

- [10] T u m a D.T., C h e n C.I., D a v i e s D.K. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. N 7. P. 3821-3831.
- [11] Дюжев Г.А., Евласов В.Ю., Школьник С.М. // Тез. докл. X Всесоюз. конф. по ГИТП. 1986. Минск. Ч. 1. С. 123-124.
- [12] Вернер Г. // В кн.: Электронная и ионная спектроскопия твердых тел. / Под ред. Фирменса Л. и др. М.: Мир, 1981. С. 345-464.

Физико-технический институт  
им. А.Ф. Иоффе АН СССР,  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
22 марта 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 9

12 мая 1989 г.

04; 07

ПРОБОЙ ВОЗДУХА ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ МИШЕНИ  
ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ  
ДАЛЬНЕГО ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА

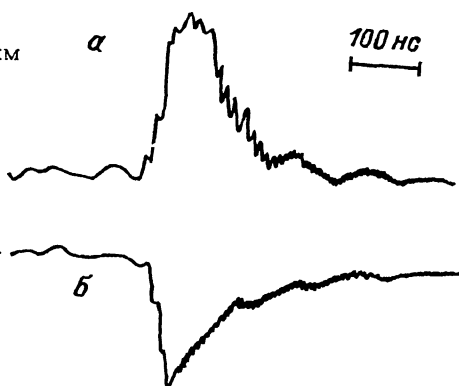
В.А. Б а т а н о в, А.Ю. В о п к о в,  
К.Ю. К у з ь м и н, И.А. Л е с н о в,  
С.В. Т и м о ф е е в, В.Б. Ф л е р о в

Известно, что пороги пробоя газа, окружающего мишень, значительно уменьшаются с увеличением длины волны лазерного излучения [1]. Об этом, в частности, свидетельствуют экспериментальные данные [2], полученные в ИК диапазоне (от 1.3 до 10.6 мкм). Плазмообразование вблизи поверхностей мишеней, инициируемое излучением более длинноволновой области спектра, практически не исследовано. В настоящее время эксперименты такого рода могут быть осуществлены с помощью перестраиваемых лазеров с оптической накачкой рабочей среды, излучающих в дальнем инфракрасном (ДИК) диапазоне.

В данной работе исследовались пороги пробоя воздуха у поверхности металлической мишени под воздействием импульсов излучения с  $\lambda = 90.5$  мкм и  $\lambda = 152$  мкм. Высокие плотности мощности излучения, достаточные для наблюдения эффектов плазмообразования, обеспечивались при помощи ДИК лазера на аммиаке [3, 4]. Проведено экспериментальное сравнение с данными по пробую на длине волны  $\lambda = 9.29$  мкм.

Конструктивно лазер состоял из ДИК кюветы, заполненной рабочим веществом, и перестраиваемого ТЕА  $\text{CO}_2$  лазера накачки. Селективный резонатор лазера накачки, был образован дифракционной решеткой типа эшелетт (100 штрихов-мм, угол блеска  $30^\circ$ ), установленной в автоколлимационном режиме и глухим зеркалом с радиусом примерно 10 м. Вывод излучения накачки осуществлялся

Осциллограммы импульсов лазерного излучения: а -  $\lambda = 9.29$  мкм; б -  $\lambda = 90.5$  мкм



через нулевой порядок решетки. Энергия накачки в импульсе составляла около 400 мДж на наиболее сильных линиях генерации. ДИК кювета представляла собой цилиндрический стеклянный волновод длиной 2 м и внутренним диаметром 18 мм. Излучение накачки заводилось параллельно оси кюветы. В качестве входного и выходного окон использовались плоско-параллельные пластины из  $ZnSe$  и кристаллического кварца. Для осуществления обратной связи для ДИК излучения входное и выходное окна на торцах кюветы юстировались перпендикулярно ее оси. Использовались наиболее сильные линии генерации рамановского  $NH_3$  лазера с длинами волн  $\lambda = 90.5$  мкм и  $\lambda = 152$  мкм, которым соответствовали линии накачки 9R16 и 10P32. Максимальная энергия в импульсе ДИК излучения достигала соответственно 7.5 и 4 мДж, расходимость излучения была не хуже  $10^{-2}$  рад.

Осциллограммы ИК и ДИК импульсов представлены на рисунке. Импульсы ИК и ДИК излучения близки между собой как по длительности, так и по форме. Длительность импульсов составляла примерно 130 нс на уровне 0.5 от максимума мощности. Опыты проводились на алюминиевой мишени в атмосферном воздухе. Мишень размещалась на оси ДИК кюветы в фокусе зеркала  $f = 35$  мм, отражавшего ДИК излучение назад, к лазеру. Поверхность мишени предварительно механически зачищалась. При каждой вспышке воздействию подвергался новый участок образца. Распределение интенсивности ДИК излучения в фокусе зеркала исследовалось с помощью пирозлектрической пинейки „*Beamprofiler-200*“ с разрешающей способностью 200 мкм. В фокальном пятне радиальное распределение интенсивности ДИК излучения носило гладкий характер и имело колоколообразную форму с характерным диаметром  $1000 \pm 200$  мкм на уровне 0.5 от максимального значения.

Для измерения порогов плазмообразования в ИК диапазоне использовалось излучение  $CO_2$  лазера на линии 9P16, которое фокусировалось более длиннофокусным зеркалом  $f = 215$  мм. Это позволяло обеспечивать в случае ИК-излучения пятно на мишени с таким же характерным размером, что и в случае ДИК-излучения.

Визуальные наблюдения показали, что при воздействии ДИК излучения ( $\lambda = 90.5$  мкм и  $\lambda = 152$  мкм) плазма у поверхности мишени возникает при значительно меньших энергиях импульса, чем в случае ИК излучения ( $\lambda = 9.29$  мкм). При доста-

точно интенсивном воздействии на мишень наблюдалась вытянутая лазерная искра протяженностью примерно 2–3 мм в случае ИК излучения и 1–1.5 мм для ДИК-излучения.

Ориентирование плоскости мишени под различными углами по отношению к оси лазерного луча показало, что лазерная искра распространяется по оси лазерного луча, что характерно для пробоя окружающего мишень газа [1] (в отличие от случая пробоя эрозийных паров, когда распространение пробоя происходит по нормали к поверхности мишени). Уменьшение энергии импульсов ДИК излучения (при постоянной длительности) приводило к тому, что возникновение пробоя воздуха принимало нерегулярный, статистический характер.

За порог пробоя воздуха мы принимали условия, когда образование лазерной искры наблюдалось примерно в половине случаев воздействия на мишень. Пороговые значения энергии пробоя воздуха составили  $E_{\text{п}} = 20$  мДж для  $\lambda = 2.29$  мкм;  $E_{\text{п}} = 3.3$  мДж для  $\lambda = 90.5$  мкм;  $E_{\text{п}} = 2.8$  мДж для  $\lambda = 152$  мкм. При отсутствии мишени даже при максимальных значениях энергии импульсов ДИК излучения пробой воздуха не наблюдался.

Полученные на основании экспериментов пороговые значения интенсивности излучения  $I_{\text{п}}$  в максимуме распределения плотности мощности в пятне составили  $I_{\text{п}} = 33$  МВт/см<sup>2</sup> для  $\lambda = 9.3$  мкм,  $I_{\text{п}} = 5.4$  МВт/см<sup>2</sup> для  $\lambda = 90.5$  мкм и  $I_{\text{п}} = 4.6$  МВт/см<sup>2</sup> для  $\lambda = 152$  мкм. Сопоставление этих результатов с зависимостями порога пробоя воздуха при отсутствии мишени [5] показывает, что введение в область фокусировки лазерного излучения металлической мишени существенно снижает значения  $I_{\text{п}}$  (примерно на порядок в ДИК диапазоне и более чем на порядок в ИК диапазоне).

Проведенные в [2] исследования изменения порогов пробоя от длины волны показали, что в ИК диапазоне изменение  $I_{\text{п}}(\lambda)$  с хорошей точностью может быть описано зависимостью  $\lambda^{-1}$ . Из результатов наших экспериментов следует, что в ДИК области зависимость  $I_{\text{п}}(\lambda)$  принимает более пологий характер. Заметим, что более высокое значение порога пробоя воздуха под воздействием ИК излучения, зарегистрированное в наших экспериментах по сравнению с результатом  $I_{\text{п}} = 5$  МВт/см<sup>2</sup>, полученным в [2], может быть объяснено различиями в длительностях импульсов излучения и размерах пятен на мишени (1.5 мкс, 6–9 мм в работе [2]).

Оценки показывают, что в нашем диапазоне длительностей импульса при интенсивностях порядка нескольких МВт/см<sup>2</sup> нагрев металлической поверхности явно недостаточен для реализации развитого испарения алюминия. Снижение значений  $I_{\text{п}}$  при увеличении длины волны излучения в ДИК диапазоне свидетельствует, по-видимому, о том, что даже незначительная концентрация паров мишени приводит к резкому снижению порога пробоя окружающего мишень газа.

Особый интерес представляет плазма, получаемая с помощью ДИК лазера. Выявленная в настоящей работе тенденция к снижению интенсивности, требующейся для образования и поддержания плазмы, при переходе в длинноволновый диапазон указывает на путь создания более „холодной“ лазерной плазмы, отличающейся по своим параметрам от плазмы, инициируемой лазерами видимого и ИК диапазона. Этот вопрос требует дальнейшего изучения.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Прохоров А.М., Конов В.И., Урсу И., Михэилеску И.Н. Взаимодействие лазерного излучения с металлами. М.: Наука, 1988.
- [2] Бессараб А.В., Новиков В.И., Павлов Д.В., Фунтиков А.И. // ЖТФ. 1980. Т. 59. С. 886.
- [3] W i g g i n s J.D., D r o z d o v i c h Z., T e m k i n R.J. // IEEE, Quant. Electron. 1978. QE-14. P. 23.
- [4] G i o r g i M., P a l u s s i F., R i b e z z o S. // Opt. Commun., 1985. V. 54. P. 225.
- [5] Р а й з е р Ю.П. // УФН. 1980. Т. 132. С. 549.

Физико-технологический  
институт АН СССР,  
Москва

Поступило в Редакцию  
7 февраля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 9

12 мая 1989 г.

10; 12

#### НОВЫЙ РЕЖИМ РАБОТЫ ГИПЕРБОЛОИДНОГО МАСС-СПЕКТРОМЕТРА ТИПА ТРЕХМЕРНОЙ ЛОВУШКИ

Э.П. Ш е р е т о в, М.П. С а ф о н о в,  
Б.И. К о л о т и л и н, С.П. О в ч и н н и к о в,  
В.С. Г у р о в, Н.В. В е с е л к и н,  
А.П. Б о р и с о в с к и й, В.И. Б а н и н

В работе сообщается о реализации нового режима работы гиперболоидного масс-спектрометра типа трехмерной ловушки. Этот режим характеризуется тем, что анализатор настраивается на вторую общую зону диаграммы стабильности.

Известно [1], что траектории движения заряженных частиц в гиперболоидных масс-спектрометрах описываются системой дифференциальных уравнений второго порядка с периодическими коэффициентами. Если полеобразующие электроды анализаторов выполнены достаточно тщательно, то эта система в хорошем приближении мо-