

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УГЛА ПАДЕНИЯ СДВОЕННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА МНОГОКОМПОНЕНТНУЮ МЕТАЛЛИЧЕСКУЮ МИШЕНЬ**

To determine the effects exerted by double laser pulses on the formation of a component and charge composition of the surface laser plasma, it has been studied using the method of laser spark spectrometry at different incidence angles on a flat multicomponent target (D16T aluminum alloy). The possibility for the increased contribution of aluminum ions with different charges to the surface laser plasma has been examined in the regime of D16T alloy ablation by double laser pulses at the particular radiation incidence angles.

Физические процессы, происходящие при взаимодействии мощного лазерного излучения с веществом, все больше привлекают внимание исследователей. Так, лазерная абляция твердых тел наносекундными импульсами умеренной интенсивности используется во многих научных и практических приложениях [1]. Импульсное лазерное напыление пленок широко применяется для формирования тонкопленочных структур и покрытий из самых различных материалов [2, 3]. Физические процессы, связанные с образованием приповерхностной лазерной плазмы, ее разлетом и осаждением на подложке, настолько многофакторны, что не удается получить достаточно простых закономерностей, описывающих эти процессы. Анализ и целенаправленное изменение компонентного зарядового и энергетического распределения состава лазерного факела возможны на основе воздействия на первичную плазму дополнительного лазерного импульса. Использование схем и методов двухимпульсного лазерного воздействия при различных углах падения на мишень и плазму позволяет одновременное проведение высокочувствительного спектрального анализа [4], контроля концентрации возбужденных и заряженных частиц плазмы и управления составом плазмы, направляемой на подложку [5, 6].

Стадии развития процессов абляции и приповерхностного оптического пробоя при лазерном воздействии на поверхность многокомпонентной металлической мишени одиночных и сдвоенных лазерных импульсов в зависимости от угла падения излучения на поверхность еще недостаточно изучены и привлекают внимание как исследователей, так и практиков [1–3, 7, 8].

Основная цель работы состояла в установлении роли и влияния дополнительного лазерного импульса и угла падения лазерного излучения на поверхность многокомпонентной металлической мишени на процессы формирования компонентного и зарядового состава, термодинамических характеристик приповерхностной лазерной плазмы.

### **Эксперимент**

Для исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1 [9]. Все эксперименты проводились в воздушной среде при нормальном атмосферном давлении.

Динамики атомного и ионного состава, концентрации электронов и температуры приповерхностной плазмы исследованы методом многоканальной атомно-эмиссионной спектроскопии при воздействии сдвоенных лазерных импульсов на пластинку алюминиевого сплава Д16Т толщиной 1 мм в зависимости от изменения их энергии (20÷60 мДж), временного интервала между импульсами (1÷20 мкс) и угла падения лазерного излучения на мишень (от 90 до 30°). Основные компоненты сплава Д16Т:

Al – 91±95 %, Cu – 3,8±4,9 %, Mg – 1,2±1,8 %. Зависимости энергии импульсов излучения (в мДж) от энергии накачки и задержки открытия затвора приведены в таблице опубликованной ранее работы [9].

Для анализа эффекта действия второго импульса на процессы в приповерхностной плазме при различных углах падения лазерного излучения на мишень изучена

динамика свечения атомных и ионных линий алюминия. В качестве типичного примера на рис. 1 приведены зависимости изменения интенсивности атомных и ионных линий Al от величины угла падения лазерного излучения на мишень при задержках импульсов 130 и 140 мкс и энергии накачки  $E_{\text{нак}} = 15$  Дж (энергия импульсов излучения  $\approx 45 \div 50$  мДж). Как видно из приведенных данных, интенсивность линий имеет определенную периодическую зависимость от угла.

На основании проведенных исследований и анализа литературных источников [5, 6, 11–14] можно предположить, что при одно- и двухимпульсной лазерной абляции мишени наблюдается следующая картина эволюции плазмы. При воздействии одиночного лазерного импульса после испарения материала мишени его передним фронтом и образования плазмы при достаточно высоких интенсивностях излучения в плазме выполняются условия экранировки (посредством обратного тормозного поглощения излучения в первоначальном парогазовом облаке) и абляция поверхности прекращается. Вместе с тем быстрое испарение материала мишени приводит к резкому возрастанию давления, инициирующему ударную волну в окружающей атмосфере, на фронте которой происходит поглощение оставшейся части импульса лазерного излучения. В целом при лазерной абляции твердого тела в атмосфере можно выделить три основные области взаимодействия: поверхность мишени, эрозионную плазму, содержащую основную часть испаренного материала, и плазменную оболочку (фронт ударной волны) [14, 15]. В случае одиночного импульса большой плотности ( $10^9 \div 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>) существенная часть его может экранироваться фронтом ударной волны и не проникать в область плазменного ядра.

Распределение температуры показывает, что в период воздействия наиболее горячая область плазмы находится непосредственно у поверхности и имеет относительно невысокую температуру – около 3 эВ [16]. Как было установлено, именно в этой области происходит выделение энергии лазерного излучения. Нагретая область с высокой плотностью, определяемой вылетающим с поверхности паром, приводит к формированию у поверхности зоны высокого давления – свыше 1000 атм, значительно замедляющего процесс испарения и обуславливающего небольшое число Маха на дозвуковой стадии испарения. Разлет облака идет преимущественно перпендикулярно поверхности, скорость разлета в боковом направлении незначительна. После окончания воздействия (в течение 15 нс) картина в плазме существенно меняется. Область с максимальной температурой и давлением смещается от поверхности, и разлет облака происходит не только в сторону внешних границ, но и в сторону поверхности мишени.

Плазма, создаваемая лазерным пучком, сфокусированным на мишень, является неоднородной: ее параметры (плотность, температура) изменяются в пространстве. Взаимодействие лазерного излучения с такой плазмой характеризуется рядом специфических особенностей. Для анализа полученных результатов рассмотрим процесс взаимодействия лазерного излучения с образующейся плазмой [17].

Коэффициент поглощения света в плазме за счет обратнотормозного эффекта можно выразить следующей формулой:

$$\alpha = \left( n_0^2 / \sqrt{1 - n_0} \right) \alpha_c, \quad (1)$$

где  $n_0$  – коэффициент преломления,

$$\alpha_c = v_{ei}/c = 2,92 \cdot 10^{-6} z N_e T_e^{-3/2} \ln(1,53 \cdot 10^{10} T_e^{-3/2} N_e^{-1/2}).$$

Здесь  $v_{ei}$  – частота электрон-ионных столкновений,  $z$  – средний заряд ионов,  $N_e$  и  $T_e$  – концентрация и температура электронов.

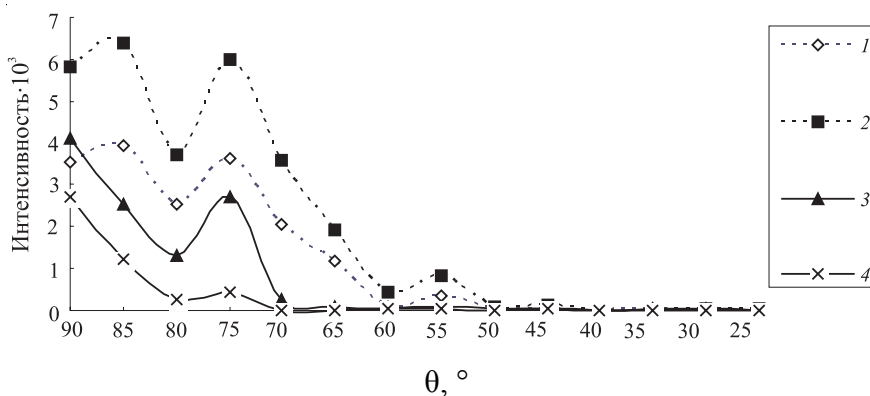


Рис. 1. Зависимости интенсивностей атомных и ионных линий Al от угла падения: 1 – Al I (308,199 нм), 2 – Al I (309,245 нм), 3 – Al II (358,627 нм), 4 – Al III (360,145 нм) [10]

Величина  $\alpha_c$ , как видно, не зависит от плотности плазмы, а только от ее температуры. Анализ функции, стоящей первой в (1), показывает, что максимальное значение обратнотормозного поглощения достигается в областях неоднородностей плазмы, плотность в которых близка к критической [5]. Реальная плазма практически всегда сильно неоднородна – в ней электронная плотность является функцией координаты; для одномерного случая  $N_e = N_e(z)$ . Падающая на плазму извне световая волна может проникнуть вглубь только до слоя с критической плотностью, определяемой следующим выражением:

$$\rho_{кр} = 1,83 \cdot 10^{-3} A\lambda/z \text{ (г}\cdot\text{см}^{-3}\text{)},$$

где  $A$  – атомный вес ядер плазмы,  $\lambda$  – длина волны лазерного излучения (в мкм).

Главный вклад в интегральное поглощение дает слой, непосредственно прилегающий к слою с критической плотностью, толщина которого имеет порядок  $L_c = \alpha_c^{-1}$ .

Еще одним механизмом поглощения энергии световой волны, проявляющимся при наклонном падении света на неоднородную плазму, является так называемый механизм резонансного поглощения [18]. Такое поглощение происходит благодаря линейной трансформации поперечных электромагнитных волн в продольные плазменные. При наклонном падении всегда имеется продольная (вдоль градиента концентрации) компонента электрического поля световой волны. На определенной глубине, где концентрация плазмы близка к критической для падающего электромагнитного поля, происходит резонансное преобразование энергии лазерного излучения в энергию сильно затухающих собственных плазменных колебаний. Частота этих колебаний совпадает с плазменной частотой  $\omega_p = (4\pi N_e e^2/m)^{1/2}$ . Очевидно, что в неоднородной плазме имеется непрерывный спектр собственных колебаний  $\omega_p(z)$ , т. е. каждой частоте  $\omega_p$  отвечают колебания тонкого слоя, перпендикулярного оси  $z$  и имеющего соответствующую плотность  $N_e(z) = m\omega_p^2(z)/(4\pi e^2)$ . Разумеется, симметрия задачи задает и направление колебаний в слоях вдоль оси  $z$ . Чтобы электромагнитная волна, приходящая в плазму извне, могла раскачать эти колебания, она должна иметь составляющую вектора напряженности электрического поля, ориентированную вдоль оси  $z$ .

Доля энергии падающей электромагнитной волны  $f_w$ , поглощенная в плазме, определяется следующим выражением:

$$f_w = (I_{пад} - I_{отр})/I_{пад} = \tau \Phi^2(\tau)/2,$$

где  $\tau = (\omega z_c/c)^{1/3} \sin \theta$ ,  $\Phi(\tau) = 2,31 \exp(-2\tau^3/3)$ ,  $z_c$  – глубина плазмы до слоя критической плотности.

Как видно из приведенных выражений, доля поглощенной плазмой энергии зависит от угла падения  $\theta$ . Чтобы происходило резонансное поглощение, электрическое поле падающей электромагнитной волны должно проникать из области отражения с плотностью  $N_{ec} \cos^2 \theta$  в область с критической плотностью  $N_{ec}$ . Отсюда следует, что существует оптимальный угол падения волны из вакуума на плазменный слой: если угол  $\theta$  падения слишком велик, то свет будет отражаться от слоя, далеко отстоящего от слоя с критической плотностью, и, следовательно, эффективность резонансной раскачки плазменных колебаний будет невелика; напротив, если угол  $\theta$  слишком мал, очень мала будет продольная составляющая поля волны, и резонансное поглощение снова будет невелико.

Угол падения, при котором резонансное поглощение максимально, можно определить из следующего соотношения:

$$\sin \theta_{опт} \approx 0,8 (c/\omega z_c)^{1/3} \approx 0,8 (\lambda/2\pi z_c)^{1/3},$$

где  $\lambda$  – длина волны лазерного излучения. Используя значение  $\lambda$ , можно упростить это выражение:

$$\sin \theta_{опт} \approx 0,44 z_c^{-1/3}.$$

С помощью экспериментальных результатов, приведенных на рис. 1, оценим значения  $z_c$ , соответствующих наблюдаемым максимумам. Угол  $\theta$  является дополнительным к углу падения излучения на поверхность (см. рис. 1). Углы  $\theta$  примерно равны 5, 15, 35, 45°, тогда соответствующие им глубины плазмы  $z_c$  будут равны 130; 4,85; 0,46 и 0,24 мкм. Согласно [17] в этих случаях доля падающего светового потока, поглощаемая в плазме за счет резонансного механизма, может достигать 50%.

Следует отметить, что в этом случае, в отличие от обратнотормозного механизма, нет ограничений на максимальную температуру, достижимую в результате лазерного нагрева плазмы [17, 18]. Резонансное поглощение является основным механизмом нагрева горячей плазмы, в которой обратнотормозное поглощение уже несущественно, до температур в миллионы градусов.

Перенос энергии в глубь плазменного факела может приводить к увеличению абляционной плотности по сравнению с критической. Перенос энергии со скоростью, превышающей скорость переноса

гидродинамических возмущений, может осуществляться быстрыми электронами, которые образуются при резонансном поглощении лазерного излучения, и собственным излучением плазмы.

Когда на поверхность мишени воздействуют два импульса с некоторым временным сдвигом между ними, ситуация еще более усложняется. После первого импульса плазма расширяется, рекомбинирует и электронная плотность резко уменьшается со временем. Второй лазерный импульс проходит через относительно разреженную плазму, поэтому он способен проникать в нее, эффективнее возбуждать продукты абляции (фракталы и кластеры, остающиеся после охлаждения плазмы [19–21]) и взаимодействовать с поверхностью. Это приводит к увеличению как количества испаренного материала, так и степени его возбуждения и ионизации.

Одним из возможных методов влияния на темп остывания и скорость изменения плотности пара является создание атмосферы, в которую происходило бы расширение испарившегося вещества. В результате взаимодействия пара с молекулами окружающего газа уменьшится скорость расширения пара, т. е. роль адиабатического охлаждения ослабеет. Кроме того, произойдет термализация кинетической энергии частиц вещества мишени, на которую приходится большая часть (до 70 %) поглощенной энергии лазерного излучения [9, 10]. Этот процесс можно рассматривать как источник нагрева расширяющегося вещества, действие которого увеличивает период жизни горячих паров. В то же время при расширении пара в атмосфере какого-либо газа возникают механизмы охлаждения пара за счет столкновения второго рода атомов пара с молекулами атмосферы. Следовательно, скорости остывания пара и изменения его плотности за счет расширения и конденсации в значительной мере определяются величиной давления и составом атмосферы, в которой происходит испарение конденсированного вещества лазерным излучением.

Размер частиц конденсата зависит от состава и давления окружающего мишень газа. Замена аргона на гелий ведет к уменьшению диаметра частицы конденсата вдвое. При снижении давления газа размер частиц конденсата уменьшается.

Как уже указывалось, на величину  $\alpha_c$  влияет не плотность плазмы, а только ее температура. Метод определения температуры плазмы основан на предположении, что при атмосферном давлении имеет место локальное термодинамическое равновесие, что позволяет для описания процессов возбуждения и ионизации использовать формулы Больцмана и Саха [22].

Следует отметить, что в реальной плазме полное термодинамическое равновесие, для которого справедливы приведенные рассуждения, практически невозможно. В ней присутствуют процессы потери энергии, происходящие вследствие излучения, теплопроводности, ухода быстрых частиц и т. п. Все это приводит к тому, что и температура, и концентрация атомов будут распределены по объему плазмы неравномерно. Таким образом, излучение из центральной, наиболее горячей области плазмы кванты света должно пройти, прежде чем быть зарегистрированным, периферийную с меньшей температурой область. Совершенно очевидно, что вероятность беспрепятственного их прохождения через эти области, особенно для резонансных, будет уменьшаться с ростом концентрации атомов N.

На рис. 2 приведены зависимости изменения температуры плазмы от угла падения лазерного излучения на поверхность мишени. Температура определялась методом Орнштейна с помощью линий меди ( $T_1$  по отношению интенсивностей линий Cu I (510,5)/Cu I (515,3),  $T_2$  – Cu I (510,5)/Cu I (521,8 нм)) [22].

Как видно из приведенных данных, температура плазмы при уменьшении угла падения двояких лазерных импульсов с различным временным интервалом между ними более-менее монотонно с определенной периодичностью увеличивается примерно на  $600 \div 1000$  °С.

Таким образом, выполненные спектроскопические исследования характеристик приповерхностной лазерной плазмы, образуемой вблизи поверхности многокомпонентной мишени, при воздействии на

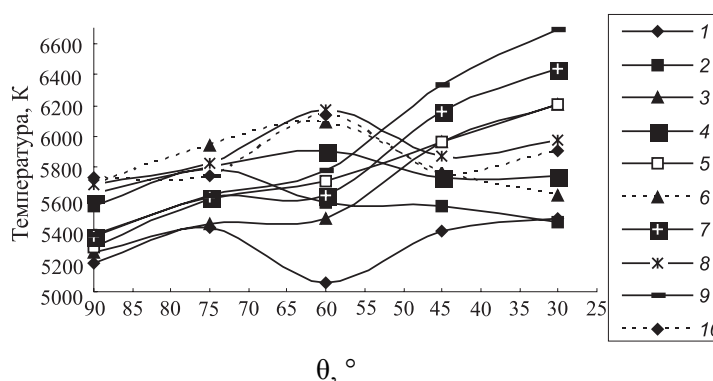


Рис. 2. Зависимости температуры  $T_1$  и  $T_2$  от угла падения при энергии  $E_{\text{нак}}=15$  Дж и разных задержках импульса для  $T_1$ : 1 – 1, 3 – 5, 5 – 10, 7 – 15, 9 – 20 мкс;  $T_2$ : 2 – 1, 4 – 5, 6 – 10, 8 – 15, 10 – 20 мкс

нее двух последовательных импульсов под разными углами падения на поверхность показали возможность контроля и управления характеристиками плазмы. Определены временные интервалы между импульсами ( $1\div 20$  мкс), углы падения лазерного излучения на поверхность мишени, обеспечивающие возможность получения необходимых концентраций одно- или двукратно ионизированных атомов алюминия, магния и т. д.

1. Воробьев В. С. // УФН. 1993. Т. 163. № 12. С. 51.
2. Буримов В. Н., Жерихин А. Н., Попков В. Л. // Квант. электроника. 1996. Т. 23. № 1. С. 73.
3. Жерихин А. Н., Худобенко А. И., Вильямс Р. Т. // Там же. 2003. Т. 33. № 11. С. 975.
4. Сухов Л. Т. Лазерный спектральный анализ. Новосибирск, 1990.
5. Фадаиян А. Р., Воропай Е. С., Зажогин А. П. // Материалы III Междунар. науч.-практ. конф. «Проблемы инженерно-педагогического образования в Республике Беларусь», Минск, 23–24 окт. 2008 г. Мн., 2009. С. 351.
6. Бураков В. С., Боханов А. Ф., Неделько М. И., Тарасенко Н. В. // Квант. электроника. 2003. Т. 33. № 12. С. 1065.
7. Кононенко Т. В., Конов В. И., Лубнин Е. Н., Даусингер Ф. // Там же. № 3. С. 189.
8. Scaffidi J., Angel S. M., Cremers D. A. // Analytical chemistry. 2006. № 1. P. 25.
9. Фадаиян А. Р. (Иран), Зажогин А. П. // Вестн. БГУ. Сер. 1. 2009. № 2. С. 12.
10. Зайдель А. Н., Прокофьев В. К., Райский С. М., Шрейдер Е. Я. Таблицы спектральных линий. М., 1962.
11. Зажогин А. П., Фадаиян А. Р. (Иран) // Вестн. БГУ. Сер. 1. 2008. № 3. С. 15.
12. Воропай Е. С., Фадаиян А. Р., Ермалицкая К. Ф., Зажогин А. П. // Материалы Международной конференции «НАНО-2009». Екатеринбург, 2009. С. 245.
13. Vogaerts A., Chen Z. // Spectrochimica Acta. 2005. Pt. B. Vol. 60. P. 1280.
14. Букин О. А., Свириденков Э. А. и др. // Квант. электроника. 1997. Т. 24. № 8. С. 725.
15. Биберман Л. М., Мицаканья А. Х., Якубов И. Т. // УФН. 1970. Т. 102. Вып. 3. С. 430.
16. Мажукин В. И., Носов В. В. // Квант. электроника. 2005. Т. 35. № 5. С. 454.
17. Коротеев Н. И., Шумай И. Л. Физика мощного лазерного излучения. М., 1991.
18. Дюдерштадт Дж., Мозес Г. Инерциальный термоядерный синтез. М., 1984.
19. Turichin G., Valdaytseva E., Zemlyakov E. et al. // Proceedings of the Third International WLT-Conference on Lasers in Manufacturing. Munich, 2005.
20. Туричин Г. А., Григорьев А. М., Земляков Е. В. // Теплофизика высоких температур. 2006. Т. 44. № 5. С. 655.
21. Гафнер С. Л., Гафнер Ю. Я. // ЖЭТФ. 2008. Т. 134. Вып. 4. С. 831.
22. Кузяков Ю. Я., Семенов К. А., Зоров Н. Б. Методы спектрального анализа. М., 1990.

Поступила в редакцию 03.11.09.

*Ахмад Реза Фадаиян* – аспирант кафедры лазерной физики и спектроскопии. Научный руководитель – А. П. Зажогин.

*Анатолий Павлович Зажогин* – доктор физико-математических наук, профессор кафедры лазерной физики и спектроскопии.