

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗОГРЕВА
ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ СОБСТВЕННОЙ ЭРОЗИОННОЙ
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ В ПРОЦЕССЕ
ЕЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ДВИЖЕНИЯ**

***В. К. Гончаров, Л. Я. Минько, Е. С. Тюнина,
А. Н. Чумаков***

(Минск)

Проведены исследования газодинамических и оптических свойств эрозионных лазерных плазменных струй в условиях прохождения через них лазерного излучения и без прохождения. Показано, что в процессах плазмообразования при воздействии лазерного излучения умеренной интенсивности ($q \sim 10^7 \text{ вт/см}^2$) на поглощающие материалы существенную роль играет разогрев продуктов разрушения воздействующим лазерным излучением. Получено распределение температуры вдоль плазменной струи, образующейся при лазерном воздействии навстречу ее распространению в ограничивающей разлет кварцевой трубке. Обнаружен максимум температуры на выходе из трубки, обусловленный разогревом эрозионной лазерной плазмы падающим лазерным излучением в процессе ее одномерного газодинамического движения и указывающий на экранировку поверхности от лазерного излучения. Установлено, что на экранировку оказывает влияние газодинамическая структура плазменной струи, а также скважность плазменных сгустков, соответствующих регулярным импульсам лазерного излучения.

1. Теория явления разогрева паров лазерным излучением при его воздействии на непрозрачные материалы развита в [1,2]. Известна экспериментальная работа [3], выполненная в этом плане. В [4-10] были обнаружены экспериментальные факты, указывающие на разогрев продуктов разрушения лазерным излучением и экранировку поверхности от лазерного излучения при умеренных плотностях потоков. В работе по экспериментальному исследованию оптических свойств эрозионной низкотемпературной лазерной плазмы в приповерхностной области [11] были получены результаты, качественно согласующиеся с теорией разогрева эрозионной лазерной плазмы [1,2]. Данная работа посвящена сравнительному исследованию оптических свойств эрозионной лазерной плазмы при ее подогреве в процессе газодинамического движения и без подогрева.

Схема экспериментальной установки и диагностической аппаратуры аналогична описанной в [5,6]. Исследования проводились с лазером на стекле, активированном неодимом, в регулярном режиме генерации. Лазер обеспечивал энергию излучения $\sim 150 \text{ дж}$ и позволял получать относительно однородные импульсы излучения скважностью 3 и длительностью каждого импульса 1 мксек [11]. Длительность генерации лазера 700 мксек .

Воздействие лазерного излучения на плазмообразующий материал (латунную проволоку) производилось в условиях ограничения разлета образующейся плазмы кварцевой трубкой, выступающей над плазмообразующим материалом. Выбранная схема воздействия навстречу образующейся плазменной струе (сверху) и перпендикулярно ей (сбоку) позволила провести сравнительные исследования плазменных струй при прохождении через них воздействующего лазерного излучения и без прохождения.

Длина ограничивающей кварцевой трубки (внутренний диаметр $\sim 2 \text{ мм}$) над поверхностью латунной проволоки $\sim 3 \text{ мм}$ и выбиралась из условий обеспечения прочности и сохранения плоской геометрии разлета

продуктов разрушения за время действия отдельного импульса излучения. Диаметр проволоки (~ 2 мм) был соизмерим с диаметром пятна фокусировки.

Фокусировка излучения осуществлялась линзой с фокусным расстоянием 100 мм в пятно диаметром 2.4 мм. Длина цилиндрической части каустики фокусирующей линзы ~ 10 мм. Плотность потока излучения определялась с учетом скважности и составляла $\sim 10^7$ вт/см². В качестве плазмообразующего материала использовалась латунь ЛС-59. Исследования проводились при атмосферном давлении спектроскопическими и высокоскоростными фотографическими методами.

Спектры образующихся плазменных струй регистрировались спектрографами ИСП-30 и ИСП-51 (камера с $F = 270$ мм) вдоль струи. При измерении абсолютных значений яркости спектр плазмы сравнивался с калиброванной ленточной лампой Си6—100. Соотношение между временем свечения плазмы ($\sim 10^{-4}$ сек) и эталонной лампы (~ 10 сек) при фотографической регистрации выбиралось таким, чтобы чувствительность фотоматериала была одинаковой для обеих экспозиций. Излучательная способность вольфрама бралась из [12]; а величина яркости черного тела — из [13].

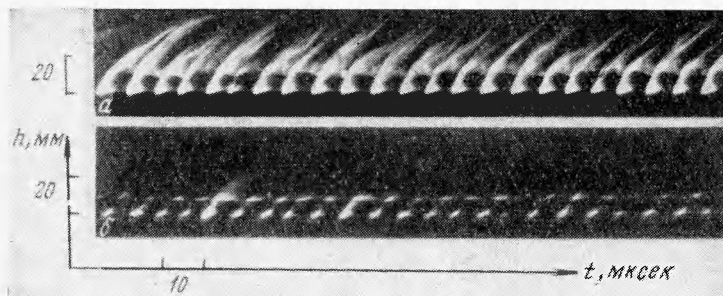
2. Воздействие лазерного излучения на поглощающие материалы в условиях локализации и ограничения разлета образующейся эрозионной плазмы приводит к созданию сверхзвуковых недорасширенных плазменных струй с определенной газодинамической структурой [14]. Газодинамическая структура плазменных струй определяется соотношением давления в кварцевой трубке и окружающей среде. В данной работе исследовался режим истечения с образованием в плазменной струе неподвижной ударной волны.

Особенностью газодинамического разлета эрозионной лазерной плазмы, образующейся при воздействии лазерного излучения в регулярном режиме генерации на поглощающие материалы, является образование движущихся последовательных ударных волн [6]. При лазерном воздействии в условиях ограничения и направленного разлета образующейся эрозионной плазмы происходит также формирование движущихся ударных волн вследствие взаимодействия отдельных плазменных сгустков с окружающей средой, которой являются пары материала, подвергшегося лазерному воздействию. На фиг. 1 приведены высокоскоростные продольные фоторазвертки плазменных струй, образующихся при лазерном воздействии навстречу плазменной струе (а) и перпендикулярно ей (б), где h — длина, t — время.

Движущиеся ударные волны видны на продольных фоторазвертках за неподвижной ударной волной при вхождении в плазму, созданную предыдущими импульсами излучения (фиг. 1). Они имеют большую скорость, чем плазменные сгустки, скачкообразно уменьшающие свою скорость в неподвижной ударной волне (таблица). В таблице приняты следующие обозначения: v_1 — скорость движущейся ударной волны до скачка уплотнения, v_2 — скорость плазменного сгустка за скачком уплотнения, v_3 — скорость движущейся ударной волны за скачком уплотнения, l — удаление скачка уплотнения, p_1 — давление на срезе сопла, p_2 — давление окружающей атмосферы, d — диаметр сопла.

При воздействии лазерного излучения, направленного перпендикулярно распространению образующихся продуктов разрушения (сбоку), свечение плазмы существенно слабее (см. фиг. 1, б) по сравнению со случаем воздействия навстречу (фиг. 1, а) движущимся продуктам разрушения (сверху). В этом случае слабее выражена неподвижная ударная волна и меньше ее удаление от поверхности (см. таблицу).

Движущиеся ударные волны при лазерном воздействии сверху более интенсивны (фиг. 1, *a*), что связано с частичным поглощением лазерного излучения. На продольных фоторазвертках наблюдаются периодически повторяющиеся вертикальные полосы повышенной интенсивности,



Фиг. 1

которые обусловлены подогревом плазмы, созданной предыдущими импульсами излучения, при прохождении последующих импульсов. На поглощение лазерного излучения указывает также характер свечения отдельных спектральных линий, полученный с помощью фотоэлектрической регистрации. Свечение отдельных спектральных линий чувствительно к изменению плотности потока лазерного излучения. Как видно

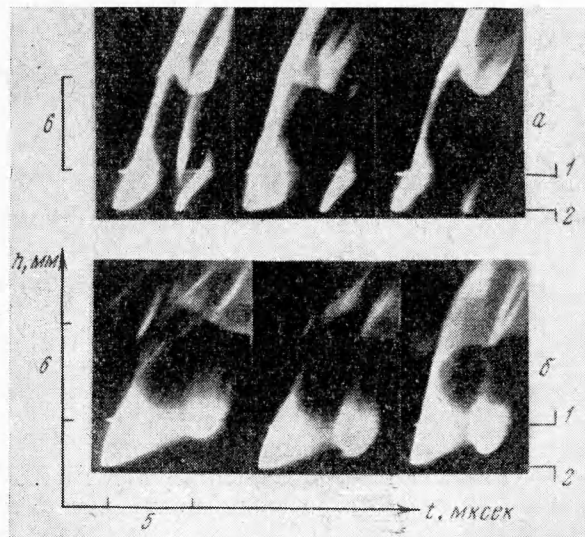
Характер воздействия	v_1 , км/сек	v_2 , км/сек	v_3 , км/сек	l , мм	p_1 , атм	p_2 , атм	d , мм
сверху	5.5	1.3	4	6.5	26	1	2
сбоку	4	1	2.3	6	22	1	2

из синхронных осциллограмм, свечение спектральных линий происходит с пульсациями, связанными не только с регулярной структурой лазерного излучения, но и с изменением амплитуды отдельных импульсов излучения вследствие поглощения его плазмой.

На ослабление лазерного излучения может оказывать влияние газодинамическая структура плазменной струи, в частности образующаяся неподвижная ударная волна [7]. Степень ослабления зависит от скважности образующихся плазменных сгустков и условий истечения (ограничения разлета, длины ограничивающей кварцевой трубки). Если к началу последующих импульсов лазерного излучения неподвижные ударные волны в плазменных сгустках от предыдущих импульсов еще существуют, то в ударной волне происходит вспышка поглощения за счет частичного поглощения лазерного излучения последующего импульса (фиг. 2, *a*). На фиг. 2 цифрой 1 обозначен срез кварцевой трубки, 2 — поверхность проволоки в кварцевой трубке. Если длина ограничивающей кварцевой трубки такова, что образующаяся плазма не успевает вытечь из трубки к началу следующего импульса, может произойти «запирание» излучения (фиг. 2, *b*). Поглощение лазерного излучения образующейся плазмой может привести к полной экранировке поверхности и отрыву от нее плазменного факела [5].

Для получения количественных данных был выбран и исследован режим истечения при длине ограничивающей кварцевой трубки (~ 3 мм), которую образующаяся плазма проходила к моменту спада интенсивности отдельного импульса лазерного излучения. Так как процесс исте-

чения плазмы имеет квазистационарный характер вследствие идентичности отдельных воздействующих импульсов лазерного излучения, то суммарная газодинамическая картина течения отражает течение в отдельном импульсе. На основании исследования газодинамической струк-



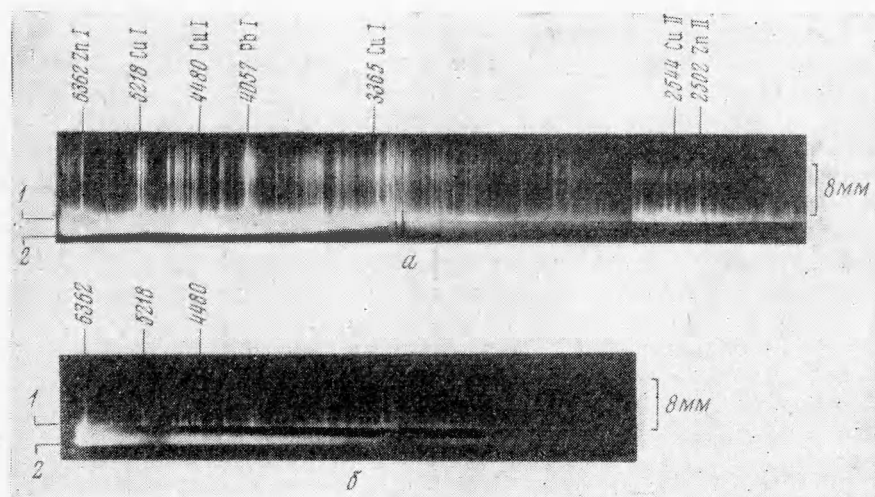
Фиг. 2

туры плазменных струй по соотношениям, приведенным в [14], были определены их параметры, которые даны в таблице.

3. Сравнительный анализ продольных спектров испускания плазменных струй с подогревом и без него позволяет установить различие в характере их свечения. В случае воздействия сбоку (без подогрева) спектр за срезом трубки очень беден, особенно в ультрафиолетовой области (на фиг. 3, б 1 — срез кварцевой трубки, 2 — поверхность проволоки). Он представлен слабым непрерывным излучением, на фоне которого просматриваются самообращенные линии. Иногда просматриваются одна-две предельно слабые линии ионов. При воздействии сверху (с подогревом) виден интенсивный спектр (фиг. 3, а), на котором наблюдается ярко выраженный скачок интенсивности свечения, соответствующий скачку уплотнения. Газодинамическая структура, проявляющаяся на продольных интегральных спектрах, отражает реальный процесс, так как плазменные струи квазистационарны во времени. Многие линии самообращены до высоты 2—3 мм, особенно в области спектра 2400—2700 Å. Некоторые линии являются самообращенными также у среза кварцевой трубки и в скачке уплотнения и лишь перед скачком уплотнения и за ним видны в излучении.

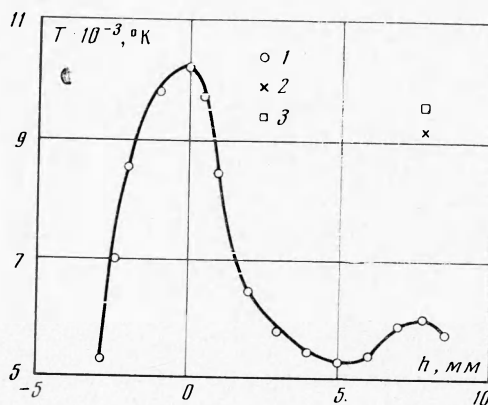
Измерение хода интенсивностей непрерывного излучения и отдельных спектральных линий вдоль струи показало, что в случае воздействия сверху интенсивность достигает максимума на выходе из кварцевой трубки (на расстоянии ~ 3 мм от поверхности). Далее интенсивность падает и в скачке уплотнения скачкообразно возрастает, но не достигает величины интенсивности на выходе. При воздействии сбоку в интенсивностях непрерывного спектра и спектральных линий наблюдается провал при приближении к срезу кварцевой трубки. Это связано с тем, что на стенки трубки ближе к ее срезу оседает много капель, а также образуется тон-

кая пленка, вероятно, вследствие конденсации паров латуни на стекле. За выходом из кварцевой трубки интенсивность резко падает, в скачке уплотнения — слабо растет.



Фиг. 3

Для определения параметров плазмы было использовано сплошное излучение и спектральные линии. Измерение температуры проводилось путем сравнения яркости сплошного излучения исследуемой плазмы ($\lambda = 4550 \text{ \AA}$) с яркостью эталонного источника. На фиг. 4 приведен ход температуры вдоль плазменной струи в случае воздействия сверху (0 на оси h соответствует срезу кварцевой трубки, 1 — яркостной температуре). Температура достигает максимума на выходе из кварцевой трубки. Возрастание температуры связано с подогревом плазмы в процессе ее движения в трубке в условиях ограничения разлета. Дальше температура падает и в скачке уплотнения почти достигает температуры плазмы по выходу из трубки (фиг. 4, 2, 3), что обусловлено подогревом плазмы в области скачка уплотнения при прохождении каждого последующего импульса.



Фиг. 4

Измерение поглощательной способности плазмы с помощью схемы, описанной в [11], показало, что в кварцевой трубке она близка к единице. Это позволяет измеренную яркостную температуру в данной области считать температурой плазмы. При воздействии сбоку температуру возможно было измерить лишь в кварцевой трубке (у основания струи). Она оказалась равной 6000° K . В приповерхностной области температура плазменной струи, образующейся при лазерном воздействии сбоку, нес-

колько выше ($\sim 6000^\circ \text{K}$) температуры струи, которая образуется при воздействии сверху ($\sim 5300^\circ \text{K}$). Это связано с боковым подогревом плазмы в пятне облучения.

Для измерения концентрации электронов была взята линия $\text{Cu I } 4480 \text{ \AA}$, постоянная квадратичного эффекта Штарка для которой заимствована из [15]. Как показали измерения с пространственным разрешением, эта линия лишь в области скачка уплотнения не обнаруживает заметного самопоглощения и может быть использована для определения концентрации электронов. Концентрация электронов в скачке уплотнения $1.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

На основании рассчитанного состава плазмы для давления 1 атм и измеренной концентрации электронов ($n_e = 1.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) была получена температура плазмы в скачке уплотнения, равная 9600°K (фиг. 4, 3). Температуру плазмы можно было также определить по экспериментально измеренному абсолютному значению коэффициента сплошного излучения ($\lambda = 4450 \text{ \AA}$), исходя из рассчитанных данных по излучательным способностям плазмы. Она составила 9200°K (фиг. 4, 2).

Авторы благодарны М. А. Ельяшевичу за интерес к работе.

Поступила 7 V 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Виленская Г. Г., Немчинов И. В. Численный расчет движения и нагрева излучением ОКГ плазмы, образовавшейся при «вспышке» поглощения в парах твердого тела. ПМТФ, 1969, № 6.
2. Немчинов И. В., Попов С. П. Экранировка поверхности, испаряющейся под действием излучения оптического квантового генератора, при температурной и ионизационной неравновесности. ПМТФ, 1971, № 5.
3. Гноевой Я. Н., Петрухин А. И., Плешанов Ю. Е., Суляев В. А. Экспериментальное исследование возникновения экранировки в парах свинца и алюминия. Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 11, № 9.
4. Баканович Г. И., Гречихин Л. И., Минько Л. Я. Возбуждение спектров испускания с помощью оптического квантового генератора. В кн. «Прикладная спектроскопия», т. 1. М., «Наука», 1969, стр. 95.
5. Ельяшевич М. А., Гончаров В. К., Минько Л. Я., Романов Г. С. Изучение физического состояния продуктов разрушения при лазерном воздействии на конденсированные среды. Ж. прикл. спектроскопии, 1971, т. 15, вып. 2.
6. Гончаров В. К., Минько Л. Я. Образование последовательных ударных волн при лазерном воздействии в режиме упорядоченной генерации на поглощающие материалы. ПМТФ, 1971, № 3.
7. Ельяшевич М. А., Минько Л. Я., Гончаров В. К., Тюнина Е. С. Лазерное воздействие на поглощающие материалы как источник низкотемпературной плазмы для ее теплофизических исследований. Тезисы докладов Всесоюзной теплофизической конференции по свойствам веществ при высоких температурах. Одесса, 1971.
8. Карасев И. Г., Кириллов В. М., Норский В. Э., Самойлов В. И., Уляков П. И. Кинетика разрушения металлов излучением ОКГ в режиме свободной генерации. Ж. техн. физ., 1970, т. 40, вып. 9.
9. Журиков Б. М., Рыкалин Н. Н., Углев А. А., Фаннибо А. К. О некоторых особенностях процессов разрушения металлов сфокусированным излучением лазера. Ж. техн. физ., 1971, т. 41, вып. 5.
10. Гончаров В. К., Минько Л. Я., Тюнина Е. С. Лазерные методы генерации плазменных потоков. В кн. «Квантовая электроника и лазерная спектроскопия». Минск, 1971.
11. Гончаров В. К., Минько Л. Я., Тюнина Е. С., Чумаков А. Н. Экспериментальное исследование оптических свойств эрозийной лазерной плазмы в зоне воздействия. В сб. «Квантовая электроника», № 1 (13). М., «Советское радио», 1973.
12. Larrabee R. D. Spektral emissivity of tungsten. J. Opt. Soc. America, 1959, vol. 49, No. 6, pp. 619—625.
13. Апанасевич П. А., Айзенштадт В. С. Таблицы распределения энергии и фотонов в спектре равновесного излучения. Минск, Изд-во АН БССР, 1961.
14. Гончаров В. К., Минько Л. Я., Тюнина Е. С. Моделирование сверхзвукового истечения плазмы в режиме недорасширения с помощью лазерного воздействия на поглощающие материалы. Ж. прикл. спектроскопии, 1970, т. 13, № 4.
15. Баканович Г. И., Гречихин Л. И. Использование спектра испускания атома меди для диагностики плазмы. Теплофизика высоких температур, 1965, т. 3, № 4.