

# ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА И ТЕХНИКА

УДК 533.9; 53.092

## ОСОБЕННОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ЛАЗЕРНОГО ФАКЕЛА АЛЮМИНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ ФОНОВОГО ГАЗА

© 2011 г. А. К. Шуаибов, доктор физ.-мат. наук; Л. В. Месарош, аспирант;  
М. П. Чучман, канд. физ.-мат. наук

Ужгородский национальный университет, г. Ужгород, Украина

E-mail: shuaibov@univ.uzhgorod.ua

Исследовано образование лазерного факела алюминия при разных давлениях воздуха ( $p = 6,7\text{--}133,3$  Па). Обнаружено, что процесс формирования ударной волны влияет на зависимость интенсивности излучения лазерной плазмы от расстояния до мишени, что проявляется в виде излома на соответствующей кривой. Значения расстояний соответствуют рассчитанным расстояниям, при которых возникает ударная волна.

*Ключевые слова:* лазерная плазма, алюминий, ударная волна, пространственные характеристики излучения плазмы.

Коды OCIS: 140.0140, 3000.0300.

Поступила в редакцию 09.12.2010.

### Введение

В настоящее время алюминий и его соединения являются перспективными материалами в области электронной техники. Значительный интерес представляет их использование в научных исследованиях, микроэлектронике и технике [1–4]. Нитрид алюминия имеет высокую теплопроводность, низкий коэффициент термического расширения, а также высокий и стабильный в широком спектральном диапазоне коэффициент отражения [5, 6]. Основной областью применения нитридов алюминия являются люминесцентные источники света с высокой эффективностью излучения [3]. В работах [7–9] было показано, что на поверхности AlN хорошо наблюдается явление формирования наночастиц, состав которых отвечает составу мишени при фемтосекундной лазерной абляции полиатомных мишеней. Использование алюминия позволяет снизить расходы на получение тонких пленок высокого качества. Однако широкое использование нитридных и оксидных материалов сдерживается отсутствием совершенных технологий их получения.

Метод лазерно-импульсного напыления используется при напылении тонких пленок

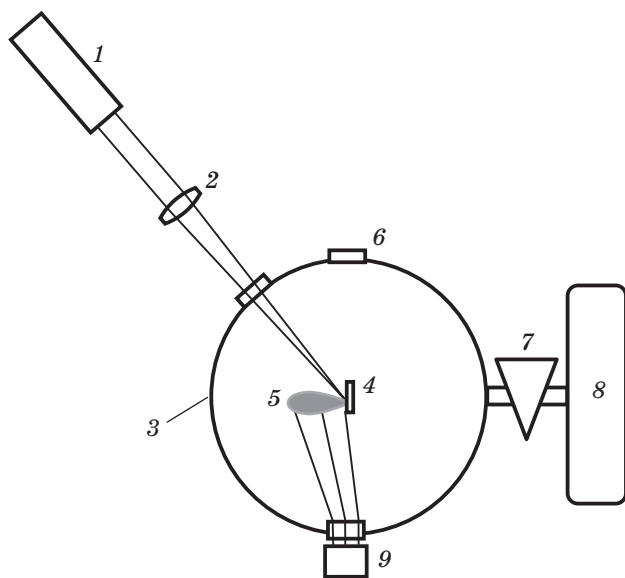
в масс-спектрометрии и нанотехнологиях [10, 11]. Многочисленные эксперименты демонстрировали комплексность физических процессов, которые имеют место при лазерной абляции твердотельной мишени [12]. Параметры лазерной плазмы, формирующейся на поверхности мишени во время действия излучения, сильно зависят от условий облучения мишени, т. е. от интенсивности падающего излучения, его длины волны [13], размера области облучения, состава и давления окружающего газа [14]. Лазерная абляция материала включает такие процессы, как лазерная абсорбция, испарение, газодинамика, перенос излучения, конденсация, ионизация и рекомбинация [7, 15, 16].

Получить информацию о процессах в лазерной плазме достаточно сложно. Хотя и создаются модели для исследования высокоскоростных процессов для широкой области остаточных давлений [7, 16], но лишь в некоторых работах описано расширение факела в диапазоне давлений окружающего газа 10–100 Па [12]. Этот же диапазон давлений мы избрали для экспериментального исследования методом фотографирования лазерного факела алюминия. Развитие лазерного импульсного

напыления требует, в частности, лучшего понимания механизмов формирования лазерного факела и его расширения в фоновой газ. Целью нашей работы было изучение взаимодействия лазерной плазмы алюминия с атмосферой внешнего газа для получения сведений о геометрических размерах факела, особенностях его взаимодействия с внешним газом с точки зрения газодинамики расширения.

### Техника и условия эксперимента

Лазерная плазма формировалась при действии импульсно-периодического излучения лазера ЛТИПЧ-4 ( $W = (3,8-4,8) \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\lambda = 1,06$  мкм,  $\tau = 20$  нс,  $f = 12$  Гц). В качестве мишени использовался образец особо чистого алюминия. Фокусировка лазерного излучения на поверхность мишени осуществлялась длиннофокусной линзой ( $F = 50$  см) в пятно диаметром 0,4–0,5 мм. Для юстировки лазера использовался He-Ne-лазер ЛГН-207Б, а для контроля мощности излучения прибор – ИМО-2. Энергия несфокусированного лазерного излучения в импульсе достигала 20–30 мДж. Мишень располагалась в вакуумной камере при давлении остаточных газов  $p = 6,7-133,3$  Па. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1.



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки для исследования лазерной плазмы. 1 – неодиимовый лазер, 2 – фокусирующая линза, 3 – вакуумная камера, 4 – мишень, 5 – лазерный факел, 6 – кварцевое окно, 7 – вентиль системы откачки, 8 – система откачки, 9 – фотокамера.

Для получения информации об особенностях формирования лазерной плазмы в пространстве использовался метод фотографирования с помощью цифровой фотокамеры с разделением на 1200×1600 пикселей. Этот метод был использован также в работах [1, 7, 15, 17, 18]. Погрешности измерения интенсивности и расстояния составляют соответственно 10% и 1%.

Для объяснения полученных результатов выполнены простые оценки длины свободного пробега с помощью соотношения [18]

$$\lambda = 1/(\sqrt{2}\pi d^2 n), \quad (1)$$

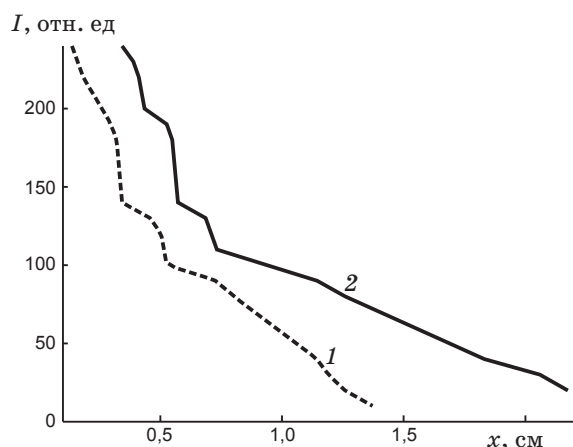
где  $d = 0,32$  нм [19] – диаметр молекулы азота,  $n$  – концентрация частиц,  $\lambda$  – длина свободного пробега. Для образования ударной волны необходимо время  $t$ , в течение которого горячие пары металла будут расширяться до расстояния  $l$ . Это расстояние соответствует примерно 5–10 длинам свободного пробега [18]. Если мощность лазерного излучения порядка  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup>, то скорость движения плазмы  $v \approx 10^6$  см/с. Время образования ударной волны определялось как

$$t = l/v. \quad (2)$$

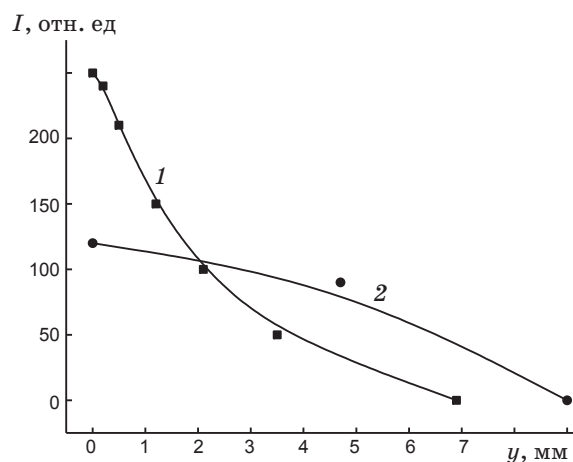
### Пространственные характеристики лазерного факела

После того как интенсивность лазерного излучения превысит порог абляции мишени, лазерное излучение испаряет и ионизирует материал мишени, создавая над поверхностью плазменный факел. По фотографированию плазмы в области давлений 6,7–133,3 Па была получена зависимость интенсивности излучения лазерной плазмы от расстояния до мишени согласно анализу центрального участка факела, который находится на нормали к мишени, и участков, параллельных поверхности. Такие данные приведены на рис. 2 и рис. 3 для давлений газа 6,7 и 13,3 Па.

На зависимостях, приведенных на рис. 2, выделялись два участка с разным характером изменения интенсивности. Изменениям отвечали расстояния от мишени 0,73 и 0,53 см при давлениях 6,7 и 13,3 Па соответственно. Эти данные отвечают переходу от резкого к более медленному изменению интенсивности излучения, а следовательно, и разной концентрации излучающих частиц. Наиболее вероятной причиной такого поведения лазерной плазмы может быть изменение характера ее расшире-



**Рис. 2.** Зависимости интенсивности излучения лазерной плазмы от расстояния до мишени при разных давлениях воздуха в вакуумной камере. 1 – 13,3 Па, 2 – 6,7 Па.



**Рис. 3.** Зависимости интенсивности излучения лазерного факела от координаты  $y$  на разных расстояниях от мишени. 1 – 6,3 мм, 2 – 15,3 мм.

ния. Для подтверждения этой гипотезы были сделаны оценки концентрации частиц, длины свободного пробега и времени формирования ударной волны, которые приведены в табл. 1.

Из данных табл. 1 следует, что образование ударной волны будет происходить в течение сотен наносекунд при давлении  $p \approx 10$  Па, а при  $p \approx 100$  Па время образования ударной волны будет составлять десятки наносекунд. Зависимость интенсивности излучения лазерной плазмы от расстояния до мишени при разных давлениях иллюстрирует рис. 2, где видно, что процесс образования ударной волны четко отображается и в приведенных интервалах расстояний на графике наблюдается неоднородность.

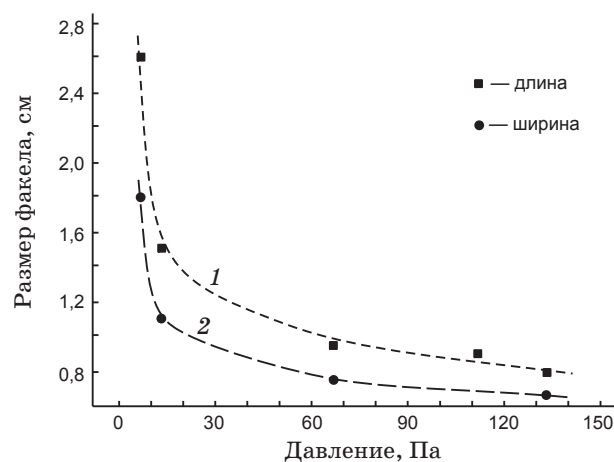
Таким образом, можно утверждать, что мы наблюдаем переход от свободного расшире-

ния к расширению в режиме ударной волны. Вместе с увеличением давления видно изменение формы лазерного факела. Как показано на рис. 4, форма лазерного факела при изменении давления от десятков до сотен Па будет изменяться от вытянутой к сферической – значения длины и ширины факела становятся почти одинаковыми. В соответствии с этими данными режиму трехмерного расширения предшествует доминирование одномерного расширения плазмы от мишени. С ростом давления ударная волна формировалась на меньших расстояниях, поэтому форма факела приближалась к сферической.

На рис. 3 представлены зависимости интенсивности излучения лазерного факела от координаты  $y$  на расстояниях 6,3 и 15,3 мм от мишени. Расстояние  $y$  определяется от центра факела в плоскости, параллельной мишени, на разных расстояниях от нее. Из рис. 3 видно, что на расстоянии 6,3 мм от мишени подавляющее количество частиц, которые излуча-

**Таблица 1.** Расчеты расстояния, на котором возникает ударная волна, и времени ее возникновения

$p$ , Па	$n$ , $10^{17}$ см $^{-3}$	$\lambda$ , см	$t$ , $10^{-6}$ с
6,7	0,016	0,138	0,69
9	0,02	0,111	0,555
13,3	0,032	0,069	0,346
53	0,128	0,0173	0,0865
66,7	0,16	0,0139	0,069
133,3	0,32	0,0069	0,0345



**Рис. 4.** Зависимость характеристических размеров лазерного факела алюминия от давления воздуха.

ют, находится вблизи оси факела на расстоянии 3–4 мм от нее. Можно сделать вывод, что с уменьшением интенсивности в 5 раз на расстоянии 15,3 мм от мишени сильно изменилось распределение концентрации частиц по оси *ou*. Видно, что при этом расстоянии подавляющее количество частиц, которые излучают, при таком же соотношении интенсивностей, как и на расстоянии от мишени 6,3 мм, находится уже в диапазоне 8–9 мм по оси *ou*.

Плазма расширялась свободно в вакуум или в газовую среду при низких остаточных давлениях в вакуумной камере. С ростом остаточного давления газа поведение факела характеризует сильное проникновение лазерной плазмы в окружающий газ. Динамику расширения факела в этом режиме давлений определяют свойства плазмы и остаточного газа [7]. В общем случае рост давления остаточного газа приводит к уменьшению длительности излучения, как это видно из осциллограмм в нашей предыдущей работе [14].

Длина свободного пробега частиц лазерной плазмы алюминия при разных остаточных давлениях окружающего газа в вакуумной камере с увеличением давления уменьшалась по экспоненциальному закону. Наибольшая длина свободного пробега частиц наблюдалась при давлении 6,7 Па, наименьшая – при давлении 133,3 Па. При давлении воздуха 6,7 Па порядок расстояния между частицами окружающего газа составляет несколько миллиметров. Поэтому образование ударной волны происходит довольно медленно, что дает возможность исследовать ее образование экспериментально (рис. 3).

Размеры характеристических областей лазерного факела, которые отличаются разной интенсивностью излучения, приведены в табл. 2, где также показаны оценки объема (*V*) и концентрации частиц в лазерном факеле (*N*) с ис-

пользованием количества аблированных частиц, рассчитанного по данным работы [20]. В работе [21] более широко представлены результаты исследования геометрических областей лазерного факела, различных по интенсивности свечения, при разных мощностях лазерного излучения. Согласно данным табл. 1 и 2 можно сделать вывод, что трехмерное расширение будет наблюдаться в случае, когда концентрации частиц в лазерном факеле и концентрации частиц окружающего газа будут величинами одного порядка. Когда концентрация частиц лазерного факела преобладает, движение плазмы можно рассматривать как двумерное, что отображает яркая часть лазерного факела (табл. 2). Из данных табл. 2 можно также сделать вывод, что образование трехмерной ударной волны при давлениях воздуха 6,7 и 13,3 Па будет происходить на расстояниях от мишени больше 5 мм.

Для выяснения влияния изменения внешних условий (в этом случае изменения давления) на размеры лазерного факела плазмы алюминия на основе данных табл. 2 построена и представлена на рис. 4 зависимость характеристических размеров факела от давления. Следует отметить, что полученные нами экспериментальные данные хорошо согласуются с данными работы [7], в которой приведены экспериментальные и теоретические результаты, полученные с применением адиабатической модели расширения.

В работах [7, 12, 22, 23] приведены значения длины факела алюминия, углерода и олова. Для сравнения с нашими результатами они занесены в табл. 3. В работе [12] измерения проводились в среде кислорода при давлении 13,3 Па и времени наблюдения 8 мкс. При давлении 6,7 Па длина факела алюминия такая же, как и длина факела углерода при давлении 13,3 Па в работе [22]. Авторы [22] использовали эмиссионную спектроскопию с разделе-

**Таблица 2.** Пространственные характеристики плазмы лазерного факела при разных значениях давления воздуха

<i>p</i> , Па	<i>W</i> , 10 <sup>8</sup> Вт/см <sup>2</sup>	Общие размеры		<i>V</i> , см <sup>3</sup>	<i>N</i> , 10 <sup>16</sup> см <sup>-3</sup>	Яркая часть		<i>V</i> , см <sup>3</sup>	<i>N</i> , 10 <sup>16</sup> см <sup>-3</sup>
		<i>x</i> , см	<i>y</i> , см			<i>x</i> , см	<i>y</i> , см		
6,7	4,4	2,6	1,8	5,57	0,25	0,94	0,56	0,23	5,91
13,3	4,4	1,5	1,1	1,15	1,18	0,72	0,4	0,09	15,11
133,3	4,4	0,79	0,66	0,24	5,69	—	—	—	—
53	4,8	1	1,14	0,47	2,89	6,4	0,54	1,46	0,95

**Таблица 3.** Сравнение результатов наших экспериментов с литературными данными

Результаты работ	$W$ , $10^9$ Вт/см <sup>2</sup>	$P$ , Па	Длина факела, см
[7]	3	20	2,8
[12]	4,3	13,3	2,3
[22]	81	13,3	2,6
[23]	400	13,3	2,5
Наши результаты	0,44	6,7	2,6
Наши результаты	0,44	13,3	1,5

нием во времени, а лазерная абляция мишени происходила в среде гелия. Для результатов работы [23], как видно из табл. 3, при давлении аргона 13,3 Па максимальное расстояние, на которое отлетают частицы олова от поверхности мишени, составляет 2,5 см, так же как в случае углерода и наших измерений, но при мощности лазерного излучения  $4 \times 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>. Согласно данным табл. 3 можно сделать вывод, что интенсивность лазерного излучения и давление окружающего газа имеют противоположное влияние на процессы расширения плазмы. С ростом мощности излучения лазера длина факела увеличивается при постоянном давлении окружающего газа в вакуумной камере. Из данных табл. 3 видно, что доминирующим фактором влияния на длину факела является давление, поскольку изменение мощности лазерного излучения на порядки будет приводить к намного меньшим изменениям размеров факела.

### Выводы

Изучено поведение лазерного факела алюминия при давлениях воздуха в диапазоне 6,7–

133,3 Па. Процесс образования ударной волны отображается на зависимости интенсивности излучения лазерной плазмы от расстояния до мишени при давлениях воздуха в вакуумной камере 6,7 и 13,3 Па в виде неоднородности, которой отвечают расстояния от мишени 0,52 и 0,73 см соответственно. Эти расстояния соответствуют рассчитанным (6,7 Па – 0,69–1,38 см; 13,3 Па – 0,345–0,69 см), на которых возникает ударная волна. Изменение давления существенно влияет на такие параметры лазерной плазмы, как размеры плазменного факела и концентрация частиц в факеле.

При давлении воздуха 6,7 Па на расстоянии 6,3 мм от мишени подавляющее количество частиц, которые излучают, находится вблизи оси  $ox$  факела на расстояниях 3–4 мм от нее, а на расстоянии 15,3 мм от мишени то же соотношение интенсивности отвечает расстояниям 8–9 мм.

Взаимодействие с окружающим газом при определенных расстояниях и давлениях сильно влияет на пространственные и временные характеристики лазерного факела. При изменении давления воздуха от 6,7 до 133,3 Па поперечный и продольный размеры плазменного факела становятся сравнимыми, а форма факела изменяется от вытянутой по оси  $ox$  до сферической. Таким образом, при давлении внешнего газа в несколько паскалей можно наиболее детально исследовать образование ударной волны в лазерном факеле.

Время образования ударной волны изменялось в диапазоне  $(0,0345–0,069) \times 10^{-6}$  с в соответствии с давлениями окружающего газа 133,3–6,7 Па. С увеличением давления длина свободного пробега уменьшается, при этом окружающий газ около края факела быстрее тормозит его расширение.

Изменение давления окружающего газа в диапазоне 133,3–6,7 Па приводит к изменениям размеров видимой части факела в диапазонах 0,66–1,8 см по оси  $oy$  и 0,79–2,6 см по  $ox$ .

\* \* \* \* \*

### ЛИТЕРАТУРА

1. Nica P., Vizureanu P., Agop M., Gurlui S., Focsa C. Experimental and Theoretical Aspects of Aluminium Expanding Laser Plasma // J. Jap. Appl. Phys. 2009. V. 48. P. 1–6.
2. Sánchez-García M.A., Calleja E., Monroy E., Sánchez F.J., Muñoz F.E., Beresford R. The effect of the III/V ratio and substrate temperature on the morphology and properties of GaN- and AlN-layers grown by molecular beam epitaxy on Si(1 1 1) // J. of Crystal Growth. 1998. V. 183. № 1–2. P. 23–30.
3. Grzegory I., Bockowski M., Lucynik B. Direct evidence of tensile strain in wurtzite structure n-GaN layers on n-Si (111) using AlN buffer layers // J. Mater. Sci. Semicond. Process. 2001. V. 4. P. 535–539.

4. Wallin E., Munger E. P., Chirita V., Helmersson U. Low-temperature alumina thin film growth: ab initio studies of Al adatom surface migration // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2009. V. 42. P. 1–7.
5. Рабек Я. Экспериментальные методы в фотохимии и фотофизике. М.: Мир, 1985. 68 с.
6. Ristocu C., Gyorgy E., Mihailescu I.N., Klini A., Zorba V., Fotakis C. Effects of pulse laser duration and ambient nitrogen pressure in PLD of AlN // *Appl. Phys.* 2004. V. 79. P. 927–929.
7. Harilal S.S., Bindhu C.V., Tillack M.S., Najmabadi F., Gaeris A.C. Internal structure and expansion dynamics of laser ablation plumes into ambient gases // *J. of Applied Physics.* 2003. V. 93. № 5. P. 2380–2388.
8. Albert O., Roger S., Glinec Y., Loulergue J.C., Etchepare J., Boumer-Leborgne C., Perriere J., Millon E. Nanoparticle formation by femtosecond laser ablation // *J. Appl. Phys.* 2003. V. 90. P. 456–459.
9. Danylyk Y., Romanov D., McCullen E. Optical properties of controllable self-assembled lateral nanostructures on InN, InAlN, and AlN thin films // *Mat. Res. Soc. Proc.* 2003. V. 743. P. 1–4.
10. Pulsed Laser Deposition of Thin Films / Ed. by Chrisey D.B., Hubler C.K. New York: Wiley, 1994. 265 p.
11. Laser Ablation of Electronic Materials, Basic Mechanisms and Applications / Ed. by Foghrassy E., Lazare S. Amsterdam: Elsevier Science, 1992. 394 p.
12. Itina T., Hermann J., Delaporte P., Sentis M. Laser-generated plasma plume expansion: Combined continuous-microscopic modeling // *Phys. Review.* 2002. E 66. P. 1–12.
13. Shaikh N.M., Hafeez S., Rashid B., and Baig M.A. Spectroscopic studies of laser induced aluminum plasma using fundamental, second and third harmonics of a Nd:YAG laser // *Eur. Phys. J.* 2007. V. 44. P. 371–379.
14. Месарош Л.В., Чучман М.П., Шуаибов О.К., Качер І.Е., Ласлов Г.Е. Дослідження випромінювання лазерної плазми алюмінію при різних тисках повітря // Науковий вісник Ужгородського університету. Серія Фізика. 2009. Т. 25. С. 126–130.
15. Pakhal H.R., Lucht R.P., Laurendeau N.M. Spectral measurements of incipient plasma temperature and electron number density during laser ablation of aluminium in air // *J. Appl. Phys.* 2008. V. 90. P. 15–27.
16. Perez-Tijerina E., Bohigas J., Machorro R. Density and temperature maps of an aluminium plasma produced by laser ablation // *Investigaci on revista Mexicana de fisica.* 2005. V. 51. P. 153–156.
17. Бакеев А.А., Барихин Б.А., Боровков В.В., Васильев Л.А., Николашина Л.И., Павловський А.И., Прокопенко Н.В., Суханов Л.В., Федосимов А.И., Яковлев В.И. Экспериментальное исследование воздействия излучения лазера на родамине 6G на алюминий // *Квант. электрон.* 1980. Т. 7. № 2. С. 349–354.
18. Сухов Л.Т. Лазерный спектральный анализ. Новосибирск: Наука, 1990. 143 с.
19. Мищенко К.П., Равдель А.А. Краткий справочник физико-химических величин. Л.: Химия, 1974. 200 с.
20. Чучман М.П., Шуаибов А.К. Эмиссионные характеристики и параметры лазерного факела на основе германия // *Физика плазмы.* 2008. Т. 34. № 4. С. 340–346.
21. Чучман М.П., Шуаибов О.К., Месарош Л.В. Влияние давления воздуха на пространственные характеристики лазерного факела алюминия в припороговом режиме абляции // *ЖТФ.* 2011. Т. 8. В. 1. С. 121–124.
22. Harilal S.S. Expansion dynamics of laser ablated carbon plasma plume in helium ambient // *Appl. Surface Science.* 2001. V. 172. P. 103–110.
23. Harilal S.S., O'Shay B., Tao Y., Tillack M.S. Ambient gas effects on the dynamics of laser-produced tin plume expansion // *J. of Applied Physics.* 2006. V. 99. P. 1–10.