ЗОНДОВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛАЗЕРНОГО ЭРОЗИОННОГО ФАКЕЛА

К.В. Хайдуков², Е.В. Хайдуков¹, А.А. Лотин¹, В.В. Рочева¹, Д.А. Зуев¹, О.Д. Храмова¹, О.А. Новодворский¹.

¹ Учреждение Российской академии наук Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН,

² ГОУ ВПО Волгоградский Государственный Университет e-mail: onov@mail.ru

Work is devoted to the expansion kinetics research of the laser erosion plume ion component at metal and semiconductor ablation in vacuum, and also engineering of the deposited particle energy control method for the pulsed laser deposition of thinfilm materials.

Импульсное лазерное напыление позволяет получать сплошные сверхтонкие пленки различных материалов и многослойные структуры на их основе [1, 2]. Круг напыляемых материалов, которые могут быть осаждены в сверхтонкие сплошные пленки и параметры используемого аблирующего излучения ограничены рядом требований, предъявляемых к фазовому составу и энергетическому распределению продуктов эрозии. Условиями получения высококачественных структур является точная дозировка поступающего на подложку плазменного потока, отсутствие в факеле микрочастиц и низкое содержание частиц с энергией, превышающей порог генерации дефектов и перераспыления материала пленки [3].

Для диагностики эрозионного факела был разработан и реализован лабораторный лазерный напылительный стенд на базе вакуумной установки и $YAG:Nd^{3+}$ лазера. твердотельного Вакуумная камера откачивалась турбомолекулярным насосом ТМН - 150 с остаточным давлением не хуже 10⁻⁶ Торр. Для абляции мишеней использовалось лазерное излучение 1064 нм с модуляции добротности энергией ЛО 800 мДж В режиме с к.п.д. преобразования во вторую гармонику ~ 50%.

Для времяпролетных исследований ионной компоненты эрозионного факела применялся метод зонда Ленгмюра. Основные преимущества зондовой методики: высокая разрешающая способность, непрерывность измерений в времени простота течение всего процесса, системы регистрации. Времяпролетный зондовый метод позволяет с высокой точностью определить заряженных концентрацию и энергетический спектр частиц. Условия применимости зонда Ленгмюра для диагностики лазерной эрозионной плазмы можно записать в виде (1) - (4):

$$L > x_p >> r_D, \tag{1}$$

$$T_e \gg T_i, \tag{2}$$

$$|U| > |U_{sat}|, \tag{3}$$

$$\varepsilon_i >> k_B T_e, \tag{4}$$

где L – расстояние от зонда до источника плазмы, x_p – размер зонда, T_e и T_i – электронная и ионная температура, U – напряжение на зонде, U_{sat} – напряжение насыщения ионного тока, ε_i – кинетическая энергия ионов, k_B – постоянная Больцмана.

Радиус экранирования $r_{\rm D}$ определяется выражением [4]:

$$r_{D}[cm] \approx 743 \sqrt{T_{e}[eV]/n_{e}[cm^{-3}]},$$
 (5)

где *n*_e - концентрация электронов.

Условия (1)-(3)выполняются во всем исследуемом диапазоне экспериментальных параметров, т.к. в эрозионном факеле $r_{\rm D} < 10$ мкм, а источник плазмы располагается на расстоянии нескольких сантиметров. Характерный размер зонда $x_p \sim 0,1$ мм меньше расстояния от зонда до мишени, в наших экспериментах L изменялось от 10 до 120 мм. Условие (2) всегда выполняется, т.к. на стадии взаимодействия плазмы с лазерным излучением в первую очередь нагреваются электроны, и уже от них энергия передается более тяжелым ионам. В результате электронная температура плазмы Те существенно опережает температуру ионов T_i [4]. Выполнение условия (3) обеспечивает работу зонда в области насыщения ионного тока, что позволяет определить концентрацию заряженных частиц в факеле. Условие (4) вызванного хаотическим определяет незначительность тока, тепловым движением ионов, в сравнении с направленным движением. Хаотическим тепловым движением ионов можно пренебречь при диагностике ионов с энергией $\varepsilon_i > 5$ эВ.

Схемы диагностических стендов для зондовых исследований эрозионного факела от одной мишени и плазменного пучка, формируемого при пересечении двух эрозионных факелов, представлены на рис. 1.



Рис. 1. Схема зондовых исследований: при абляции одной мишени - а), двух мишеней - б) и принципиальная электрическая схема зондовых исследований - в); 1 - излучение лазера, 2 - собирающая линза, 3 - окно вакуумной камеры, 4 - зонд Ленгмюра, 5 - плазма, 6 - мишень, 7 - вакуумный затвор, 8 - насос, 9 - вакуумная камера, 10 - экран, 11 - ось факела.

Зондовые исследования проводились при абляции одной мишени (рис. 1а) и при абляции двух мишеней, когда пересекающиеся факелы формируют плазменный пучок в направлении биссектрисы угла, образуемого осями факелов (рис. 1б). Зонд Ленгмюра длиной 5 мм, диаметром 0,16 мм располагался перпендикулярно оси плазменного пучка. Потенциал зонда составлял -20 В, что обеспечивало работу зонда в режиме насыщения ионного тока. Ток зонда регистрировался с использованием быстродействующего аналогово-цифрового преобразователя (АЦП) и записывался на ПК. Отсчет времени прихода зарядов на зонд производился от момента генерации лазерного импульса. В схеме пересекающихся факелов угол Θ между осями факелов, которые лежали в одной плоскости, изменялся от 180° до 70° , при угле 180° оси совпадали и факелы разлетались навстречу друг другу. Перпендикулярно биссектрисе угла Θ устанавливался неподвижный экран с отверстием, диаметр которого выбирался так, чтобы исключить прямую видимость точек абляции мишеней с места расположения зонда при изменении угла Θ в указанном диапазоне. Этим исключалось прямое попадание на зонд заряженных частиц от исходных факелов.

Были получены ВПК ионного зондового тока на разных расстояниях зонд-мишень и разных энергиях падающего лазерного излучения при абляции Si, Fe, Cr, Mn и Sn. На рис. 2 на примере Mn демонстрируется эволюция зондовых ВПК при изменении расстояния зонд-мишень.



Рис. 2. Зондовые ВПК ионной компоненты эрозионного факела Mn на разных расстояниях L зонда от мишени.

Наблюдалась прямо пропорциональная зависимость времени прихода переднего фронта сигнала от расстояния зонд-мишень. Для лидирующей группы ионов в факеле скорость разлета не зависала от расстояния до мишени. Полученная нами скорость для лидирующих групп ионов Si, Fe, Cr, Mn и Sn удовлетворяет зависимости $v \sim M^{-1/2}$, где M — атомный вес элемента. Такая зависимость наблюдается при абляции излучением, как первой, так и второй гармоники неодимового лазера (рис. 3).



Рис. 3. Зависимость скоростей разлета ионов Si, Fe, Cr, Mn и Sn от массы иона при абляции: 1 - излучением первой ($\lambda = 1,06$ мкм, $J = 22 \ Дж/см^2$) и 2 - второй ($\lambda = 0,53$ мкм, $J = 22 \ Дж/см^2$) гармоники неодимового лазера.

Из зондовых измерений находилась функция распределения концентрации заряженных частиц по энергиям [3]:

$$f(E_i) = \frac{1}{S} \frac{dN}{dE_i}.$$
(6)

Величина кинетической энергии ионов E_i определялась по времени пролета ионов от мишени до зонда в предположении инерциальности разлета. Из ионного тока I(t) вычислялось энергетическое распределение ионов по кинетической энергии:

$$f(E_i) = \frac{It^3}{em_i L^2 S},\tag{7}$$

где *е* – заряд электрона, *m_i* – масса иона. На рис. 4 представлены энергетические спектры ионов железа.



Рис. 4. Энергетические спектры ионов эрозионной плазмы железа при абляции: 1 – первой гармоникой (22 Дж/см²), 2 – второй гармоникой твердотельного лазера (22 Дж/см²). Расстояние зонд-мишень 6.5 см.

Концентрация заряженных частиц и энергия в случае абляции излучением с λ =1,06 мкм значительно выше по сравнению с λ =0,53 мкм, что обусловлено большим коэффициентом поглощения длинноволнового излучения в плазме. Это приводит к большему нагреву и ионизации факела.

Были получены ВПК отклоненного пучка, образованного при взаимодействии факелов (рис.1 б). При изменении угла между осями исходных факелов, положение максимума на ВПК отклоненного пучка смещается. Было определено изменение кинетической энергии лидирующих ионов в отклоненном пучке при изменении угла между осями исходных факелов. Изменение кинетической энергии лидирующей группы ионов от угла между осями исходных факелов на примере кремния представлено на рис. 5.



Рис. 5. Зависимость кинетической энергии E_i лидирующей группы ионов отклоненного плазменного пучка от угла Ө между осями исходных факелов Si: кружки – экспериментальные значения, пунктир - расчетная кривая, треугольник – энергия ионов в исходном факеле Si.

При изменении угла от 170° до 70° между осями факелов Si энергия лидирующей группы ионов изменяется от 40 эВ до 370 эВ. На рис. 5 приведено значение энергии лидирующей группы ионов в исходном факеле до взаимодействия (обозначено треугольником), которое равно 490 эВ.

Мы рассмотрели модель упруго-неупругого столкновения, когда проекция скорости сталкивающихся ионов, параллельная биссектрисе угла Θ сохраняется, а проекция скорости, соответствующая лобовому столкновению преобразуется в тепло и во внутренние степени свободы. Тогда кинетическая энергия ионов в отклоненном пучке будет определяться выражением:

$$E_i(t,\Theta) = E_0(t)\cos^2\frac{\Theta}{2}, \qquad (10)$$

где $E_0(t)$ – кинетическая энергия ионов до взаимодействия, Θ – угол между осями исходных факелов. На рис. 5 пунктиром приведена расчетная кривая, соответствующая описанной модели. Характер изменения энергии хорошо согласуется с предложенной отклоненных ионов моделью. Количественное различие экспериментальных данных при больших значениях угла Θ связано с наличием дисперсии разлета частиц в исходных факелах. Дополнительное увеличение энергии частиц отклоненного пучка может быть вызвано нагревом области пересечения исходных факелов при неупругих столкновениях.

Методом зонда Ленгмюра исследована ионная компонента эрозионного факела, образующегося при лазерной абляции металлических И полупроводниковых мишеней в вакууме. С применением этой методики определены энергетические параметры факела, что представляет интерес при импульсном лазерном напылении. Скорость разлета лидирующей группы эрозионного факела, абляции мишеней ионов при металлов И полупроводников обратно пропорциональна квадратному корню из массы иона. Схема метода импульсного лазерного напыления на пересекающихся факелах позволяет управлять энергией ионов в осаждаемом пучке.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 09-08-00291, 09-07-00208, 09-02-12108, 09-07-12151.

- 1. R. Eason. Pulsed laser deposition of thin films: Applications-LED growth of functional materials. Hoboken. N.J. :Wiley-Interscience, 2007. 682 p.
- 2. В.Я. Панченко, О.А. Новодворский, В.С. Голубев. Технология лазерно-плазменного напыления пленок нанометровых толщин // Наука и технологии в промышленности. 2006. № 4. С. 39-51.
- В.П. Агеев, А.Д. Ахсахалян, С.В. Гапонов, А.А. Горбунов, В.И. Конов, В.И. Лучин. Влияние длины волны лазерного излучения на энергетический состав эрозионной плазмы // ЖТФ. 1988. Т. 58, вып. 5. С. 930.
- 4. Х. Хора. Физика лазерной плазмы. М. : Энергоатомиздат, 1986. 272 с.