

04;05;06;07;12

## Влияние поперечного размера факела лазерно-индуцированной плазмы на процессы обработки материалов

© И.В. Блонский, А.Я. Данько, В.Н. Кадан, Е.В. Орешко, В.М. Пузиков

Институт физики НАН Украины,  
03650 Киев, Украина  
e-mail: kadan@iop.kiev.ua

(Поступило в Редакцию 10 марта 2004 г.)

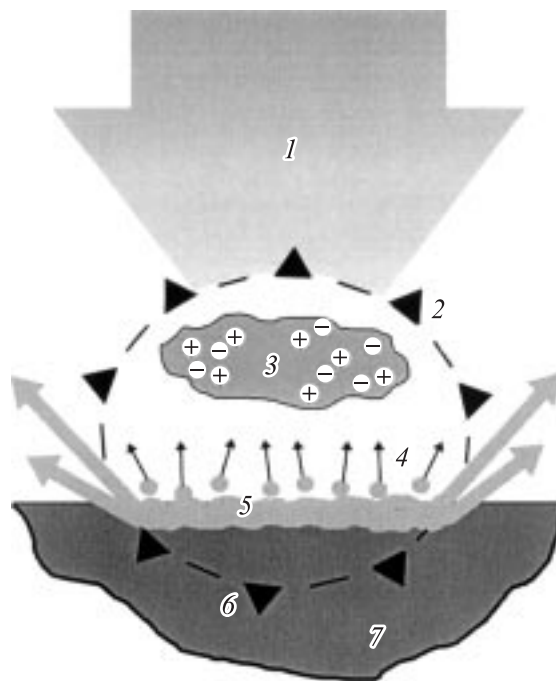
Исследовалась проекционная микрообработка материалов моноимпульсами Nd:KGW лазера ( $1.06\ \mu\text{m}$ ). Предложен и опробован практический метод микрообработки с участием лазерно-индуцированной плазмы для прозрачных материалов. На сапфире, плавленом кварце, стекле получены образцы микромаркировки, в том числе с использованием управляемой жидкокристаллической маски, а также рельефная дифракционная решетка с периодом  $3\ \mu\text{m}$ . Изучалось влияние поперечного размера освещаемого участка на параметры обработки. Установлено, что плотность и температура лазерно-индуцированной плазмы при постоянной плотности энергии лазерного излучения возрастают с увеличением поперечного размера факела, причем плазменный факел оказывает противоположное влияние на темп абляции прозрачных материалов по сравнению с металлическими.

### Введение

Обработка материалов наносекундными лазерными импульсами не поддается простому описанию ввиду сложности картины возникающих при этом физических процессов. На рис. 1 схематически показаны основные явления, возникающие при воздействии импульса лазерного излучения на непрозрачный материал. Если условно разбить процесс на этапы (что не всегда корректно, поскольку они могут протекать одновременно), то лазерный импульс поглощается материалом, вызывает его нагрев, плавление и испарение. Интенсивное испарение порождает волну давления отдачи в материале. При высоких интенсивностях лазерного излучения в парах материала мишени возможны оптический пробой и возникновение плазменного факела. Помимо ударной волны, распространяющейся от места оптического пробоя, возникающая при этом плазма в зависимости от температуры и плотности влияет на физическую картину обработки, поскольку способна поглощать или полностью отражать лазерное излучение, экранируя материал мишени и изменяя кинетику тепловых процессов. Чаще всего это влияние негативно вследствие экранирования мишени плазмой, однако при определенных условиях на свойстве плазменного поглощения может быть построен сам процесс обработки. Это относится к лазерной обработке прозрачных диэлектрических материалов, в которых лазерное излучение не поглощается, но его энергия может быть передана материалу через промежуточную плазменную фазу. Как в случае прозрачных материалов, так и для металлов прослеживаются общие закономерности, связанные с поперечным размером зоны обработки.

В настоящей работе исследуется влияние поперечного размера плазменного факела на проекционную микрообработку прозрачных диэлектриков в сравнении

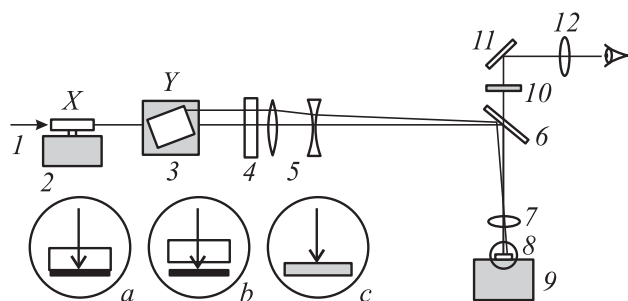
с металлическими материалами, а также предложен и опробован практический метод микрообработки с участием лазерно-индуцированной плазмы для прозрачных материалов, таких как сапфир, плавленый кварц, стекло.



**Рис. 1.** Схема физических процессов, происходящих при воздействии импульса лазерного излучения на непрозрачный материал: 1 — пучок лазера; 2 — фронт ударной волны, распространяющейся от места абляции и оптического пробоя; 3 — плазма, порождаемая оптическим пробоем в парах материала; 4 — испарение материала; 5 — расплавленный материал, выплескивающийся за пределы лазерного пятна под действием ударной волны; 6 — фронт волны давления отдачи в материале; 7 — непрозрачный материал.

## Эксперимент

На рис. 2 представлена оптическая схема экспериментальной установки. Во всех описанных экспериментах использовался лазер собственного изготовления на основе кристалла Nd:KGW с модуляцией добротности, накачиваемый импульсной лампой-вспышкой, с автономным водяным охлаждением. Энергия импульса лазера на длине волны  $1.06\ \mu\text{m}$  до  $100\ \text{mJ}$ . Длительность импульса  $10\ \text{ns}$ . В качестве трафарета использовались как полимерная амплитудная маска [1], так и управляемое жидкокристаллическое цифровое табло. Поскольку диаметр сечения лазерного пучка на маске составляет  $3\ \text{mm}$ , а размер маски —  $25 \times 25\ \text{mm}$ , то возникает необходимость сканирования пучка по ее поверхности, что усредняет на материале неоднородность распределения интенсивности по сечению. Для этого мы использовали два узла сканирования 2 и 3, каждый из которых состоит из системы зеркал, закрепленных на оси шагового двигателя. Поворот оси двигателя приводит к параллельному смещению пучка в направлении  $X$  и  $Y$ . Параметры сканирования (размер шага, частота шагов, размер зоны сканирования) регулировались. Телескоп Галилея 4 используется для уменьшения расстояния от маски до объектива и для выведения лазерного пучка в центр объектива в процессе сканирования. Изображение маски проецировалось на образец 8, укрепленный на трехкоординатном юстировочном столике 9, с помощью трехлинзового кварцевого объектива 7 с фокусным расстоянием  $5\ \text{cm}$ . Процесс установки и обработки образца можно было визуальное контролировать с помощью микроскопа, сформированного объективом 7 и окуляром 12.



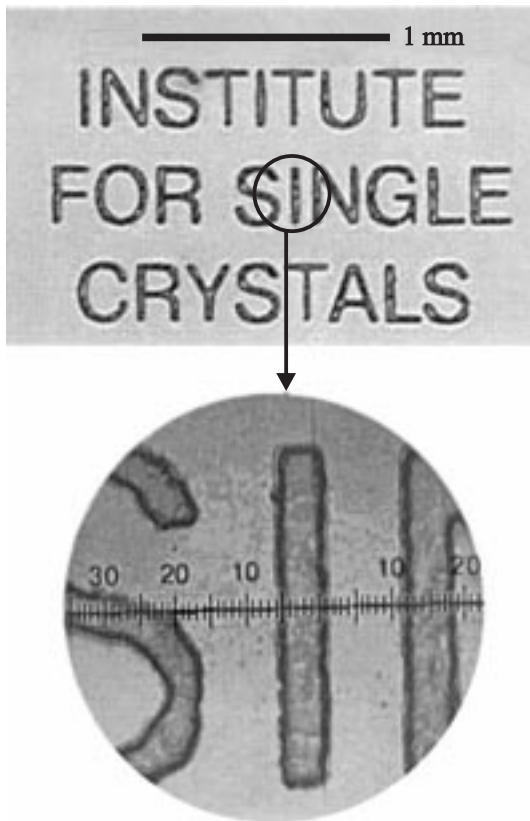
**Рис. 2.** Оптическая схема экспериментальной установки: 1 — пучок лазера Nd:KGW, 2 — узел сканирования  $X$ , 3 — узел сканирования  $Y$ , 4 — узел маски, 5 — телескоп Галилея, 6 — зеркало на  $1.06\ \mu\text{m}$ , 7 — проецирующий объектив, 8 — образец, 9 — трехкоординатный юстировочный столик для позиционирования образца, 10 — защитный светофильтр, 11 — зеркало, 12 — окуляр для наблюдения. *a* — образец, состоящий из сапфировой пластинки с прижатой к его задней поверхности резиновой мишени; *b* — образец, состоящий из сапфировой пластинки с резиновой мишенью, находящейся на расстоянии  $0.6\ \text{mm}$  от его задней поверхности; *c* — металлический образец.

## Микрообработка прозрачных материалов

Предложенный нами метод микрообработки является модификацией метода абляции с помощью лазерно-индуцированной плазмы LIPAA (Laser Induced Plasma Assisted Ablation) [2,3]. Авторы этих работ обрабатывали плавленый кварц, помещая в вакуумную камеру прозрачный образец и на небольшом расстоянии за ним — металлическую мишень. Луч Nd:YAG лазера (вторая и четвертая гармоники), проходя через прозрачный образец, попадал на металлическую мишень, вызывая ее абляцию и генерацию плазмы в парах металла. В свою очередь образовавшаяся плазма способствует эффективной абляции задней, обращенной к мишени поверхности прозрачного образца под влиянием того же самого лазерного пучка. Используя такую методику, авторы получили дифракционные решетки глубиной  $0.9\ \mu\text{m}$  с периодом  $20\ \mu\text{m}$  и отверстия диаметром  $0.7\ \mu\text{m}$  в плавленом кварце толщиной  $0.5\ \text{mm}$ . Достоинством метода является то, что для микрообработки не требуется дорогостоящий ультрафиолетовый лазер с энергией кванта выше границы поглощения материала, а недостатком — необходимость вакуумирования образца.

Указанный недостаток преодолевается в предложенном нами практическом методе лазерной микрообработки, который отличается от вышеописанного тем, что резиновая мишень непосредственно прижималась к задней поверхности прозрачного образца (рис. 1, *a*), который находится в воздухе при атмосферном давлении. Эксперименты осуществлялись на различных материалах, таких как стекло, плавленый кварц, сапфир, с использованием установки, показанной на рис. 2. На рис. 3 приведены фотографии образца микромаркировки на монокристалле сапфира, полученные описанным способом. Аналогичная микромаркировка, в том числе и с использованием управляемого жидкокристаллического цифрового табло в качестве маски, получена для плавленого кварца и стекла. Управляемая жидкокристаллическая маска обладает тем преимуществом, что позволяет изменять конфигурацию обработки без замены маски.

Сканирование маски во всех случаях осуществлялось в течение  $15\ \text{s}$  при частоте повторения импульсов  $20\ \text{Hz}$ . Энергия импульса лазерного излучения  $20\ \text{mJ}$ . При 13-кратном уменьшении системы проецирования на мишени достигалась плотность энергии  $48\ \text{J/cm}^2$ . Во всех случаях разрешение обработки составляло около  $10\ \mu\text{m}$ , глубина маркировки — около  $10\ \mu\text{m}$ . На каждую точку маски приходилось по 7 лазерных импульсов. Скорость абляции составляла  $1.4\ \mu\text{m}/\text{импульс}$ , тогда как для LIPAA в вакууме по результатам работ [2,3] она не превышала  $30\ \text{nm}/\text{импульс}$ . Следует отметить, что сапфир проявляет большую тенденцию к растрескиванию, чем кварц. Возможно, это объясняется различием коэффициентов теплового расширения ( $0.5 \cdot 10^{-6}\ \text{deg}^{-1}$  для плавленого кварца и  $9 \cdot 10^{-6}\ \text{deg}^{-1}$  для сапфира).



**Рис. 3.** Образец микромаркировки на сапфире. Одно деление сетки —  $5\ \mu\text{m}$ .

Особенность микрообработки кристаллического сапфира состоит также и в том, что это двупреломляющий кристалл, поэтому в зависимости от ориентации кристалла и поляризации лазерного излучения на задней поверхности образца возникает два изображения, соответствующие обыкновенному и необыкновенному лучу. В экспериментах с регулируемой щелью, о которых будет сказано ниже, это расхождение особенно заметно и на образцах толщиной  $5\ \text{mm}$  достигало  $2\text{--}3\ \mu\text{m}$ . Тем не менее на микромаркировке, приведенной на рис. 3, двупреломление не проявляется, поскольку толщина образца мала ( $2\ \text{mm}$ ), а разрешение в данном случае близко к  $10\ \mu\text{m}$ .

Изложим некоторые соображения по возможным физическим механизмам обработки методом LIPAA в нашем варианте, имеющем существенные отличия от методики, использованной в работах [2,3]. При лазерном пробое в парах мишени вблизи поверхностей мишени и прозрачного образца возникает плазма, температура и плотность которой лавинообразно нарастает за счет поглощения энергии лазерного излучения в процессах обратного тормозного излучения электронов при столкновениях с ионами и нейтральными атомами и может изменяться в очень широких пределах. Так, по данным работы [4], при плотности энергии излучения четвертой гармоники  $266\ \text{nm}$  Nd:YAG лазера

$48\ \text{J}/\text{cm}^2$  и диаметре пятна  $50\ \mu\text{m}$  температура лазерно-индуцированной плазмы при абляции плавленного кварца плазмы изменялась от  $15\ 000$  до  $60\ 000^\circ\text{C}$  в зависимости от геометрии плазменного факела. Наиболее низкие температуры и плотности плазмы наблюдались для абляции плоской поверхности, т.е. для свободного расширения факела, а при абляции в цилиндрической полости диаметром  $80\ \mu\text{m}$ , когда расширение плазмы, ограниченное стенками цилиндра, приближается к однородному, плотность и температура плазмы максимальны. В нашем случае плотность энергии лазерного импульса также составляет  $48\ \text{J}/\text{cm}^2$ , а расширение плазмы сильно ограничено микроскопической полостью между сапфиром и резиновой мишенью, возникающей за счет их абляции и деформации. Поэтому в качестве ориентировочных параметров для нашего случая можно принять наибольшие температуру и плотность плазмы, измеренные в работе [4] (температура  $T = 60\ 000\ \text{K}$ , электронная плотность  $n_e = 8 \cdot 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$ ). Самой вероятной представляется контактная передача энергии плазмы прозрачному материалу. Это предположение подтверждается следующим наблюдением. В некоторых случаях, когда плотность энергии лазерного импульса превышала  $60\ \text{J}/\text{cm}^2$ , давление плазмы оказывалось слишком высоким и она проникала в стороны за пределы пятна обработки между мишенью и сапфиром, вызывая при этом поверхностное плавление сапфира в местах, недоступных для лазерного излучения. Кроме того, как правило, при проецировании изображения щели на сборку сапфир/резиновая мишень ширина полоски удаленного материала на  $5\ \mu\text{m}$  превышала ширину изображения щели, т.е. материал удалялся и там, где лазерное излучение непосредственно отсутствовало. В этом состоит одно из отличий нашего случая от варианта авторов [2,3], в схеме которых металлическая мишень расположена в вакууме на расстоянии нескольких миллиметров от мишени. Авторы [2,3] специально создавали лазерно-индуцированную плазму от внешнего источника и обнаружили, что абляция имеет место только при непосредственном взаимодействии лазерного излучения и плазмы, а в отсутствие лазерного излучения плазма не вызывает абляцию. По-видимому, в нашем случае температура и плотность плазмы достаточны для контактной абляции даже и в отсутствие лазерного излучения. Это вполне естественно, поскольку помимо разности величины зазора между образцом и мишенью плотность энергии лазерного импульса на задней поверхности образца в нашем случае составляет  $48\ \text{J}/\text{cm}^2$ , а в работе [2] — до  $7.7\ \text{J}/\text{cm}^2$ . В то же время это не исключает наличия и других механизмов абляции, связанных с взаимодействием плазмы и лазерного излучения. По мнению авторов [2], в том случае, когда расстояние между металлической мишенью и образцом меньше нескольких сотен микрон, высокоэнергетические компоненты плазмы, такие как ионы, радикалы, электроны и кластеры, могут достичь поверхности образца за время лазерного импульса. В таком случае передача энергии или заряда

поверхности образца приводит к формированию короткоживущих центров поглощения для лазерного излучения. При больших расстояниях на образце сначала осаждается поглощающая металлическая пленка, которая и инициирует абляцию при последующих импульсах. Отметим одну важную особенность абляции с помощью лазерно-индуцированной плазмы, в значительной степени определяющую эффективность метода. Дело в том, что в описываемой геометрии формирования плазменного факела с обратной стороны прозрачного материала максимальная плотность и температура плазмы достигаются как раз вблизи его поверхности. Это связано с тем, что, как известно [5], фронт максимума плотности и температуры плазмы в процессе развития лазерного пробоя движется навстречу лазерному пучку. При прямой абляции поверхности фронт плазмы будет удаляться от поверхности, а в нашем случае, наоборот, приближаться, достигая максимума температуры и плотности именно вблизи поверхности прозрачного материала.

Для изучения влияния поперечного размера плазменного факела на абляцию с помощью лазерно-индуцированной плазмы была собрана установка, схема которой отличается от схемы на рис. 2 тем, что пучок того же лазерного излучения без сканирования направлялся на регулируемую оптическую щель, которая находилась на месте маски, а исследуемый образец помещался в герметическую камеру с кварцевым окном, которая могла откачиваться либо, наоборот, наполняться воздухом при повышенном давлении. Образец состоял из сапфировой пластинки толщиной 6 мм и резиновой мишени, которая в отличие от предыдущего случая не была прижата к сапфиру, а находилась на расстоянии 0.6 мм от его задней поверхности (рис. 2, б). Изображение оптической щели с уменьшением в 13 раз проецировалось на заднюю поверхность сапфировой пластинки. Энергия лазерного импульса поддерживалась постоянной, равной 21 мДж, количество импульсов лазера 30, диаметр лазерного пучка на щели 2 мм, а ширина щели плавно увеличивалась от 10 до 500 мкм. Плотность энергии излучения лазера на изображении щели на сапфировом образце — 50 Дж/см<sup>2</sup>. Для различных давлений воздуха в камере регистрировалась минимальная ширина  $d$  изображения щели на поверхности сапфира, при которой начиналась абляция материала. Из зависимости, представленной на рис. 4, следует, что минимальная ширина щели, необходимая для начала абляции, уменьшается с ростом давления. Типичная визуально наблюдаемая картина абляции сапфира с участием лазерно-индуцированной плазмы такова. Например, при атмосферном давлении и ширине изображения щели 5 мкм при энергиях импульса лазера до 20 мДж оптического пробоя не происходило, а на поверхности резиновой мишени было локализовано слабое красноватое свечение. Абляции сапфира в таком случае не наблюдалось. При повышении энергии импульса выше 20 Дж в области изображения щели на сапфире происходил оптический

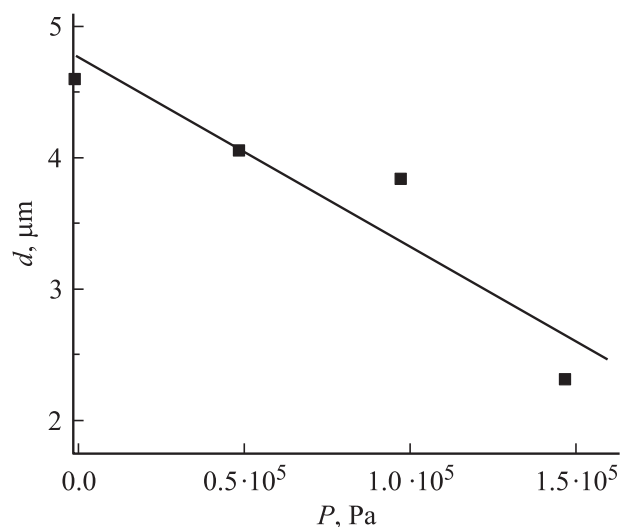


Рис. 4. Зависимости минимальной ширины изображения щели  $d$ , необходимой для начала абляции, от давления воздуха  $P$ .

пробой, проявляющийся в том, что на поверхности сапфировой пластинки появлялось яркое белое свечение плазмы, локализованное в области изображения щели. Только в этом случае и происходила абляция сапфира. Это наблюдение указывает на то, что мишень в сущности нужна только для создания первоначальной „затравочной“ слабоионизованной плазмы. Максимальные же значения концентрации и температуры плазмы, достаточные для абляции материала объекта, достигаются вблизи его поверхности, там, где напряженность электрического поля световой волны максимальна.

Обратим внимание на роль поперечного размера зоны обработки. Известен оценочный критерий начала развития электронной лавины в одноатомном газе с плотностью  $n$ , потенциалом ионизации нейтрального атома  $10 \text{ eV}$  для энергии кванта лазерного излучения  $1 \text{ eV}$  [5]

$$\tau n E^2 \geq 10^{23}. \quad (1)$$

Здесь длительность импульса лазерного излучения  $\tau$  выражена в секундах, плотность нейтрального газа  $n$  — в см<sup>-3</sup>, напряженность электрического поля световой волны  $E$  — в В/см. При выполнении приведенного условия за время лазерного импульса электрон, поглощая фотоны в трехчастичных актах столкновений с нейтральными атомами и ионами (обратное тормозное излучение), приобретает энергию, достаточную для ионизации нейтрального атома. В реальности, однако, следует учитывать процессы, приводящие к потерям энергии электрона, такие как захват электрона электроотрицательными примесями, потери энергии на возбуждение, выход электрона за пределы зоны лазерного облучения. Последний фактор в нашем случае как раз и определяет пороговую зависимость начала абляции от ширины щели. Поэтому вышеприведенное условие начала пробоя следует дополнить еще и условием, что

длина электронной диффузии за время импульса не должна превышать поперечный размер освещенной зоны

$$(D\tau)^{1/2} \leq d, \quad (2)$$

где  $D$  — коэффициент электронной диффузии,  $d$  — поперечный размер освещенного участка.

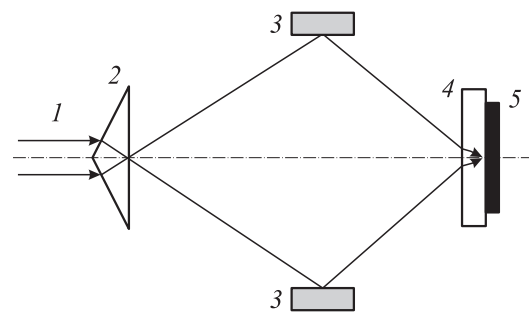
Учет условия (2) объясняет пороговый характер наступления оптического пробоя и абляции при увеличении ширины щели, а зависимость пороговой ширины изображения щели от давления следует из обоих критериев, поскольку коэффициент диффузии зависит от плотности газа как  $1/n$ .

При дальнейшем увеличении ширины изображения щели до  $40 \mu\text{m}$  при нормальном давлении режим абляции лазерно-индуцированной плазмой сменяется оптическим пробоем внутри сапфира с быстрым распространением канала пробоя на всю толщину материала. Этот вопрос заслуживает отдельного обсуждения, учитывая тот факт, что порог наступления пробоя в материале, как и порог начала абляции при неизменной плотности энергии лазерного излучения, в настоящем эксперименте также определялся шириной щели. Известно, что доминирующий механизм оптического пробоя в прозрачных материалах — это локальный разогрев поглощающих примесей лазерным излучением [5]. При этом очевидно, что разогрев центров поглощения ограничивается тепловой диффузией. Если учесть, что длина тепловой диффузии в сапфире за время импульса лазерного излучения  $l \sim 2(\xi\tau/\rho c)^{1/2}$ , где  $\xi$  — теплопроводность,  $\rho$  — плотность,  $\tau$  — длительность импульса,  $c$  — удельная теплоемкость, составляет  $0.6 \mu\text{m}$ , то начало пробоя при ширине освещенной зоны  $40 \mu\text{m}$  не укладывается в рамки упомянутой модели. Действительно, увеличение ширины освещенной зоны более  $0.6 \mu\text{m}$  уже принципиально не меняло бы картину теплового распределения вокруг поглощающих центров, а просто увеличивало бы их количество. Поэтому мы считаем, что в данном случае доминирующим фактором пробоя является ультрафиолетовое излучение лазерно-индуцированной плазмы снаружи образца. Высокотемпературная плазма способна значительную часть своей энергии переизлучать в области вакуумного ультрафиолета. Ультрафиолетовое излучение может изменить картину лазерной абляции благодаря тому, что оно поглощается прозрачным материалом и индуцирует поглощение основного лазерного излучения в ранее прозрачном материале. Аналогичное явление описано в работе [6], в которой авторы использовали для абляции плавленного кварца одновременно два лазера: слабый  $F_2$  с длиной волны  $157 \text{ nm}$  и более мощный  $KrF$  с длиной волны  $248 \text{ nm}$ . Излучение с длиной волны  $157 \text{ nm}$  поглощалось дефектными уровнями плавленного кварца и тем самым индуцировало поглощение на длине волны  $248 \text{ nm}$ , для которой ранее материал был прозрачен. В нашем случае, по видимому, основную роль в распространении пробоя играет излучение плазмы в области вакуумного ультрафиолета, создающее в сапфире слой индуцированного

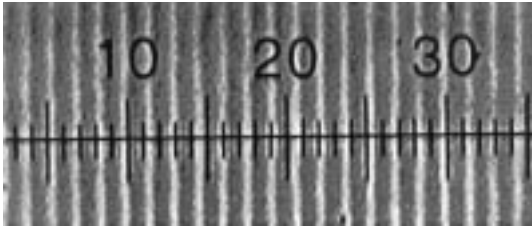
поглощения перед фронтом распространения. Авторы [3] считают, что в их экспериментах плазма, создаваемая лазерным пучком с плотностью энергии до  $7.7 \text{ J/cm}^2$  на металлической мишени, не могла излучать в области вакуумного ультрафиолета. В нашем же случае такую возможность исключить нельзя, поскольку плазма создается пучком с плотностью энергии  $48 \text{ J/cm}^2$  и локализована непосредственно на границе материала. Хотя мы и не выполняли спектральных исследований лазерно-индуцированной плазмы, но из работы [4] следует, что при сходных условиях абляции плавленного кварца температура плазмы достигала  $5.17 \text{ eV}$ . Такая плазма, исходя из формулы Планка, существенную часть своей энергии излучает в области вакуумного ультрафиолета ( $\geq 6.2 \text{ eV}$ ). Для абсолютно черного тела с температурой  $5.17 \text{ eV}$  отношение излучательной способности при  $h\nu = 6.12 \text{ eV}$  к излучательной способности при  $h\nu = 5.17 \text{ eV}$  равно 1.3. Увеличение поперечного размера зоны обработки ведет к уменьшению энергетических потерь в плазме за счет выхода электронов из освещенной зоны, а следовательно, к росту температуры и плотности лазерно-индуцированной плазмы. В конце концов по мере увеличения поперечного размера плазменного факела ее ультрафиолетовое излучение становится достаточно коротковолновым и интенсивным для того, чтобы процесс оптического пробоя пороговым образом из газа распространился в твердое тело.

По нашему мнению, явление поглощения, индуцированного ультрафиолетовым излучением плазмы, следует учитывать также и в допороговых режимах как одну из компонент комплексного механизма абляции, которую можно рассматривать как ограниченный оптический пробой.

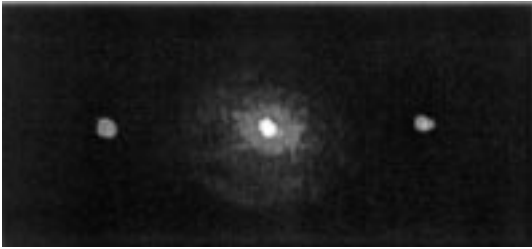
Остановимся теперь на экспериментах по формированию рельефных дифракционных решеток в стекле с использованием нашей модификации метода LIPAA. Схема эксперимента представлена на рис. 5. Пучок лазера ( $1.06 \mu\text{m}$ ,  $10 \text{ ns}$ ,  $20 \text{ mJ}$ ) диаметром  $3 \text{ mm}$  разделялся надвое бипризмой Френеля и двумя зеркалами сводился в одно пятно размером  $0.5 \times 1.0 \text{ mm}$  на границе стекло/резина при атмосферном давлении. Число импульсов



**Рис. 5.** Схема эксперимента по записи дифракционных решеток с участием лазерно-индуцированной плазмы: 1 — луч лазера, 2 — бипризма Френеля, 3 — зеркало, 4 — стеклянная пластинка, 5 — резина.



**Рис. 6.** Рельефная дифракционная решетка на стекле, полученная на оптическом микроскопе. Цена деления сетки микроскопа —  $2\mu\text{m}$ .



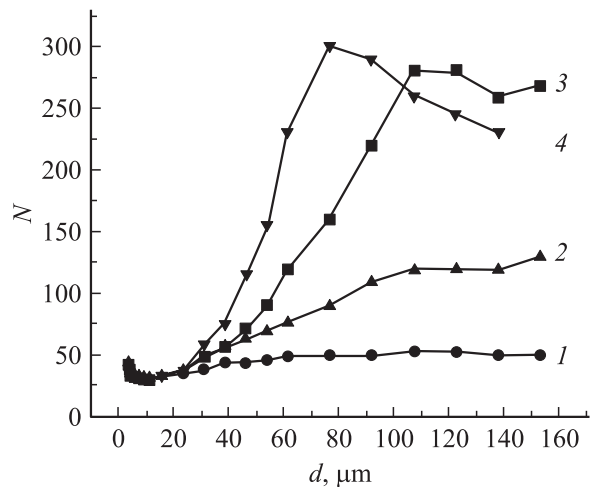
**Рис. 7.** Дифракция луча He–Ne лазера на полученной дифракционной решетке в дальней зоне.

лазера от 1 до 5. После такой обработки в месте контакта лазерного излучения и лазерно-индуцированной плазмы формировалась поверхностная рельефная решетка с шагом  $3.0\mu\text{m}$ . На рис. 6 приведена решетка, полученная на оптическом микроскопе. Дифракция на полученной решетке луча He–Ne лазера с длиной волны  $632.8\text{nm}$  в дальней зоне показана на рис. 7. Угол между пучками нулевого и первого порядков составляет  $12.2^\circ$ , что согласуется с микроскопическими измерениями шага решетки. Полная дифракционная эффективность в первом порядке близка к 9%. Судя по отсутствию дифракции высших порядков, форма решетки близка к синусоидальной.

Вернемся теперь снова к вопросу роли поперечного размера плазменного факела при проекционной лазерной микрообработке. Этот вопрос чрезвычайно важен как для прозрачных материалов, так и для металлов, поскольку при этом маска может одновременно содержать открытые участки самых разных размеров. Обратиться к изучению этого вопроса нас заставила необходимость объяснения „краевого эффекта“ при обычной проекционной микрообработке металлических материалов. Было замечено, что на больших освещаемых участках, поперечный размер которых превышал  $20\mu\text{m}$ , глубина удаления материала вдоль периметра участка значительно превышала глубину в его средней части. По всей видимости, это одно из проявлений роли лазерно-индуцированной плазмы, в данном случае негативной. В середине большого открытого участка энергетические потери за счет диффузии электронов из зоны возбуждения минимальны, поэтому плотность плазмы может

достигать критической, т.е. такой, при которой электронная плазменная частота  $\omega_p = (4\pi n_e e^2 / m)^{1/2}$  равна частоте лазерного излучения. Здесь  $n_e$  — плотность электронов,  $e$  — заряд электрона,  $m$  — масса электрона. При выполнении этого условия плазменное поглощение максимально и мишень может полностью экранироваться. На краях же ситуация отличается. Потери электронов велики за счет диффузии из освещенной области, поэтому концентрация и температура плазмы меньше, т.е. она более прозрачна для лазерного излучения. Ширина градиентной зоны порядка  $10\mu\text{m}$ .

Более детально этот эффект был исследован с использованием вышеописанной схемы с регулируемой щелью. В качестве образца использовалась никелевая фольга толщиной  $20\mu\text{m}$  (рис. 1, с). Энергия импульса  $21\text{mJ}$ . Плотность энергии на поверхности мишени  $50\text{J}/\text{cm}^2$ . Ширина изображения щели  $d$  на поверхности фольги плавно регулировалась от 0 до  $160\mu\text{m}$ . При этом подсчитывалось количество импульсов лазера, необходимых для полного удаления материала на 50% площади изображения щели. Зависимость числа импульсов от ширины полоски возбуждения при различных давлениях воздуха в камере показана на рис. 8. Как и следовало ожидать, наиболее эффективно материал удаляется в вакууме. Минимальное количество импульсов, равное 30, реализуется в диапазоне ширин полоски возбуждения  $10\text{--}20\mu\text{m}$  для всех исследованных давлений воздуха. Небольшой рост при уменьшении ширины щели объясняется, по-видимому, вкладом aberrаций объектива и тепловой диффузией, длина которой для никеля за  $10\text{ps}$  составляет  $1\mu\text{m}$ . При  $d$  менее  $2\mu\text{m}$  сквозного удаления материала не наблюдалось. При увеличении  $d$  в вакууме до  $60\mu\text{m}$  количество импульсов возрастало примерно до 50 и далее не изменялось. При давлениях  $4.9 \cdot 10^4$ ,  $9.8 \cdot 10^4$  и  $1.4 \cdot 10^5\text{Pa}$  картина иная. После того как  $d$  превысит  $20\mu\text{m}$ , наблюдается резкий рост числа импуль-



**Рис. 8.** Зависимость количества импульсов лазера  $N$ , необходимых для 50%-го пробоя никелевой фольги, от ширины изображения щели при различных давлениях: 1 — 0, 2 —  $4.9 \cdot 10^4$ , 3 —  $9.8 \cdot 10^4$ , 4 —  $1.4 \cdot 10^5\text{Pa}$ .

сов, тем больший, чем выше давление. Очевидно, что этот результат, как и в случае прозрачных материалов, может быть объяснен с точки зрения зависимости параметров лазерно-индуцированной плазмы от поперечного размера зоны обработки. Для малых  $d$  от 2 до  $20\ \mu\text{m}$  энергитические потери за счет выхода электронов из зоны обработки слишком велики и оптического пробоя в парах испаренного материала не возникает. Поэтому скорость удаления материала максимальна. При дальнейшем увеличении ширины изображения щели вследствие уменьшения диффузионных потерь энергии электронов возникает лазерно-индуцированная плазма, которая и замедляет скорость удаления материала, частично поглощая лазерное излучение. При достижении плазмой критической плотности излучение лазера не достигает поверхности металла. Тем не менее абляция все-таки происходит на краях изображения щели из-за „краевого эффекта“. Именно это и наблюдалось на опыте. Сквозное удаление металла сначала происходило на краях, и образовавшийся „полуостров“ постепенно уменьшался в размере за счет абляции краев. Можно сделать оценку критической плотности плазмы, пользуясь соотношением, приведенным в работе [7],  $n_c \lambda^2 \cong 10^{15}\ \text{m}^{-1}$ . Здесь  $n_c$  — критическая плотность плазмы,  $\lambda$  — длина волны лазерного излучения. В соответствии с этой оценкой в нашем случае электронная плотность плазмы в центре полоски достигала  $10^{21}\ \text{cm}^{-3}$ . Зависимость скорости удаления материала от давления воздуха также определяется зависимостью коэффициента диффузии электронов от давления. При увеличении  $d$  более 80 и  $110\ \mu\text{m}$  для давлений  $9.8 \cdot 10^4$  и  $1.4 \cdot 10^5$  Па соответственно наблюдалась стабилизация или даже некоторое уменьшение числа импульсов. Возможно, это вызвано механическим удалением материала ударной волной расширяющейся плазмы.

## Заключение

Выполненные исследования указывают на необходимость учета поперечного размера плазменного факела при разработке устройств проекционной микрообработки материалов. Для того чтобы избежать экранирующего эффекта лазерно-индуцированной плазмы при обработке металлов, характерный размер одновременно обрабатываемого участка не должен превышать  $20\ \mu\text{m}$  при длине волны лазера  $1.06\ \mu\text{m}$ . Вакуумирование камеры с образцом позволяет увеличить характерный размер обрабатываемого участка.

При обработке прозрачных материалов скорость абляции с участием лазерно-индуцированной плазмы увеличивается с увеличением поперечного размера плазменного факела, переходя затем в режим лазерного пробоя материала. Зависимость производительности абляции от давления воздуха и длины волны лазера обратная по сравнению с обработкой металлов.

## Список литературы

- [1] Маска для проекционной лазерной обработки. Патент Украины. № 54714А.
- [2] Zhang J., Sugioka K., Midorikawa K. // Appl. Phys. A. 1998. Vol. 67. N 4. P. 499–501.
- [3] Zhang J., Sugioka K., Midorikawa K. // Appl. Phys. A. 1998. Vol. 67. N 5. P. 545–549.
- [4] Zeng X., Mao S., Liu C. et al. // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 83. N 2. P. 240–242.
- [5] Делоне Н.Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. М., 1989. 280 с.
- [6] Zhang J., Sugioka K., Takahashi T. et al. // Appl. Phys. A. 2000. Vol. 71. N 1. P. 23–26.
- [7] Промышленное применение лазеров / Под ред. Г. Кебнера. М., 1988. 280 с.