

4. J. M. Bridges, C. L. Cromer, T. J. McIlrath. *Appl. Optics*, **25**, 2208 (1986).
5. А. П. Лукирский, И. А. Брытов, Н. И. Комяк. В сб.: «Аппаратура и методы рентгеновского анализа». — Л.: Изд. СКБ рентгеновской аппаратуры, 1967, вып. 2, с. 4.
6. А. А. Майсте, А. М.-Э. Саар, Б. А. Соркин, М. А. Эланго. *Оптика и спектроскопия*, **38**, 738 (1975).
7. М. А. Elango, V. N. Kadchenko, A. M.-E. Saar, A. P. Zhurakovski. *J. Luminescence*, **14**, 375 (1976).
8. М. А. Эланго, А. П. Жураковский, В. Н. Кадченко, Б. А. Соркин. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **41**, 1314 (1977).
9. Е. П. Савинов, А. П. Лукирский. *Оптика и спектроскопия*, **23**, 303 (1967).
10. G. O'Sullivan. *J. Phys. B.*, **16**, 3291 (1983).
11. Дж. Реди. Действие мощного лазерного излучения. — М.: Мир, 1974.

Институт физики  
АН ЭССР, Тарту

Поступило в редакцию  
21 июля 1988 г.

А. М.-Э. Saar, A. H. Ausmees, V. T. Mikhelsoo, M. A. Elango. **Spectra of the Tungsten Laser Plasma Emission in the Ultrasoft X-Ray Region.**

Spectra of the tungsten laser plasma emission in the ultrasoft X-ray region (the photon energy is 60—130 eV) have been measured at the laser radiation flux densities of 30 (ruby laser), 5 and 2 GW/cm<sup>2</sup> (XeCl lasers).

«Квантовая электроника», 16, № 4 (1989)

УДК 533.9:621.373.826.038.823

В. В. Аполлонов, В. И. Конов, П. И. Никитин, А. М. Прохоров,  
В. Р. Сороченко, Ю. А. Шакир

## ЗОНДОВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ ПЛАЗМЫ, СОЗДАВАЕМОЙ ЦУГОМ НАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ СО<sub>2</sub>-ЛАЗЕРА

*Проведены зондовые исследования приповерхностной плазмы, создаваемой излучением СО<sub>2</sub>-лазера различной временной структуры. При облучении мишени в воздухе и в вакууме цугом коротких ( $\tau=2,5$  нс) импульсов обнаружен различный характер эволюции временной формы регистрируемых токов при увеличении плотности энергии. Эксперименты в вакууме показали, что переход от гладкого одномодового импульса к цугу наносекундных импульсов той же энергии сопровождается значительным снижением энергетических порогов плазмообразования и возрастанием амплитуд индуцированных плазмой токов. Зарегистрированы импульсы тока с мишени, следующие после окончания лазерного воздействия, появление которых, по-видимому, можно связать с кумулятивными эффектами, обусловленными кольцевой формой зоны облучения.*

Исследование электромагнитных полей и токов приповерхностной плазмы, поджигаемой последовательными лазерными импульсами длительностью  $\tau=30$ —200 нс, посвящены работы [1—4]. В [5] впервые использовался цуг более коротких ( $\tau=3$  нс) импульсов СО<sub>2</sub>-лазера и было установлено, что низкопороговый пробой атмосферного воздуха таким цугом сопровождается генерацией ВЧ электрических полей и токов. При этом за счет высоких амплитуд интенсивности излучения  $I(t)$  снижались энергетические пороги пробоя и возрастала эффективность теплопередачи из плазмы в мишень по сравнению с действием гладкого микросекундного импульса той же энергии  $E_L$ .

В настоящей работе аналогичные эксперименты проведены при существенно больших размерах зоны облучения на мишени, которая находилась в воздухе либо в вакууме. Луч лазера имел кольцевое распределение интенсивности в поперечном сечении, т. е. к временной добавлялась еще и пространственная модуляция интенсивности излучения  $I(r)$ , которая в ряде случаев существенно влияла на индуцированные плазмой токи [6].

Использованный в экспериментах СО<sub>2</sub>-лазер с апертурой 20 см и  $E_L \approx 1$  кДж [7] имел телескопический резонатор длиной  $L=8,6$  м с увеличением  $M=2,1$  и работал в двух режимах формирования выходного излучения: 1) генерация гладкого импульса на одной продольной моде при инъекции излучения непрерывного СО<sub>2</sub>-лазера (рис. 1, а) и 2) генерация цуга импульсов длительностью  $\tau=2,5$  нс с интервалом  $T=2L/c=57$  нс при

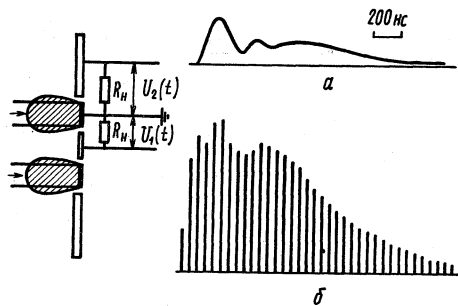


Рис. 1. Трехсекционная медная мишень и осциллограммы гладкого импульса  $\text{CO}_2$ -лазера в режиме 1 (а) и цуга импульсов в режиме 2 (б)

инъекции последовательности наносекундных импульсов, сформированной в отдельном [7]  $\text{CO}_2$ -лазере (рис. 1, б).

Отметим, что в наших условиях отраженное от плазмы излучение влияло на временную форму лазерного импульса. При этом интенсивность  $I(t)$  возрастала в режиме 1 за счет модуляции «хвоста» гладкого импульса и падала в режиме 2 за счет генерации нескольких дополнительных цугов, наложенных на основной, что приводило к уменьшению разности амплитуд  $I(t)$  в этих режимах. Подобное влияние отражения уменьшалось при использовании полиэтиленовых фильтров для варьирования плотности энергии на мишени  $E_s$ .

Излучение лазера фокусировалось на центральное кольцо трехсекционной медной мишени (рис. 1), расположенной в воздухе или в вакууме при давлении остаточного газа 2 мкм рт. ст. Использовались две мишени  $M_1$  и  $M_2$  с внешними диаметрами облучаемого кольца 26 и 10 мм и внутренними 12 и 4,7 мм соответственно. Исследуемые сигналы  $U_1(t)$ ,  $U_2(t)$  снимались с двух нагрузок  $R_n = 0,33$  Ом, подключенных между соседними зонами. Кроме того, на шлейфовом осциллографе регистрировались сигналы с калориметра, пропорциональные  $E_n$ , и трех термопар, зачеканенных в облучаемое кольцо мишени  $M_1$  в трех симметричных точках. Расчет переданной мишени энергии  $Q$  проводился по среднему сигналу с термопар. Сигналы  $U_1(t)$ ,  $U_2(t)$ , а также временная форма импульсов излучения лазера регистрировались на осциллографе Tektronix-7104 с временным разрешением 1 нс.

Эксперименты показали, что при пробое атмосферного воздуха на стадии воздействия цугом импульсов временная форма сигналов с мишени  $M_1$  аналогична наблюдавшейся в [5]. Так, при плотностях энергии лазерного излучения на мишени  $E_s = 2 - 3,5$  Дж/см<sup>2</sup>, близких к пороговым для пробоя воздуха значениям  $E_s^{\text{поб}}$ , сигнал  $U_1(t)$  представлял собой последовательность разнополярных импульсов тока наносекундной длительности, следующих с периодом  $T$ . При  $E_s = 3,5 - 9$  Дж/см<sup>2</sup> модуляция с периодом  $T$  имела лишь на фронте сигнала  $U_1(t)$ . Глубина модуляции уменьшалась с увеличением  $E_s$ , а полностью она исчезала при  $E_s \geq 9$  Дж/см<sup>2</sup>. Сигнал  $U_2(t)$  не имел модуляции при любых  $E_s$ . Амплитуды сигналов  $\Delta U_1$ ,  $\Delta U_2$  (т. е. максимальные изменения разнополярного сигнала  $U(t)$ ) почти линейно возрастали при увеличении  $E_s$  до 5 Дж/см<sup>2</sup>, при больших значениях  $E_s$  их рост существенно замедлялся и ограничивался уровнем 1 В, что связано с отрывом плазмы от поверхности мишени [8].

Максимальный коэффициент энергопередачи  $A = Q/(E_s s)$  ( $s$  — площадь облучаемой зоны) в мишень, который достигался при  $E_s \approx 5$  Дж/см<sup>2</sup>, близких к  $E_s^{\text{поб}}$ , увеличивался при переходе от гладкого импульса к цугу в 1,4 раза.

Облучение мишени в вакууме показало менее значительную разницу значений  $A$  в этих режимах (рис. 2). Интересным представляется тот факт, что резкий рост  $A(E_s)$  в этом случае начинается при  $E_s \approx 20$  Дж/см<sup>2</sup>, что много больше значения  $E_s^{\text{п}}$ , соответствующего порогу возникновения токов и свечения с облучаемой мишени (рис. 3). По нашему

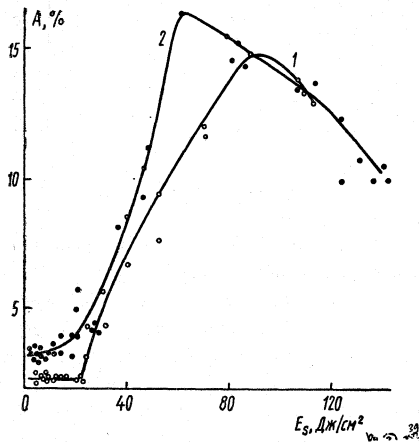


Рис. 2. Зависимость коэффициента энергопередачи  $A$  от  $E_s$  при облучении мишени  $M_1$  в вакууме в режимах 1 и 2

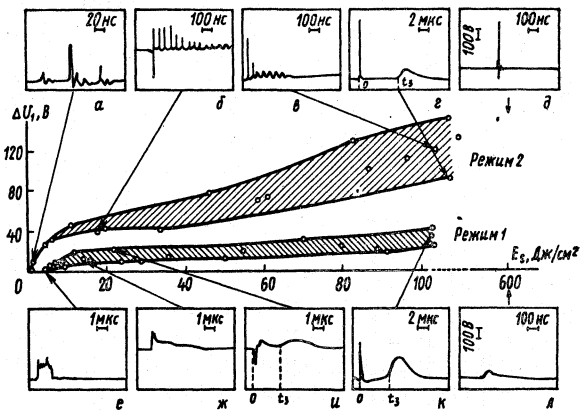


Рис. 3. Зависимость от  $E_s$  амплитуды  $\Delta U_1$  и временной формы сигналов  $U_1(t)$  для цуга (а—д) и гладкого импульса (е—л)

мнению, момент появления токов связан с поджиганием микроплазмы на отдельных поглощающих центрах, занимающих незначительную часть площади кольца и не приводящих к существенному нагреву мишени.

Токовые сигналы при облучении мишени в вакууме оказались существенно большими, чем в воздухе, и возрастали с  $E_s$ . Представление об общей эволюции временной формы и амплитуды  $\Delta U_1$  сигнала  $U_1(t)$  при варьировании  $E_s$  от  $E_s^n$  до  $110 \text{ Дж/см}^2$  (мишень  $M_1$ ) и при  $E_s^{\text{max}} = 600 \text{ Дж/см}^2$  (мишень  $M_2$ ) дает рис. 3. Видно, что при переходе от гладкого импульса к цугу пороговая плотность энергии  $E_s^n$  снижалась примерно в 4 раза, а амплитуда  $\Delta U_1$  возрастала примерно в 3 раза при одинаковых  $E_s \leq 110 \text{ Дж/см}^2$ . Значительно большее (порядка 10 раз) различие амплитуд сигналов для этих режимов зарегистрировано при  $E_s^{\text{max}}$ . Так,  $\Delta U_1 = 30-70 \text{ В}$  (рис. 3, л) в режиме 1 и  $360-600 \text{ В}$  (рис. 3, д) в режиме 2; амплитуда сигнала  $\Delta U_2$  равнялась соответственно  $60-100$  и  $570-1000 \text{ В}$ . Отметим, что значительный разброс значений  $\Delta U_1$  при  $E_s = \text{const}$ , показанный на рис. 3 в виде заштрихованной полосы, связан с нестабильностью  $I(t)$  из-за влияния отражения от плазмы, а также из-за временного разброса [7] моментов инжекции управляющего излучения в режиме 2.

Обсудим временную форму сигналов, регистрируемых в течение действия цуга на мишень в вакууме. Установлено, что в отличие от воздуха в этом случае форма двух сигналов  $U_1(t)$  и  $U_2(t)$  имела схожий характер с наносекундной временной структурой для любых  $E_s$  в диапазоне  $E_s^n - E_s^{\text{max}}$ . Эволюция сигнала  $U_1(t)$  при росте  $E_s$  показана на рис. 3 (а—в, д). При  $E_s \approx E_s^n$  сигнал представлял собой последовательность 3—4 импульсов длительностью  $\sim \tau$ , совпадающих по времени с несколькими максимальными импульсами цуга (рис. 3, а). С ростом  $E_s$  и соответственно  $I(t)$  в отдельных импульсах цуга, поджигающих на мишени плазму, число интенсивных токовых импульсов возрастает и, таким образом, увеличивается суммарная длительность  $t_n$  сигнала  $U_1(t)$  (рис. 3, б). Однако при  $E_s \geq E_s^t \approx 60 \text{ Дж/см}^2$   $t_n$  начинает уменьшаться, составляя  $\sim 400$  и  $\sim 100 \text{ нс}$  при  $E_s = 100$  и  $600 \text{ Дж/см}^2$  (рис. 3, в, д). При этом в начале регистрируемого сигнала выделяется мощный одиночный импульс наносекундной длительности (рис. 3, д). Возможно, такое сокращение длительности  $t_n$  связано с отрывом горячей плазменной области от мишени в вакууме, т. е. при больших  $E_s$  из-за малой задержки  $T$  последующие импульсы цуга инициируют пробой на фронте разлетающейся плазмы паров металла. Во всяком случае, значение  $E_s^t$  хорошо коррелирует с  $E_s$ ,

при котором начинается спад зависимости  $A(E_s)$  (рис. 2), обусловленный, по-видимому, той же причиной. Детальное обсуждение установленных закономерностей требует изучения динамики разлета плазмы в этом режиме, а также проведения аналогичных измерений при варьировании  $T$ , что позволяет при  $E_s = \text{const}$  достигать условий генерации максимальных по амплитуде токов [2].

Проведенное сравнение амплитуд сигналов  $\Delta U_1$ ,  $\Delta U_2$ , регистрируемых с разных нагрузок  $R_n = 0,33$  и  $1$  Ом, показало, что при  $E_s^{\text{max}}$  характерное сопротивление плазменной области [8] в цепи тока  $R_{\text{пл}} \ll R_n$ , т. е. в наших условиях регистрировались возбуждаемые плазмой ЭДС, а ток в цепи ограничивался  $R_n$ . Поэтому в отсутствие нагрузки и разрыва между зонами амплитуда тока по поверхности сплошной мишени из облучаемого кольца во внутреннюю область составит  $I_{\text{in}} = \Delta U_1 / R_{\text{пл}} \gg \Delta U_1 / R_n = 2$  кА, а во внешнюю —  $I_{\text{out}} = \Delta U_2 / R_{\text{пл}} \gg \Delta U_2 / R_n = 3,3$  кА.

В заключение остановимся еще на одной особенности токовых сигналов. В обоих режимах облучения мишени в вакууме после окончания лазерного воздействия при  $E_s \geq E_s^* = 20$  Дж/см<sup>2</sup> был обнаружен вторичный импульс, амплитуда и задержка которого  $t_s$  (рис. 3, г, и, к) возрастали с  $E_s$ . При  $E_s = 100$  Дж/см<sup>2</sup>  $t_s \approx 8$  мкс в режиме 2 и 6 мкс в режиме 1, причем амплитуда вторичного импульса была сравнима с основным сигналом, хотя он следовал значительно позже лазерных импульсов (рис. 3, г, к). При облучении мишени  $M_2$  меньших размеров и  $E_s = E_s^{\text{max}}$  задержка  $t_s$  уменьшалась до 2,2 мкс. По нашему мнению, появление такого вторичного импульса может быть связано с кольцевым распределением  $I(r)$ , при котором возникает схлопывание (кумуляция) плазмы пробоя воздуха [9] или паров углерода [10]. При этом в центре ионизованной области образуется горячее ядро, что приводит к токовому сигналу, аналогичному тому, который возникает при разогреве предварительно ионизованного газа вторым лазерным импульсом [2]. На это указывают близость  $E_s^*$  к значению  $E_s^1$ , при котором начинается рост  $A(E_s)$  (рис. 2), а также сокращение задержки  $t_s$ , пропорциональное уменьшению размеров мишени. По-видимому, при указанных  $E_s$  плазма поджигается уже не на отдельных неоднородностях, а в масштабах всего облучаемого кольца, что может приводить как к его эффективному нагреву, так и к кумуляции. Однако для однозначного объяснения вторичного импульса на сигнале  $U_2(t)$ , а также увеличения  $t_s$  с ростом  $E_s$  требуются дополнительные эксперименты по определению пространственной локализации горячей области.

1. Г. А. Аскарьян, М. С. Рабинович, А. Д. Смирнова, В. Б. Студенов. *Письма в ЖЭТФ*, 5, 116 (1967).
2. В. И. Конов, П. И. Никитин, А. М. Прохоров, А. С. Силенок. *Письма в ЖЭТФ*, 39, 501 (1984).
3. В. И. Конов, П. И. Никитин, А. М. Прохоров. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, 49, 1208 (1985).
4. Г. А. Аскарьян, И. М. Раевский. *Квантовая электроника*, 13, 1701 (1986).
5. В. В. Аполлонов, В. И. Конов, П. И. Никитин, А. М. Прохоров, А. С. Силенок, В. Р. Сороченко, К. Н. Фирсов. *Письма в ЖТФ*, 11, 1034 (1985).
6. А. А. Ермаков, В. И. Конов, П. И. Никитин, А. М. Прохоров, С. А. Углов, А. Р. Шабанов. Препринт ИОФАН, М., 1986, № 357.
7. В. В. Аполлонов, А. М. Прохоров, В. Р. Сороченко, Ю. А. Шакир. *Квантовая электроника*, 15, 1766 (1988).
8. Д. А. Дементьев, В. И. Конов, П. И. Никитин, А. М. Прохоров. *Квантовая электроника*, 8, 1532 (1981).
9. Г. А. Аскарьян, Н. П. Дацкевич, Е. К. Карлова, Н. В. Карлов, Н. Н. Кононов, Г. П. Кузьмин, И. М. Раевский. *Письма в ЖТФ*, 4, 966 (1978).
10. Н. П. Дацкевич, Н. В. Карлов, Н. Н. Кононов, Г. П. Кузьмин, Н. Г. Орлова, Г. Р. Токер. *Квантовая электроника*, 12, 2029 (1985).

Институт общей физики АН СССР  
Москва

Поступило в редакцию  
22 июля 1988 г.

V. V. Apollonov, V. I. Konov, P. I. Nikitin, A. M. Prokhorov, V. R. Sorochenko, Yu. A. Shakir. Probe Investigations of Close-to-Surface Plasma Produced by a CO<sub>2</sub> Laser Nanosecond Pulse Train.