

УДК 539.23

ВЛИЯНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СОСТАВ ЭРОЗИОННОЙ ПЛАЗМЫ

В. П. Агеев, А. Д. Ахсаляян, С. В. Гапонов, А. А. Горбунов,
В. И. Конов, В. И. Лучин

Экспериментально исследовался разлет в вакуум плазмы, образующейся при воздействии излучения ХеСl* лазера на твердую мишень. Определен энергетический состав продуктов эрозии Al, Ti, Cu, W и GaAs в диапазоне лазерных интенсивностей $q \sim 0.1-1$ ГВт/см². На основании сравнения полученных результатов с данными, известными для ИК диапазона облучения мишеней, показана перспективность использования эксимерных лазеров в технологии вакуумного напыления пленок.

Особенности импульсного лазерного напыления позволяют получать сплошные сверхтонкие пленки различных веществ и многослойные структуры на их основе [1]. Круг напыляемых материалов и параметры используемого излучения ограничены рядом требований, предъявляемых к фазовому составу и энергетическому распределению продуктов эрозии. Условиями получения высококачественных структур являются точная дозировка поступающего на подложку плазменного потока, отсутствие в нем конденсированных макровключений и низкое содержание частиц с энергией E , превышающей порог генерации радиационных дефектов и распыления материала пленки E^* .

В настоящее время не удастся выполнить все перечисленные требования в одном технологическом режиме. Эрозионный поток, используемый для получения пленок и структур, формируют под действием излучения с интенсивностью $q \sim 1$ ГВт/см², длительностью $\tau \sim 10-100$ нс и длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм. Его энергетический спектр не оптимален из-за наличия большого числа ионов и атомов с $E > E^* \approx 20$ эВ [2]. Соотношение количества дефектообразующих и низкоэнергетических частиц особенно заметно сказывается на росте полупроводниковых пленок. Образование устойчивых комплексов, наблюдающееся при интенсивной генерации дефектов и относительно низкой скорости поступления конденсата, приводит к компенсации проводимости [3]. Для получения полупроводниковых пленок с заданными электрофизическими свойствами требуется уменьшить содержание быстрых частиц в эрозионной плазме. Такое изменение энергетического спектра может оказаться полезным и при изготовлении многослойных структур. Частицы с энергией $E > E^*$ выбивают атомы из поверхностного слоя. В результате, во-первых, ухудшается качество поверхности, во-вторых, из-за перемешивания распыленного материала с плазменным потоком, формирующим слой другого вещества [2], нарушается резкость границ. Таким образом, энергетический состав плазмы может влиять на свойства получаемых структур, например многослойных рентгеновских зеркал [4].

Есть основания полагать, что применение в технологии напыления УФ лазеров не только расширит круг непрозрачных материалов, испаряющихся без объемного разрушения и выброса конденсированных макрочастиц, но и позволит снизить содержание в плазме частиц высоких энергий. Одним из основных факторов, определяющих асимптотическую скорость разлета ионов и атомов, является температура плазменного очага T [5]. Расчеты [6] и опытные данные свидетельствуют о том, что T убывает с уменьшением длины волны

лазерного излучения. Так, при $q=1$ ГВт/см² для $\lambda=10.6$ и 1.06 мкм максимальные значения температуры плазменных факелов составляли 20—30 эВ [7] и 7—10 эВ [8] соответственно. Переход в УФ диапазон приводит к дальнейшему уменьшению T до 2 эВ при $\lambda=0.3$ мкм [9], что позволяет рассчитывать на снижение средней энергии эрозионного потока. Настоящая работа посвящена экспериментальному обоснованию этого положения.

Экспериментальные методики

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. В опытах использовался электроразрядный ХеСl* лазер ($\lambda=308$ нм). Линза Л1 с фокусным расстоянием $f=1$ м и диафрагма Д выделяли центральную часть пучка, стабильную по пространственно-временным характеристикам. В результате фильтрации на мишень поступал лазерный импульс практически треугольной формы с длительностью по полувысоте $\tau=20$ нс и длительностью переднего фронта 10 нс. Линза Л2 с $f=10$ см проецировала плоскость диафрагмы в плоскость мишени. Такая схема позволяла получить на мишени однородное пятно облучения диаметром $d=0.5$ мм с резкими краями. Отклонение локального значения плотности лазерного потока от среднего по пятну не превышало 30%. Мишень располагалась в вакуумной камере с остаточным давлением $5 \cdot 10^{-4}$ Тор.

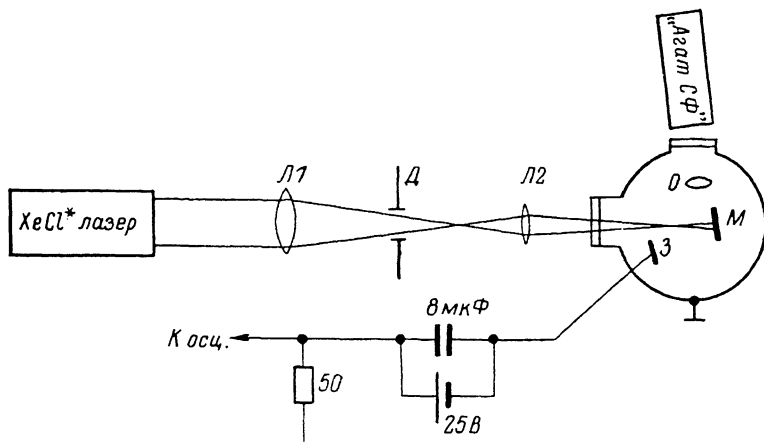


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

С помощью микрообъектива О изображение плазменного факела проецировалось на расположенную перпендикулярно плоскости мишени входную щель электронно-оптической камеры «Агат СФ». При этом регистрировалось движение светящегося фронта плазменного облака на начальном этапе его расширения от поверхности мишени в вакуум.

Динамика ионного компонента плазмы на стадии инерциального разлета изучалась с помощью электростатического зонда З, размещенного на расстоянии $L=6$ см от мишени. Зонд представлял собой медную пластину с площадью $s=0.6$ см², потенциал которой относительно стенок камеры составлял $U=-25$ В (режим насыщения ионного тока достигался при $U=-5$ В). Из зондовых измерений находились скорость v_i и энергия E_i направленного движения ионов, их концентрация n и функция распределения по энергиям

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

Величины v_i и E_i определялись по времени пролета ионов от мишени до зонда в предположении инерциальности разлета (стадия газодинамического ускорения заканчивается на расстоянии l от поверхности мишени; $l \leq 5d = 2.5$ мм $\ll L$ [8]). Роль ускорения ионов в поле зонда незначительна, поскольку $L \gg \lambda_D$ — длина электростатического экранирования. По осцилло-

грамме ионного тока насыщения $I(t)$ вычисляется концентрация ионов в плазменном потоке и энергетическое распределение

$$n = I / e z v_i s, \quad f(E_i) = I t^3 / e m_i L^2 s,$$

где ez — заряд иона кратности z ; m_i — масса иона. Согласно [9], при $q = 1$ ГВт/см² в плазме, образованной под действием излучения УФ лазера, присутствуют лишь однократно заряженные ионы. Ошибка в определении v_i , связанная с ускорением ионов в поле зонда, заметно сказывается на точности измерения n только при $E_i \ll V$.

Количество испаренного вещества определялось по глубине кратера на поверхности мишени.

Результаты экспериментов

Получены энергетические спектры ионов ряда материалов в диапазоне $q \sim 0.1 \div 1$ ГВт/см². На рис. 2 представлены распределения меди (I) и вольфрама (II). Энергия части ионов превышает порог распыления и дефектообразования, но их относительное количество в составе продуктов эрозии много меньше, чем при испарении под действием излучения с $\lambda = 1.06$ мкм.

Число ионов, поступающих на единицу поверхности зонда, пропорционально q , а наклон зависимости $(N_{i0}/s)(q)$ определяется свойствами материала мишени — прежде всего удельной теплотой испарения (рис. 3).

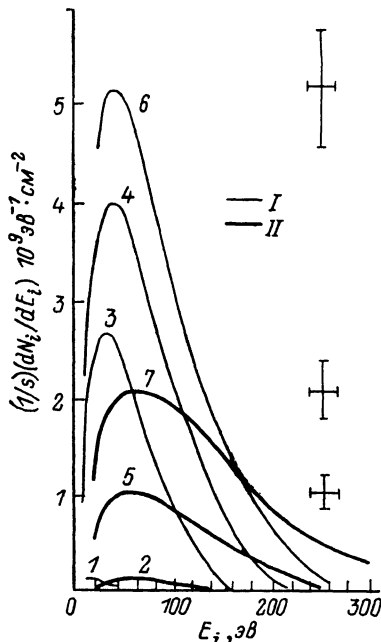


Рис. 2. Энергетические спектры ионов эрозионной плазмы.

q , ГВт/см²: 1 — 0.12, 2 — 0.24, 3 — 0.27, 4 — 0.4, 5 — 0.48, 6 — 0.65, 7 — 0.78.

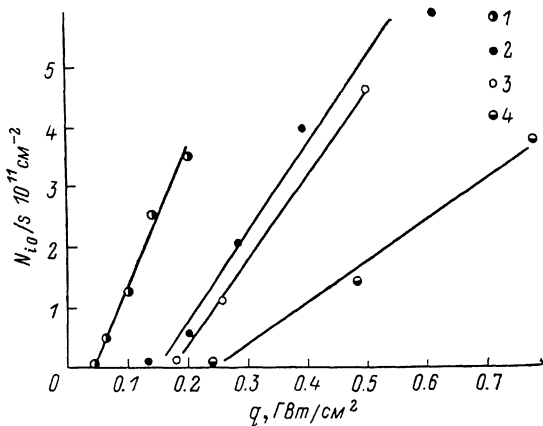


Рис. 3. Число ионов, поступающих на единицу поверхности зонда за один импульс, в зависимости от интенсивности излучения.

1 — GaAs, 2 — Cu, 3 — Al, 4 — W.

Общее количество ионов в плазменном сгустке на инерциальной стадии разлета оценим, полагая, что угловое распределение однократно заряженных ионов близко к изотропному [10]

$$N_i \ll \pi L^2 \frac{N_{i0}}{s}.$$

Для алюминия при $q = 0.5$ ГВт/см² получим $N_i \ll 10^{14}$ ион/имп. Полное число испаренных частиц N можно оценить по глубине кратера на поверхности мишени: $h = 1 \pm 0.3$ мкм/имп. соответствует $N \sim 10^{16}$ частиц/имп. Таким образом, степень ионизации плазменного сгустка на расстоянии $L = 6$ см от мишени при $q = 0.5$ ГВт/см² составляет $\alpha = N_i/N \ll 1$ %. Для сравнения укажем,

что при облучении мишеней излучением с длиной волны $\lambda=1.06$ мкм значения α могут достигать 30 % [2].

Влияние свойств материала мишени на среднюю энергию ионов (рис. 4) проявляется лишь вблизи порога плазмообразования и определяется потерями лазерной энергии на отражение, отвод тепла и затратами на испарение и ионизацию. При $q > 0.3$ ГВт/см² значения \bar{E}_i у разных материалов отличаются незначительно. Независимость от свойств вещества ряда характеристик взаимодействия (энерговклада, светимости плазмы), отмечавшаяся ранее [9, 11], свидетельствует о том, что значения параметров эрозивной плазмы вблизи различных мишеней примерно одинаковы. Заметим, что слабая зависимость максимальной скорости ионов от материала мишени при значениях атомной массы $A > 30$ наблюдалась в ИК диапазоне [12].

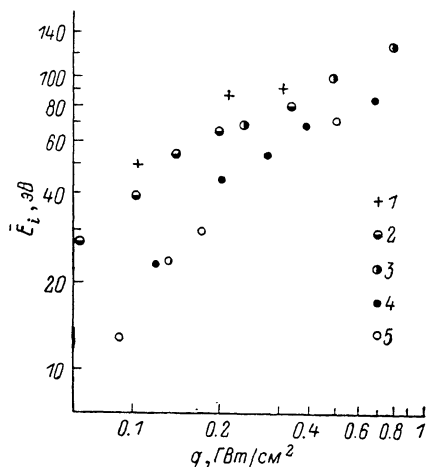


Рис. 4. Зависимость средней энергии ионов от интенсивности излучения.

1 — Ti, 2 — GaAs, 3 — W, 4 — Cu, 5 — Al.

Энергия основной массы испаренного вещества оказывается существенно ниже, чем энергия плазменного компонента, регистрируемого электрическим зондом. Средняя энергия атомов составляет, согласно данным работы [2], $\bar{E}_0 \sim 0.1\bar{E}_i$. Если предположить, что это соотношение выполняется и в нашем случае, получим $\bar{E}_0 \sim 10$ эВ при $q=1$ ГВт/см². Поскольку $\bar{E}_0 < E^*$, относительное количество частиц, вызывающих распыление материала и образование дефектов в пленке, не должно заметно превышать степени ионизации плазменного сгустка ($\alpha \leq 1$ %).

Обсуждение результатов

Для сравнения энергетического состава плазмы, образованной под действием излучения УФ и ИК диапазонов, рассмотрим данные о средней энергии ионов и полном числе испаренных частиц. Приведем результаты, полученные в примерно одинаковых экспериментальных условиях при испарении материалов с близкими значениями атомной массы (табл. 1). Заметно выделяется режим образования плазмы под действием излучения с $\lambda=10.6$ мкм (при большей длительности импульса). Сравнение данных, проведенное для длин волн $\lambda=0.3$ и 1.06 мкм с учетом зависимости энергии направленного движения от размера облученной площадки [13, 15] и интенсивности излучения [5], показывает, что средние значения энергии ионов отличаются в 1.5—2 раза ($\bar{E}_i \approx 200$ эВ при $\lambda=1.06$ мкм, $q=1$ ГВт/см², $d=0.5$ мм). Режим облучения мишени гораздо сильнее влияет на среднюю энергию и количество всех частиц плазменного сгустка. Полное число частиц, испаренных с единицы площади за импульс, изменяется более чем на порядок в зависимости от λ , d и теплофизических свойств вещества

Таблица 1

Материал	λ , мкм	τ , нс	q , ГВт/см ²	d , мм	E_i , эВ
Ti, Cu, Al	0.3	20	1	0.5	100—130
Ti, Cr	1.06	30	1	2	340 [2]
Ti	1.06	30	2	0.5	280 [13]
Cu, Ni	10.6	100	1	1	1000 [14]

Режим	Вещество	λ , мкм	q , ГВт/см ²	d , мм	h , мкм/имп.
I	Al	0.3	0.5	0.5	2
II	Al, Ti, Mo, W	1.06	1	0.5	0.04 [13, 18]
III	Sb, Sn, Pb, Bi	1.06	1	0.5	0.3—0.8 [16]
IV	Ti, Bi	1.06	1	0.01—0.1	0.3—2 [18, 16]

(табл. 2). Обратим внимание на значительную разницу в выносе вещества при испарении алюминиевой мишени под действием УФ и ИК излучения. Еще больше режимы I и II отличаются по относительному содержанию в плазме низкоэнергетичного нейтрального компонента, так как выход ионов при $\lambda = 0.3$ мкм несколько меньше, чем при $\lambda = 1.06$ мкм.

Алюминий относится к ряду материалов, при испарении которых под действием ИК излучения образуется неглубокий кратер [16] и формируется плазменный поток с относительно низким содержанием атомов [2] (режим II). Для материалов с меньшими, чем у Al, значениями удельной теплоты испарения характерны глубокие кратеры и преобладание нейтрального компонента в составе продуктов эрозии (III режим испарения).

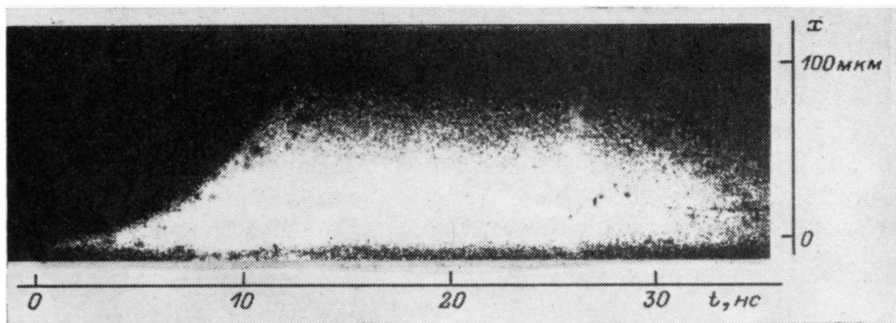


Рис. 5. Фоторазвертка движения эрозивной плазмы меди, образованной при $q \approx 1$ ГВт/см² и $d \approx 0.1$ мм. Ось x направлена по нормали к поверхности мишени ($x=0$).

Уменьшение диаметра облученной площадки приводит к росту глубины кратера и увеличению содержания атомов в плазменном потоке веществ обеих групп [16] (режим IV).

Для объяснения зависимости энергетического состава эрозивной плазмы от λ , d и теплофизических свойств вещества выясним, каким образом эти параметры могут влиять на динамику испарения. Из рис. 5, на котором приведена фоторазвертка движения плазмы, видно, что зона свечения не отрывается от поверхности мишени. Отсюда можно заключить, что плазма относительно прозрачна для лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 0.3$ мкм и испарение продолжается в течение всего или большей части импульса.

С увеличением длины волны растет оптическая толщина факела, пропорциональная λ^2 в рассматриваемой области параметров излучения и плазмы [17]. Измерения прозрачности плазмы, проведенные в настоящей работе по методикам [18, 19], показывают, что при $\lambda = 1.06$ мкм и $q = 1$ ГВт/см² возможно полное прекращение испарения после образования экранирующего слоя с оптической толщиной $\eta = 2 \div 3$. Досшедшего до поверхности мишени излучения (~ 0.1 ГВт/см²) оказывается недостаточно для испарения материалов с высоким порогом разрушения q^* , пропорциональным удельной теплоте перехода. Вещества другой группы, с низким значением q^* , испаряются в течение всего лазерного импульса.

Сравнив режимы I—III, можно предположить, что из-за большей прозрачности факела в УФ диапазоне граница между группами смещается в сторону

материалов с высокой теплотой испарения. В режиме IV такой же эффект достигается за счет уменьшения геометрической толщины поглощающего слоя, ограниченной вследствие бокового разлета плазмы величиной $\sim d/2$ [5]. Снижение оптической толщины до значений $\eta \leq 1$ приводит к образованию глубоких кратеров на мишенях с любыми теплофизическими свойствами [16] и формированию плазменного потока с $z=1$ при $d \sim 0.01$ мм [13].

Не вполне ясно, как в процессе испарения вещества под действием УФ излучения сочетаются свойства режимов III и IV — высокая энергия ионов E_i на инерциальной стадии разлета при низких температуре и кратности ионов вблизи мишени. Отсутствие в факеле выделенной зоны с большей яркостью свечения (рис. 5) свидетельствует об относительно однородном прогреве испаренного вещества. Для объяснения разделения продуктов эрозии на плазменную часть с $E_i \sim 100$ эВ ($q \sim 1$ ГВт/см²) и основную массу с низкой энергией частиц потребуется уточнить структуру поглощающего слоя.

Выводы

При облучении мишеней лазерным УФ излучением формируются эрозионные потоки с низким относительным содержанием частиц, ответственных за образование радиационных дефектов и распыление материала в процессе роста пленок. Энергетический состав лазерной плазмы многих веществ оказывается более благоприятным для получения пленок, чем в случае использования неодимовых лазеров. К ним относятся, как показано в данной работе, алюминий и, по-видимому, материалы с большей теплотой испарения. Ряд таких веществ используется для получения пленок и структур лазерным методом, например при изготовлении многослойных рентгеновских зеркал. Круг применяемых материалов может быть расширен благодаря более высокому коэффициенту поглощения в УФ диапазоне и возможности испарения без объемного разрушения и выброса конденсированных макрочастиц. Все это позволяет предполагать, что эксимерные лазеры являются перспективными источниками излучения в технологии лазерного напыления пленок.

Литература

- [1] Гапонов С. В., Салащенко Н. Н. *Электронная промышлен.*, 1977, № 1, с. 11—17.
- [2] Ахсаханян А. Д., Битюрин Ю. А., Гапонов С. В. и др. *ЖТФ*, 1982, т. 52, № 8, с. 1564—1596.
- [3] Битюрин Ю. А., Гапонов С. В., Кляуенков Е. Б., Стриковский М. Д. *ФТП*, 1984, т. 18, № 10, с. 1729—1734.
- [4] Ахсаханян А. Д., Гапонов С. В., Гусев С. А. и др. *Письма в ЖТФ*, 1986, т. 12, № 17, с. 1081—1086.
- [5] Riehl H., Neusser H. J., Kaiser W. Z. *Naturforsch.*, 1970, v. 25a, p. 1815—1822.
- [6] Добкин А. В., Немчинов И. В. *Письма в ЖТФ*, 1984, т. 10, № 23, с. 1426—1430.
- [7] Dyer P. E., Ramsden S. A., Sayers J. A., Skipper M. A. J. *Phys. D: Appl. Phys.*, 1976, v. 9, p. 373—382.
- [8] Бойко В. А., Крохин О. Н., Склизов Г. В. *Труды ФИАН*, 1974, т. 76, с. 185—228.
- [9] Агеев В. П., Горбунов А. А., Конов В. И., Прохоров А. М. *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1985, т. 49, № 4, с. 732—737.
- [10] Быковский Ю. А., Козырев Ю. П., Сильнов С. М., Шарков Б. Ю. *Квант. электр.*, 1974, т. 1, № 3, с. 709—711.
- [11] Агеев В. П., Горбунов А. А., Конов В. И. и др. *Квант. электр.*, 1983, т. 10, № 7, с. 1466—1469.
- [12] Быковский Ю. А., Дегтярев В. Г., Дегтяренко Н. Н. и др. *ЖТФ*, 1972, т. 42, № 3, с. 658—662.
- [13] Девятых Г. Г., Гапонов С. В., Ковалев И. Д. и др. *Письма в ЖТФ*, 1976, т. 2, № 19, с. 906—910.
- [14] Гапонов С. В., Стриковский М. Д. *ЖТФ*, 1982, т. 52, № 9, с. 1838—1842.
- [15] Быковский Ю. А., Сильнов С. М., Шарков Б. Ю. и др. *Физика плазмы*, 1976, т. 2, № 19, с. 248—253.
- [16] Лучин В. И. *Изв. вузов. Радиофизика*, 1980, т. 23, № 2, с. 177—182.
- [17] Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н. *Труды ФИАН*, 1970, т. 52, с. 118—170.
- [18] Дымшиц Ю. И., Неверов В. Г. *Письма в ЖТФ*, 1975, т. 1, № 12, с. 558—562.
- [19] Дымшиц Ю. И. *ЖТФ*, 1977, т. 47, № 3, с. 532—541.