

Критерии формирования низкочастотного звука при облучении твердых тел широкоапертурным импульсно-периодическим лазерным излучением

В.Н.Тищенко, В.Г.Посух, А.И.Гулидов, В.И.Запрягаев, А.А.Павлов,
Э.Л.Бояринцев, М.П.Голубев, И.Н.Кавун, А.В.Мелехов, Л.С.Голобокова,
И.Б.Мирошниченко, Ал.А.Павлов, А.С.Шмаков

Исследованы критерии объединения ударных волн, создаваемых оптическими пробоями на поверхности твердых тел. Мишени из различных материалов последовательно облучались двумя импульсами CO₂-лазеров с энергией импульсов до 200 Дж и длительностью ~1 мкс. Показано, что критерии применимы для различных мишеней и режимов облучения и позволяют рассчитать параметры импульсно-периодического лазерного излучения, необходимые для создания низкочастотного звука и ультразвука в воздухе.

Ключевые слова: лазерное излучение, оптический пробой, ударные волны, звук, механизм объединения волн, критерии, мишень.

1. Введение

Исследованию газодинамических и оптоакустических эффектов, создаваемых оптическим пробоем, посвящены многочисленные работы (см., напр., [1–7]). Импульсно-периодическое лазерное излучение с высокой частотой повторения импульсов ($f \sim 100$ кГц) [8–10] открывает новые возможности использования лазеров: для управления обтеканием сверхзвуковых аппаратов [11–13], в лазерном двигателе [14], в лазерно-плазменных технологиях [15], для генерации низкочастотного звука и ультразвука [16]. Эти возможности связаны с превышением пиковой мощностью средней в ~ 100 раз, со свойствами оптического пульсирующего разряда, создаваемого в фокусе пучков, с механизмом объединения ударных волн (МОВ) [17–19], формируемых лазерными искрами. Разряд горит в неподвижном газе, в потоке или в движущемся со скоростью ~ 300 м/с фокусе [8, 12, 18–21]. Суть МОВ заключается в том, что ударные волны (УВ), объединяясь, формируют низкочастотную волну, длительность фазы сжатия которой линейно зависит от числа лазерных импульсов в цуге, а значит, и от полных затрат энергии, в то время как при одиночной искре (взрыве) длительность фазы сжатия слабо зависит от энергии импульса Q ($\propto Q^{1/6}$) [22]. МОВ действует в газах и в плазме с магнитным полем [23], если выполняются определенные критерии. УВ объединяются на масштабе динамического радиуса искры и могут уносить $\sim 20\%$ энергии лазерных импульсов [18, 24].

Оптический пульсирующий разряд, создаваемый цугами лазерных импульсов, формирует ультразвук на частоте

повторения импульсов в цугах $f \sim 10–100$ кГц и низкочастотный звук на частоте повторения цугов F [16, 18]. С увеличением частоты f или энергии импульсов действие МОВ усиливается, при этом доля мощности звука на частоте F повышается и может быть много больше, чем при амплитудной модуляции, где зависимость обратная (доля мощности пропорциональна $1/f$). При слабом влиянии МОВ спектр соответствует амплитудной модуляции. Дальность формирования звука в воздухе ограничена порогом оптического пробоя (~ 2 ГВт/см²). Дистанционная генерация звука возможна при облучении плотных мишеней, где порог снижается в ~ 100 раз [2]. На большом расстоянии диаметр светового пятна может быть больше длины области пробоя h ($h \approx 1$ см), что соответствует «плоскому» пробую.

Цель настоящей работы – поиск критериев проявления МОВ при облучении мишеней широкоапертурным лазерным излучением. В экспериментах проверялась применимость критериев [17, 18] для мишеней из различных материалов в широком диапазоне условий облучения – площадей S световых пятен, энергий Q импульсов, плотностей энергии $q = Q/S$.

В опытах мишень последовательно облучалась двумя импульсами CO₂-лазеров. Это недостаточно для изучения плазменных эффектов вблизи мишени, но допустимо при определении критериев: если объединяются первые УВ, то и последующие УВ тоже объединяются. Ограничений предельного числа импульсов как в проводимых нами расчетах (см., напр., [25]), так и в экспериментах (аналогичных [18–20]) с большим числом импульсов (средняя мощность ~ 1.5 кВт) не выявлено. Критерии проверялись путем варьирования параметров излучения. Рассматривались также неоптимальные варианты, моделирующие влияние экранировки излучения и УВ факелом при большом числе импульсов. Например, при q , близком к порогу пробоя, структура лазерной плазмы сильно неоднородна. При $q \sim 20–50$ Дж/см² на формирование УВ и процесс их объединения может влиять факел вблизи мишени и пробой на частицах воздушного аэрозоля и мишени. Объединение УВ усложнялось вследствие разной площади световых пятен.

Опыты проведены для металлов и диэлектриков с различными свойствами. Серебро имеет высокую теплопро-

В.Н.Тищенко, В.Г.Посух, Э.Л.Бояринцев, А.В.Мелехов, Л.С.Голобокова, И.Б.Мирошниченко. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; e-mail: tvn25@ngs.ru

А.И.Гулидов, В.И.Запрягаев, А.А.Павлов, М.П.Голубев, И.Н.Кавун, Ал.А.Павлов, А.С.Шмаков. Институт теоретической и прикладной механики им. С.А.Христиановича СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

Поступила в редакцию 24 февраля 2011 г., после доработки – 1 августа 2011 г.

водность и максимальный коэффициент отражения лазерного излучения, титан обладает противоположными свойствами, сталь занимает промежуточное положение. Для оконного стекла (неорганика) характерна высокая температура плавления и поглощение излучения в тонком поверхностном слое. Капролон, оргстекло (органика) отличаются большей глубиной поглощения излучения и малыми затратами энергии на испарение.

Исследовалась применимость критериев появления МОВ, которые получены для оптического пульсирующего разряда в газе. В случае неподвижного разряда критерии для безразмерной частоты повторения лазерных импульсов

$$\omega = fR_3/c_0 \quad (1)$$

были следующими [17, 18]. При

$$\omega < \omega_1 \approx 0.7 \quad (2a)$$

УВ не взаимодействуют; при

$$\omega > \omega_2 \approx 5.8 \quad (2б)$$

фазы сжатия УВ, частично объединяясь, создают низкочастотную волну; при

$$\omega_1 < \omega < \omega_2 \quad (2в)$$

имеем переходную область; частоты

$$\omega > 1.5\omega_2 \quad (2г)$$

энергетически не эффективны: фронт последующей УВ догоняет фронт предыдущей УВ, вследствие чего давление растет, а длительность фазы сжатия результирующей волны меняется слабо. В (1) и (2) c_0 – скорость звука в газе; $R_3 = (b\delta Q/p_0)^{1/3}$ (R_3 взято в м, Q – в Дж, p_0 – в Па) или $R_3 = 2.15(b\delta Q/p_0)^{1/3}$ (R_3 взято в см, Q – в Дж, p_0 – в атм) – динамический радиус; p_0 – давление газа; $\delta \approx 0.5$ – 0.7 – зависящая от материала доля энергии импульсов, поглощаемая в плазме; b – геометрический фактор ($b = 2$ для пробоя на мишени и 1 для пробоя в газе).

Оценим условия применимости критериев. Некоторые ограничения обусловлены эффективным преобразованием энергии импульсов в энергию УВ. Так, УВ формируются, если скачок давления в плазме много больше давления среды, где происходит пробой. Плотность энергии импульсов определим из условия, что УВ при $p/p_0 > 10$ (p – давление в УВ) уносят значительную часть ($\eta \approx 1 - (p_0/p)^{(\gamma-1)/\gamma} \approx 0.3$) энергии импульсов [2]. Отсюда следует, что $q = \delta^{-1}(p_0/p)(\gamma_0 - 1)\epsilon_0 h/(\gamma - 1) \approx 5$ – 10 Дж/см². Здесь $\delta = 0.5$, $h = 0.5$ – 1 см, ϵ_0 (в Дж/см³) – плотность энергии в воздухе, $\gamma_0 = 1.4$ и $\gamma \sim 1.2$ – показатели адиабаты для воздуха и для плазмы. Оптимальными являются короткие (~ 200 нс) импульсы, когда $\eta \approx 20\%$ достижимо при $q \sim 10$ Дж/см² [24]. Предельное значение $q \sim 15$ – 20 Дж/см² обусловлено пробоем на аэрозоле в воздухе [7]. С учетом слабой зависимости $\omega \propto R_3 \propto \delta^{1/3}$ можно принять $\delta \approx 1$, что упрощает использование критериев.

Оценим максимальные значения диаметра D_3 светового пятна, энергии импульсов и других параметров, при которых применимы критерии (2). Из опытов следует, что D_3 удовлетворяет условию $D_3 \approx 2R_3$. На расстоянии

от центра пятна, большем R_3 , УВ имеет форму полусферы. Радиус R_3 рассчитывается исходя из предположения, что поглощенная при пробое энергия $Q_3 = \pi R_3^2 q/4$ сосредоточена в центре зоны облучения. Следует отметить, что фазы сжатия УВ объединяются на расстоянии, меньшем R_3 , где УВ распространяются со сверхзвуковой скоростью. С помощью выражения для R_3 находим максимальные значения диаметра $D_3 \approx 2\delta q/p_0$ и энергии импульсов $Q_3 \approx \pi \delta^2 q^3/p_0^2$. Используя (2), получаем максимальные значения средней мощности в цугах лазерных импульсов $W_3 = fQ_3 = 0.79c_0\omega\delta q^2/p_0 = 2.7 \times 10^4 \omega \delta q^2/p_0$ и частоты повторения импульсов $f = 0.25c_0\omega p_0/(\delta q) = 8.55 \times 10^3 \omega p_0/(\delta q)$. Здесь $c_0 = 3.4 \times 10^4$ см/с. Для $q = 5$ Дж/см², $p_0 = 1$ атм и $\omega = 5$ имеем $D_3 < 10$ см, $Q_3 = 393$ Дж, $W_3 = 3.38 \times 10^6$ Вт и $f = 8.55 \times 10^3$ Гц. Видно, что (2) применимо для определения параметров излучения различных, в том числе и мощных, лазеров.

2. Эксперимент

В экспериментах исследовалась применимость критериев (2) при различных параметрах облучения мишеней из разных материалов. Рассматривалось влияние на УВ и критерии следующих факторов: плотности энергии q , площади световых пятен первого (S_1) и второго (S_2) пучков на мишени, факела пробоев на мишени, аэрозоле воздуха и частицах мишени. Схема экспериментов показана на рис. 1. Мишень находилась в воздухе, облучалась двумя импульсами с задержкой $t_d \approx 0$ – 3 мс. Длительность импульсов СО₂-лазеров $t_r \sim 1$ мкс. Пучки совмещены и направлены снизу вверх по нормали к центру мишени. Излучение фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 120 см. Мишень была подвешена на тонких проволоках между линзой и ее фокальной плоскостью. Энергия импульсов ($Q = 20$ – 250 Дж) варьировалась ослабителями, площадь световых пятен на мишени ($S = 2.5$ – 38 см²) изменялась за счет смещения мишени относительно перетяжки, плотность энергии $q = Q/S \approx 2$ – 50 Дж/см². Мишени имели форму диска, диаметр которого составлял 50 см и превышал R_3 в 2–5 раз, при этом влияние размера мишени на УВ мало. Частота ω изменялась за счет изменения энергии второго импульса Q_2 и его задержки t_d . В импульсно-периодическом режиме $t_d = 1/f$. Выражение (1) можно представить в виде $\omega = 79Q_2^{1/3}/t_d$, удобном для анализа приводимых ниже данных. Здесь Q_2 взято в Дж, а t_d – в мкс.

Для визуализации градиентов плотности использовался теневой метод [21]. Длина волны зондирующего лазерного излучения $\lambda = 0.63$ мкм, время экспозиции равнялось 2 мкс. Диаметр оптического пучка составлял 15 см, его ось смещена на ~ 6 см от поверхности мишени. Избыточное давление в УВ $P = p - p_0$ измерялось датчиком, распо-

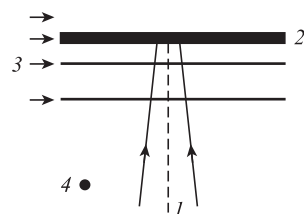


Рис.1. Схема измерений:

1 – лазерные пучки, совмещенные на мишени 2 диаметром 50 см; 3 – излучение зондирующего лазера, используемого для теневой диагностики (ось пучка смещена в сторону от поверхности мишени); 4 – датчик давления УВ в воздухе.

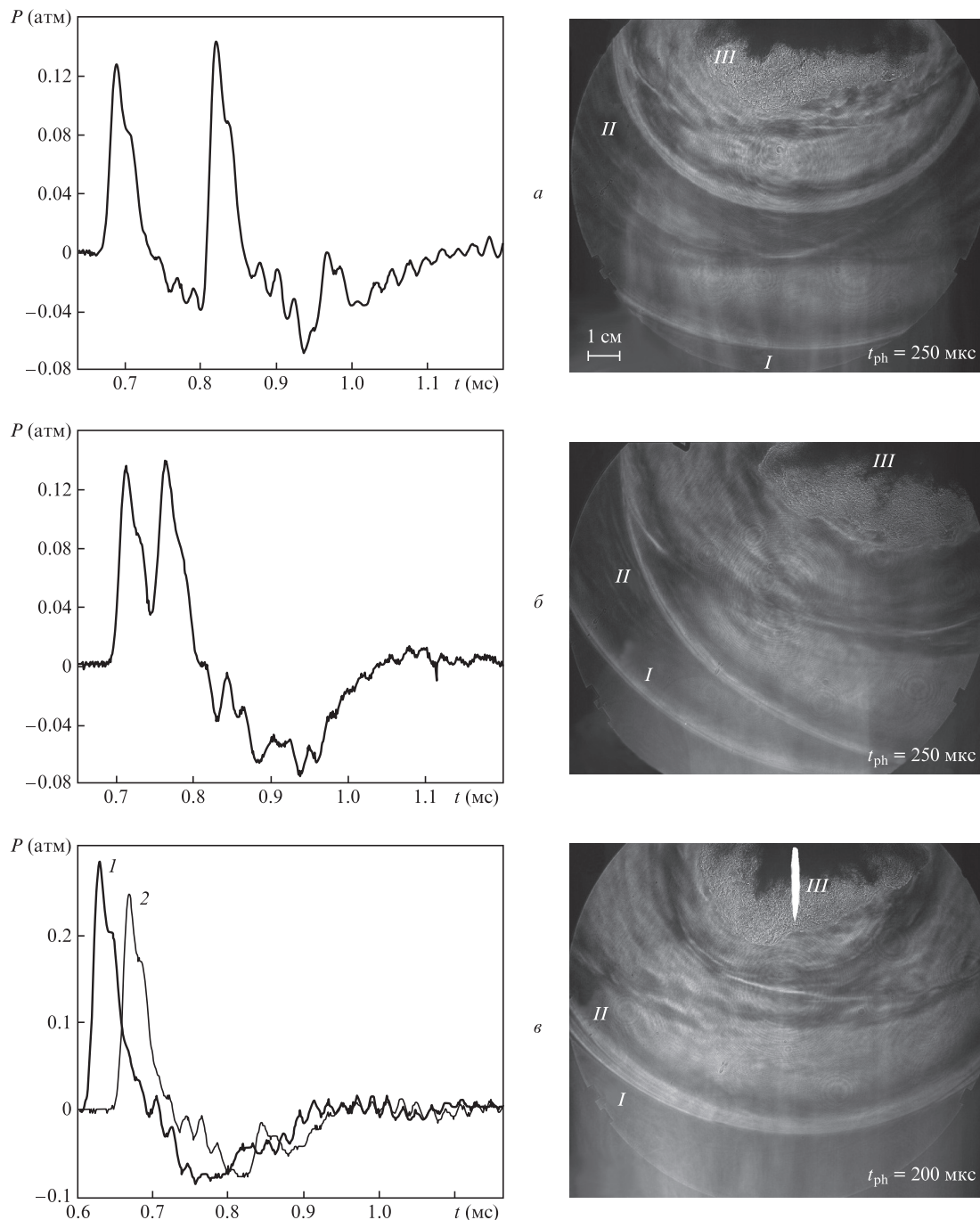


Рис.2. Временные зависимости давления в УВ (слева) и теневые снимки (справа) при облучении мишени из оргстекла (*I* и *II* – фронты первой и второй УВ, *III* – каверна). Излучение направлено снизу вверх. Площади пучков $S_1 = 38 \text{ см}^2$, $S_2 = 22 \text{ см}^2$, диаметр оптического поля снимков 15 см; t_{ph} – момент времени теневой съемки. Варьируемые параметры: $Q_1 = 183 \text{ Дж}$, $Q_2 = 109 \text{ Дж}$, $t_d = 150 \text{ мкс}$, $\omega = 2.6$ (*a*), $Q_1 = 191 \text{ Дж}$, $Q_2 = 121 \text{ Дж}$, $t_d = 46 \text{ мкс}$, $\omega = 8.7$ (*b*), $Q_1 = 191 \text{ Дж}$, $Q_2 = 116 \text{ Дж}$, $t_d = 2 \text{ мкс}$, $\omega = 197$ (*I*) и $Q_1 = 187 \text{ Дж}$, $Q_2 = 111 \text{ Дж}$, $t_d = 35 \text{ мкс}$, $\omega = 11$ (*в*). На рис.2,*в* теневой снимок соответствует кривой 2.

ложенным на расстояниях 27 см от центра облучения и 23 см от поверхности. Такое положение датчика выбрано потому, что процесс объединения УВ завершается при $R_3 \sim 10\text{--}15 \text{ см}$, профиль результирующей УВ не меняется.

На рис.2 представлены теневые снимки и показания датчиков давления в случае УВ, создаваемых при облучении оргстекла. Плотность энергии излучения ($q \approx 5 \text{ Дж/см}^2$) в ~ 1.5 раза превышает порог пробоя. Здесь критерии иллюстрируются на примере неоптимального режима облучения: оптический пробой неоднороден по сечению пучков; отношение энергии УВ к энергии импульсов в ~ 2 ра-

за меньше, чем при $q > 10 \text{ Дж/см}^2$. Ось пучков проходит через центр каверны. Из рис.2,*a* видно, что при $\omega = 2.6$ фронт второй УВ расположен в фазе пониженного давления первой УВ. При увеличении частоты ω фазы сжатия УВ, частично объединяясь, создают УВ, длина которой почти в два раза больше длины УВ, создаваемой одним импульсом (рис.2,*б*). При $\omega > 1.5\omega_2$ фронт второй УВ догоняет фронт первой УВ (рис.2,*в*), что неэффективно для создания низкочастотной волны. Повышение P связано с увеличением q . На теневых снимках (рис.2) объединение УВ можно увидеть по положению их фронтов. При рас-

ширении плазмы вблизи мишени формируется каверна. Темная область (непрозрачная для зондирующего излучения) – это плотные пары мишени. Пробой вторым импульсом происходит на поверхности мишени и в ее парах. Из теневых снимков следует, что при $t = 0–200$ мкс средняя скорость смещения границы каверны равна ~ 100 м/с.

При $q > 10$ Дж/см² на расстоянии в несколько сантиметров от мишени наблюдалась вспышка паров оргстекла. Задержка свечения относительно момента облучения на 2–5 мс обусловлена смешением паров с воздухом. Размер облака был равен ~ 30 см, длительность свечения состав-

ляла 5–20 мс. Облако не влияло на формирование УВ и критерии.

Применимость критериев МОВ при облучении оконного стекла лазерными импульсами при меньшей площади световых пятен иллюстрирует рис.3. Здесь, в отличие от случая, представленного на рис.2, энергия импульсов в несколько раз меньше, а плотности энергии первого и второго импульсов различаются в ~ 2 раза. Видно, что МОВ проявляется при тех же значениях ω , что и для оргстекла. Объединение УВ зависит не только от t_d , но и от энергии импульсов, что учитывается в (2). Так, при $t_d \approx 35–38$ мкс, но при разных энергиях и $\omega > 1.5\omega_2$ фронт второй УВ догоняет фронт первой УВ (рис.2,б), а при меньшем ω фазы сжатия объединяются частично (рис.3,б). Динамика УВ и каверны показана на теневых снимках рис.4. Оптические пробои локализованы вблизи мишени в слое толщиной менее 1 см. УВ приобретает форму полушеры при $t > 100$ мкс. Скорость смещения границы каверны уменьшается, но даже при $t \approx 0.5–1$ мс она равна ~ 20 м/с. Светлые области в каверне – свечение горячих паров мишени.

На рис.5 показано давление УВ и теневые снимки возмущений, создаваемых пробоями на стальной мишени. При больших q формируются протяженный плазменный факел и пробой на аэрозоле. Из рис.5,б, в видно, что даже при плотности облучения ~ 50 Дж/см² факел, возникающий при первом пробое, не препятствует формированию второй УВ. Ситуация, когда фронт второй УВ догоняет фронт первой УВ соответствует рис.5,в. Из рис.5,а, б, где $t_d = 54$ мкс, видно, что форма и длительность фазы сжатия объединенной УВ зависят от энергии лазерных импульсов. Отметим, что площади облучения меньше, а q на порядок больше (рис.5,б), чем на рис.2 для оргстекла. Размеры световых пятен много меньше R_3 и расстояния от мишени до приемника R_p , поэтому пробой можно считать точечным. Датчик регистрирует сначала звук от пробоев на аэрозоле (они ближе), а затем УВ. Лазерные импульсы создают сильные УВ, МОВ действует при тех же значениях ω , что и в рассмотренных выше случаях.

Аналогичные эксперименты проведены и для других материалов, упомянутых выше. Показано, что с использованием выражения (1) и граничных частот $\omega_1 \approx 1$ и $\omega_2 \approx 7$ можно оценить условия проявления МОВ. Отметим, что МОВ реализуется в разных средах и для источников УВ различной природы. В каждом случае необходимо уточнение условий создания УВ. Так, при $\lambda = 10.6$ и 1.06 мкм

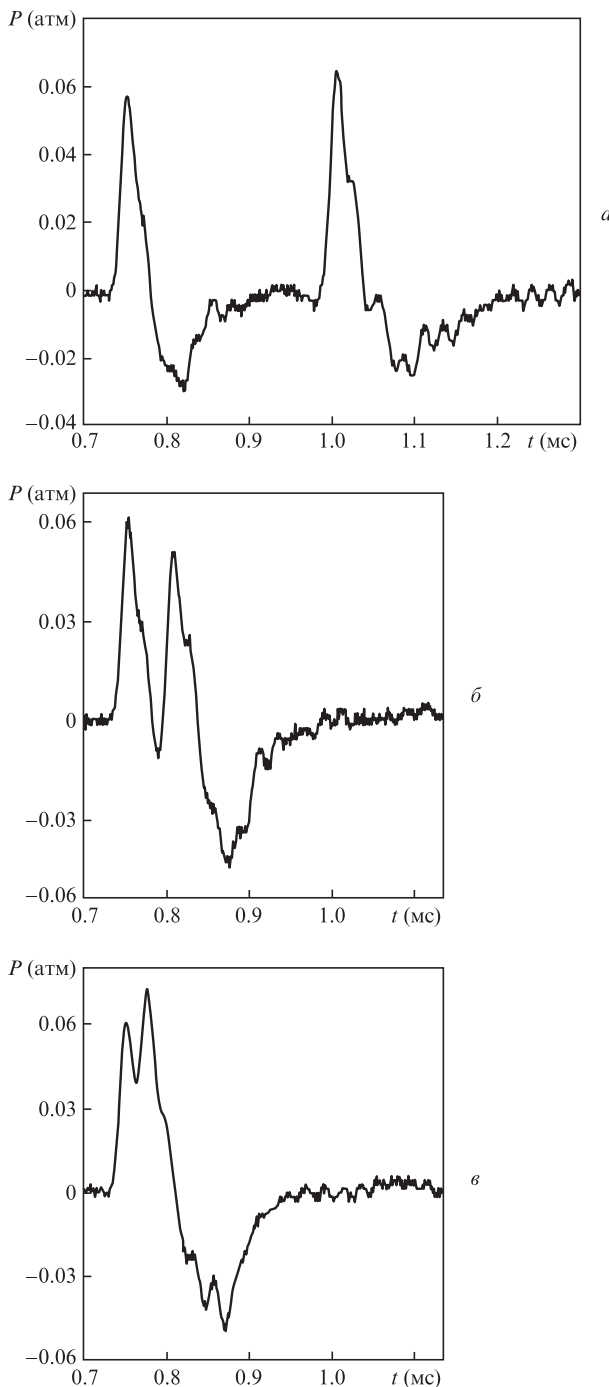


Рис.3. Временные зависимости давления $P = p - p_0$ в УВ, создаваемых при облучении стекла. Площади пучков $S_1 = 9.5$ см², $S_2 = 5.5$ см². Варьируемые параметры: $Q_1 = 36$ Дж, $Q_2 = 35$ Дж, $t_d = 265$ мкс, $\omega = 1$ (а), $Q_1 = 37$ Дж, $Q_2 = 35$ Дж, $t_d = 53$ мкс, $\omega = 5$ (б) и $Q_1 = 37$ Дж, $Q_2 = 39$ Дж, $t_d = 38$ мкс, $\omega = 7.3$ (в).

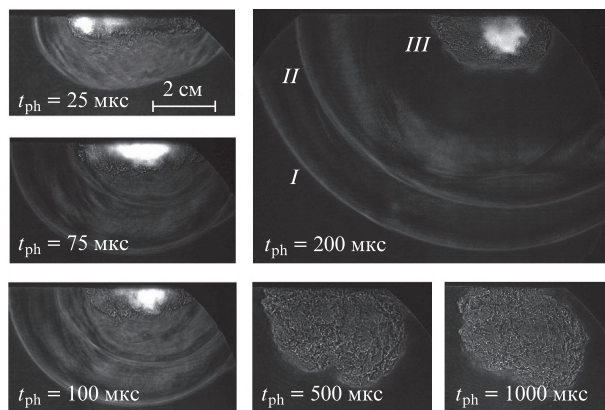


Рис.4. Теневые снимки возмущений плотности, создаваемых при облучении оконного стекла (соответствуют рис.3,б; $\omega = 4.8$): фронты первой (I) и второй (II) УВ и каверна (III).

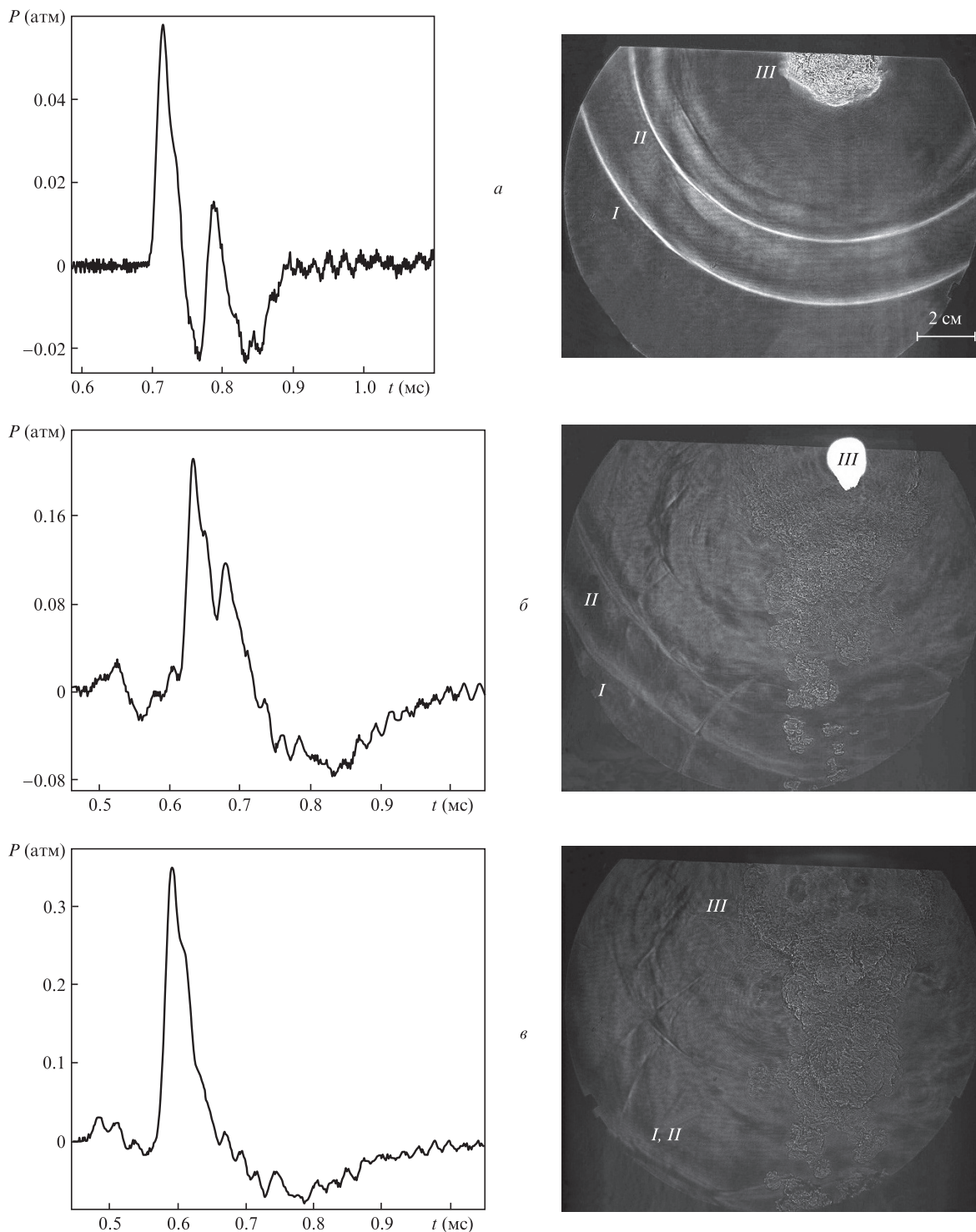


Рис.5. Временные зависимости давления $P = p - p_0$ в УВ (слева) и теневые снимки (справа) возмущений, создаваемых при облучении стали (I и II – фронты первой и второй УВ, III – каверна). Площади пучков $S_1 = 4.2 \text{ см}^2$, $S_2 = 2.44 \text{ см}^2$. Теневые снимки получены при $t = 200$ мкс. Варьируемые параметры: $Q_1 = 28 \text{ Дж}$, $Q_2 = 21 \text{ Дж}$, $t_d = 54 \text{ мкс}$, $\omega = 4.2$ (a), $Q_1 = 173 \text{ Дж}$, $Q_2 = 117 \text{ Дж}$, $t_d = 54 \text{ мкс}$, $\omega = 7.3$ (б) и $Q_1 = 193 \text{ Дж}$, $Q_2 = 131 \text{ Дж}$, $t_d = 3 \text{ мкс}$, $\omega = 156$ (в).

оптимальные q могут различаться, что связано с различием порогов пробоя и, например, с тем, что оконное стекло прозрачно для $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$.

Пример использования критериев. Задана средняя мощность W импульсно-периодического излучения. Ультразвуку и сильному низкочастотному звуку соответствует $\omega \approx 4-5$. Выражения для энергии и частоты повторения импульсов находим с использованием критериев (2): $Q = 4.4 W^{3/2} c_0^{-3/2} \omega^{-3/2} p_0^{-1/2}$, $f = 1.41 \times 10^6 \omega^{3/2} / W^{1/2}$, где $p_0 = 1 \text{ атм}$,

$c_0 = 3.4 \times 10^4 \text{ см/с}$. Полагая $W = 10^5 \text{ Вт}$ и $\omega = 4$, получаем $Q = 2.8 \text{ Дж}$, $f = 3.6 \times 10^4 \text{ Гц}$ и $S = Q/q \approx 2.8 \text{ Дж} / 5 \text{ Вт/см}^2 = 0.56 \text{ см}^2$.

3. Заключение

Таким образом, критерии объединения УВ применимы при облучении импульсно-периодическим лазерным излучением мишеней из различных материалов в широ-

ком диапазоне мощностей. Критерии позволяют определить параметры импульсно-периодического излучения, при которых возможно формирование звука со спектром, содержащим ультразвуковую и сильную низкочастотную компоненты. Область применения критериев ограничена материалами, поглощающими излучение CO₂-лазеров в тонком слое мишени.

Авторы благодарят А.Г.Пономаренко за поддержку работы и полезные советы.

Исследования проведены при поддержке РФФИ (грант №09-08-00830-а).

1. Райзер Ю.П. *Лазерная искра и распространение разрядов* (М.: Наука, 1974, с. 308).
2. Прохоров А.И., Конов В.И., Урсу И., Михэилеску И.Н. *Взаимодействие лазерного излучения с металлами* (М.: Наука, 1988, с. 537).
3. Данилычев В.А., Зворыкин В.Д. *Труды ФИАН*, **142**, 117 (1983).
4. Островская Г.В., Зайдель А.Н. *УФН*, **11**, 579 (1973).
5. Бункин Ф.В., Трибольский М.И. *УФН*, **130** (2), 193 (1980).
6. Лямшев Л.М. *УФН*, **135** (4), 637 (1981).
7. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Зуев В.Е., Кабанов А.М., Погодаев В.А. *Нелинейная оптика атмосферного аэрозоля* (Новосибирск: изд-во СО РАН, 1999, с. 259).
8. Третьяков П.К., Грачев Г.Н., Иванченко А.И., Крайнев В.Л., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. *Докл. РАН*, **336** (4), 466 (1994).
9. Аполлонов В.В., Кийко В.В., Кислов В.И., Суздальцев А.Г., Егоров А.Б. *Квантовая электроника*, **33** (9), 753 (2003).
10. Малов А.Н., Оришич А.М., Фомин В.М., Внучков Д.А., Наливайченко Д.Г., Чиркашенко В.Ф. *Изв. Томского политехнического ун-та*, **317** (4), 155 (2010).
11. Myrabo L.N., Raizer Yu.P. *AIAA Paper* №94-2451 (1994).
12. Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.Н., Крайнев В.Л., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. *Докл. РАН*, **351** (3), 339 (1996).
13. Борзов В.Ю., Михайлов В.М., Рыбка И.В., Юрьев А.С. *Инженерно-физический журн.*, **66** (5), 515 (1994).
14. Грачев Г.Н., Тищенко В.Н., Аполлонов В.В., Гулидов А.И., Смирнов А.Л., Соболев А.В., Зимин М.И. *Квантовая электроника*, **37** (7), 669 (2007).
15. Багаев С.Н., Грачев Г.Н., Пономаренко А.Г., Смирнов А.Л., Демин В.Н., Окотруб А.В., Бакланов А.М., Онищук А.А. В сб.: *Наука и нанотехнологии* (Новосибирск: изд-во СО РАН, 2007, с. 123).
16. Тищенко В.Н., Грачев Г.Н., Запрягаев В.И., Смирнов А.Л., Соболев А.В. *Квантовая электроника*, **32** (4), 329 (2002).
17. Тищенко В.Н. *Квантовая электроника*, **33** (9), 823 (2003).
18. Тищенко В.Н., Аполлонов В.В., Грачев Г.Н., Гулидов А.И., Запрягаев В.И., Меньшиков Я.Г., Смирнов А.Л., Соболев А.В. *Квантовая электроника*, **34** (10), 941 (2004).
19. Грачев Г.Н., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н., Смирнов А.Л., Трашкеев С.И., Стаценко П.А., Зимин М.И. и др. *Квантовая электроника*, **36** (5), 470 (2006).
20. Грачев Г.Н., Пономаренко А.Г., Смирнов А.Л., Стаценко П.А., Тищенко В.Н., Трашкеев С.И. *Квантовая электроника*, **35** (11), 973 (2005).
21. Тищенко В.Н., Грачев Г.Н., Павлов А.А., Смирнов А.Л., Павлов Ал.А., Голубев М.П. *Квантовая электроника*, **38** (1), 82 (2008).
22. Яковлев Ю.С. *Гидродинамика взрыва* (Л.: Судпромгиз, 1961, с. 313).
23. Тищенко В.Н., Шайхисламов И.Ф. *Квантовая электроника*, **40** (5), 464 (2010).
24. Оришич А.М., Пономаренко А.Г., Посух В.Г. *ЖПМТФ*, №2, 27 (1987).
25. Тищенко В.Н., Пономаренко А.Г., Посух В.Г., Павлов А.А., Запрягаев В.И. и др. *Сб. трудов XX сессии Российского акустического общества* (М.: ГЕОС, 2008, с. 112).