

О новом методе акустического мониторинга наносекундной лазерной абляции металлов

А. А. Самохин, Е. В. Шашков, Н. С. Воробьев, А. Е. Зубко¹⁾

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 июля 2018 г.

Впервые экспериментально продемонстрирована возможность акустической регистрации субмикронных смещений поверхности металла во время абляции от наносекундного (~ 550 нс) цуга из ~ 70 коротких (~ 60 пс) лазерных импульсов. Регистрация основана на сравнении временных структур модуляции лазерной интенсивности и наблюдаемого с помощью пьезодатчика давления отдачи в облучаемой мишени. При малых интенсивностях облучения смещение обусловлено тепловым расширением, а при увеличении интенсивности ее величина меняет знак из-за развития абляционных процессов в зоне воздействия. Предлагаемый метод позволяет получать новую информацию о поведении вещества, в частности, в условиях экстремальной фазовой неравновесности, возникающих при интенсивном лазерном воздействии.

DOI: 10.1134/S0370274X18180042

Введение. Несмотря на более чем полувековую историю исследования лазерной абляции металлов до сих пор остаются еще не полностью изученными ее особенности, относящиеся к неравновесному поведению вещества в области двухфазных состояний жидкость-пар. Одним из проявлений этой недостаточности является неоднократно отмеченное в литературе (см., например, [1–3]) отсутствие надежной экспериментальной информации о критических параметрах большинства металлов, которые практически не могут быть достигнуты и измерены в равновесных условиях.

Лазерное воздействие, как и другие импульсные методы быстрого нагрева, уже давно позволяют реализовывать температуры и давления конденсированного вещества, отвечающие предполагаемой области его критических параметров. Однако значения этих параметров продолжают оставаться плохо определенными из-за отсутствия достаточной теоретической ясности относительно особенностей их проявлений в неравновесных условиях и необходимой полноты экспериментальных данных, касающихся режима лазерной абляции непосредственно во время действия наносекундного облучения.

Результаты исследования давления отдачи в поглощающих диэлектрических жидкостях, генерируемого наносекундными лазерными импульсами с гармонически модулированной интенсивностью, показали, что изменение временной структуры модулированной части акустического сигнала относительно

лазерного позволяет получить информацию о смещении облучаемой поверхности во время воздействия излучения [4]. Однако при абляции металлов применение гармонической модуляции осложнено малой длиной поглощения излучения, приводящей к существенному уменьшению модулированной части акустического отклика по сравнению со случаем диэлектрических жидкостей, а также изменением относительных вкладов от термоакустического и испарительного механизмов генерации давления [5, 6].

В настоящей работе впервые экспериментально продемонстрирована возможность акустической регистрации смещений поверхности металла во время его абляции цугом коротких лазерных импульсов.

Эксперимент. Лазерная установка, используемая в эксперименте, включала в себя в качестве задающего генератора YAP:Nd лазер, работающий в режиме синхронизации мод с пассивной отрицательной обратной связью на основе кристалла GaAs и генерирующий цуг стабильных пикосекундных лазерных импульсов общей длительностью ~ 1 мкс [7]. С помощью ячейки Поккельса из цуга можно было выделить одиночный или несколько импульсов, каждый из которых имел энергию ~ 1 мкДж и длительность ~ 8 пс. В нашем случае использовались ~ 70 выделенных импульсов, разделенных аксиальным интервалом 8 нс. После отражения от chirпированной объемной брэгговской решетки импульсы уширялись до ~ 60 пс. Далее chirпированные импульсы проходили через четыре однопроходных усилителя на основе YAP:Nd кристаллов, приобретая полную энергию выделенного цуга до 0.1 Дж.

¹⁾e-mail: aleksey.zubko11@gmail.com

Выделенный лазерный пучок длительностью ~ 550 нс после канала усиления проходил через стеклянный клин, отраженное излучение от которого (по 4 % от каждой поверхности) поступало на: а) InGaAs PIN-фотодиод (через фильтры и собирающую линзу) и б) RJ-7620 калориметр. Временной сигнал от фотодиода регистрировался на осциллографе LeCroy WaveSurfer 3054. Основная часть излучения (92 %) направлялась без дополнительной фокусировки на мишень с диаметром пятна облучения ~ 2 мм. Максимальная падающая плотность энергии составляла $E \sim 2$ Дж/см² при энергии пучка 60 мДж.

В качестве облучаемых мишеней использовались образцы из сплава олова и свинца (припой ПОС61) толщиной 0.12 мм, получаемые охлаждением капли жидкого металла между двумя плоскопараллельными стеклянными пластинами толщиной 0.5 мм, которые снимались после ее затвердевания. Мишень фиксировалась непосредственно на поверхности датчика давления с помощью винтового поджима.

Пьезодатчик из ниобата лития, который использовался ранее в [8, 9], работал в режиме источника тока и для рассматриваемых условий эксперимента не калибровался. Регистрируемые им акустические импульсы, как и лазерные, были значительно уширены по сравнению с исходной лазерной длительностью ~ 60 пс. Тем не менее, это уширение допускало точность локализации максимума акустического импульса не хуже 0.1 нс при достаточном превышении сигнала над уровнем шумов.

Результаты и их обсуждение. На рисунке 1 показаны осциллограммы лазерного пучка вместе с вычисленными по этим данным отклонениями $\Delta\tau(t)$ между реальными положениями максимумов отдельных импульсов в пучке и линейной временной шкалой. Начальное значение $\Delta\tau$ выбрано произвольно для удобства размещения на графике. Там же показаны пучки акустических импульсов, а также отклонения между положениями акустических максимумов t_{Ai} и соответствующих им максимумов t_{Li} в лазерном пучке: $\Delta\tau = t_{Ai} - t_{Li}$ с учетом задержки (~ 1 мкс) регистрации акустического сигнала относительно лазерного. Заметим, что величина $\Delta\tau$ в рассматриваемом случае не превышает расстояния между отдельными соседними импульсами.

Процедура определения положений максимумов на экспериментальных кривых включала в себя частотный фильтр с окном пропускания в диапазоне от 67 до 500 МГц, который обеспечивал необходимое соотношение сигнал/шум при сохранении формы акустического сигнала. Положение максимума определялось параболической интерполяцией по трем со-

седним точкам с интервалом между ними 0.5 нс, задаваемым частотой оцифровки данного осциллографа. Нулевое значение $\Delta\tau$ соответствует первой паре лазерного и акустического импульсов, т.е. акустический сигнал совмещался на временной шкале с лазерным по этой паре импульсов. На больших временах $t > 500$ нс в конце акустического пучка регистрация смещения затруднена из-за малости акустической амплитуды и поведение $\Delta\tau$ на этих временах не приводится.

Кривые 1 на рис. 1а–f показывают отличие гребенки лазерного пучка (кривые 2) от линейной шкалы с постоянным интервалом между отдельными импульсами, каждому из которых по оси абсцисс соответствует определенная точка с ординатой, равной величине этого отличия – смещения $\Delta\tau(t)$. Горизонтальность этих кривых свидетельствует о практической неизменности интервала между отдельными лазерными импульсами на протяжении всей осциллограммы лазерного пучка при всех использованных плотностях энергии (0.5–2 Дж/см²).

Иное поведение демонстрирует смещение $\Delta\tau(t)$ (кривые 3), определенное по пучку акустических импульсов (кривые 4), которое дает горизонтальную кривую только в случае $E \sim 0.5$ Дж/см². При плотностях энергии $E \sim 0.8$ Дж/см² (рис. 1а, б) уже наблюдается небольшой положительный рост $\Delta\tau(t)$, которой в конце ($t > 400$ нс) или во второй половине области регистрации ($t > 300$ нс) меняет знак. Увеличение плотности энергии в полтора раза (рис. 1с, d) приводит к возрастанию амплитуды акустического отклика (кривые 4), причем зависимость $\Delta\tau(t)$ от времени (кривые 3) показывает более быстрый начальный рост на временах $t < 100$ нс и более раннее начало уменьшения величины $\Delta\tau(t)$ ($t > 100$ нс). Качественный характер этих изменений сохраняется и при дальнейшем увеличении плотности энергии (рис. 1е, f) до максимально рассмотренного здесь значения $E \sim 2$ Дж/см² с тем отличием, что уменьшение $\Delta\tau$ (кривые 3 на рис. 1с, d) начинается заметно раньше по сравнению с рис. 1а, б.

Начальному положительному изменению $\Delta\tau(t)$ до величины 0.6 нс к моменту $t = 70$ нс (кривая 3 на рис. 1е) по формуле $l_a = v_s \Delta\tau$ – соответствует смещение облучаемой поверхности на величину 1.2 мкм. Оценка теплового расширения при поглощаемой плотности энергии $E_{abs} = 0.1$ Дж/см² и коэффициенте температуропроводности $\chi = 0.3$ см²/с к моменту времени 100 нс дает величину порядка 50 нм без учета дополнительного расширения при плавлении, которое имеет тот же порядок и не может скомпенсировать разницу между

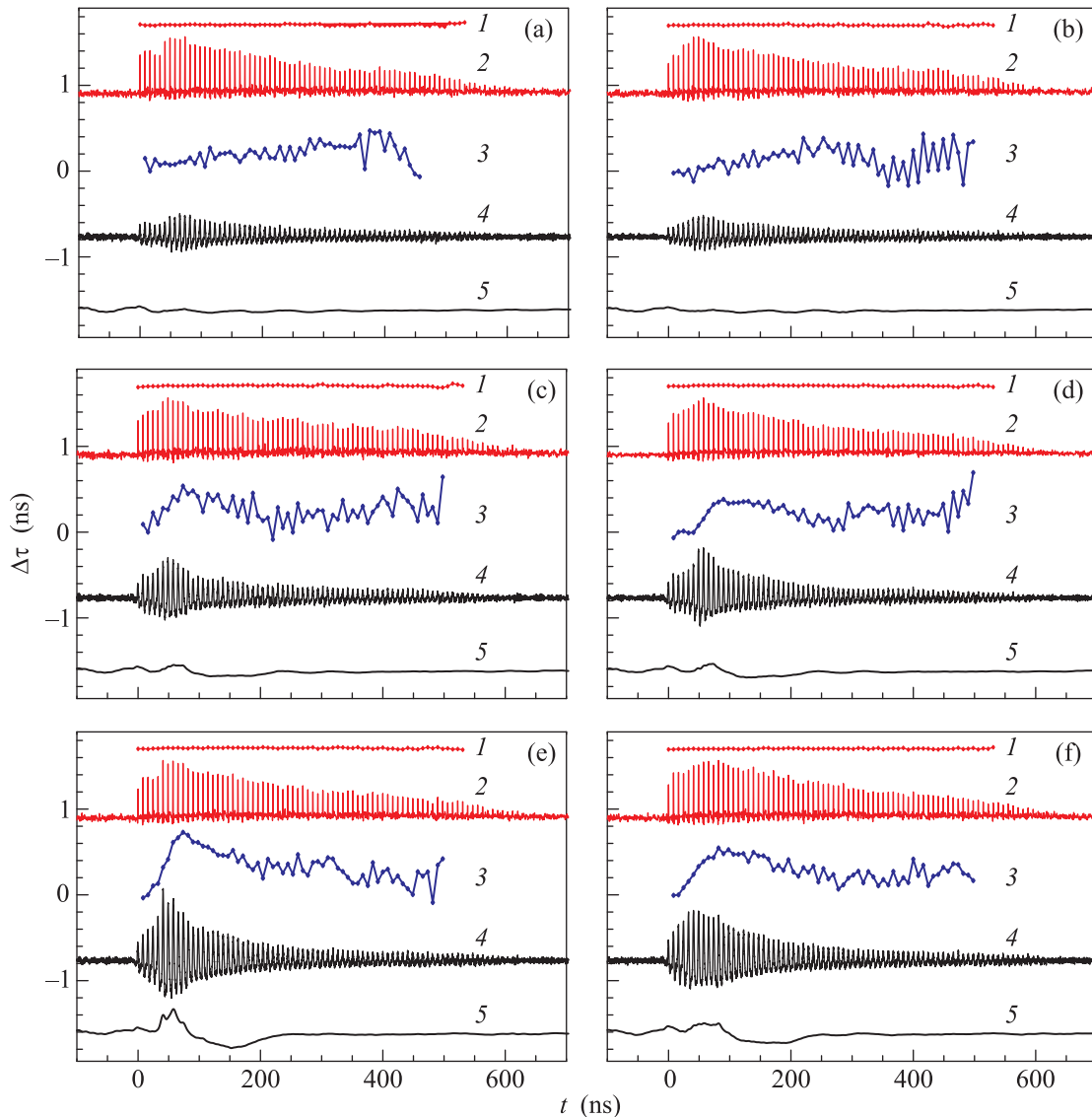


Рис. 1. (Цветной онлайн) Поведение модулированных лазерных и акустических сигналов вместе с изменениями задержки модуляции и плавными компонентами акустических сигналов: кривые 1 – временные задержки максимумов лазерных импульсов относительно линейной временной шкалы; 2 – пути лазерных импульсов, нормированные в максимуме на единицу; 3 – временные задержки максимумов акустических импульсов относительно оптических; 4 и 5 – пути акустических импульсов без медленной составляющей и их медленная составляющая, соответственно. Падающая плотность энергии $E \sim 0.8$ (a, b), 1.4 (c, d) и 2 (e, f) Дж/см²

величиной l_a и такой ее теоретической оценкой.

Наблюдаемое отрицательное изменение $\Delta\tau(t)$ может быть связано с процессом абляции мишени, в результате которого зона лазерного облучения и генерации звука приближается к регистрирующей поверхности датчика. Процесс абляции сопровождается повышением давления отдачи, которое ясно видно на кривых 5 на рис. 1c–f и практически отсутствует на рис. 1a, b. Сигнал испарительного давления отдачи в ближней зоне регистрации должен иметь моно-

полярный вид, который при увеличении расстояния будет искажаться за счет дифракционных эффектов, как это имеет место, по-видимому, в рассматриваемых условиях.

Использование величины изменения $\Delta\tau = 400$ пс, происходящего на интервале 70–400 нс (рис. 1d) и величины скорости звука $v_s = 2$ км/с дает глубину абляции $l_a = v_s \Delta\tau = 800$ нм. Для получения такой глубины абляции за счет испарения поглощаемая плотность энергии должна превосходить величину $E_{abs} = L_v l_a = 1$ Дж/см², если для теплоты испаре-

ния принять значение $L_v \sim 13 \text{ кДж/см}^3$. Эта величина, вообще говоря, может оказаться больше поглощаемой плотности энергии в эксперименте $E_{abs} = AE$ при $E \sim 2 \text{ Дж/см}^2$, поскольку величина коэффициента поверхностного поглощения A для металлов обычно заметно меньше единицы.

Такие расхождения между особенностями поведения кривых 3 и их теоретическими оценками могут быть обусловлены, в частности, изменением (уменьшением) скорости звука в прогретой области мишени, в результате которого увеличивается время прихода звукового возмущения от зоны облучения до воспринимающей поверхности датчика. Глубина прогрева за 100 и 500 нс составляет соответственно 1.7 и 3.9 мкм (при $\chi = 0.3 \text{ см}^2/\text{с}$), что может привести, например, к дополнительной временной задержке на 0.4 и 1 нс , если средняя скорость звука в этой области уменьшается в 1.5 раза. В подобных случаях величина действительного смещения облучаемой поверхности оказывается меньше значения $v_s \Delta t$, вычисленного при неизменной скорости звука. По этой же причине чисто абляционное изменение величины Δt будет меньше, чем упомянутый выше ее перепад (0.6 нс) на интервале $70\text{--}400 \text{ нс}$, что уменьшает расхождение между экспериментальными данными и теоретическими оценками. Для более подробного количественного обсуждения полученных экспериментальных данных требуется дополнительный теоретический (численный) анализ рассматриваемой задачи абляции с учетом всех необходимых температурных зависимостей, который пока еще не проведен.

Предварительные расчеты процесса нагрева и абляции мишени без учета изменения скорости звука в области ее прогрева показывают, что на кривых смещения отсутствует такой рост Δt , который виден, например, на начальном и заключительном этапах кривых на рис. 1с–f и 1с, d соответственно, что согласуется с предположением о заметном влиянии температуры на скорость звука в таких условиях.

Подчеркнем, что на интервале реализации квазистационарного режима испарения изменение Δt является непосредственной характеристикой смещения облучаемой поверхности, поскольку в этом случае глубина прогрева перед фронтом абляции χ/V , определяемая отношением температуропроводности к скорости абляции, остается постоянной.

Заключение. Представленные выше результаты являются первой экспериментальной демонстрацией акустической регистрации смещения облучаемой поверхности металла во время его наносекундной абляции при использовании лазерного воздействия с мо-

дулированной интенсивностью. В отличие от оптических диагностик [10, 11], одной из особенностей предлагаемого метода акустического мониторинга является возможность одновременного исследования поведения давления отдачи и абляционного смещения облучаемой поверхности с помощью одного и того же датчика давления, причем процедура измерения смещения не требует калибровки датчика.

Подчеркнем, что именно модулированная интенсивность лазерного воздействия дает возможность измерять скорость абляции непосредственно во время этого воздействия, а не ее интегральную величину, которая регистрируется, например, в работах [12, 13] с помощью акустической методики без использования модулированного лазерного воздействия. В то же время пуг из отдельных импульсов может быть составной частью суммарного лазерного воздействия, включающего в себя также компоненту с гладкой огибающей интенсивности для обеспечения более интенсивной абляции.

Для дальнейшего совершенствования предложенного здесь метода акустического мониторинга необходимо выяснение и устранение причин, приводящих к уширению генерируемых акустических импульсов. С этой точки зрения, в частности, необходимо использовать лазерные импульсы с однородным (постоянным) распределением интенсивности по пятну облучения, что целесообразно также для более непосредственного сравнения экспериментальных данных с результатами теоретического моделирования. Повышение разрешения акустической регистрации необходимо, кроме того, для обнаружения эффекта взрывного вскипания облучаемого металла, характерная длительность которого, согласно теоретическим расчетам [14], лежит в субнаносекундном диапазоне.

1. В. С. Воробьев, Е. М. Апфельбаум, ТВТ **54**(2), 186 (2016).
2. А. Л. Хомкин, А. С. Шумихин, ЖЭТФ **148**(3), 597 (2015).
3. Ch. Wu and L. V. Zhigilei, Appl. Phys. A **114**, 11 (2014).
4. А. А. Самохин, Н. Н. Ильичев, Квантовая электроника **40**(8), 659 (2010)
5. А. А. Samokhin, S. I. Kudryashov, A. E. Zubko and A. V. Sidorin, Mathematica Montisnigri **37**, 76 (2016).
6. А. Е. Зубко, А. А. Самохин, Инженерная Физика **3**, 47 (2017).
7. А. В. Бабушкин, Н. С. Воробьев, А. М. Прохоров, М. Я. Щелев, Квантовая электроника **16**(10), 2036 (1989).

8. А. А. Карабутов, А. П. Кубышкин, В. Я. Панченко, Н. Б. Подымова, Е. В. Саватеева, Квантовая электроника **25**(8), 690 (1998).
9. А. А. Samokhin, N. N. Pichev, P. A. Pivovarov, and A. V. Sidorin, Appl. Phys. A **122**, 594 (2016).
10. D. H. Dolan, Rev. Sci. Instrum. **81**, 053905 (2010).
11. В. С. Соболев, Е. Н. Уткин, Г. А. Кащеева, Ф. А. Журавель, А. М. Шербаченко, Оптика и спектроскопия **119**(2), 307 (2015).
12. D. Dogas, T. Efthimiopoulos, C. Andreouli, and M. Campbell, Appl. Phys. A **73**(3), 287 (2001).
13. C. Sánchez-Aké, T. García-Fernández, A. Canales, A. Mazón, J. L. Benítez, and M. Villagrán-Muniz, Book of abstracts COLA 2017, *The 14-th International Conference on Laser Ablation* **43** (2017).
14. А. А. Samokhin, V. I. Mazhukin, M. M. Demin, A. V. Shapranov, and A. E. Zubko, Book of abstracts LPpM3 2017, *The 16-th International Seminar Mathematical Models & Modeling in Laser-Plasma Processes & Advanced Science Technologies* **29–30** (2017).