

Выбор мишени с металлическим покрытием для лазерного переноса ультрадисперсных материалов

Т.В.Кононенко, М.А.Камалов, А.Ф.Попович, В.И.Конов, М.Сентис

Экспериментально исследован процесс выброса ультрадисперсного алмаза с металлизированной поверхности мишени под действием нано- и субнаносекундных лазерных импульсов. Проведено сравнение нескольких мишеней, различающихся материалами прозрачной основы (кварц, полиметилметакрилат) и поглощающего металлического покрытия (титан, алюминий). Изучено влияние толщины металлического слоя и длительности импульса на диапазон плотностей энергии, в котором выброс алмазного нанопорошка является результатом поперечной деформации металлического слоя. Сделана оценка нагрева задней поверхности мишени, с которой осуществляется перенос, в зависимости от параметров мишени и лазерного импульса.

Ключевые слова: лазерный перенос, нанопорошки.

1. Введение

Прямой лазерный перенос (laser induced forward transfer, LIFT) является в настоящее время наиболее перспективной альтернативой таким признанным технологиям создания тонкослойных поверхностных микроструктур, как контактная и струйная микропечать. Лазерный перенос сочетает в себе гибкость, высокое пространственное разрешение и универсальность, т.е. возможность применения для широкого круга актуальных нано- и биоматериалов. В течение последних десяти лет многочисленные исследования убедительно продемонстрировали огромный потенциал данного метода – от создания различных элементов устройств микроэлектроники на основе металлических и мультикомпонентных нанопорошков [1–4], а также полимеров [5, 6] до формирования биосенсоров, биочипов и сложных структур из белков [7, 8], ДНК [9, 10] и живых клеток [7, 8, 11].

Для снижения теплового и радиационного воздействия лазерного излучения на переносимый материал широко используются различные варианты буферного слоя. Буфером может служить тонкая металлическая [12, 13] или полимерная [3, 5] пленка, находящаяся между переносимым материалом и толстой прозрачной основой, а также жидкая матрица [1, 4, 7, 8], в которой равномерно распределен основной материал. Мишень облучается со стороны основы, и выброс основного материала с ее поверхности обеспечивается полным или частичным испарением буферного вещества, которое также переносится на приемную подложку. Однако возможен и другой вариант использования буферного слоя. Пара-

метры металлической [14, 15] или полимерной [16] пленки, а также условия облучения могут быть подобраны таким образом, чтобы пленка оставалась на мишени, но лазерное воздействие вызывало бы ее кратковременное локальное вспучивание (blistering), обеспечивающее выброс с мишени основного материала.

Важные преимущества блистеринг-режима лазерного переноса состоят в абсолютной чистоте переноса (т.к. мишень покидает только основной материал), в возможности его использования для твердых и жидких веществ, а также в достижении эффективной изоляции переносимого материала от импульсного лазерного нагрева при использовании достаточно толстого буферного слоя. Металлический буферный слой имеет, на наш взгляд, определенные технологические преимущества по сравнению с полимерным слоем, а именно наличие развитых технологий напыления металлических пленок на большой площади, нетребовательность к длине волны излучения и более широкие возможности управления процессом переноса.

В наших первых экспериментах [14] блистеринг-режим инициировался достаточно короткими (50 пс) лазерными импульсами, однако последующие эксперименты [15] показали принципиальную возможность применения и более длинных (наносекундных) импульсов. Практическая важность данного результата обусловлена широкой распространенностью наносекундных лазерных систем: от твердотельных (ИК и видимых) лазеров до эксимерных (УФ) лазерных установок, обеспечивающих высокое пространственное разрешение. К сожалению, очевидным следствием увеличения длительности лазерных импульсов является более глубокое проникновение тепловой волны в металлическое покрытие, что влечет за собой увеличение нагрева переносимого материала. Возможным решением данной проблемы представляется увеличение толщины металлического покрытия, однако данный путь имеет ограничения: согласно имеющимся экспериментальным данным [15], рост толщины покрытия сопровождается последовательным сужением диапазона интенсивностей, в котором можно реализовать блистеринг-режим.

Т.В.Кононенко, М.А.Камалов, А.Ф.Попович, В.И.Конов. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: kononen@nsc.gpi.ru
M.Sentis. LP3 Universite Aix-Marseille II, Luminy, Case 917, 13288 Marseille Cedex 9, France

Поступила в редакцию 19 августа 2010 г., после доработки – 18 октября 2010 г.

Целью настоящей работы являлось изучение возможностей управления процессом безжидкостного лазерного переноса в блистеринг-режиме путем изменения параметров мишени. Экспериментально исследовался выброс ультрадисперсного алмаза (УДА) с различных мишеней под действием ИК наносекундных и субнаносекундных импульсов. Мишени различались материалом подложки (кварц, полимер) и металлического покрытия (титан, алюминий), а также толщиной пленки металла. Для каждой мишени измерялся диапазон плотностей лазерной энергии, в котором возможен блистеринг-режим переноса, и с помощью численного моделирования оценивался нагрев задней поверхности мишени, контактирующей с переносимым материалом.

2. Эксперимент

В качестве прозрачной основы мишеней использовались полированные пластины из плавленого кварца и полиметилметакрилата (ПММА), на которые методом вакуумного испарения наносилась тонкая пленка из титана или алюминия. Толщина металлической пленки варьировалась от 50 нм до 1.2–1.7 мкм. Осаждение титановой пленки толщиной более 200–300 нм на подложку из ПММА оказалось проблематичным из-за перегрева и деформации подложки. Таким образом, сравнительное исследование процесса лазерного переноса проводилось для трех разновидностей мишеней: кварц/титан, кварц/алюминий и ПММА/алюминий.

Ультрадисперсный алмаз, полученный взрывным методом, помещался в дистиллированную воду с растворенным сурфактантом (додецилсульфат натрия, 2.0 мг/мл). Для устранения больших алмазных частиц (агломератов) суспензия подвергалась ультразвуковой обработке и последующей седиментации. Далее она распределялась тонким слоем по металлизированной поверхности мишени, и после испарения воды на поверхности мишени образовывался слой алмазных наночастиц толщиной ~1 мкм. Согласно данным атомной силовой микроскопии, диаметр частиц не превышал 200 нм.

Лазерные импульсы длительностью 500 пс и 7 нс генерировались перестраиваемым твердотельным Nd:YAP-лазером ($\lambda = 1078$ нм) в режиме активной синхронизации мод и модуляции добротности соответственно. Максимальный разброс энергии от импульса к импульсу при частоте их следования 5 Гц составлял $\pm 10\%$. Эксперименты проводились в воздухе при нормальном атмосферном давлении. Излучение фокусировалось сквозь прозрачную основу мишени на поверхность металлической пленки в пятно диаметром около 30 мкм (по уровню $1/e$). Каждая из исследуемых мишеней облучалась единичными импульсами с различной энергией, и результат исследовался с помощью оптического микроскопа.

На задней стороне облученной мишени определялся размер зоны выброса алмазных частиц, а также размер зоны, из которой был полностью удален металлический слой. Основываясь на известном размере пятна лазерного излучения, рассчитывались плотности падающей энергии на границе каждой зоны. В большинстве случаев отмечалось заметное снижение «граничной» плотности энергии с ростом энергии лазерного импульса. Вероятной причиной этого является генерация поверхностной акустической волны (ПАВ), которая распространяется от центра лазерного пятна к его периферии и придает сво-

бодной поверхности металла дополнительное ускорение, направленное по нормали к поверхности. В результате выброс порошка с поверхности мишени (или удаление металлического слоя) на периферии лазерного пятна оказывается возможным при сравнительно низкой локальной плотности энергии. Зона воздействия ПАВ растет с увеличением энергии лазерного импульса и может намного превышать размер облученной области. Так, в работе [17], посвященной исследованию лазерно-индуцированной ПАВ, сообщалось об очистке поверхности мишени от микрочастиц на площади ~ 1 см² при диаметре лазерного пятна около 15 мкм. В наших экспериментах для каждой мишени были получены пороги выброса с нее наночастиц и удаления металлического слоя, которые определялись как предельные значения плотности энергии на границе соответствующей зоны при стремлении размера зоны к нулю. Найденные таким образом параметры характеризуют эффект локального лазерного воздействия.

При микроскопическом изучении облученных мишеней со стороны прозрачной основы, на границе основа/металл иногда отмечалось возникновение светлых пятен с резким контуром. Данный эффект был интерпретирован как локальное отслоение металлической пленки от подложки. Действительно, суммарный коэффициент отражения двух возникших границ, а именно кварц/вакуум (R_1) и вакуум/металл (R_2), должен превышать коэффициент отражения исходной границы металл/кварц (R_3): $R_1 + R_2 > R_3$. Например, в случае титанового покрытия упомянутые коэффициенты отражения (для $\lambda = 540$ нм) таковы: $R_1 = 0.035$, $R_2 = 0.495$ и $R_3 = 0.382$. Возникшее светлое пятно сохранялось при повышении плотности энергии вплоть до полного удаления металлического слоя с мишени, чему обычно предшествовало растрескивание металлической пленки и появление видимого зазора между металлом и основой. В каждом случае отслоения определялась минимальная необходимая для этого плотность энергии, для чего измерялся размер зоны отслоения для различных энергий импульса.

3. Моделирование нагрева мишени

Поскольку характерный размер облучаемой области в наших экспериментах был намного больше длины тепловой диффузии за время лазерного импульса как в пленку металла, так и в прозрачную основу, динамику изменения температуры мишени можно описать одномерным уравнением теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho C(T)} \frac{\partial}{\partial z} \left[K(T) \frac{\partial T}{\partial z} \right] + \frac{\alpha I(z, t)}{\rho C(T)}, \quad (1)$$

где T – температура; ρ , $C(T)$, $K(T)$ и α – локальная плотность, теплоемкость, теплопроводность и коэффициент оптического поглощения металла соответственно. Пространственно-временная зависимость лазерной интенсивности внутри металлического слоя определялась как

$$I(z, t) = I_0(t)(1 - R) \exp(-\alpha z), \quad (2)$$

где $I_0(t)$ – временной профиль интенсивности, аппроксимированный гауссовым распределением; R – коэффициент отражения образца; z – расстояние от границы металл/подложка.

Температурные профили рассчитывались методом конечных разностей с учетом температурной зависимости теплофизических свойств ($C(T)$ и $K(T)$) подложки и металлического покрытия. При расчетах не учитывалось наличие алмазного порошка на мишени, т. е. тепловой поток на границе металл/алмаз принимался равным нулю. Фронты плавления и испарения в явном виде не выделялись, однако принимались во внимание необходимые затраты энергии на фазовые переходы в металлическом слое. При этом в расчетах не учитывалась возможность термического разложения кварца при $T > 3070$ К [18] или ПММА при $T > 460 - 550$ К [19]. Изменение оптических свойств металлов при нагреве и плавлении также не учитывалось.

Использованные тепловые и оптические параметры мишени обобщены в табл.1 [20–24]. Предполагалось, что испарение металла на границе с прозрачной основой начинается после достижения температуры кипения и поглощения необходимого количества тепла (см. табл.1), исходя из чего и определялась пороговая плотность лазерной энергии, вызывающая испарение металла.

4. Результаты измерений и их обсуждение

Измеренные в эксперименте пороги выброса алмазного нанопорошка и локального удаления металлического слоя для мишеней типа кварц/титан, кварц/алюминий и ПММА/алюминий с различной толщиной металлического слоя приведены на рис.1, 2 и 3, описывающих результат воздействия лазерных импульсов длительностью 500 пс или 7 нс. Помимо этого приведены экспериментальные данные по минимальным плотностям энергии, при которых происходит локальное отслоение металлического покрытия от прозрачной основы.

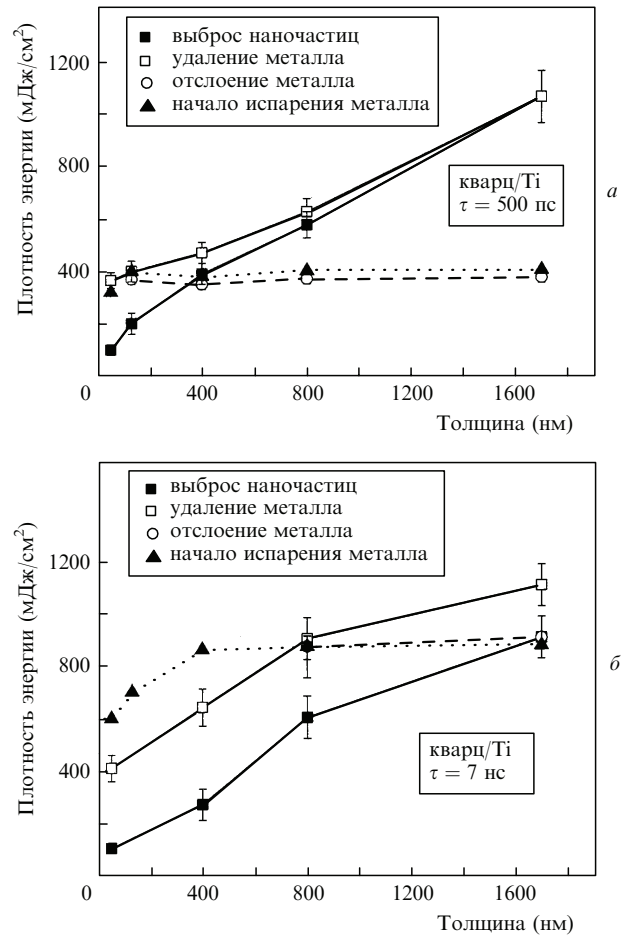


Рис.1. Пороговые плотности энергии для мишени кварц/титан как функция толщины металлического слоя при облучении импульсами длительностью 500 пс (а) и 7 нс (б).

Табл.1.

Параметры составляющих мишени	Титан	Алюминий	Кварц	ПММА
Температура плавления (К)	1941	933		
Температура кипения (К)	3533	2793		
Скрытая теплота плавления (Дж/см ³)	1.46×10^3	1.08×10^3		
Скрытая теплота испарения (Дж/см ³)	4.20×10^4	2.93×10^4		
Плотность (г/см ³)	4.51	2.69	2.2	1.19
Теплопроводность (Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹)	$14.26 + 6.82 \times 10^{-3}T$	$231 + 4.65 \times 10^{-2}T - 7.64 \times 10^{-5}T^2$ ($T < 933$ К), $39.2 + 7.34 \times 10^{-2}T - 2.12 \times 10^{-5}T^2 + 1.61 \times 10^{-9}T^3$ ($T > 933$ К)	$8.22 \times 10^{-14}T^5 - 7.54 \times 10^{-10}T^4 + 2.6 \times 10^{-6}T^3 - 4.26 \times 10^{-3}T^2 + 3.57T - 28.16$	0.19
Удельная теплоемкость (Дж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹)	$479 + 0.18T$	$755.4 + 0.477T$ ($T < 933$ К), 1176.8 ($T > 933$ К)	$1.15 + 7.57 \times 10^{-4}T$	1.32×10^3
Коэффициент поглощения (см ⁻¹)	3.9×10^5	1.2×10^6		
Коэффициент отражения	0.43	0.93		

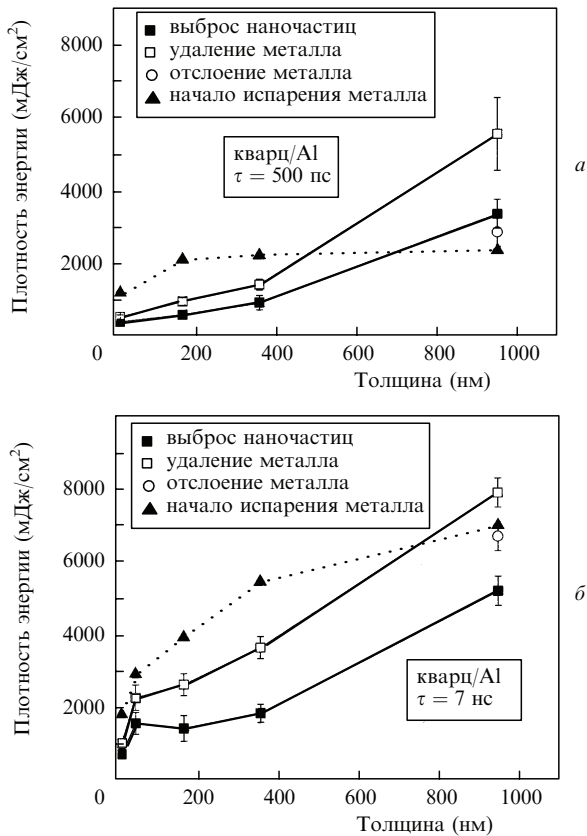


Рис.2. Пороговые плотности энергии для мишени кварц/алюминий как функция толщины металлического слоя при облучении импульсами длительностью 500 пс (а) и 7 нс (б).

Для мишеней с кварцевой основой (рис.1 и 2) даны также пороговые плотности энергии, которые, согласно результатам численного моделирования лазерного нагрева мишени, инициируют испарение металла на границе с основой. Указанные пороги испарения практически совпадают с порогами отслоения металла в тех случаях, когда эффект отслоения наблюдался экспериментально. В то же время для всех тех мишеней, на которых отслоения металла не обнаруживалось (т. е. отсутствовали соответствующие светлые круги), расчетный порог испарения металла превышал порог его удаления с мишени. Это указывает на то, что металлический слой удаляется еще до начала испарения металла, а следовательно, возможность обнаружения его локального отслоения исключается. Удаление металла без испарения происходит благодаря сквозному проплавлению металлического слоя, о чем свидетельствуют результаты численного моделирования. Полученное хорошее соответствие между экспериментальными и расчетными данными доказывает, на наш взгляд, адекватность использованной вычислительной модели и не оставляет сомнений в причине отслоения металла.

Зависимости порогов выброса наночастиц и разрушения металлического слоя от его толщины ограничивают с двух сторон область параметров (толщина металла и плотность энергии), в которой возможен «чистый» перенос нанопорошка в блистеринг-режиме. Для мишеней с кварцевой основой (см. рис.1, 2) кривая испарения делит эту область на две зоны. Ниже этой кривой движение металлической поверхности, обеспечивающее выброс алмазного порошка, вызвано исключительно лазерно-индуцированным терморасширением мишени, причем пре-

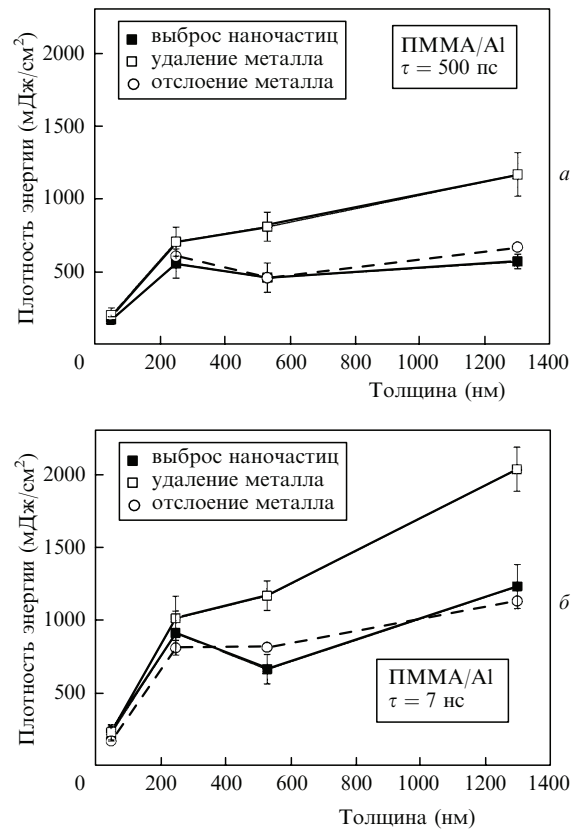


Рис.3. Пороговые плотности энергии для мишени ПММА/алюминий как функция толщины металлического слоя при облучении импульсами длительностью 500 пс (а) и 7 нс (б).

имущественно металлической пленки. Согласно нашей оценке, основанной на результатах численного моделирования температурного профиля внутри мишени и на данных по коэффициентам линейного теплового расширения титана ($\alpha = 1.6 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ при $T < 1941 \text{ K}$ и $\alpha = 3.9 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ при $T > 1941 \text{ K}$ [22]) и кварца ($\alpha \sim 5 \times 10^{-7} \text{ K}^{-1}$ [25]), при плотности падающей лазерной энергии 250 мДж/см² максимальное увеличение толщины 50-нанометрового слоя титана достигает 4.4 нм, а расширение кварцевой основы составляет всего 0.2 нм. При увеличении толщины титанового слоя абсолютная величина теплового расширения металла растет, а кварца снижается.

При небольшой толщине металлического слоя тепловое расширение является единственным механизмом, ответственным за ускорение и выброс алмазного порошка. Однако по мере утолщения металлического слоя эффективность термодформационного механизма снижается, о чем свидетельствует постепенное увеличение порога выброса. Превышение порога выброса над порогом испарения (отслоения) металла означает, что блистеринг-перенос становится невозможным без образования на границе основа/металл пузыря, заполненного горячим паром. Очевидно, что при рассмотрении области параметров, лежащей выше кривой испарения, необходимо учитывать не только терморасширение металлического слоя, но и его движение как целого под действием расширяющегося пара.

Расчетная кривая испарения металла представляет собой важный репер, который позволяет более точно оценить влияние экспериментальных условий на пороги выброса и удаления металлического слоя. Так, увеличе-

ние длительности импульса с 500 пс до 7 нс сопровождается заметным понижением обоих порогов относительно кривой испарения, хотя абсолютные значения порогов изменяются незначительно. Исходной причиной, по-видимому, является увеличение характерной длины распространения тепловой волны за время импульса. С одной стороны, это вызывает более глубокое проплавление металлического слоя и облегчает его удаление, которое оказывается возможным при меньших температурах на границе основа/металл. С другой стороны, терморасширению подвергается более толстый слой материала, что повышает эффективность механизма выброса и снижает соответствующую пороговую плотность энергии. Замена титана алюминия также вызывает снижение обоих порогов относительно кривой испарения. В то же время абсолютные значения порогов существенно возрастают, главным образом из-за большого коэффициента отражения алюминия (см. табл.1).

В данном случае можно предположить, что имеет место комплексный эффект, обусловленный изменением параметров покрытия. Снижению порога удаления металла способствует как увеличение длины распространения тепловой волны из-за более высокой теплопроводности алюминия ($K_{Al} = 237 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1} \gg K_{Ti} = 16 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$ при $T = 300 \text{ К}$), так и понижение температуры его плавления. А относительное снижение порога выброса может объясняться усилением термодепрессии, обусловленным прогревом металлического слоя на большую глубину из-за высокой теплопроводности и более высоким, чем у титана коэффициентом теплового расширения алюминия.

Замена кварцевой подложки полимерной (рис.3) существенно влияет на все измеряемые параметры. Прежде всего, расчетные температуры отслоения алюминиевой пленки от ПММА оказались намного ниже температуры кипения алюминия ($2520 \text{ }^\circ\text{C}$): для различных исследованных мишеней они составляли $550\text{--}750 \text{ }^\circ\text{C}$ в случае облучения импульсами длительностью 500 пс и $400\text{--}600 \text{ }^\circ\text{C}$ при воздействии импульсами длительностью 7 нс. Это указывает на то, что причиной отслоения металлического слоя является терморазложение полимерной подложки. Известно, что при медленном нагреве (в печи) терморазложение ПММА в зависимости от особенностей его получения начинается при температуре $190\text{--}280 \text{ }^\circ\text{C}$ и завершается при $350\text{--}400 \text{ }^\circ\text{C}$ [19]. Можно предположить, что более высокий температурный порог термического разложения для образования газовой прослойки на границе ПММА/алюминий, полученный в наших расчетах, обусловлен кратковременностью лазерного нагрева при ограниченной скорости разложения. На это указывает и отмеченная ранее тенденция к увеличению расчетных температур отслоения при укорочении лазерного импульса с 7 нс до 500 пс. Второй особенностью мишеней с полимерной подложкой является то, что порог выброса для них практически совпадает с порогом отслоения металла. Это означает, что выброс порошка с мишени во всех случаях обусловлен, прежде всего, образованием газового пузыря.

Следует отметить, что выброс микрочастиц с поверхности мишени, вызванный тепловым расширением поверхностного слоя мишени при импульсном лазерном воздействии, исследовался ранее многими авторами применительно к проблеме так называемой сухой лазерной очистки (см., напр., работы [26, 27] и содержащиеся в них

ссылки). Однако полученные в рамках этих исследований данные не могут быть напрямую сопоставлены с результатами наших экспериментов даже в тех случаях, когда и сухая лазерная очистка, и блистеринг-перенос обусловлены одним и тем же термодепрессивным механизмом. Причина заключается, прежде всего, в принципиально ином устройстве мишеней, используемых для блистеринг-переноса: в отличие от однородных мишеней, подвергавшихся лазерной очистке, они состоят из двух слоев – прозрачной основы и поглощающего металла. Это вводит в рассмотрение некоторые новые и, безусловно, важные для блистеринг-переноса параметры, включая толщину металлического слоя и порог удаления этого слоя при лазерном воздействии. Существование качественных различий между двумя обсуждаемыми явлениями следует и из сравнения единых для них параметров. Например, экспериментально показано и теоретически обосновано заметное повышение порога лазерной очистки мишени при удлинении импульса [26, 28]. Однако в наших экспериментах пороги выброса частиц с мишени (при фиксированной толщине металлического слоя) практически не зависели от длительности импульса. Тем не менее использование при изучении блистеринг-переноса подходов и методологии, разработанных для анализа лазерной очистки, выглядит весьма перспективным.

Сравнивая различные конфигурации мишени и режимы лазерного воздействия с точки зрения обеспечения максимальной надежности и воспроизводимости блистеринг-переноса, целесообразно использовать понятие относительного рабочего диапазона плотностей энергии ΔF , определяемого из выражения

$$\Delta F = (F_{rem} - F_{eject} - \delta F_{rem} - \delta F_{eject}) / F_{eject}, \quad (3)$$

где F_{rem} – порог удаления металлического слоя; F_{eject} – порог выброса порошка с мишени; δF_{rem} и δF_{eject} – разбросы при измерении каждого из порогов. Величины δF_{rem} и δF_{eject} определяются отчасти обычными ошибками измерения экспериментальных параметров (энергии импульса, размера зоны выброса или зоны удаления металла), но в большей степени – реальными флуктуациями порогов выброса и удаления в различных точках мишени. Причиной флуктуаций могут быть микродефекты на подложке или пленке, неравномерное распределение порошка по поверхности мишени и т. д. Заметим, что величина рабочего диапазона может оказаться отрицательной (заштрихованная область на рис.4), если суммарный разброс порогов ($\delta F_{rem} + \delta F_{eject}$) превысит разность средних значений порогов удаления и выброса ($F_{rem} - F_{eject}$). На практике это означает, что при многократном переносе в различных точках мишени невозможно обеспечить надежное соблюдение неравенства $F_{eject} < F < F_{rem}$, где F – текущее значение плотности энергии. Более того, ввиду неизбежных временных флуктуаций энергии лазерного импульса (в нашем случае $\pm 10\%$) надежный чистый перенос нанопорошка из различных точек мишени был возможен только при условии $\Delta F > 0.2$. Согласно данным, представленным на рис.4, рабочий диапазон для мишеней с титановым покрытием закономерно уменьшался при увеличении толщины покрытия, так что условию $\Delta F > 0.2$ удовлетворяли только мишени с достаточно тонкой титановой пленкой. Для мишеней с алюминиевым покрытием наблюдалась

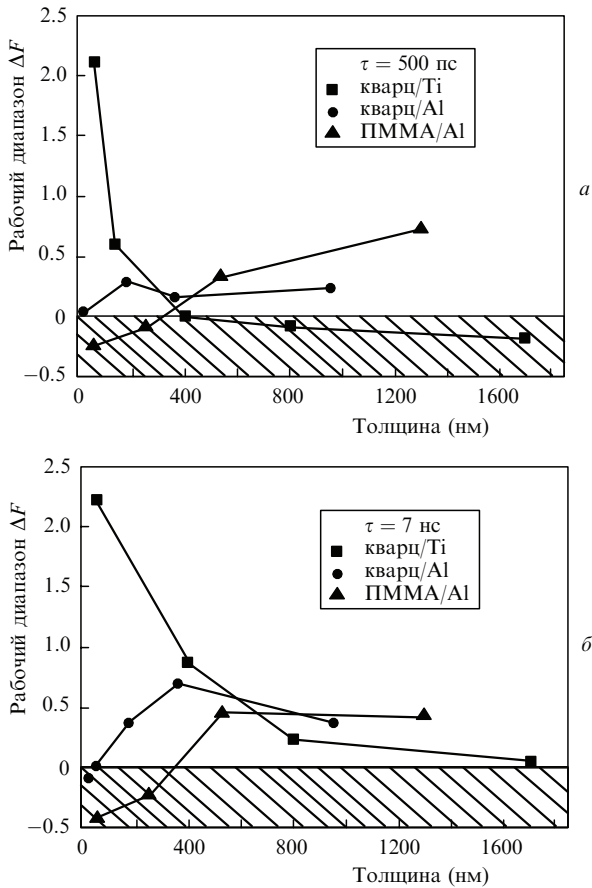


Рис.4. Относительная ширина рабочего диапазона плотностей энергии для блистеринг-режима. Длительность импульса 500 пс (а) и 7 нс (б).

обратная тенденция, и практический интерес представляли соответственно мишени с толстым металлическим слоем. При увеличении длительности импульса рабочий диапазон для тех же мишеней несколько расширился.

Дополнительным фактором, который должен быть принят во внимание при выборе оптимальных условий переноса, является возможный нагрев переносимого материала. В первом приближении можно предположить, что ускорение свободной поверхности металла продолжается вплоть до достижения максимальной температуры на границе подложка/металл, после чего начинается фаза торможения. Исходя из этого можно ожидать, что инерционный выброс порошка с мишени происходит приблизительно в конце лазерного импульса. Результаты расчета повышения температуры свободной поверхности металлической пленки ΔT на данный момент времени для всех мишеней, удовлетворяющих условию $\Delta F > 0$, приведены на рис.5. Как и предполагалось, ожидаемая температура нагрева переносимого материала варьируется в широких пределах, уменьшаясь с ростом толщины металлической пленки.

«Безопасный» уровень нагрева переносимого материала зависит от его природы. Для алмазного нанопорошка, как и для большинства других неорганических материалов, кратковременный нагрев до 100–300 °С не приводит к каким-либо структурным изменениям. Для многих органических материалов безопасный уровень нагрева намного ниже, в диапазоне 1–10 °С. Несмотря на указанную неопределенность, сравнение рис.4 и 5 позво-

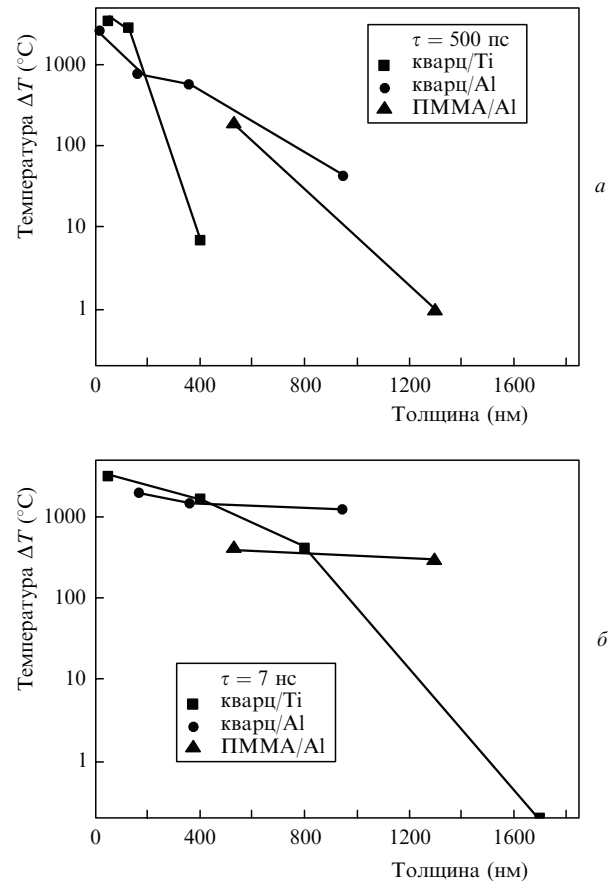


Рис.5. Температура свободной поверхности металлического слоя в момент окончания лазерного импульса. Длительность импульса 500 пс (а) и 7 нс (б).

ляет сделать вполне обоснованные выводы о перспективах практического применения различных типов мишеней. Так, использование мишеней с титановым покрытием для термочувствительных материалов представляется малоперспективным, поскольку нагрев $\Delta T < 100$ °С достигается только для мишеней с узким рабочим диапазоном ($\Delta F < 0.2$). Облучение мишеней с алюминиевым покрытием наносекундными импульсами также нежелательно, поскольку для различных подложек нагрев свободной поверхности металла $\Delta T > 1000$ °С (кварц) либо $\Delta T > 300$ °С (ПММА). При этом увеличение толщины покрытия до нескольких микрометров не может заметно повлиять на ситуацию, судя по наклону соответствующих кривых на рис.5,б. Укорочение импульса до 500 пс резко уменьшает температуру нагрева обоих типов мишеней с алюминиевым покрытием. Наилучшие характеристики демонстрирует мишень типа ПММА/алюминий. При толщине металлического слоя 1.3 мкм относительный рабочий диапазон $\Delta F = 0.7$, а нагрев свободной поверхности металла не превышает 1 °С. Более того, исходя из наблюдаемых тенденций, можно надеяться на дальнейшее улучшение обоих параметров при увеличении толщины покрытия.

5. Заключение

Проведенное исследование продемонстрировало широкие возможности управления процессом лазерного переноса в блистеринг-режиме путем изменения параметров мишени (материал подложки, материал и толщина

металлического покрытия) и длительности лазерного импульса. Выбор мишени определяет относительный рабочий диапазон плотностей энергии, в котором реализуется блистеринг-перенос нанопорошка, а также механизм ускорения свободной поверхности металла и степень нагрева переносимых частиц до момента их выброса с поверхности мишени. Укорочение лазерного импульса улучшает изоляцию переносимого материала от теплового воздействия импульса. При сравнении трех исследованных разновидностей мишеней наилучшую комбинацию характеристик, т.е. максимальный рабочий диапазон ($\Delta F = 0.7$) при минимальном нагреве переносимого материала ($\Delta T = 1^\circ\text{C}$), продемонстрировала мишень ПММА/алюминий, облучаемая субнаносекундными (500 пс) импульсами.

Исследования проведены при финансовой поддержке федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (госконтракт № П951) и РФФИ (грант № 10-02-93106).

1. Pique A., Chrisey D.B., Auyeung R.C.Y., Fitz-Gerald J., Wu H.D., McGill R.A., Lakeou S., Wu P.K., Nguyen V., Duignan M. *Appl. Phys. A*, **69**, S279 (1999).
2. Fitz-Gerald J. M., Pique A., Chrisey D.B., Rack P.D., Zeleznik M., Auyeung R.C.Y., Lakeou S. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 1386 (2000).
3. Xu J., Liu J., Cui D., Gerhold M., Wang A.Y., Nagel M., Lippert T.K. *Nanotechnology*, **18**, 025403 (2007).
4. Kim H., Auyeung R., Lee S., Huston A., Pique A. *Appl. Phys. A*, **96**, 441 (2009).
5. Fardel R., Nagel M., Nuesch F., Lippert T., Wokaun A. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 061103 (2007).
6. Rapp L., Diallo A.K., Alloncle A.P., Videtot-Ackermann C., Fages F., Delaporte P. *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 171109 (2009).
7. Wu P.K., Ringeisen B.R., Callahan J., Brooks M., Bubb D.M., Wu H.D., Pique A., Spargo B., McGill R.A., Chrisey D.B. *Thin Solid Films*, **398-399**, 607 (2001).
8. Wu P.K., Ringeisen B.R., Krizman D.B., Frondoza C.G., Brooks M., Bubb D.M., Auyeung R.C.Y., Pique A., Spargo B., McGill R.A., Chrisey D.B. *Rev. Sci. Instrum.*, **74**, 2546 (2003).
9. Karaïskou A., Zergioti I., Fotakis C., Kapsetaki M., Kafetzopoulos D. *Appl. Surf. Sci.*, **208-209**, 245 (2003).
10. Serra P., Fernandez-Pradas J.M., Colina M., Duocastella M., Dominguez J., Morena J.L. *J. Laser Micro/Nanoengineering*, **1**, 236 (2006).
11. Ringeisen B.R., Chrisey D.B., Pique A., Young H.D., Modi R., Bucaro M., Jones-Meehan J., Spargo B.J. *Biomaterials*, **23**, 161 (2002).
12. Horpa B., Smausz T., Antal Zs., Kresz N., Bor Zs., Chrisey D. *J. Appl. Phys.*, **96**, 3478 (2004).
13. Rapp L., Cibert C., Alloncle A.P., Delaporte P. *Appl. Surf. Sci.*, **255**, 5439 (2009).
14. Kononenko T.V., Alloncle P., Konov V.I., Sentis M. *Appl. Phys. A*, **94**, 196 (2009).
15. Kononenko T.V., Nagovitsyn I.A., Chudinova G.K., Mihailescu I.N. *Appl. Surf. Sci.*, **256**, 2803 (2010).
16. Kattami, N. T., Purnick P. E., Weiss R., Arnold C. B. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 171120 (2007).
17. Коломенский Ал.А., Мазнев А.А. *Письма в ЖЭТФ*, **53**, 403 (1991).
18. Schick H.L. *Chem. Rev.*, **60**, 331 (1960).
19. Sazanov Yu.N., Skvortsewicz E.P., Milovskaya E.B. *J. Thermal Anal.*, **6**, 53 (1974).
20. Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. *Физические величины* (М.: Энергоатомиздат, 1991).
21. Chase M.W. *NIST-JANAF Thermochemical Tables* (Washington: Amer. Chem. Soc., 1998).
22. Paradis P.-F., Rhim W.-K. *J. Chem. Thermod.*, **32**, 123 (2000).
23. Ho C.Y., Powell R.W., Liley P.E. *J. Phys. Chem. Refer. Data*, **1**, 279 (1972).
24. Горский В.В., Штыря А.С. *Инж.-физ. журн.*, **49**, 374 (1985).
25. Ishi J., Kimura T. *Metrologia*, **5**, 50 (1969).
26. Zheng Y.W., Luk'yanchuk B.S., Lu Y.F., Song W.D., Mai Z.H. *J. Appl. Phys.*, **90**, 2135 (2001).
27. Arnold N. *Appl. Surf. Sci.*, **208-209**, 15 (2003).
28. Dobler V., Oltra R., Boquillon J.P., Mosbacher M., Boneberg J., Leiderer P. *Appl. Phys. A*, **69**, S335 (1999).