{Cu}:\text{SiO}_2$ при увеличении числа лазерных импульсов от 1 до 5 (рис. 4, а).

Продолжительное лазерное облучение (> 10 импульсов) образца $\text{Cu}:\text{SiO}_2$ ведет к дальнейшему разогреву стеклянной матрицы, а вместе с ней и наночастиц меди до еще более высоких температур. Наблюдаемое монотонное снижение интенсивности полосы ППР отражения при возрастании числа импульсов указывает на постепенное, вплоть до полного, разрушение МН в имплантированном слое. Объяснение этого может заключаться в плавлении МН и диффузионного оттока атомов меди из имплантированного слоя вследствие повышения температуры стекла. Следует, однако, отметить, что плавление поверхностного слоя стекла в проведенных экспериментах не обнаружено. Поэтому механизм, предложенный ранее в работах [7,9,10] для объяснения плавления МН вследствие плавления матрицы из стекла, не может быть использован для объяснения результатов настоящего эксперимента. Температура плавления МН заметно ниже точки плавления массивного металла [24]. Также известно, что процесс плавления МН начинается с их поверхности, которая характеризуется атомами с пониженным числом решеточных связей [25,26]. По этой причине более мелкие МН плавятся при более низких температурах. Таким образом, для наночастиц меди, ионно-синтезированных в SiO_2 , может быть рассмотрен следующий механизм их модификации при отжиге эксимерным лазером. Под действием последовательности импульсов происходит

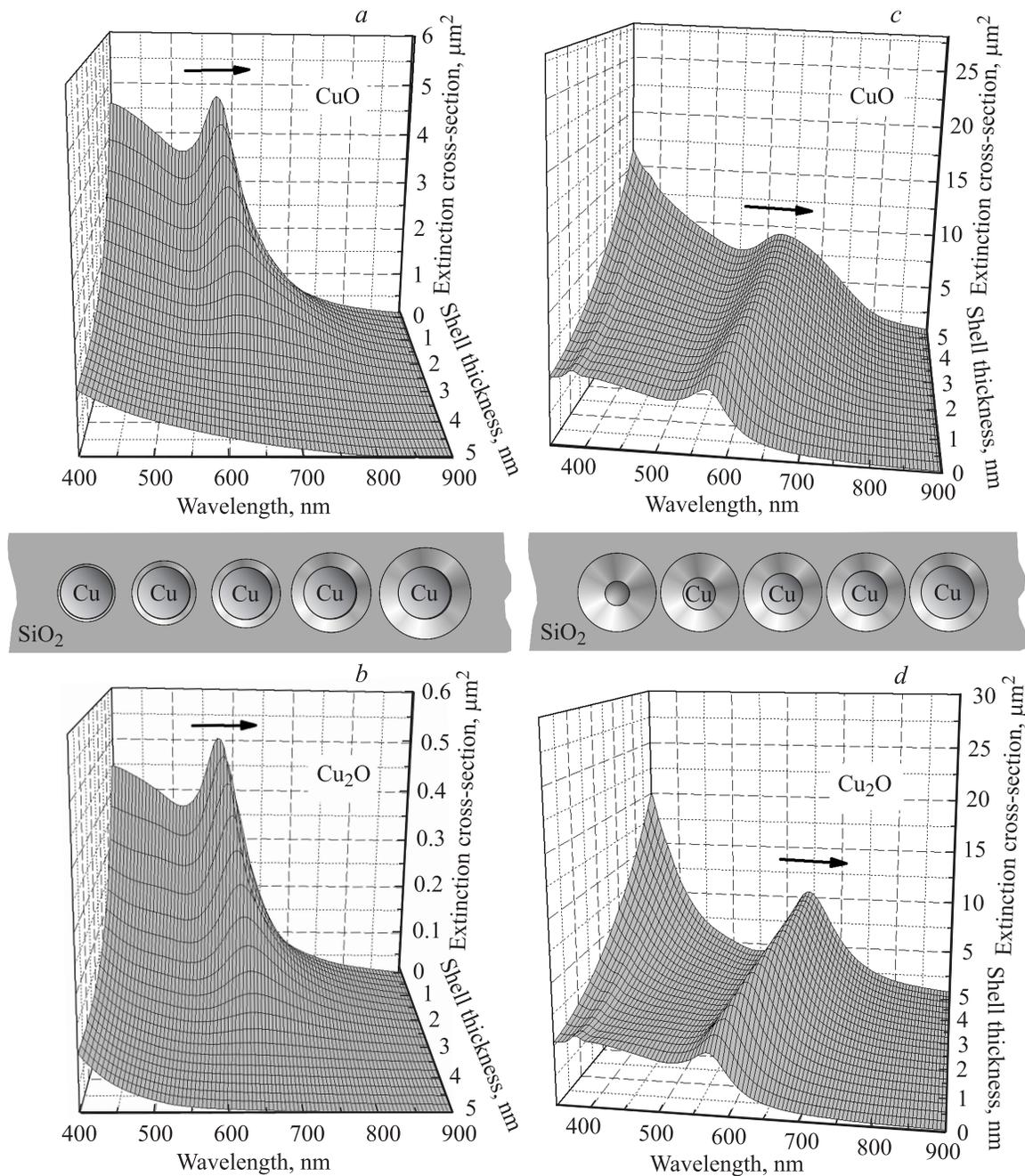


Рис. 6. Расчетные спектры оптической экстинкции наночастиц меди с оболочкой из CuO (*a, c*) и Cu_2O (*b, d*), находящихся в матрице SiO_2 . *a, b* — размер ядра атома меди постоянен, толщина оболочки меняется; *c, d* — размер ядра атома меди увеличивается, а общий размер частицы ядро/оболочка остается постоянным. Стрелками показано смещение полос экстинкции при возрастании толщины оболочки.

разогрев наночастиц меди в результате прямого поглощения лазерного излучения и его трансформации в тепловую энергию МН. Окружающая матрица стекла как термостат позволяет частице эффективно накопить полученную энергию и сохранить ее в течение времени, превышающего интервал между лазерными импульсами. При этом одного или нескольких лазерных импульсов оказывается недостаточно для достижения температуры, требуемой для плавления всех частиц, однако после-

довательное воздействие десятков импульсов ведет к достижению точки плавления и необратимого разрушения МН. Плавлению и диссоциации МН могут способствовать эффекты локального плавления стеклянной матрицы в имплантированном слое [10], а также ранее упомянутый процесс фрагментации.

Наблюдаемое смещение спектра отражения в сторону длинных волн (рис. 4, *b*) при возрастании количества лазерных импульсов можно было бы объяснить обра-

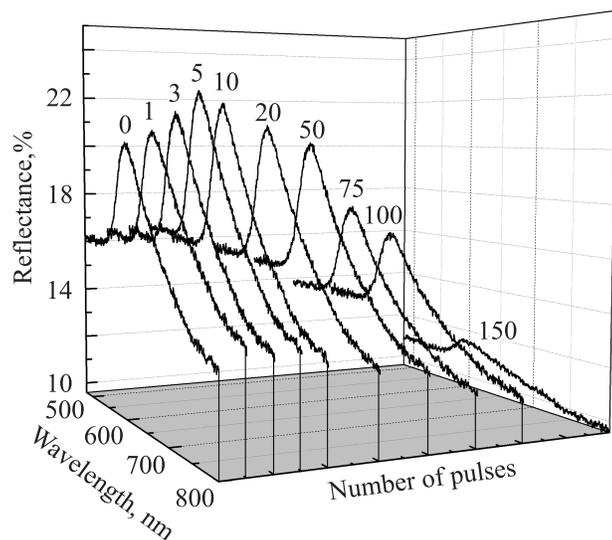


Рис. 7. Спектры отражения НКСС, имплантированного ионами меди, с энергией 50 keV и дозой $8 \cdot 10^{16}$ ion/cm² (кривая 0) и этого же образца, подвергнутого лазерному облучению различным числом импульсов с длительностью 25 ns при плотности энергии 0.21 J/cm² на длине волны 248 nm. Для каждого спектра приведено число лазерных импульсов.

зованием покрывающей ядро меди полупроводниковой оксидной оболочки CuO и CuO₂, которая может возникнуть во время нагрева МН [17]. Действительно, как следует из модельных спектров оптической экстинкции, рассчитанных по методике [20], для наночастиц сложного состава ядра меди оболочка из оксида меди (рис. 6) при появлении оксидной оболочки максимум ППР наночастиц меди смещается в длинноволновую область спектра. Однако, несмотря на синфазное смещение максимума ППР в экспериментальных и расчетных спектрах, имеется и существенное различие. В расчетных спектрах для наночастиц с оксидной оболочкой наблюдается наличие интенсивного поглощения (и отражения) в ближнем ультрафиолетовом диапазоне, в то время как в экспериментальных спектрах данное поглощение отсутствует. Поэтому можно заключить, что наблюдаемое длинноволновое смещение максимума ППР отражения (рис. 4, b), возникающее при увеличении лазерных импульсов, обусловлено не наличием оксидной оболочки, а укрупнением МН.

Для сравнения с оптическими результатами, соответствующими образцу Cu:SiO₂ (рис. 3), на рис. 7 приведены спектры отражения для образца Cu:НКСС, полученные после его облучения различным числом лазерных импульсов. Для данного образца динамика изменения спектров такова, что начиная с первого лазерного импульса интенсивность полосы ППР возрастает и достигает наивысшего значения после 5 импульсов. Приложение большего числа импульсов ведет к монотонному снижению интенсивности ППР отражения, так же как и в случае НКСС с ионно-синтезированными

наночастицами серебра, как это описано в работе [9]. В отличие от прозрачной матрицы SiO₂ в НКСС происходит эффективное поглощение лазерного излучения самой матрицей, что, как установлено ранее [9], ведет к ее эффективному разогреву. Повышение температуры образца Cu:НКСС начиная с первого лазерного импульса ведет к повышению диффузионной подвижности имплантированных атомов меди с захватом их на эффективных стоках — зародышах и мелких наночастицах меди, сформированных имплантацией. Очевидно, как и в работе [9], после поглощения определенного числа наносекундных импульсов эксимерного лазера (10 в данном случае) происходит плавление матрицы НКСС и содержащихся в них МН. Соответственно в результате разрушения части МН наблюдается понижение интенсивности ППР отражения. Из-за сильного поглощения лазерного излучения матрицей поглощения МН и соответственно эффективность фотоэмиссии электронов в них уменьшаются и, вероятно, процесс фрагментации становится невозможным. Поэтому разрушение наночастиц меди в НКСС следует объяснять их плавлением, как это наблюдается в случае системы Ag:НКСС [3–10].

4. Заключение

При лазерном воздействии на композиционный метаматериал на основе SiO₂, содержащий ионно-синтезированные МН, в отсутствие эффективного поглощения излучения стеклянной подложкой динамика изменения размеров МН определяется количеством импульсов облучения. На начальном этапе облучения происходит фрагментация наиболее крупных наночастиц, что не наблюдается для МН в матрице НКСС. Однако с увеличением количества поглощенных лазерных импульсов (до десятка) радиационными дефектами матрицы SiO₂ наблюдается укрупнение МН в результате разогрева стекла агалогично случаю сильно поглощающей матрицы НКСС. Так же как и в НКСС, в SiO₂ продолжительное лазерное воздействие (десятки-сотни импульсов) приводит к эффективному аккумулярованию энергии в наночастицах и, как следствие, к их плавлению и диссоциации на мелкие кластеры и отдельные атомы.

Рассмотренные процессы управления размерами МН в различных стеклах при помощи излучения эксимерного лазера могут быть использованы в области лазерной литографии [19], а также при создании нелинейно-оптических материалов для их применения в качестве ультрабыстрых переключателей и оптического ограничения высокоинтенсивного лазерного излучения [27–29].

А.Л. Степанов выражает признательность Немецкому научному фонду им. Александра Гумбольдта и Австрийскому научному фонду им. Лизы Мейтнер за финансовую поддержку.

Список литературы

- [1] A.K. Sarychev, V.M. Shalaev. *Electrodynamics of metamaterials*. World Scientific, London (2007). 248 p.
- [2] С.В. Карпов, В.В. Слабко. Оптические и фотофизические свойства фрактально-структурированных золей металлов. Изд-во СО РАН, Новосибирск (2003). 265 с.
- [3] R.A. Wood, P.D. Townsend, N.D. Skelland, D.E. Hole, J. Barton, C.N. Afonso. *J. Appl. Phys.* **79**, 5754 (1993).
- [4] P.D. Townsend, J. Olivares. *Appl. Surf. Sci.* **109/110**, 275 (1997).
- [5] A.L. Stepanov, D.E. Hole, A.A. Bukharaev, P.D. Townsend, N.I. Nurgazizov. *Appl. Surf. Sci.* **136**, 298 (1998).
- [6] A.L. Stepanov, D.E. Hole, P.D. Townsend. *Nucl. Instrum. Meth. B* **149**, 89 (1999).
- [7] А.Л. Степанов, И.Б. Хайбуллин, П. Таунсенд, Д. Холе, А.А. Бухараев. Способ получения нелинейно-оптического материала. Патент РФ № 2156490. 20.09.2000.
- [8] А.Л. Степанов, В.Н. Попок, Д.Е. Холе, А.А. Бухараев. *ФТТ* **43**, 2100 (2001).
- [9] А.Л. Степанов, Б.Н. Чичков, В.Ф. Валеев, В.И. Нуждин, И.А. Файзрахманов. *Письма в ЖТФ* **34**, 5, 7 (2008).
- [10] А.Л. Степанов, В.Ф. Валеев, В.И. Нуждин, И.А. Файзрахманов, Б.Н. Чичков. *Письма в ЖТФ* **34**, 23, 39 (2008).
- [11] A.L. Stepanov, I.B. Khaibullin. *Rec. Adv. Mater. Sci.* **9**, 109 (2005).
- [12] А.Л. Степанов, В.А. Жихарев, И.Б. Хайбуллин. *ФТТ* **43**, 733 (2001).
- [13] V. Serna, D. Babonneau, A. Suarez-Garcia, C.N. Afonso, A. Nadon, D.E. Hole. *Phys. Rev. B* **66**, 205 402 (2002).
- [14] U. Kreibig, M. Vollmer. *Optical properties of metal clusters*. Springer Verlag, Berlin (1995). 375 p.
- [15] P.D. Townsend, P.J. Chandler, L. Zhang. *Optical effects of ion implantation*. Univ. Press, Cambridge (1994). 280 p.
- [16] A. Nadon, D. Babonneau, D. Thiaudiere, S. Lequien. *Physica B* **283**, 69 (2000).
- [17] F. Gonella, G. Mattei, P. Mazzoldi, E. Cattaruzza, G.W. Arnold, G. Battaglin, P. Calvelli, R. Polloni, R. Bertoncetto, R.F. Haglund, Jr. *Appl. Phys. Lett.* **69**, 3101 (1996).
- [18] D.H. Osborne, Jr., R.F. Haglund, Jr., F. Gonella, F. Garrido. *Appl. Phys. B* **66**, 517 (1998).
- [19] K. Masuo, O.A. Plaksin, Y. Fudamoto, N. Okubo, Y. Takeda, N. Kishimoto. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **247**, 268 (2006).
- [20] A.L. Stepanov. In: *Metal-polymer nanocomposites* / Eds L. Nikolais, G. Garotenuto. John Wiley & Sons Publ., Danvers (2004).
- [21] S. Link, C. Burda, M.B. Mohamed, B. Nikoobakht, M.A. El-Sayed. *J. Phys. Chem. A* **103**, 1165 (1999).
- [22] P.V. Kamat, M. Flumiani, G.V. Harland. *J. Phys. Chem. B* **102**, 3123 (1998).
- [23] A.C. Zettlemoyer. *Nucleation*. Maccel Dekker, N.Y. (1969). 289 p.
- [24] Q. Jiang, S. Zhang, M. Zhao. *Mater. Chem. Phys.* **82**, 225 (2003).
- [25] Q.S. Mei, K. Lu. *Prog. Mater. Sci.* **52**, 1175 (2007).
- [26] Дж. Джексон. *Классическая электродинамика*. Мир, М. (1965). 703 с.
- [27] Р.А. Ганеев, А.И. Ряснянский, А.Л. Степанов, М.К. Кодиров, Т. Усманов. *ФТТ* **45**, 1292 (2003).
- [28] Р.А. Ганеев, А.И. Ряснянский, А.Л. Степанов, Т. Усманов. *ФТТ* **46**, 341 (2004).
- [29] А.И. Ряснянский, В. Palpant, S. Debrus, U. Pal, А.Л. Степанов. *ФТТ* **51**, 52 (2009).