

04;07

Экспериментальное исследование оптомеханических характеристик фемтосекундной лазерной абляции полимеров в атмосферных и вакуумных условиях

© Е.Ю. Локтионов, А.В. Овчинников, Ю.Ю. Протасов,
Д.С. Ситников

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана
E-mail: stcpe@bmstu.ru

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

Поступило в Редакцию 4 февраля 2010 г.

Впервые экспериментально определены значения удельного механического импульса отдачи, спектрально-энергетических порогов лазерной абляции и эффективности преобразования энергии лазерного излучения в кинетическую энергию газовой плазмы при фемтосекундной лазерной абляции конденсированных сред полимерного ряда как в атмосферных, так и в вакуумных условиях, используя разработанные методики измерения импульса отдачи в субньютоновом диапазоне с точностью $\Delta I_M < 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{s}$ и прецизионной комбинированной импульсной лазерной микроинтерферометрии поверхности мишени и светозероизонных газовой плазмы потоков.

Исследование фемтосекундной импульсной лазерной абляции (как и оптических разрядов с аблирующей стенкой) представляет несомненный общезначимый и технологический интерес как для решения актуальных задач физики неравновесной пространственно-неоднородной плазмы высокой плотности, так и в связи с многочисленными задачами разработки новых методов генерации и ускорения газовой плазмы потоков (плазменно-лазерные ускорители и инжекторы, лазерные ракетные микродвигатели и плазменно-пучковые технологии высокой плотности мощности [1,2]). Экспериментальное исследование плазмы фемтосекундных оптических разрядов в сверхсильных лазерных полях связано с существенными методическими трудностями, в том числе и с недостаточной разработкой инструментальных методов диагностики ма-

лоразмерных плазменных структур и протекающих в них сверхбыстрых оптогазодинамических процессов, в том числе методов сверхскоростной лазерной микроинтерферометрии и спектроскопии [3]. Тонкое дозирование массового расхода до $\Delta m \sim 10^{-14} - 10^{-15}$ kg при фемтосекундном лазерном воздействии позволяет при среднемассовых скоростях свезрозионных газополазменных потоков на уровне $v_e \sim 10^2 - 10^3$ m/s сообщать конденсированной мишени сверхмалые (пиконьютоновые) импульсы отдачи порядка $I_M \sim 10^{-11} - 10^{-12}$ N · s, существующие методы измерения которых не обладают достаточной чувствительностью для регистрации результата однократных воздействий. Для решения ряда прикладных задач получение столь малой величины бита импульса — минимального регулируемого значения импульса отдачи, сообщаемого в результате однократного лазерного воздействия, — является необходимым условием, не достигаемым при использовании наносекундных и более длинных импульсов лазерного излучения [4].

Проблема повышения чувствительности методов измерения импульса отдачи твердотельной мишени в результате лазерного воздействия особенно сложна при использовании лазерных импульсов с низкой энергией излучения. Чувствительность баллистических маятников и тензометрических датчиков для измерения импульса отдачи составляет величину порядка $\Delta I_M \sim 10^{-6} - 10^{-5}$ N · s (при использовании методов интерферометрии для анализа колебаний баллистического маятника разрешение может быть увеличено до $\Delta I_M \sim 3 \cdot 10^{-9}$ N · s [5]), торсионных маятников (крутильных весов) — $\Delta I_M \sim 10^{-9} - 10^{-8}$ N · s [6]. При облучении полимерной конденсированной мишени фемтосекундными импульсами лазерного излучения, энергия которых, как правило, не превосходит $E \sim 10^{-4}$ J, максимальное значение импульса отдачи редко превышает $I_M \sim 10^{-8}$ N · s, а разрешающая способность измерительной методики, таким образом, должна быть не хуже $\Delta I_M \sim 10^{-9}$ N · s. Если для регистрации скорости разлета частиц с высокой точностью ($\Delta v \sim 10 - 10^2$ m/s) существует ряд широко используемых методик (времяпролетные зонды, фоторегистрация (particle imaging velocimetry — PIV) и др.), то применяемые обычно для определения массового расхода методы не позволяют проводить измерения *in situ*, а их точность не превосходит $\Delta m \sim 10^{-9}$ kg. Существенной особенностью измерений импульса отдачи с использованием маятников и датчиков силы является то, что они дают интегральный по пространству результат и обладают низким (на 8–9 порядков больше длительности ультракоротких лазерных импульсов и на 3–5 порядков больше характерных времен газо-

динамических процессов) временным разрешением $\Delta\tau > 10^{-5}$ с; кроме того, при измерении импульсов отдачи в диапазоне $I_M < 10^{-8}$ N·s, как правило, регистрируется сигнал, суммированный по результатам нескольких последовательных лазерных воздействий ($n \sim 10^2 - 10^3$ и более), а разброс значений единичных импульсов (так называемый шум) остается неопределенным. Кроме того, полный импульс, сообщаемый мишени, определяется несколькими оптогазодинамическими процессами (разлет ионизованных паров мишени, формирование и распространение ударной волны в буферном газе [7], медленный разлет продуктов фазового взрыва в объеме твердотельной мишени [8]), и для анализа оптомеханической эффективности лазерной абляции необходимо определение динамики вклада в полный импульс отдачи каждой из этих составляющих.

Важным параметром, характеризующим эффективность преобразования энергии лазерного излучения в кинетическую энергию потока, является удельный механический импульс отдачи C_m , определяемый как отношение полного импульса газовой-плазменной струи (интеграл реактивной силы F по времени, в первом приближении импульс отдачи может быть определен как произведение массового расхода Δm и средней скорости частиц $\langle v \rangle$) к энергии лазерного импульса E или, в случае непрерывного лазерного воздействия, давления на поверхности мишени p к плотности мощности излучения I_0 [9,10]:

$$C_m = \frac{1}{E} \int_{\tau_1}^{\tau_2} F(t) dt = \frac{p(t)}{I_0(t)} \approx \frac{\Delta m \langle v \rangle}{E}. \quad (1)$$

Для большинства полимерных материалов удельный механический импульс отдачи при оптимальных параметрах и режимах лазерного воздействия не превышает значения $C_m \sim 5 \cdot 10^{-4}$ N·s/J [9] (для специальных энергетических (экзотермических) полимеров [11] эта величина может быть на порядок выше).

Целью настоящей работы является исследование оптомеханических характеристик фемтосекундной лазерной абляции конденсированных сред полимерного ряда; для ее достижения разработаны экспериментально-диагностический модуль на основе тераваттного фемтосекундного лазерного комплекса [12] и методика комбинированной импульсной лазерной микроинтерферометрии поверхности аблирующей мишени (схема Майкельсона) и светорозионных газовой-плазменных потоков (схема Маха–Цендера). Предлагаемая оптическая

Значения спектрально-энергетических W_a (спектрально-мощностных I_a) порогов фемтосекундной лазерной абляции полиформальдегида, J/m^2 (TW/cm^2)

λ, nm	$(\text{CH}_2\text{O})_n$		$(\text{C}_2\text{F}_4)_n$	
	атмосфера	вакуум	атмосфера	вакуум
266	> 0.8 (> 11.4)	> 0.8 (> 11.4)	0.25 (3.57)	0.23 (3.29)
400	2.04 (34)	1.6 (26.7)	1.35 (22.5)	1.15 (19.2)
800	6.4 (142)	5.7 (127)	3.34 (74.2)	2.1 (46.7)

схема комбинированной импульсной лазерной микроинтерферометрии, позволяющая регистрировать массовый расход аблирующей мишени с точностью до $\Delta m \sim 10^{-14} \text{ kg}$, а среднемассовую скорость частиц с точностью не хуже $\Delta \langle v \rangle \sim 100 \text{ m/s}$, открывает возможность для измерения импульса отдачи с точностью (с учетом инструментальных и методических погрешностей) $\Delta I_M < 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{s}$; существенной особенностью интерферометрического измерения оптомеханических характеристик абляционных потоков является также их высокое пространственное и временное разрешение. Впервые в УФ–БИК-диапазоне спектра экспериментально определены значения удельного механического импульса отдачи, спектрально-энергетических порогов (см. таблицу) и энергетической эффективности при фемтосекундной лазерной абляции полимерных сред ($(\text{CH}_2\text{O})_n$ и $(\text{C}_2\text{F}_4)_n$) как в атмосферных, так и в вакуумных условиях.

Экспериментальная установка создана на основе тераваттного фемтосекундного $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ лазерного комплекса (Coherent), излучение которого, сфокусированное на поверхности мишени в пятно радиусом $r_0 \sim 20 \mu\text{m}$, при длительности импульса $\tau_{0.5} \sim 45\text{--}70 \text{ fs}$ обеспечивает плотности мощности $I_0 \sim 9.4 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$, $2.5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$, $2.1 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ — на длинах волн $\lambda \sim 800, 400, 266 \text{ nm}$ соответственно. Часть излучения отводится в диагностические тракты микроинтерферометрии поверхности мишени и светоэрозивных газовой-плазменных потоков, диапазон задержек зондирующего излучения относительно греющего регулируется в диапазоне $\tau \sim 0\text{--}75 \text{ ns}$ с шагом $\Delta\tau \sim 100 \text{ fs}$. Для

осуществления интерференционной микроскопии требуется, чтобы исследуемая поверхность была максимально гладкой и обладала высоким коэффициентом зеркального отражения на длине волны зондирующего излучения; второе условие для полимеров является трудновыполнимым, поэтому в качестве мишеней используются помещенные на диэлектрическое зеркало срезы полимеров толщиной $5-7\ \mu\text{m}$, выполненные на ротационном микротоме с массивных образцов фторопласта $(\text{C}_2\text{F}_4)_n$ и полиформальдегида $(\text{CH}_2\text{O})_n$. Массовый расход вещества мишени определен по данным интерференционной микроскопии облучаемой поверхности, а среднemasсовые скорости частиц — по данным микроинтерферометрии газово-плазменного потока с учетом распределения концентрации электронов в нем.

Основываясь на данных о средней скорости разлета частиц и удельном массовом расходе для $(\text{CH}_2\text{O})_n$ -мишени в вакууме, значение удельного механического импульса отдачи определено по (1) как $C_m \sim (1.2-3.6) \cdot 10^{-4} \text{ N} \cdot \text{s/J}$ в зависимости от плотности энергии W , достигая максимального значения при соотношении $W/W_a(I/I_a) \sim e^{3/2}$ (что соответствует характеру зависимостей $m/E \propto (\ln(W/W_a))/W$, а $v \propto (\ln(W/W_a))^{1/2}$); эти значения близки к полученным в [13] при воздействии наносекундных импульсов излучения CO_2 -лазера на $(\text{CH}_2\text{O})_n$ -мишень, на длине волны которого ($\lambda \sim 10.6\ \mu\text{m}$) полиформальдегид обладает наибольшим в УФ-ИК-спектральном диапазоне коэффициентом поглощения. Как известно, при воздействии ультракоротких лазерных импульсов на полимерные материалы существенно возрастает значение эффективного коэффициента поглощения в ВИД–БИК-области спектра, достигая значений, соответствующих полосам поглощения в ИК-диапазоне. Таким образом, использование ультракоротких импульсов лазерного излучения позволяет обеспечить более эффективное преобразование энергии лазерного излучения в кинетическую энергию газово-плазменного потока (КПД лазерной абляции, определяемый как отношение кинетической энергии потока к энергии лазерного импульса, достигает для $(\text{CH}_2\text{O})_n$ -мишени значения $\eta \sim 30\%$ с максимумом при соотношении $W/W_a(I/I_a) \sim e^2$). Зависимость удельного механического импульса отдачи и КПД лазерной абляции для $(\text{C}_2\text{F}_4)_n$ -мишени приведены на рис. 1, откуда следует, что параметр C_m возрастает пропорционально энергии кванта когерентного излучения, аналогичная тенденция наблюдается и для КПД. Согласно теории Карузо–Немчинова–Киддера (СНК) [9], максимальные значения удельного механического импульса отдачи $C_{m,\text{max}}$ для конденсированного

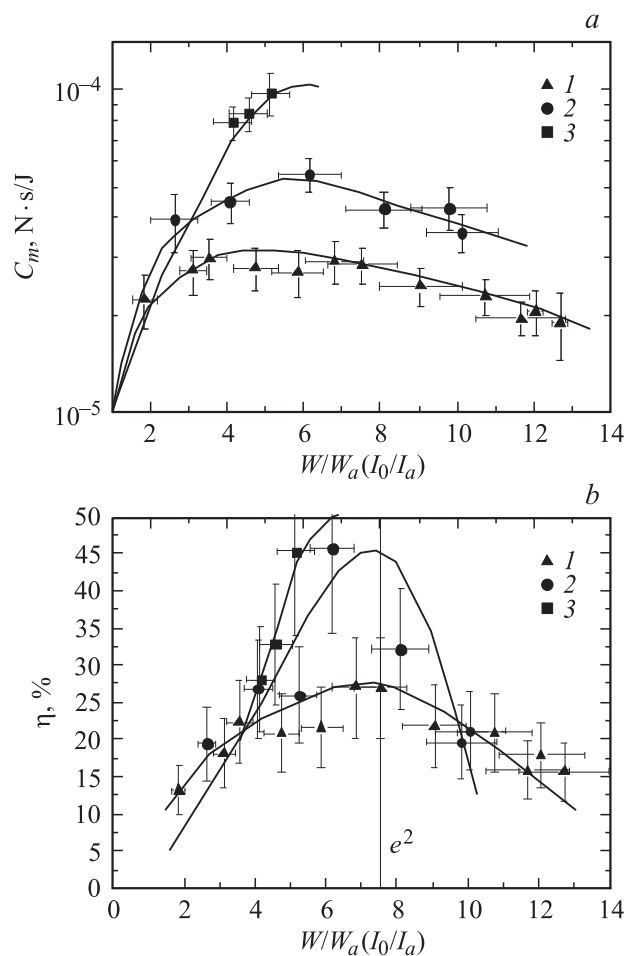


Рис. 1. Зависимость удельного механического импульса отдачи (а) на поверхности $(C_2F_4)_n$ -мишени и эффективности преобразования энергии лазерного излучения в кинетическую энергию газовой плазмы (б) от спектрально-энергетических параметров воздействия (1 — $\lambda_1 \sim 800$ nm, 2 — $\lambda_2 \sim 400$ nm, 3 — $\lambda_3 \sim 266$ nm) в атмосферных условиях.

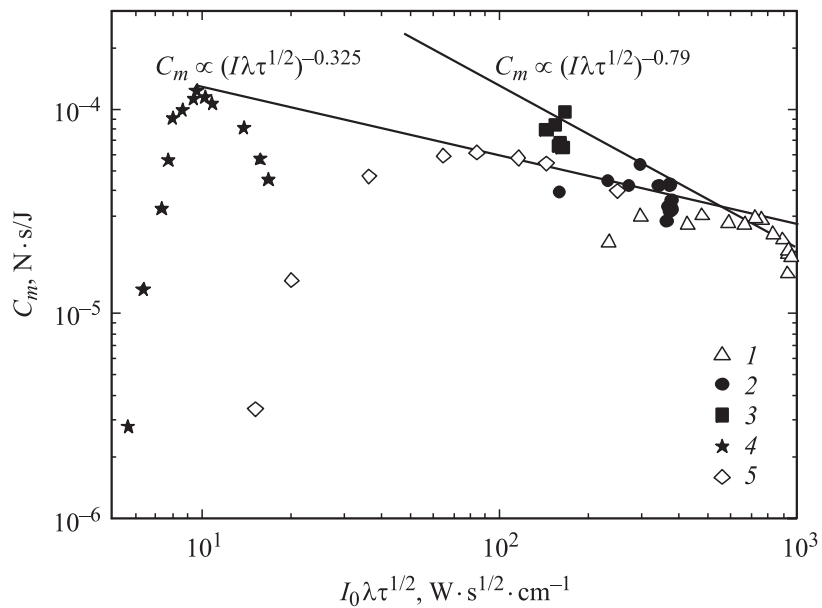


Рис. 2. Зависимость удельного механического импульса отдачи на поверхности $(C_2F_4)_n$ -мишени от комплексного параметра воздействия $I_0\lambda\tau^{1/2}$: 1, 2, 3 — данные, полученные в настоящей работе для $\lambda_1 \sim 800$ nm, $\lambda_2 \sim 400$ nm, $\lambda_3 \sim 266$ nm соответственно; 4 — $\lambda \sim 532$ nm, $\tau_{0.5} \sim 4$ ns [15]; 5 — $\lambda \sim 10.6$ μ m, $\tau_{0.5} \sim 300$ ns [13].

вещества при данных параметрах лазерного воздействия находятся в степенной зависимости от комплексного параметра $I_0\lambda\tau^{1/2}$. Как видно из рис. 2, для лазерного воздействия в видимой и ближней ИК-области спектра это соотношение справедливо для нано- и фемтосекундных лазерных импульсов при показателе степени $n \sim -0.325$, что близко к приведенным в [9] результатам для полимеров C–H, однако, если рассматривать только полученные в настоящей работе данные для фемтосекундного лазерного воздействия на $(C_2F_4)_n$ -мишень, показатель степени оказывается $n \sim -0.79$ за счет возрастания критериального параметра $C_{m,max}$ при воздействии УФ-лазерного излучения, т.е. зависимость $C_{m,max} \propto I_0\lambda\tau^{1/2}$ носит более выраженный характер.

Полученные результаты, с учетом комплексной характеристики исследуемых полимерных мишеней, включающей определение спектрально-энергетических порогов, оптофизических (выполнены на курчатовском источнике синхротронного излучения „Сибирь-1“ [14]) и масс-расходных характеристик, эффективности лазерной абляции полимерных сред в широком диапазоне параметров воздействия, необходимы для количественного описания всех стадий преобразования энергии в фемтосекундных оптических разрядах с аблирующей стенкой.

Список литературы

- [1] Энциклопедия низкотемпературной плазмы. / Под ред. В.Е. Фортова. М.: Наука, 2000. Вводн. том.
- [2] Протасов Ю.С., Протасов Ю.Ю. // ДАН. 2002. Т. 387. № 5. С. 620–623.
- [3] Букин О.А., Ильин А.А., Кульчин Ю.Н. и др. // Квант. электрон. 2006. Т. 36. В. 3. С. 553–556.
- [4] Phipps C., Luke J. Laser Ablation and its Applications. 2007. P. 407–434.
- [5] Kremeyer K. // Proc. SPIE. 2008. V. 7005. P. 700506-17.
- [6] Ketsdever A.D., D'Souza B.C., Lee R.H. // J. Propulsion and Power. 2008. V. 24. N 6. P. 1386–1391.
- [7] Phipps C., Luke J., Funk D. et al. // Appl. Surf. Sci. 2006. V. 252. N 13. P. 4838–4844.
- [8] Lin J., Thompson M.S., Pakhomov A.V. // Proc. SPIE. 2004. V. 5448. P. 465–476.
- [9] Phipps C.R., Turner T.P., Harrison R.F. et al. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 3. P. 1083–1096.
- [10] Sinko J.E., Phipps C.R. // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. N 13. P. 131 105-3.
- [11] Phipps C.R., Luke J.R., Helgeson W. // Proc. SPIE. 2008. V. 7005. P. 70 051X-8.
- [12] Ситников Д.С., Комаров П.С., Овчинников А.В. и др. // ЖТФ. 2009. Т. 79. В. 4. С. 75–81.
- [13] Sinko J.E., Pakhomov A.V., Millen S. et al. // Fifth International Symposium on Beamed Energy Propulsion. Kailua-Kona (Hawaii): AIP. 2008. P. 254–265.
- [14] Иванов С.Н., Локтионов Е.Ю., Протасов Ю.С. и др. // ЖПС. 2009. Т. 76. № 5. С. 779–783.
- [15] Lee R., D'Souza B. // 43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint propulsion conference. Cincinnati, OH, USA, 2007. AIAA 2007-5300.