

Формирование связанного состояния в лазерном факеле

Н.Е.Каск, С.В.Мичурин, Г.М.Федоров, Д.Б.Чопорняк

Приведены результаты экспериментального исследования низкотемпературной лазерной плазмы у поверхности металлических мишеней. Установлено, что в лазерном факеле при изменении плотности испаренного вещества имеет место пороговый характер поведения оптических характеристик и давления плазмы. Для интерпретации результатов привлекается модель связанного состояния плазмы при ограничении ее разлета.

Ключевые слова: лазерный факел, связанная плазма, фрактальные структуры, взаимодействие излучения с веществом.

1. Введение

В последние десятилетия интерес к изучению физических свойств случайно распределенных в диэлектрической матрице малых металлических частиц связан с обнаружением гигантского усиления нелинейно-оптических явлений вблизи поверхности малых частиц [1–3], с одной стороны, и разработкой новых методов получения наночастиц, в частности метода импульсной лазерной абляции, с другой [4, 5]. Лазерное испарение сопровождается образованием низкотемпературной кластерной плазмы, в которой формируются наночастицы (кластеры). Кластерная плазма является эффективным источником света с непрерывным спектром, хорошо аппроксимируемым спектром излучения черного тела с цветовой температурой, значительно большей, чем у ламп накаливания. Коагулируя, компактные кластеры образуют разветвленные, фрактальные структуры.

Ранее нами было установлено [6], что эффективное образование фракталов происходит за время лазерного импульса с длительностью 10 мс. Фракталы, как в микро-, так и в макроскопических формах, эффективно образуются в результате следующей последовательности процессов:

- конденсации пара с образованием компактных наночастиц (капелек, кластеров);
- выталкивания наночастиц термофоретической силой на периферию лазерного факела;
- торможения наночастиц силой Стокса и накопления их в некотором слое, окружающем плазму факела;
- агрегации наночастиц или в слабосвязанные между собой фрактальные микрокластеры, или в макроскопическую с достаточно сильной связью фрактальную структуру (оболочку), способную ограничить разлет плазмы.

Образование микрокластеров наблюдается при сравнительно низких плотностях плазмы, реализующихся в

режиме эрозионного факела. Для появления фрактальной оболочки требуется превысить критическую плотность числа частиц, выше которой происходит ограничение разлета плазмы, уменьшение размеров плазменной области и появление у нее резких границ [6, 7]. Все это скорее характерно для капли, чем для газового факела, и далее такое состояние плазмы, по аналогии с работой [8], мы будем называть связанным.

Процессы конденсации и образования связанного состояния в плазме должны сказаться на темпе изменения давления в парогазовой области при переходе через соответствующую критическую плотность числа частиц испаренного вещества. Отметим, что если образование конденсата (компактных наночастиц) в условиях лазерной абляции мишеней в окружающий газ имеет место всегда, то формирование связанного состояния плазмы характеризуется отчетливо выраженным пороговым давлением. В настоящей работе изучалось поглощение лазерного излучения в факеле, как в эрозионном режиме испарения мишени, так и в режиме связанной плазмы, с целью установления корреляции этого поглощения с изменением давления внутри камеры за время действия лазерного импульса.

2. Экспериментальная установка и методики

Для облучения использовался импульсный твердотельный лазер на стекле с неодимом [9]. Импульс неполяризованного излучения с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм и энергией $W \sim 100$ Дж имел колоколообразную форму и длительность на полувысоте $\tau_{1/2} \approx 10$ мс.

Мишень, испаряемая лазерным излучением, помещалась в герметичную камеру – стальной полый цилиндр с кварцевыми окнами и внутренней полостью, диаметр и длина которой составляли 25 и 150 мм соответственно. В качестве буферного газа, задающего внешнее давление, использовались инертные газы He, Ar, Kr с чистотой 99.99%. Давление в камере можно было изменять от 0.001 до 100 атм.

Мишенями служили поликристаллические образцы металлов с чистотой 99.9 % и выше, облучаемая поверхность которых подвергалась шлифовке. Контрольные

Н.Е.Каск, С.В.Мичурин, Г.М.Федоров, Д.Б.Чопорняк. НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: nek@srd.sinp.msu.ru

эксперименты с образцами разной степени обработки поверхности (шлифовка, полировка), а также с повторным облучением позволили сделать вывод, что в исследуемом диапазоне длительностей воздействия качество обработки поверхности не играет существенной роли. Типичные размеры образцов составляли $1 \times 1 \times 0.5$ см.

Лазерное излучение, распространяющееся вдоль оси экспериментальной камеры, фокусировалось сферической линзой с фокусным расстоянием $F_1 = 300$ мм на поверхность мишени в пятно диаметром $d \approx 2$ мм.

Изменение давления (ΔP) внутри камеры во время и после действия лазерного излучения регистрировалось с помощью пьезокерамического датчика, работающего в режиме генератора напряжения с RC -постоянной $\tau_{RC} \sim 5$ мс. Диаметр датчика был примерно 10 мм, толщина равнялась 1 мм. Датчик прикрывался металлической фольгой, чтобы избежать фотоиндуцированной наводки от греющего лазерного излучения.

3. Поглощение лазерного излучения плазмой факела и морфология разрушения

Изучение кинетики свечения факела и поглощенного и рассеянного от поверхности мишени лазерного излучения проводилось с помощью фотоэлектронной регистрации излучения. Как правило, анализ сигналов позволяет определить момент образования расплава [10] и начала кипения или появления плазмы разряда. В наших экспериментах, когда облучалась неполированная поверхность, ее плавление вело к увеличению отраженного сигнала, который впоследствии заметно спадал при появлении парогазовой фазы (кипения). При достаточно малых потоках лазерного излучения, когда в процессе нагрева температура поверхности достигала точки плавления, рост интенсивности свечения на какое-то время замедлялся. Возникающая в парах плазма маскирует фазовый переход жидкость – пар, и вместо стабилизации температуры поверхности в момент достижения точки кипения кинетика сигналов свечения отражает рост размеров плазменной области и ее температуры.

Типичные осциллограммы приведены на рис.1. Сигналы (рис.1,а) получены при давлении 1 атм, что соответствует случаю эрозивной плазмы, когда не происходит связывания фрактальных структур в макроскопическую оболочку. Вместе с тем, в объеме плазмы уже существуют микрообласть с повышенной поглощательной способностью, что проявляется в уменьшении сигнала лазерного излучения, рассеянного назад (кривая 2) и заметном возрастании сигнала свечения. Когда давление превышает пороговое значение для образования макроскопической оболочки (рис.1,б), то интенсивность свечения плазмы в связанном состоянии увеличивается еще на два порядка (кривая 4).

Чтобы оценить поглощение энергии в плазменном факеле, проводилось изучение динамики ослабления лазерного излучения, прошедшего через факел. Обычно [11] для таких измерений используется маленькое отверстие в образце, расположенное по центру пятна нагрева. В условиях лазерного импульса миллисекундной длительности отверстие диаметром примерно 0.5 мм даже в тонкой металлической фольге (~ 0.5 мм) неоднократно затягивается в процессе воздействия. Поэтому в настоящей работе излучение фокусировалось или на край образца, или на поперечный срез фольги, расположенный вдоль

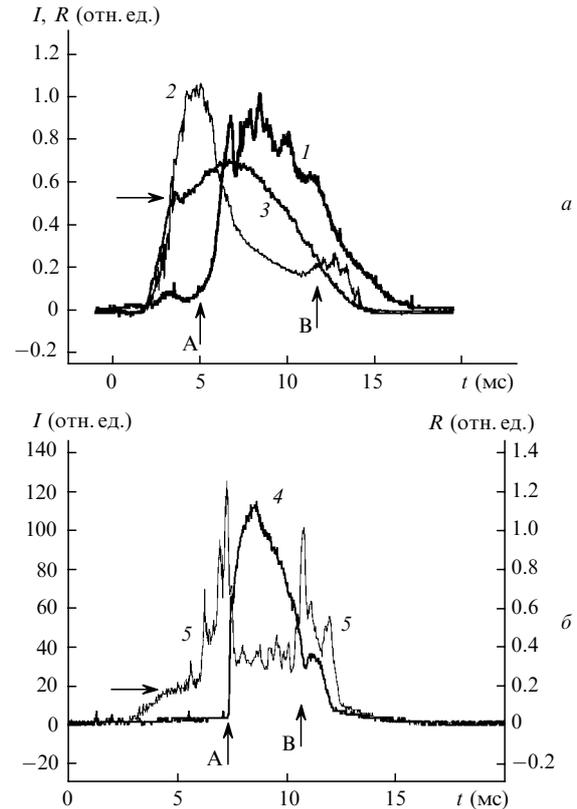


Рис.1. Осциллограммы свечения лазерного факела I (1, 4) и рассеянного назад (2, 5) и в поперечном направлении (3) излучения Nd-лазера R при давлении буферного газа $P = 1$ (а) и 10 атм (режим связанной плазмы) (б) при облучении никелевой мишени. Горизонтальными стрелками отмечены моменты появления эрозивной плазмы, вертикальные стрелки указывают моменты образования микрообластей связанной плазмы (А) и начала их распада (В).

лазерной каустики. В качестве калибровочного сигнала использовался профиль лазерного импульса с интенсивностью, меньшей пороговой для испарения материала мишени.

На рис.2 приведены характерные осциллограммы интенсивности излучения, прошедшего через плазму факела.

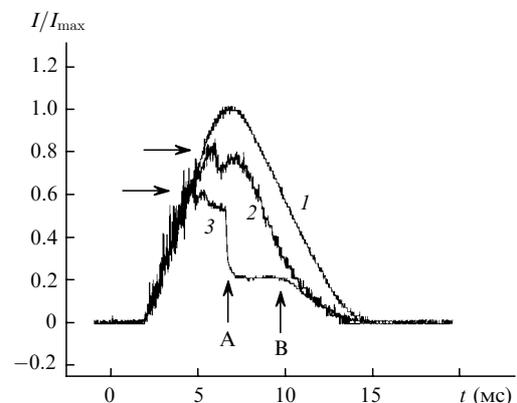


Рис.2. Осциллограммы сигналов пропускания падающего лазерного излучения плазмой у поверхности алюминиевой мишени: формы лазерного импульса (1), пропускания плазмы при давлении буферного газа $P = 1$ (2) и 30 атм (3). Горизонтальные стрелки отмечают моменты появления эрозивной плазмы, вертикальные стрелки указывают моменты образования микрообластей связанной плазмы (А) и начала их распада (В).

ла (в данном случае у поверхности алюминиевой мишени), для двух значений внешнего давления: ниже и выше порога образования связанной плазмы. В общем случае ослабление прошедшего излучения характеризуется коэффициентом экстинкции, который помимо поглощения включает в себя и рассеяние света в среде. Последним в условиях нашего эксперимента можно пренебречь, поскольку появление плазменного факела не сопровождается ростом интенсивности рассеянного излучения (см. рис.1). Как следует из рис.2, поглощательная способность факела в режиме эрозионного факела заметно меньше, чем в режиме связанной плазмы, где она приближается к единице.

Появление плазмы и поглощение лазерного излучения в лазерном факеле приводит к увеличению давления в камере. Естественно ожидать, что с увеличением поглощения должен увеличиваться и скачок давления. Зависимости скачка ΔP и эффективности фракталообразования [6] от начального давления буферного газа приведены на рис.3. В режиме эрозионного факела, который имеет место при давлениях, меньших порогового, с ростом P наблюдается непрерывный рост ΔP . Вблизи порога почти синхронно с уменьшением эффективности образования фракталов уменьшается и ΔP . Выше порога плазма, как показали измерения (см. рис.2), обладает более высокой поглощательной способностью, и очевидно, что уменьшение ΔP является следствием образования связанного состояния.

Минимальный продольный размер плазменной области, прежде чем волна поглощения уйдет от поверхности, сравним с поперечным размером фокальной перетяжки каустики лазерного излучения. Глубина проникновения лазерного излучения в такую плазму не превышает нескольких десятых долей миллиметра. Плазма, экранируя поверхность от падающего излучения, вместе с тем не может не передавать ей тепловой энергии. Глубина прогрева h за время действия лазерного импульса в одномерном приближении определяется тепловой диффузией и по порядку величины составляет $(4\chi\tau)^{1/2}$, где χ – коэффициент температуропроводности, τ – длительность лазерного импульса. Поскольку температура поверхности в обоих режимах равна температуре кипения металла, то к концу действия лазерного импульса и глубина прогрева, например до температуры плавления металла, оказывается одинаковой ($h \sim 1$ мм). Таким образом, потери тепловой энергии из-за контакта плазмы с мишен-

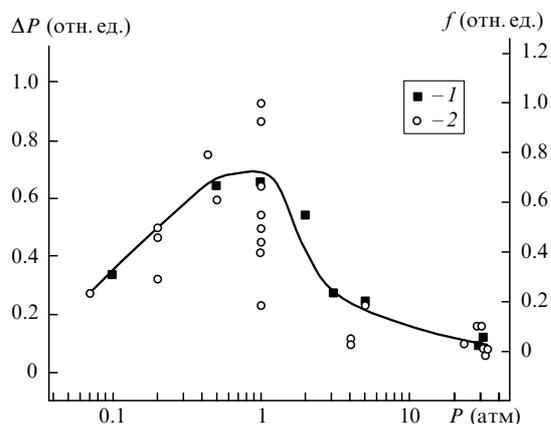


Рис.3. Зависимости эффективности фракталообразования $f(I)$ и скачка давления ΔP (2) от давления при облучении ванадиевой мишени.

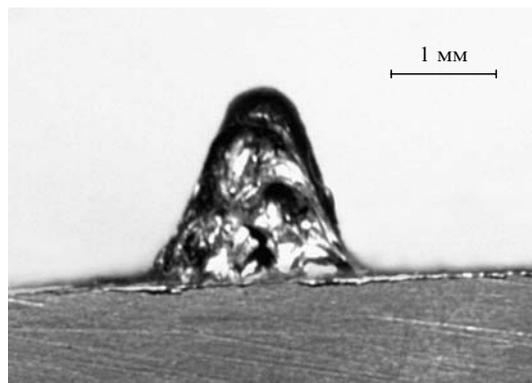


Рис.4. Фотография среза конуса, возникшего на облученной поверхности никеля; $P = 10$ атм.

ню существенно не изменяются при переходе от режима эрозионного факела к режиму связанной плазмы.

Более того, в режиме связанной плазмы кратер имеет значительно меньшую глубину (~ 100 мкм), часто с выступающим по центру конусом, объем которого превышает объем вытесненного металла, а высота достигает ~ 2 мм. В ряде случаев (Pb, Re) наблюдается застывшее образование, скорее аппроксимируемое цилиндром, направленное навстречу лазерному излучению и достигающее в длину более трех миллиметров. Расположение указанных объектов по центру кратера не соответствует общепринятой модели выдавливания расплава [12], и можно предположить, что они возникают после охлаждения плазменного образования с сильной связью и большой величиной поверхностного натяжения. На фотографии среза конуса видно, что последний заполнен пористым (вспененным) металлом (рис.4). При охлаждении паров плазма переходит в «расширенную» металлическую жидкость, которая силами поверхностного натяжения остается связанной с расплавом на поверхности образца.

Как установлено в [6], на периферии факела, еще в достаточно горячих слоях, накапливаются мелкодисперсные частицы, образуя при определенных условиях фрактальную оболочку. При давлениях, близких к пороговому значению для перехода плазмы в связанное состояние, оболочка, слетев с факела, наблюдается после охлаждения в виде фрактальной макроструктуры [6]. Очевидно, возможна и такая ситуация, когда оболочка, ограничивающая плазму в связанном состоянии, достаточно прочно соединена с образцом и, стягиваясь под действием поверхностных сил и затвердевая в процессе охлаждения, образует оплавленные структуры. Продолжающаяся деградация плазмы внутри замкнутого объема этих объектов приводит к образованию пустот.

При более низких давлениях, в режиме эрозионного факела, происходит образование струи испаренного вещества. При определенных условиях – достаточной величине импульса отдачи струи пара – происходит выдавливание расплава из кратера и появление капельной фракции на его границах и в факеле. Еще большая глубина кратеров (порядка нескольких миллиметров) и обильный выброс расплава наблюдались нами для ряда металлов, когда внешнее давление опускалось ниже некоторого критического значения, зависящего от номера группы Периодической системы элементов Д.И.Менделеева. Так, в образцах редкоземельных элементов кратеры с диаметром $d \sim 2$ мм и глубиной $\delta \sim 4$ мм появлялись, когда дав-

ление буферного газа P не превышало 0.1 атм. Для металлов первой (Li, Na) и четвертой (Ti, Zr, Hf) групп Периодической таблицы характерны следующие величины: $d \sim 2$ мм, $\delta \sim 3$ мм, $P \leq 1$ атм. Аналогично, для элементов второй группы (Zn, Cd) имеем $d \sim 0.5$ мм, $\delta \sim 3$ мм, $P \leq 20$ атм. Обычно предполагается [12], что глубокое («кинжальное») разрушение одиночными импульсами происходит в результате увеличения интенсивности греющего потока вблизи дна каверны из-за отражения излучения от ее стенок и уменьшения площади дна. Для объяснения наблюдаемой нами пороговой зависимости от внешнего давления в этой модели отсутствует нелинейный процесс. Таким пороговым явлением является образование связанного состояния плазмы. Внутри каверны в результате ограничения разлета паров в поперечном направлении порог этого процесса существенно понижается. Плазма, перешедшая в связанное состояние, обладает большей поглощательной способностью, что обеспечивает увеличение притока тепловой энергии к стенкам каверны по сравнению с эрозионным режимом. Низкое внешнее давление не препятствует выбросу плазмы и расплавленного материала из каверны.

4. Заключение

Известно, что с ростом плотности конденсированной дисперсной фазы, вводимой в низкотемпературную плазму, взаимодействие между частицами конденсата может увеличиться настолько, что реализуется переход газовой плазмы в плазменную каплю [8]. Аналогичная ситуация имеет место и в случае лазерной плазмы, возникающей при испарении мишеней лазерным излучением миллисе-

кундной длительности в атмосфере буферного газа. В периферийных слоях плазменной области формируется макроскопическая фрактальная оболочка, если внешнее давление, создаваемое буферным газом, превышает некоторое критическое значение, определяемое материалом мишени. При этом ряд характеристик плазмы изменяется скачком, что проявляется в характерной кинетике свечения, а также поглощения и рассеяния лазерного излучения в объеме факела. Происходит значительное ограничение разлета испаренного вещества, последовательный переход плазменной жидкости при ее охлаждении в расширенный металл и пористый расплав, связанные с мишенью поверхностными силами, и, как следствие, отсутствует скачок давления в окружающем газе.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 03-02-17026 и № НШ-1771.2003.2).

1. Емельянов В.И., Коротеев Н.И. *УФН*, **135**, 345 (1981).
2. Moskovits M. *Rev. Mod. Phys.*, **57**, 783 (1985).
3. Анциферов В.В., Смирнов Г.И., Телегин Г.Г. *Оптика и спектроскопия*, **79**, 487 (1995).
4. Смирнов Б.М. *УФН*, **170**, 495 (2000).
5. Анисимов С.И., Лукьянчук Б.С. *УФН*, **172**, 301 (2002).
6. Каск Н.Е., Лексина Е.Г., Мичурин С.В. и др. *Квантовая электроника*, **32**, 437 (2002).
7. Каск Н.Е., Мичурин С.В., Федоров Г.М. *Квантовая электроника*, **33**, 57 (2003).
8. Samsonov D., Goree J. *Phys. Rev. E*, **59**, 1047 (1999).
9. Каск Н.Е., Федоров Г.М. *Квантовая электроника*, **23**, 1033 (1996).
10. Банишев А.Ф., Голубев В.С., Дубров В.Д. *Квантовая электроника*, **23**, 1029 (1996).
11. Bulgakova N.M., Bulgakov A.V. *Appl. Phys. A*, **73**, 199 (2001).
12. Веденов А.А., Гладуш Г.Г. *Физические процессы при лазерной обработке материалов* (М.: Энергоатомиздат, 1985).