

Исследование светозэрозионных оптических разрядов. Исследование импульсных светозэрозионных оптических разрядов в радиально ограниченных каналах

© Е.Ю. Локтионов, Ю.С. Протасов, Ю.Ю. Протасов

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, Россия

Радиальные ограничения области воздействия при лазерной абляции создаются как естественным образом (при сверлении глубоких отверстий), так и искусственно, преимущественно для увеличения эффективности генерации импульса отдачи или интенсивности коротковолнового излучения. В статье приводятся результаты экспериментального исследования динамики и макроструктуры оптических разрядов с аблирующей стенкой (время возбуждения $\tau \sim 10^{-8}$ с) в квадратном канале, как в атмосферных, так и вакуумных условиях.

Ключевые слова: *оптические разряды с аблирующей стенкой, радиальное ограничение, динамика и макроструктура разряда, скоростная теневая и шилрен-фото-регистрация, лазерная интерферометрия.*

Введение. Как известно, исследование импульсных течений газоразрядных процессов представляет значительный интерес для фундаментальных и прикладных исследований [1]. Радиально ограниченные лазерно-индуцированные потоки используются в таких приложениях, как лазерное сверление глубоких отверстий [2], лазерная генерация тяги [3–5], увеличение выхода ВУФ-, ЭУФ- и МР-излучения [6–8], генерация ударных волн и инжекция плазмы, лазерное инициирование капиллярного разряда [9], ускорение тел лазерной волной детонации в канале с испаряющейся стенкой [10] и др.

Распространенной особенностью исследования импульсных течений в каналах является то, что канал либо непрозрачен [1, 11], либо прозрачен в одном направлении, но при этом несимметричен [7, 12]. При достаточно большом отношении диаметра канала D к диаметру пятна фокусировки излучения d ($D/d < 3$) характер распространения ударной волны в канале вместо двухмерного эллипсоидного становится квазиодномерным плоским. Это означает, что энергия ударной волны остается сосредоточенной на небольшой поверхности фронта, сопоставимой с поперечным сечением канала, в отличие от стремительно увеличивающейся площади полусферического фронта. При воздействии в вакууме температура и концентрация электронов в радиально ограниченном канале существенно превосходят аналогичные параметры для открытой поверхности [13, 14]. Импульс отдачи на мишени при наличии радиального ограничения возрастает в 2 раза

для сопла с полууглом раскрытия $1,4^\circ$ [3] по сравнению с неограниченной поверхностью (как показано в работах [15–19], эффективность лазерной генерации тяги возрастает с уменьшением угла раскрытия сопла).

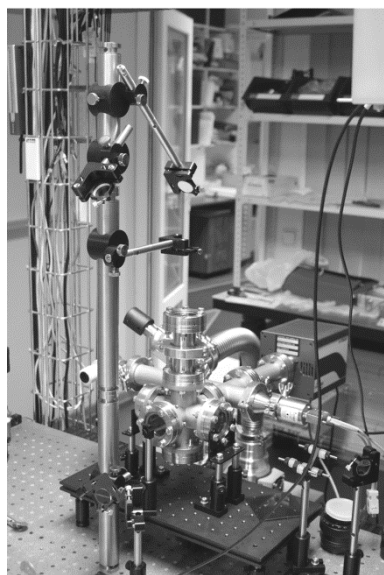
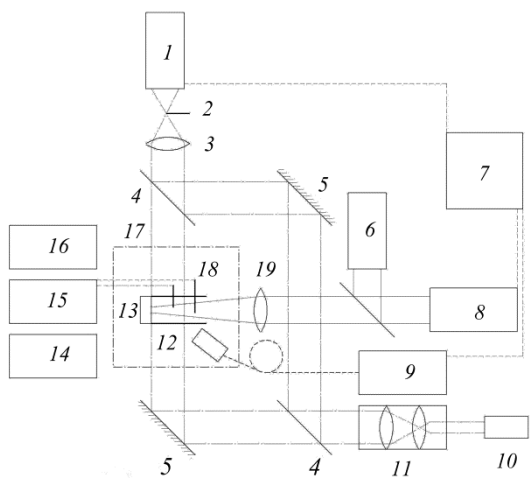
Целью настоящей работы является исследование влияния радиального ограничения на динамику и макроструктуру лазерно-индуцированных ударных волн и газоплазменного потока.

Экспериментальная установка. В разработанном экспериментально-диагностическом модуле (рис. 1) в качестве источника излучения используется Nd:YAG наносекундный ($\tau_{0,5} \sim 11 \dots 18$ нс) лазерный комплекс 8 с генераторами I–V гармоник, излучение которого фокусируется кварцевой линзой 19 так, чтобы фокальная плоскость находилась за поверхностью полимерной ($(C_2F_4)_n$, $(CH_2O)_n$) аблирующей мишени 13, в пятно диаметром $d \sim 1 \dots 3$ мм, создавая таким образом плотности энергии до $W \sim 40$ Дж/см² и мощности $I_0 \sim 2 \cdot 10^9$ Вт/см². При исследовании динамики газоплазменных потоков в радиально ограниченном транспортном канале конденсированная мишень 13 помещалась в кварцевую ювенту 12 с квадратным сечением ($a \sim 10$ мм).

Диагностические тракты модуля содержат: интерферометр Маха — Цендера (4, 5), при закрытии опорного плеча которого регистрируются тенеграммы (рис. 2, а), а при дополнительном размещении ножа Фуко 2 в фокальной плоскости линзы 3 — шпиренграммы (рис. 2, б); времяпролетный зонд 18, состоящий из двух электродов, расположенных на расстоянии 1 и 2 мм от поверхности аблирующей мишени; широкодиапазонный ($\lambda \sim 190 \dots 1100$ нм) спектрометр с волоконным сопряжением 9 (S-100, Solar LS) и квадрупольный масс-спектрометр 14 (e-Vision, MKS Instruments).

Особенностью исследования динамики газоплазменного потока в канале является также то, что на стенках происходит конденсация паров мишени и оседание капельной фазы. С одной стороны, это дает дополнительную информацию о течении, с другой — требует регулярной очистки стенок канала.

Источником зондирующего излучения в схемах фоторегистрации служит непрерывный диодный лазер 10 ($\lambda = 655$ нм, 15 мВт, апертура плоскопараллельного пучка на выходе из телескопа 11 составляет ~ 14 мм), а приемником — ПЗС-камера с наносекундным электрооптическим затвором 1 (Nanogate-2, НПП «Наноскан»). Энергия излучения лазерных импульсов регистрируется фотодиодом 6, калиброванным по радиационному калориметру (30-RP-A, Ophir). Сигналы времяпролетного зонда 18 и фотодиода 6 регистрируются цифровым осциллографом 15 (TDS 2024B, Tektronix). Управление экспериментально-диагностическим модулем осуществляется с рабочей станции 7.

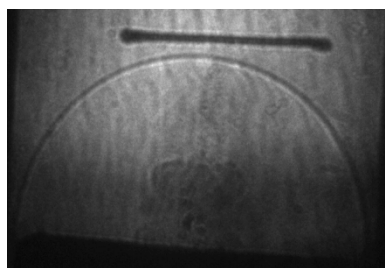


a

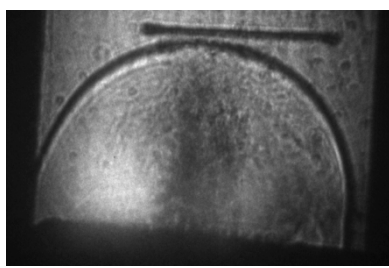
б

Рис. 1. Оптическая схема (*a*) и общий вид (*б*) экспериментального блока для исследования светозернистых газоплазменных потоков:

1 — ПЗС-камера с электрооптическим затвором (НПП «Наноскан» Nanogate-2);
 2 — нож Фуко; 3 — однолинзовый объектив; 4 — полупрозрачное диэлектрическое зеркало; 5 — глухое зеркало; 6 — фотодиод; 7 — рабочая станция; 8 — Nd:YAG-лазер с генераторами гармоник (Solar LS LQ929); 9 — широкодиапазонный спектрометр с волоконным сопряжением (Solar LS S-100); 10 — непрерывный диодный лазер; 11 — слабый телескоп; 12 — кварцевая кювета; 13 — аблирующая мишень; 14 — квадрупольный масс-спектрометр (MKS e-Vision); 15 — цифровой осциллограф (Tektronix TDS2024B); 16 — вакуумный агрегат (Pfeiffer TSH071E) с вакуумметром (MKS 925C); 17 — вакуумная камера; 18 — времяпролетный зонд; 19 — фокусирующая линза

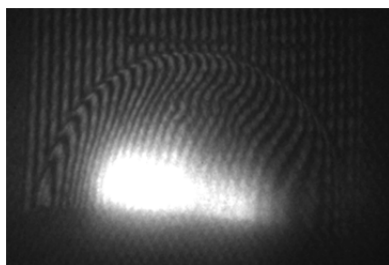


a



б

Рис. 2. Теневая (*a*), шлирен- (*б*) и интерферограммы (*в*) приповерхностной области облучаемой конденсированной мишени через 1 мкс после лазерного воздействия



в

Результаты экспериментов и их анализ. Как видно из рис. 2, полученные с использованием интерферометрии, шпирен- и теневой фоторегистрации картины потоков существенно различны по информативности. Так, на шпиренграммах (см. рис. 2, б), благодаря высоким градиентам плотности на поверхностях разрыва, наиболее четко прослеживается структура ударноволновых фронтов и контуры газоплазменного потока. На тенеграммах, точнее, на абсорбционных фотографиях (см. рис. 2, а), четче выражена структура светоэрозионного потока, градиенты плотности в котором невелики, но на ранних этапах распространения (до 100 мкс) существенно поглощение зондирующего излучения. На более поздних этапах (свыше 100 мкс) заполнение канала парами мишени, температура которых значительно выше температуры окружающей среды, визуализируется лишь интерференционными методами (см. рис. 2, в).

Особенность светоэрозионных газоплазменных потоков с радиальным ограничением заключается во взаимодействии отраженных от стенок канала ударноволновых фронтов (рис. 3), структура которых особенно ярко проявляется при несовпадении осей светоэрозионного потока и канала. Фронты, отраженные от стенок канала, движутся в области разрежения за внешней ударной волной. Фронт, отраженный от дальней от оси потока стенки, подавляет фронт, отраженный от ближней.

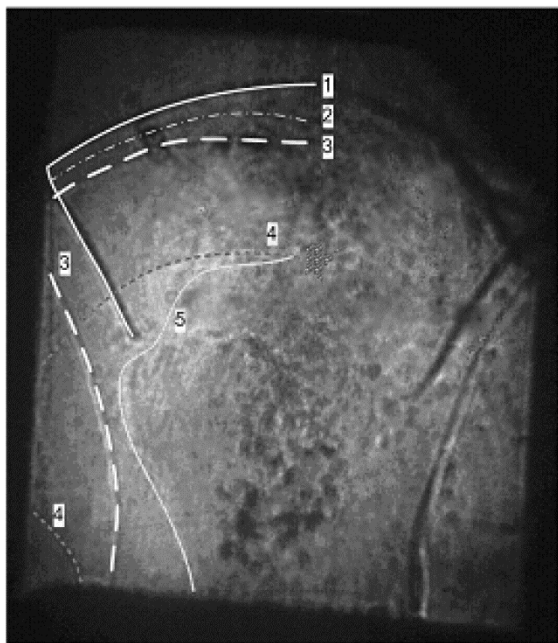


Рис. 3. Макроструктура светоэрозионного радиально ограниченного газоплазменного потока в канале:

1 — внешняя ударная волна; 2, 3 — вторичные ударные волны; 4 — внутренняя ударная волна; 5 — граница светоэрозионного газоплазменного потока

В течение первых микросекунд ($\tau \sim 1 \dots 4$ мкс) после воздействия на шпиренграммах регистрируются несколько следующих друг за другом ударных волн (рис. 4, б–д). Взаимное расположение фронта паров и внешней ударной волны свидетельствует о том, что последующие ударноволновые фронты образуются в светозэрозионных парах, т. е. уже после лазерного воздействия генерируются несколько волн испарения с поверхности мишени, что описано теоретически в [20], но скрыто от наблюдателя при воздействии наносекундных импульсов лазерного излучения на плоскую неограниченную мишень. Отражение внутренних ударных волн от внешней ограничивает осевую компоненту скорости разлета паров. Аналогично отражение от стенок канала ограничивает ее радиальную составляющую. Рекомбинационное свечение светозэрозионных паров регистрируется на шпиренграммах до $\tau \sim 1$ мкс после лазерного воздействия.

Динамика паров и при наличии радиального ограничения, и при его отсутствии для заданного соотношения диаметра канала и пятна фокусировки излучения мало отличается в первые микросекунды после лазерного воздействия (рис. 4, а–з). Однако после отражения ударной волны от стенок канала возникают существенные различия, связанные со схлопыванием отраженных «хвостов» ударноволновых фронтов (рис. 5), приводящим к гомогенизации и выталкиванию вперед части облака паров мишени, что хорошо иллюстрируется тенеграммами на рис. 6, и к равномерному заполнению канала остатками паров мишени в отличие от имеющего четкие границы факела, образующегося на свободной поверхности.

Динамика паров $(\text{CH}_2\text{O})_n$ -мишени с радиальным ограничением потока в канале существенно отличается от случая плоской пространственно неограниченной мишени: через $\tau \sim 50$ мкс осевая составляющая скорости расширения паров меняет знак, что приводит к растеканию паров вдоль поверхности мишени (модель этого явления кратко рассмотрена в [21]), однако наличие радиального ограничения канала препятствует этому процессу, в результате чего регистрируется вихревое движение паров у стенок канала, при этом вблизи оси потока пары продолжают двигаться по направлению к мишени, приводя к образованию своего рода провала. Пары регистрируются в приповерхностной зоне аблирующей мишени вплоть до $\tau \sim 3$ мс.

Анализ параметров ударноволнового фронта (давления $P_{\text{УВ}}$ и температуры $T_{\text{УВ}}$) и эффективности преобразования энергии воздействующего лазерного излучения в энергию ударной волны $\eta_{\text{УВ}}$ выполнен на основе теории Седова — Тэйлора для сильного взрыва [22]:

$$R = \left(\frac{2\alpha E_s}{\rho} \right)^{\frac{1}{\beta+2}} t^{\frac{2}{\beta+2}},$$

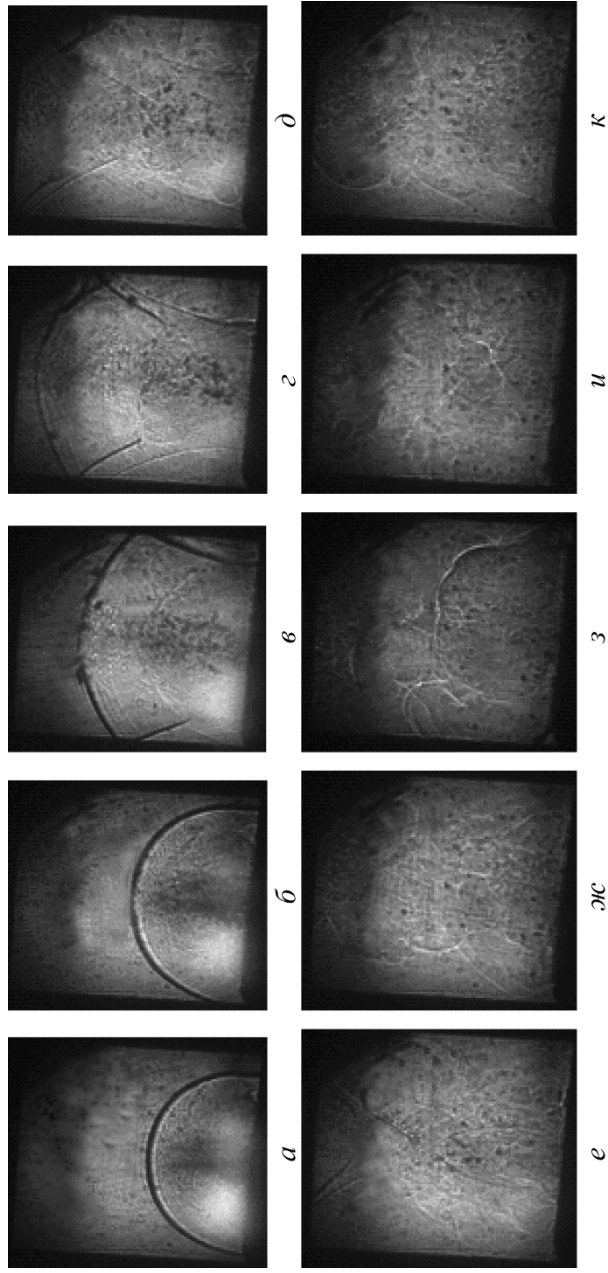


Рис. 4. Шлиренграммы радиально ограниченного потока при воздействии импульсного лазерного излучения ($\tau_p \sim 11$ нс, $\lambda_2 \sim 532$ нм, $W \sim 2,23$ Дж/см², $I \sim 1,86 \cdot 10^8$ Вт/см²) на $(C_2F_4)_{pl}$ -мишень при атмосферных условиях для разных временных задержек ($\tau_{эксп} \sim 50$ нс):

a — 800 нс; *б* — 1 мкс; *в* — 2 мкс; *г* — 3 мкс; *ж* — 5 мкс; *з* — 20 мкс; *и* — 50 мкс; *у* — 500 мкс; *к* — 1 мс

$$v = \frac{2}{\beta + 2} \sqrt{\frac{2\alpha E_s}{\rho}} R^{-\frac{\beta}{2}},$$

где R — радиус ударной волны; α — константа буферного газа (для воздуха $\alpha = 1,175$); E_s — энергия источника возмущения; ρ — плотность буферного газа; β — параметр размерности равный 3 при сферической ударной волне, 2 при цилиндрической и 1 при плоской; t — время после лазерного воздействия; v — скорость ударной волны.

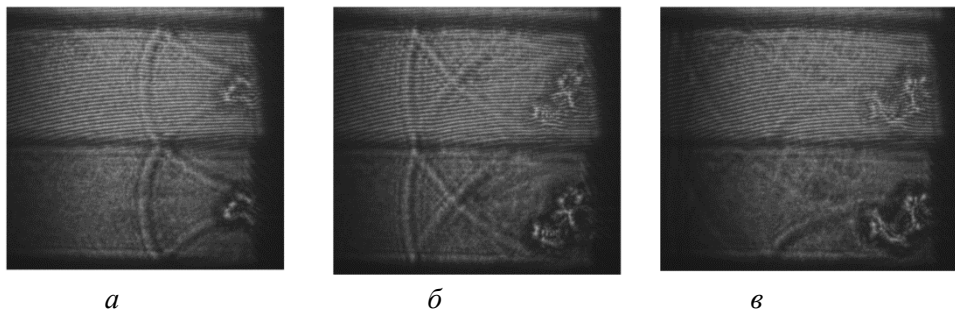


Рис. 5. Интерферограммы (сверху) и тенеграммы (снизу), одновременно зарегистрированные с использованием поляризационного интерферометра Номарского с задержками относительно лазерного воздействия:

a — 5 мкс; b — 8 мкс; v — 13 мкс

Почти все характеристики ударной волны определяются параметром размерности β , причем большинство зависимостей обратно пропорциональны ему. Так, давление и температура на фронте ударной волны

$$p = \frac{8}{(\beta + 2)^2(\gamma + 1)} \rho^{\frac{\beta}{\beta+2}} E_s^{\frac{2}{\beta+2}} t^{-\frac{2\beta}{\beta+2}} = \frac{8\rho R^2}{(2\alpha)^{\frac{2}{\beta+2}}(\beta + 2)^2(\gamma + 1)t^2};$$

$$T = \frac{p}{R} \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \rho,$$

где γ — показатель адиабаты буферного газа.

Как видно из этих соотношений, при равных радиусах фронта R бóльшие значения p и T достигаются при меньших параметрах размерности β . Вблизи центра взрыва

$$p_c = k_2 \rho^{\frac{\beta}{\beta+2}} E_s^{\frac{2}{\beta+2}} t^{-\frac{2\beta}{\beta+2}} = k_2 (2\alpha)^{\frac{2}{\beta+2}} \rho R^2 / t^2;$$

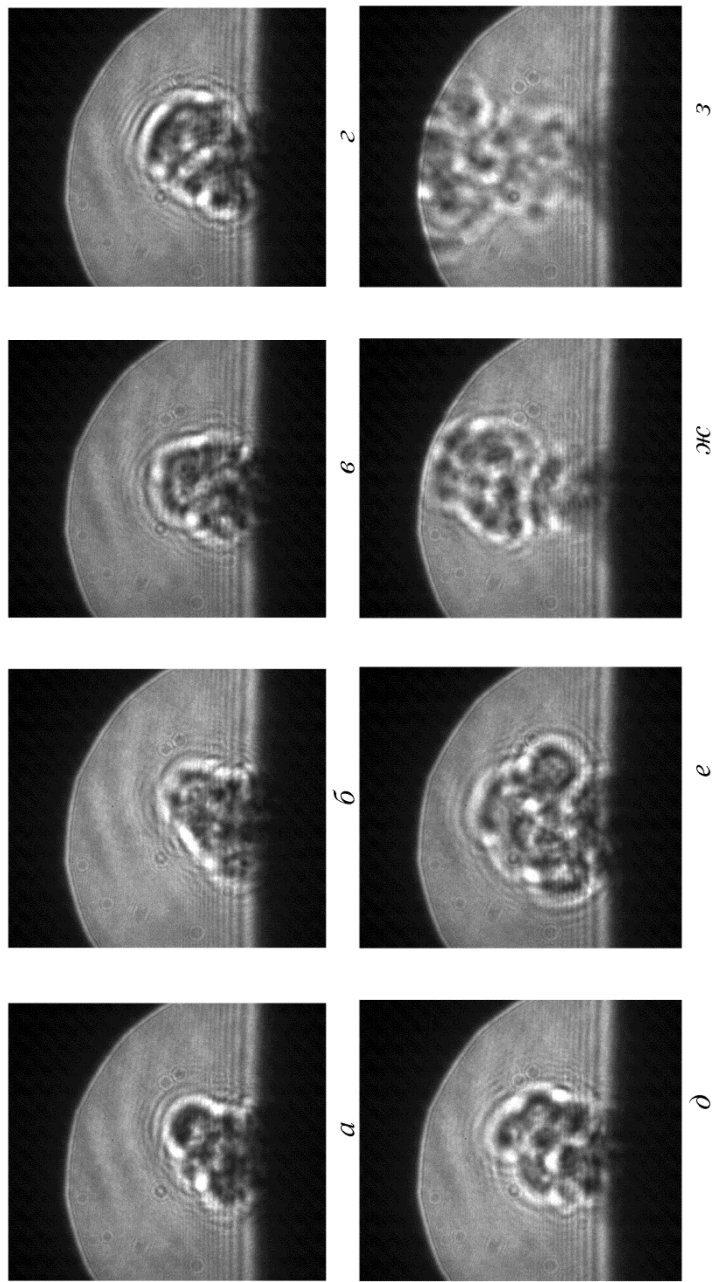


Рис. 6. Тенеграммы неограниченного потока при воздействии импульсного лазерного излучения ($\tau_{\text{л}} \sim 11$ нс, $\lambda_2 \sim 1064$ нм, $W \sim 6,4$ Дж/см², $I \sim 5,8 \cdot 10^8$ Вт/см²) на (C₂F₄)_л-мишень при атмосферных условиях для разных временных задержек:

а — 4 мкс; *б* — 5 мкс; *в* — 6 мкс; *г* — 7 мкс; *д* — 10 мкс; *е* — 20 мкс; *ж* — 40 мкс; *з* — 100 мкс

$$T_c = \frac{k_3}{c_V} \left(\frac{E_s}{\rho} \right)^{\frac{2(\gamma+1)+\beta}{(\gamma-1)(\beta+2)}} \frac{2\beta(2-\gamma)}{t^{(\beta+2)(\gamma-1)}} R^{-\frac{\beta}{\gamma-1}} =$$

$$= \frac{k_3}{c_V} \left(\frac{1}{2\alpha} \right)^{\frac{2(\gamma+1)+\beta}{(\gamma-1)(\beta+2)}} R^{\frac{2(\gamma+1)}{\gamma-1}} t^{-\left(2+\frac{4\beta}{(\beta+2)(\gamma-1)}\right)},$$

где c_V — изохорная теплоемкость.

Коэффициенты k_2 и k_3 определяются показателем адиабаты газа γ , немного различаются для разных β и изменяются в пределах $\sim 0,05 \dots 0,15$ (см. [22], с. 254). Если давление в центре взрыва слабо зависит от параметра размерности, то температура пропорциональна ему при $t \ll 1$. Энергия источника ударной волны

$$E_s = \frac{\rho R^{2+\beta}}{2\alpha t^2},$$

т. е., учитывая, что для абсолютного большинства случаев $R \ll 1$, для плоской ударной волны некоторого радиуса требуется существенно более мощный источник, чем для сферической и цилиндрической. Таким образом, уменьшение параметра размерности вследствие радиального ограничения газоплазменного потока приводит к виртуальному увеличению энергии источника сильного взрыва, т. е. повышается коэффициент преобразования энергии лазерного излучения E в энергию ударной волны, а также пропорциональный ему удельный механический импульс отдачи

$$C_m = \frac{2E_s}{E \langle v \rangle} = \frac{\rho R^{1+\beta}}{\alpha Et}.$$

Для корректной оценки C_m необходимо подставлять время релаксации ударной волны ($\sim 10^{-5} \dots 10^{-4}$ с), т. е. выравнивания давления на фронте с атмосферным, или время ее выхода за пределы мишени ($\sim 10^{-6} \dots 10^{-5}$ с) в зависимости от того, какое событие наступит раньше.

На рис. 7 показана временная зависимость удаления характерных поверхностей разрыва от мишени. Интерполяция представленных данных позволяет установить параметр размерности: для внешней ударной волны l при воздействии на полимеры $\beta \sim 1,5$, что согласуется с результатами, полученными в [23–25] ($\beta \sim 1 \dots 1,4$).

Очевидно, в рассматриваемом временном интервале теория сильного взрыва так же ограниченно применима к наносекундной лазерной абляции полимеров, как и к фемтосекундной [26]. Это может быть свя-

зано с невыполнением условия сильного взрыва $R \gg \left(\frac{3m}{2\pi\rho}\right)^{1/3}$ (в нашем

случае $R_{кр} \sim 2$ мм) и инициированием экзотермических реакций при разрыве ковалентных связей (в нашем случае это возможно только при многофотонном поглощении лазерного излучения или поглощении коротковолнового излучения лазерно-индуцированной плазмы).

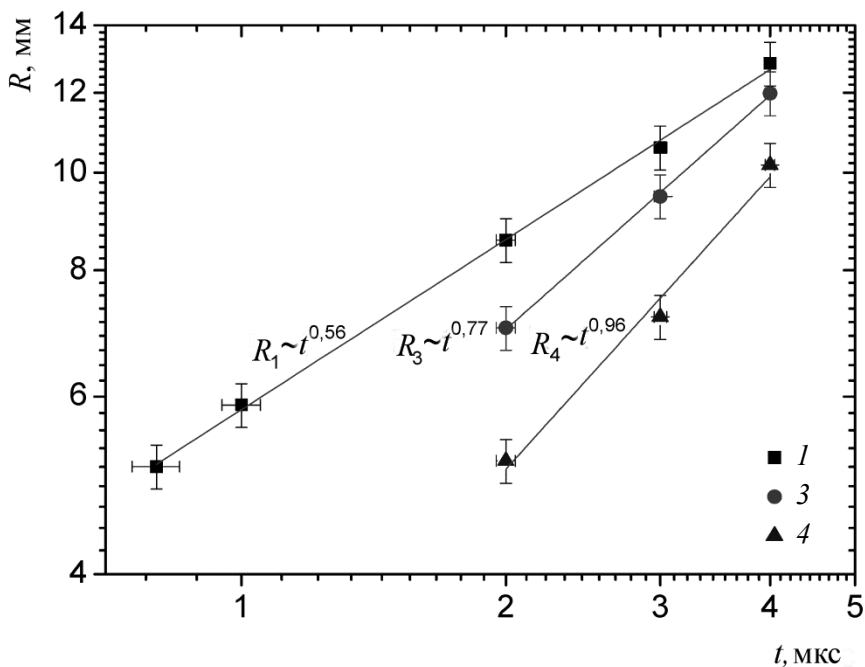


Рис. 7. Скорость распространения фронтов при лазерном воздействии на радиально ограниченную $(C_2F_4)_n$ -мишень (позиции соответствуют позициям на рис. 3):

1 — внешняя ударная волна; 3 — вторичная ударная волна; 4 — внутренняя ударная волна

Для металлов [27] и кремния [28] параметр размерности при аналогичных условиях лазерного воздействия соответствует сферическому фронту ($\beta \sim 3$). В [27] для меди показан переход из режима плоской ударной волны в режим сферической через $\Delta t \sim (2...4) \cdot 10^{-7}$ с после лазерного воздействия ($\lambda \sim 532$ нм, порог абляции $W_a \sim 1$ Дж/см²) в низкоэнергетичном ($W \sim 5,2$ Дж/см²) режиме, а также изначально сферический характер распространения ударной волны в высокоэнергетичном ($W \sim 52$ Дж/см²) режиме. Интересен факт, что при воздействии ($\lambda \sim 1064$ нм) на плоские неограниченные полимерные мишени характер распространения ударной волны, оцененный по осевой координате, для фторопласта соответствует плоскому фронту и в высокоэнергетичном ($W/W_a \sim 15$) режиме, а для полиформальдегида — сферическому в

среднеэнергетичном ($W/W_a \sim 7$); переходных режимов не наблюдается в обоих случаях. При низкоэнергетичном воздействии ($\lambda \sim 532$ нм) на фторопласт наблюдается цилиндрический режим распространения ударной волны.

Таким образом, характер распространения ударной волны может определяться соотношением энергии, выделяющейся при абляции мишени и при пробое в воздухе. На начальном этапе абляционный поток частиц направлен по нормали к облучаемой поверхности, что должно инициировать плоскую ударную волну, которая по мере торможения потока в осевом направлении и вынужденному растеканию в радиальном переходит в сферическую. Если же энергия источника пробоя в воздухе оказывается больше энергии абляции, фронт ударной волны изначально является сферическим. О конкуренции этих двух механизмов формирования ударной волны свидетельствуют восьмеркообразные фронты, зарегистрированные в некоторых работах [29]. Преобладание того или иного механизма определяется как положением мишени относительно плоскости фокусировки воздействующего излучения, так и возможностью инициирования экзотермических реакций при данных условиях лазерного воздействия. При наличии канала у поверхности мишени радиальное распространение абляционного потока ограничено стенками канала и отраженными от них ударными волнами, что затрудняет переход характера распространения ударной волны из плоского в сферический (исзначально плоский характер распространения обусловлен конечным размером источника, а время перехода составляет около 150 нс [27]), т. е. скорость фронта уменьшается медленнее.

Как видно из рис. 7, фронт вторичной ударной волны 3 обладает большей скоростью, чем фронт внешней ударной волны 1, очевидно, вследствие меньшего сопротивления среды, обусловленного как ее разрежением, так и температурным увеличением местной скорости звука. Еще одной особенностью рассматриваемых зависимостей является то, что внутренняя ударная волна 4 перемещается с почти постоянной скоростью, равной местной скорости звука [30], что позволяет оценить температуру среды перед ее фронтом, движущимся со скоростью $\sim 2,5$ км/с (для воздуха $T \sim 15,5$ кК).

При лазерном воздействии в вакууме (рис. 8) светозэрозийный газоплазменный поток хорошо коллимирован, в результате чего влияние радиального ограничения на его динамику и макроструктуру при использованном нами соотношении диаметров канала и пятна фокусировки излучения ($D/d \sim 4$) отсутствует, а сам газоплазменный поток регистрируется в течение $\tau \sim 2$ мкс после лазерного воздействия. В отличие от атмосферных условий, радиальная составляющая скорости светозэрозийного газоплазменного потока в вакууме близка к нулю, а его коэф-

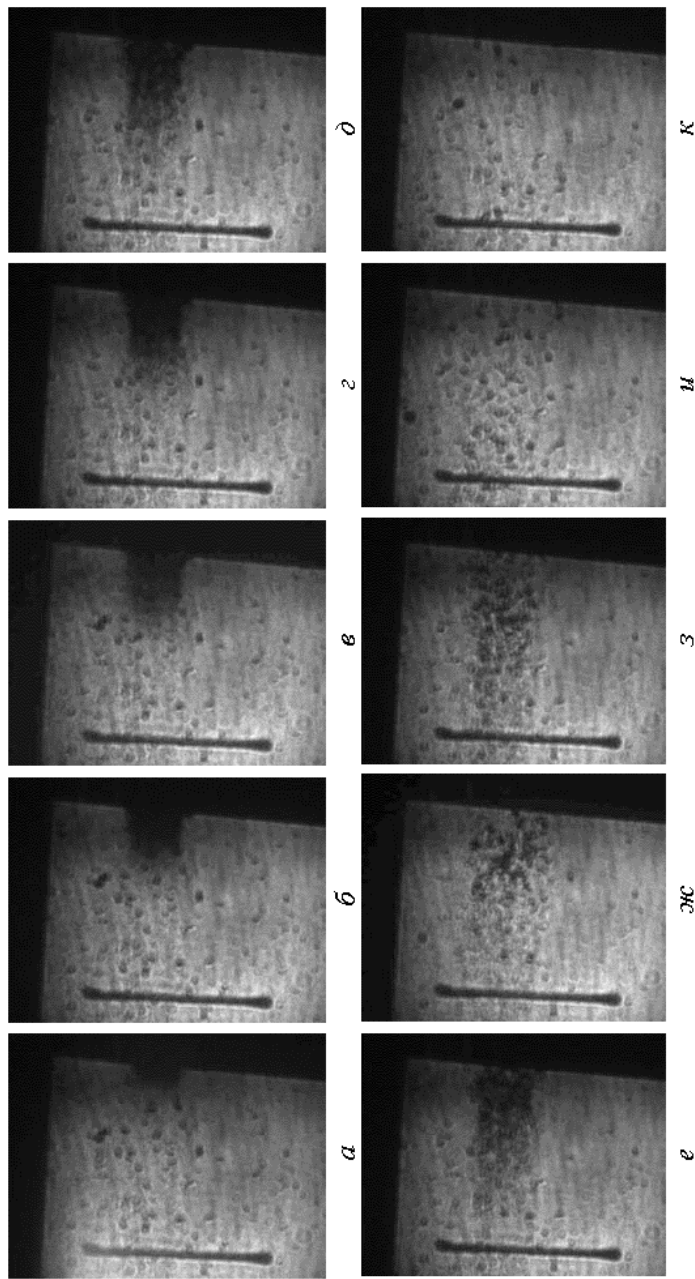


Рис. 8. Шлиренграммы газоплазменного радиально ограниченного потока (канал 10×10 мм) при воздействии импульсного лазерного излучения ($\tau_{\text{л}} \sim 11$ нс, $\lambda_2 \sim 532$ нм, $W \sim 2,23$ Дж/см², $I \sim 1,86 \cdot 10^8$ Вт/см²) на $(\text{C}_2\text{F}_4)_n$ -мишень в вакууме для разных временных задержек ($\tau_{\text{эксп}} \sim 50$ нс) (длина вертикальной риски — 6 мм):

a — 200 нс; *б* — 400 нс; *в* — 500 нс; *г* — 600 нс; *д* — 800 нс; *е* — 1 мкс; *жс* — 2 мкс; *з* — 3 мкс; *и* — 5 мкс; *к* — 10 мкс

коэффициент поглощения κ_ν на длине волны $\lambda_2 \sim 532$ нм составляет $\sim 0,7 \text{ см}^{-1}$, что соответствует температуре ~ 50 кК. Процесс светозрозии стенки в этом случае имеет несколько стадий: сначала происходит разлет плотных паров, а через $\tau \sim 10^{-5}$ с в потоке регистрируются относительно крупные частицы (осевшие на вакуумном оптическом вводе, расположенном в ~ 200 мм от стенки, частицы обладали размером $\sim 50 \dots 70$ мкм, а полный угол раскрытия потока этих частиц $2\varphi \sim 10^\circ$).

Заключение. Методами скоростной теневой и шпирен-фоторегистрации, лазерной интерферометрии и масс-спектрометрии в газовакуумных условиях экспериментально исследованы динамика и макроструктура светозрозионных газоплазменных потоков в радиально ограниченных каналах. Полученные результаты необходимы при анализе и разработке широкого спектра фотонных энергоустановок высокой плотности мощности.

Впервые показано, что при исследовании ударных волн, индуцируемых при лазерной абляции конденсированных сред, с применением теории сильного взрыва в общем случае следует рассматривать несколько источников этих волн — обусловленные оптическим пробоем в буферном газе и волнами испарения с поверхности мишени. Эти источники генерируют ударные волны не только разной энергии, но и с разным характером распространения (размерностью). При единичном воздействии может происходить несколько волн испарения с поверхности мишени, каждая из которых может инициировать ударную волну в среде с большей скоростью звука, чем в буферном газе, что приводит к взаимодействию внешней и внутренних ударных волн. Суперпозиция ударных волн от разных источников сопоставимой энергии приводит к распространению фронта с дробной размерностью, что особенно ярко проявляется при радиальном ограничении газоплазменного потока.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (госконтракты № 16.518.11.7016, 16.120.11.328-МК, 16.740.11.0686) и Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 11-08-00843, 12-08-12047).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Голуб В.В., Баженова Т.В. *Импульсные сверхзвуковые струйные течения*. Москва, Наука, 2008, 279 с.
- [2] Brajdic M., Hermans M., Horn A., Kelbassa I. In situ measurement of plasma and shock wave properties inside laser-drilled metal holes. *Measurement Science and Technology*, 2008, vol. 19, no. 10, p. 105703.
- [3] Watanabe K., Sasoh A. Impulse Generation Using 300-J Class Laser with Confinement Geometries in Air. *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, 2005, vol. 48, no. 159, pp. 49–52.
- [4] Salvador I.I. *Static and hypersonic experimental analysis of impulse generation in air-breathing laser-thermal propulsion*. Dis. ... Ph.D. Troy, 2010, 200 p.

- [5] Katsurayma H., Komurasaki K., Arakawa Y. Pulse-Laser Powered Orbital Launcher. Duarte F.J., ed. *Laser Pulse Phenomena and Applications*. InTech, 2010, pp. 3–18.
- [6] Yeates P., Kennedy E.T. Plasma dynamics of a confined extreme ultraviolet light source. *Physics of Plasmas*, 2010, vol. 17, no. 9, p. 093104-8.
- [7] Theobald W., Ovchinnikov V., Ivancic S., Eichman B., Nilson P.M., Delettrez J.A., Yan R., Li G., Marshall F.J., Meyerhofer D.D., Myatt J.F., Ren C., Sangster T.C., Stoeckl C., Zuegel J.D., Van Woerkom L., Freeman R.R., Akli K.U., Giraldez E., Stephens R.B. High-intensity laser-plasma interaction with wedge-shaped-cavity targets. *Physics of Plasmas*, 2010, vol. 17, no. 10, p. 103101-7.
- [8] Yeates P., Kennedy E.T. Spectroscopic, imaging, and probe diagnostics of laser plasma plumes expanding between confining surfaces. *Journal of Applied Physics*, 2010, vol. 108, no. 9, p. 093306-12.
- [9] Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф., Шулепов М.А., Любченко Ф.Н., Феденев А.В. Исследование влияния лазерной абляции на формирование механического импульса плазмы капиллярного разряда. *Письма в ЖТФ*, 2009, т. 35, № 3, с. 53–59.
- [10] Sasoh A. In-tube rocket propulsion using repetitive laser pulses. *Journal of Thermal Science*, 2011, vol. 20, no. 3, pp. 201–204.
- [11] Kleine H., Vo Le C., Takehara K., Etoh T. Time-resolved visualization of shock–vortex systems emitted from an open shock tube. *Journal of Visualization*, 2010, vol. 13, no. 1, pp. 33–40.
- [12] Ushio M., Komurasaki K., Kawamura K., Arakawa Y. Effect of laser supported detonation wave confinement on termination conditions. *Shock Waves*, 2008, vol. 18, no. 1, pp. 35–39.
- [13] Zeng X., Mao S.S., Liu C., Mao X., Greif R., Russo R.E. Plasma diagnostics during laser ablation in a cavity. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 2003, vol. 58, no. 5, pp. 867–877.
- [14] Zeng X., Mao X., Mao S.S., Wen S.-B., Greif R., Russo R.E. Laser-induced shockwave propagation from ablation in a cavity. *Applied Physics Letters*, 2006, vol. 88, no. 6, p. 061502.
- [15] Katsurayama H., Komurasaki K., Hirooka Y., Mori K., Arakawa Y. Numerical Analyses of Exhaust and Refill Processes of a Laser Pulse Jet. *Journal of Propulsion and Power*, 2008, vol. 24, no. 5, pp. 999–1006.
- [16] Mori K., Komurasaki K., Arakawa Y. Nozzle Scale Optimum for the Impulse Generation in a Laser Pulsejet. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2004, vol. 41, no. 5, pp. 887–889.
- [17] Hirooka Y., Katsurayama H., Mori K., Inoue C., Komurasaki K., Arakawa Y. Nozzle Performance of a RP Laser Thruster. *39th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. 20–23/07/2003. Huntsville, AIAA, 2003, p. AIAA-2003-4429.
- [18] Протасов Ю.Ю. Лазерно-плазменный инжектор. *Приборы и техника эксперимента*, 2003, № 2, с. 60–64.
- [19] Ageev V.P., Barchukov A.I., Bunkin F.V., Gorbunov A.A., Hudyakov V.M., Konov V.I., Korobeinikov V.P., Putyatin B.V. Some characteristics of the laser multi-pulse explosive type jet thruster. *Acta Astronautica*, 1981, vol. 8, no. 5–6, pp. 625–641.
- [20] Булгакова Н.М. Исследование динамики и механизмов лазерной абляции в режимах милли-, нано- и фемтосекундных импульсов. Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Новосибирск, 2002, 388 с.
- [21] Zhou Y., Tao S., Wu B. Backward growth of plasma induced by long nanosecond laser pulse ablation. *Applied Physics Letters*, 2011, vol. 99, no. 5, p. 051106.

- [22] Седов Л.И. *Методы подобия и размерности в механике*. Москва, Наука, 1977, 440 с.
- [23] Hauer M., Funk D.J., Lippert T., Wokaun A. Time resolved study of the laser ablation induced shockwave. *Thin Solid Films*, 2004, vol. 453–454, pp. 584–588.
- [24] Sinko J. *Vaporization and shock wave dynamics for impulse generation in laser propulsion*. Dis. ... Ph.D. Hunstsville, 2008, 249 p.
- [25] Локтионов Е.Ю., Протасов Ю.Ю. Исследование динамики и макро-структуры лазерно-индуцированных оптических разрядов с аблирующей стенкой. *Инженерная физика*, 2010, № 8, с. 13–23.
- [26] Локтионов Е.Ю., Овчинников А.В., Протасов Ю.Ю., Ситников Д.С. Исследование газодинамических процессов фемтосекундного оптического разряда с аблирующей полимерной стенкой в атмосферных и вакуумных условиях. *Теплофизика высоких температур*, 2011, т. 49, № 3, с. 415–425.
- [27] Yoh J.J., Lee H., Choi J., Lee K.-c., Kim K.-h. Ablation-induced explosion of metal using a high-power Nd:YAG laser. *Journal of Applied Physics*, 2008, vol. 103, no. 4, p. 043511-6.
- [28] Zeng X., Mao X.L., Greif R., Russo R.E. Experimental investigation of ablation efficiency and plasma expansion during femtosecond and nanosecond laser ablation of silicon. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 2005, vol. 80, no. 2, pp. 237–241.
- [29] Yoh J.J., Gojani A.B. Metal and polymer melt jet formation by the high-power laser ablation. *Applied Surface Science*, 2010, vol. 256, no. 8, pp. 2423–2427.
- [30] Ben-Eliahu Y., Haas Y., Welner S. Laser Initiation of the Decomposition of Energetic Polymers: Shock Wave Formation. *The Journal of Physical Chemistry*, 1995, vol. 99, no. 16, pp. 6010–6018.

Статья поступила в редакцию 19.06.2013

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Локтионов Е.Ю., Протасов Ю.С., Протасов Ю.Ю. Исследование светозероизионных оптических разрядов. Исследование импульсных светозероизионных оптических разрядов в радиально ограниченных каналах. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2013, вып. 10. URL: <http://engjournal.ru/catalog/machin/plasma/1039.html>

Локтионов Егор Юрьевич — канд. техн. наук, заведующий лабораторией учебно-научного центра «Фотонная энергетика» МГТУ им. Н.Э. Баумана, специалист в области экспериментальных исследований радиационно-плазодинамических и оптоотеплофизических процессов взаимодействия мощного излучения с веществом всех агрегатных состояний с использованием новейших методов диагностики. Автор более 50 работ в данной области. e-mail: stcpe@bmstu.ru

Протасов Юрий Степанович — д-р физ.-мат. наук, профессор, заместитель научного руководителя Объединенного учебно-научного центра фотонной энергетике и фотонных технологий МГТУ им. Н.Э. Баумана. Специалист в области физики и техники низкотемпературной плазмы, радиационной газоплазодинамики и физической электроники. Автор более 400 научных работ, более 10 книг и 300 изобретений. e-mail: stcpe@bmstu.ru

Протасов Юрий Юрьевич — д-р техн. наук, профессор МГТУ им. Н.Э. Баумана, специалист в области фундаментальных теоретических и экспериментальных исследований радиационно-плазодинамических и оптоотеплофизических процессов взаимодействия мощного излучения с веществом всех агрегатных состояний. Автор более 100 работ в данной области. e-mail: stcpe@bmstu.ru