

Динамика приповерхностных процессов при воздействии лазерного излучения на прозрачный диэлектрик

С.В.Васильев, В.И.Недолугов

С помощью скоростной интерференционной киносъемки исследована динамика развития зоны разрушения приповерхностного пароплазменного образования при воздействии лазерного излучения с плотностями потока до 10^7 Вт/см² и длительностью импульса ~ 1 мс на образцы из полиметилметакрилата толщиной до 1 см. Экспериментально показано, что развитие зоны разрушения объясняется, в основном, тепловым механизмом при возможном влиянии возникающих упругих колебаний. Также показано, что разрушение происходит преимущественно на начальных стадиях (до 100 мкс) процесса, что объясняется экранировкой образца пароплазменным облаком и рассеянием излучения на жидкокапельной фазе.

Ключевые слова: зона лазерного разрушения, прозрачный диэлектрик, скоростная интерференционная киносъемка.

1. Введение

Изучению процесса разрушения прозрачных твердых тел под действием лазерного излучения (ЛИ) посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ [1–6]. Это объясняется тем, что прозрачные твердые тела широко применяются в лазерной технике (активные элементы, системы транспортировки и формирования пучков ЛИ, нелинейные преобразователи). Большие успехи достигнуты в использовании полиметилметакрилата (ПММА) для изготовления полимерных матриц, служащих лазерными активными элементами. Это обусловлено относительной простотой изготовления и достаточно хорошими оптическими качествами получаемых матриц [7–9].

Основным недостатком ПММА является его невысокая лучевая стойкость. Существуют различные механизмы разрушения прозрачных твердых тел [4]. Реализация того либо иного механизма зависит от множества внешних воздействующих факторов, а также от наличия в образце поглощающих включений. Нагрев поглощающего включения сфокусированным ЛИ надпороговой интенсивности сопровождается возникновением термоупругих напряжений, приводящих к объемному разрушению полимера. Кроме того, упругие волны, возникающие в ходе образования и развития кратера, также могут влиять на характер разрушения. В связи с этим выявление особенностей разрушения прозрачных полимеров при различных режимах лазерного воздействия является актуальным. Исследование воздействия лазерных импульсов сложной временной формы длительностью ~ 1 мс с плотностями потока $10^6 - 10^7$ Вт/см² на образцы из ПММА представляет интерес еще и по той причине, что ЛИ именно с

такими параметрами обуславливает не только разрушение мишени, но и изменение атомно-молекулярной структуры образца [10].

Цель настоящей работы – исследование динамики формирования зоны разрушения при различных условиях лазерного воздействия на ПММА, а также таких сопутствующих приповерхностных процессов, как разлет жидкокапельной фазы, образование и развитие пароплазменного облака.

2. Экспериментальная установка и методика исследований

Схема использовавшейся нами экспериментальной установки приведена на рис.1. Излучение рубинового лазера ГОР-100М 1, работавшего в режиме свободной генерации (длительность импульса $\tau = 1.2$ мс, $\lambda = 0.694$ мкм), пройдя через фокусирующую систему 2, направлялось на образец 3. Диаметр D полученного таким образом лазерного пятна с резкими краями варьировался в ходе экспериментов от 1 до 2 мм.

Экспериментально определенный размер фокальной области (области каустики) системы 2 при использовании лазера 1 не превышал 2 мм. Часть излучения ($\sim 4\%$)

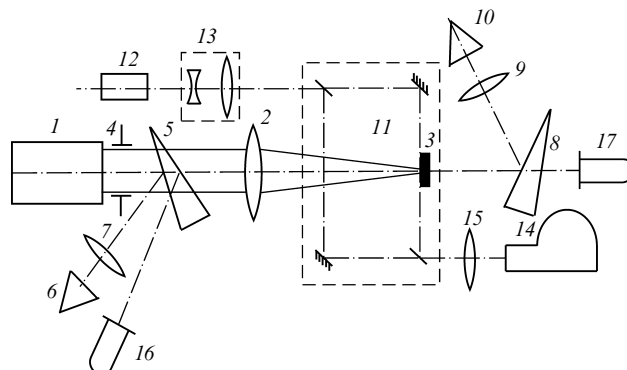


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

С.В.Васильев, В.И.Недолугов. Гродненский государственный университет им. Янки Купалы, Белоруссия, 230023 Гродно, ул.Ожешко, 22; e-mail: s.vasilijev@grsu.by

Поступила в редакцию 15 января 2007 г., после доработки – 4 апреля 2007 г.

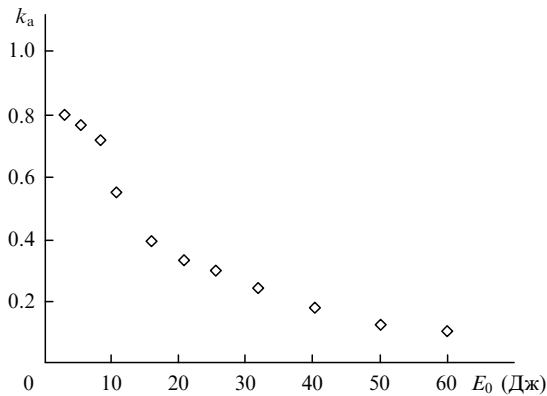


Рис.2. Зависимость коэффициента поглощения ЛИ k_a от падающей энергии E_0 для образца ПММА толщиной 7 мм.

направлялась передней гранью стеклянного клина 5 в измеритель энергии ИМО-2Н 6, входной зрачок которого был расположен в фокальной плоскости линзы 7. Энергия лазерных импульсов E_0 варьировалась от 5 до 60 Дж. Часть излучения ($\sim 4\%$), прошедшего через образец 3, при помощи второго клина 8 и линзы 9 направлялась на второй измеритель энергии ИМО-2Н 10. По показаниям измерителей 6 и 10 определялся коэффициент поглощения k_a (рис.2). Коаксиальные фотоэлементы ФЭК-14 16 и 17, сигнал с которых подавался на вход осциллографов С8-13, использовались для регистрации временной формы лазерного импульса.

Для изучения приповерхностных процессов в образце 3 он в ходе воздействия на него ЛИ помещался в одно из плеч голографического интерферометра Маха – Цендера 11. Интерферометр освещался излучением рубинового лазера 12 ($\lambda = 0.694$ мкм), работавшего в режиме свободной генерации. Селекция поперечных мод зондирующего лазера осуществлялась находящейся внутри резонатора диафрагмой, а продольных – эталоном Фабри – Перо, использовавшимся в качестве выходного зеркала. Зондирующее излучение направлялось в коллиматор 13, позволявший получать параллельный световой пучок, диаметр которого (3 см) превышал толщину облучаемого образца, что позволяло наблюдать за ростом кратера, развитием пароплазменного облака, а также за формированием и распространением в образце упругих волн.

Интерферометр был состыкован со скоростной фоторегистрирующей камерой СФР-1М 14, плоскость фотопленки в которой была сопряжена с меридиональным сечением воздействующего на образец лазерного луча при помощи объектива 15. Скоростная камера работала в режиме лупы времени и обеспечивала пространственное разрешение по полю объекта ~ 50 мкм. Временное разрешение составляло ~ 1 мкс.

3. Особенности формирования кратера в ПММА

При воздействии ЛИ на образец толщиной $l = 1$ мм кратеры образовывались как на его передней, так и на тыльной стороне, поскольку размеры фокальной области (области каустики) фокусирующей системы 2 превышали толщину образца. Динамика развития таких кратеров во времени описана в работе [10].

При фокусировке ЛИ на переднюю сторону образца толщиной 3 мм и более кратеры образовывались лишь на

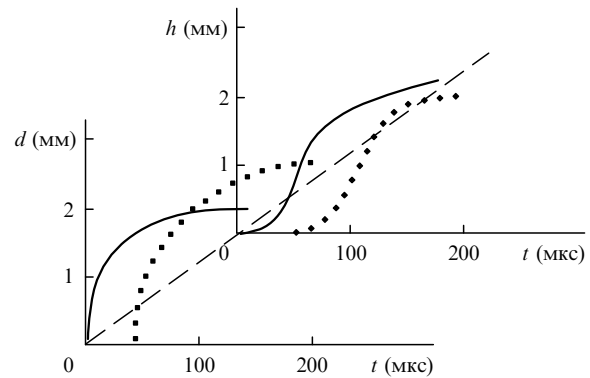


Рис.3. Зависимости диаметра d и глубины h кратера от времени при $E_0 = 30$ Дж, $D = 1$ мм и $l = 7$ мм (сплошная линия – параметры кратера на тыльной стороне образца, пунктирная – на передней).

этой его стороне. Динамика развития кратера на передней стороне образца при использовавшихся в эксперименте параметрах лазерного излучения детально описана в работе [11].

Иная картина наблюдалась при фокусировке ЛИ на тыльную сторону образца толщиной 7 мм. В первый момент времени (~ 20 мкс) кратер сначала образовывался на тыльной и лишь затем на передней его стороне. Графики роста обоих кратеров приведены на рис.3.

Динамика роста кратеров на обеих сторонах образца примерно одинакова. Первоначальный рост кратера на тыльной стороне объясняется поглощением сфокусированного ЛИ на поверхности ПММА. Затем, приблизительно через 50 мкс, значительную роль в поглощении ЛИ начинает играть уже прогретая передняя поверхность – граница раздела двух сред, к тому же обладающая большей неоднородностью по сравнению с внутренним объемом образца. Образование кратера на передней стороне и приповерхностное пароплазменное образование препятствуют прохождению излучения, хотя часть излучения и попадает на тыльную сторону образца и да-

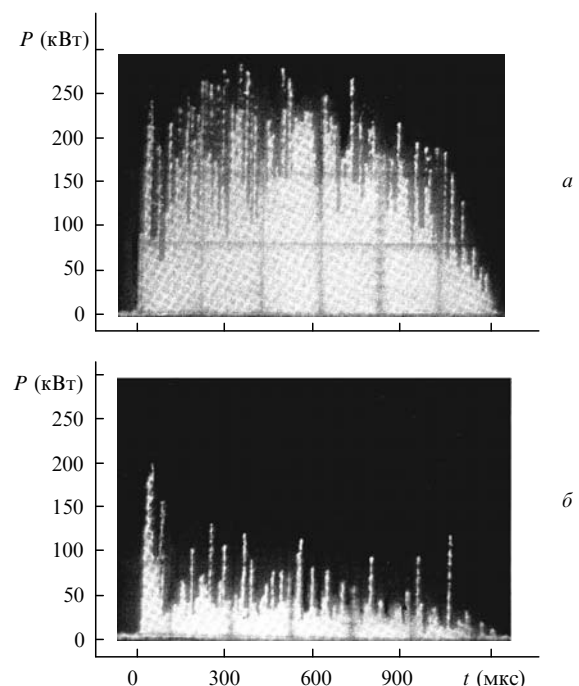


Рис.4. Осциллограммы лазерного импульса до (а) и после (б) прохождения образца из ПММА толщиной 7 мм.

же проходит через него (рис.4). Кратер на тыльной стороне несколько вытянут вдоль оси распространения ЛИ, поскольку после его образования большая часть энергии излучения начинает поглощаться поверхностью кратера, обращенной к источнику излучения.

Полученные экспериментально временные зависимости диаметра d и глубины h кратера (см. рис.3) имеют нелинейный характер. Первоначально быстрый рост d и h примерно через 100 мкс резко замедляется. Обращает на себя внимание тот факт, что увеличение размеров кратера как на передней, так и на тыльной стороне образца вначале происходит преимущественно за счёт увеличения его диаметра (рис.3.), а затем, при достижении им величины $\sim 1.5D$, начинается трёхмерный рост кратера.

Вышесказанное имеет следующее объяснение. Вначале рост кратера происходит за счет однородного (и слабого) поглощения лазерного излучения в прозрачной среде. ПММА быстро размягчается (температура размягчения $\sim 120^\circ\text{C}$ [12]), а затем образуется паровой (далее – пароплазменный) факел, размеры которого превышают диаметр пятна фокусировки (см. рис.5). Происходит разогрев поверхности образца за счет теплопередачи от пароплазменного факела, что и способствует увеличению диаметра кратера.

Далее на передней стороне образца поглощение энергии по оси распространения ЛИ уже сильно размягченным и менее прозрачным ПММА увеличивается. Поток тепла по всем направлениям выравнивается, и испарение становится трёхмерным. Наступает вторая стадия процесса, на которой $\Delta d \sim \Delta h$. В то же время количество энергии, дошедшей до тыльной поверхности образца, резко уменьшается. Поглощение в основном осуществляется поверхностью кратера, обращенной к источнику ЛИ. По этой причине зона разрушения вытягивается вдоль оси распространения ЛИ.

Обращает на себя внимание то, что рост кратера практически заканчивается через $t_{\max} \sim 100$ мкс (см. рис.3) после начала воздействия излучения на вещество при длительности воздействующего импульса $\tau \sim 1.2$ мс. Из этого следует, что для использованных в экспериментах плотностей мощности светового потока при $t > t_{\max}$ поглощаемой энергии не хватало для поддержания температуры парообразования на поверхности образовавшегося кратера. Это, в свою очередь, может объясняться ростом теплоотвода от увеличившейся площади поверхности кратера, частичной экранировкой лазерного излучения плазменным факелом (к этому времени плотность мощности q в отдельных пичках лазерного импульса до-

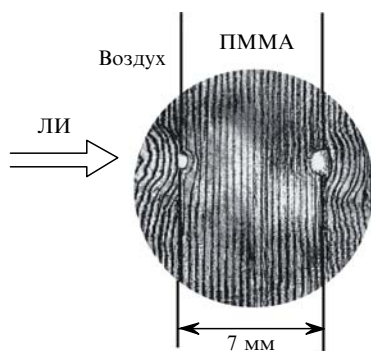


Рис.5. Интерференграмма, иллюстрирующая процесс воздействия ЛИ на ПММА в момент времени $t = 50$ мкс относительно начала воздействия ЛИ с $E_0 = 30$ Дж и $D = 1$ мм.

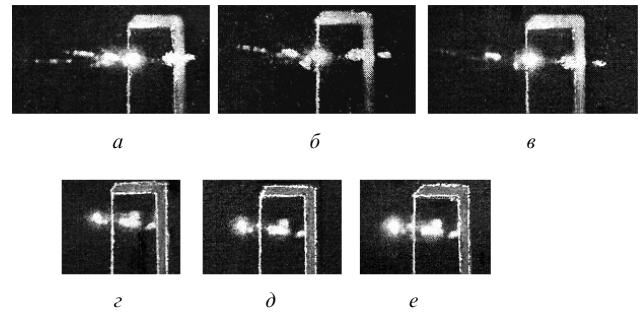


Рис.6. Теневые картины процесса лазерного воздействия на образец в моменты времени $t = 54$ (а, з), 62, (б, д) и 70 мкс (в, е) относительно начала воздействия ЛИ при его фокусировке на тыльную сторону (а–в) и в объем (з–е) образца из ПММА; с $E_0 = 30$ Дж, $D = 1$ мм и $l = 7$ мм.

стигает максимального значения $\sim 10^7$ Вт/см²) и рассеянием воздействующего излучения на жидкокапельной фазе. Локальное парообразование, приводящее к существенно меньшему выносу массы, ещё продолжается.

При фокусировке ЛИ в объем образца разрушение, начинаясь из области фокусировки, переходило к передней грани образца с дальнейшим выносом жидкокапельной фазы из области разрушения в направлении источника воздействующего излучения. Причем объём вылетевшего вещества был почти в 2 раза больше, чем при фокусировке ЛИ на поверхность образца (рис.6). Это можно объяснить тепловым взрывом поглощающего включения в образце и, как следствие, выносом большой массы под действием возникшего давления.

На рис.7 представлен снимок образца после окончания воздействия ЛИ. Видно, что при фокусировке на тыльную поверхность образец подвергается разрушению в виде трещин различной направленности. Этому можно дать следующее объяснение. Оптический пробой прозрачных полимеров обусловлен наличием поглощающих включений, которые всегда присутствуют в образце. Кроме того, в процессе развития кратера в образце возникают упругие волны [13, 14]. На рис.8 представлена интерференционная картина, полученная с помощью скоростной съемки, на которой зарегистрированы распространяющиеся в образец сферические волны. Рассчитанная по интерферограммам скорость распространения фронта волн составила ~ 2.7 км/ч.

Для регистрации давления упругих колебаний, формирующихся в обрабатываемом материале, использовался датчик на основе пьезокерамики ЦТС-19 с устройством для компенсации отражений.

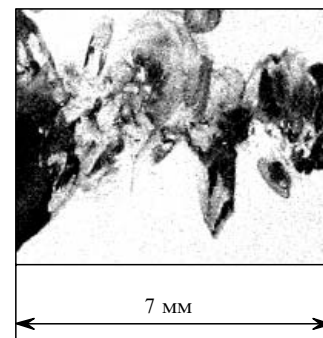


Рис.7. Фотография образца из ПММА после окончания воздействия ЛИ с $E_0 = 30$ Дж и $D = 1$ мм.

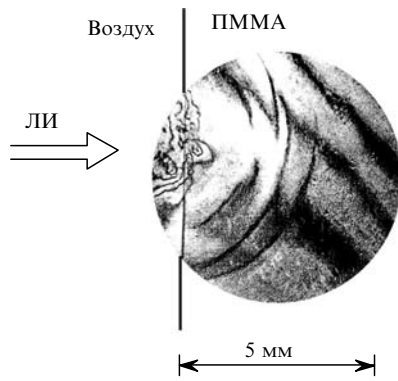


Рис.8. Интерферограмма акустической волны в ПММА в момент времени $t = 50$ мкс относительно начала воздействия ЛИ с $E_0 = 30$ Дж и $D = 1$ мм.

По осциллограммам было получено максимальное давление упругих колебаний, которое составило ~ 5 кПа.

Трещины в образце появляются приблизительно через 80–100 мкс после начала лазерного воздействия. На наш взгляд, это можно объяснить следующим образом. На стадии стабилизации роста геометрических параметров кратера (при достижении его максимальных размеров) возникают наибольшие термоупругие напряжения, которые могут привести к формированию трещины. Кроме того, вследствие малой теплопроводности и малого коэффициента поглощения ПММА его объем прогревается лишь к моменту времени 80–100 мкс. Поскольку коэффициент поглощения включений может сильно зависеть от температуры, возможно возникновение тепловой неустойчивости в области поглощения [6], приводящей к разрушению образца. Кроме того, упругие колебания вызывают возникновение напряжений в образце [15], которые совместно с нагревом поглощающего включения также могут приводить к его разрушению.

4. Вылет жидкокапельной фазы и экранировка поверхности мишени

Вылет жидкокапельной фазы начинается примерно через 10 мкс после начала лазерного воздействия. Максимальный размер капель на начальной стадии их образования (в момент отрыва от образца) примерно равен размеру пятна фокусировки ЛИ. Затем капли дробятся в поле лазерного пучка. Начальная скорость вылета, определенная по теневым картинам (рис.6), равна ~ 100 м/с. Вылет капель с некоторой периодичностью наблюдался на протяжении всего времени воздействия ЛИ. Периодичность вылета можно объяснить следующим образом. ЛИ нагревает поверхность ПММА, приводя к испарению части образца, и разогревает его до образования плазмы. (Плазма диагностируется на интерферограммах (рис.5, 8).) В образовавшейся приповерхностной плазме происходит интенсивное поглощение падающего ЛИ, а также его дефокусировка. В результате интенсивность излучения на поверхности образца падает и, как следствие, прекращается поступление материала образца в плазму. Пароплазменное образование разрушается, экранировка образца уменьшается и процесс повторяется вновь.

На рис.4 представлена временная форма ЛИ до и после прохождения облучаемого образца, полученная с помощью фотозаписей 16 и 17. Обращает на себя вни-

мание резкий спад интенсивности ЛИ после прохождения образца (примерно через 50 мкс). Это объясняется его экранировкой возникшим пароплазменным факелом (к этому времени плотность потока в отдельных пучках ЛИ достигает $\sim 10^7$ Вт/см²), который, скорее всего, формируется на вылетевшей жидкокапельной фазе. Доля прошедшего через образец излучения, полученная по разности показаний измерителей энергии b и l_0 , практически не зависела от толщины образца и изменялась от 80 % (при энергии 1 Дж) до 10 % (50 Дж) при площади пятна фокусировки ~ 1 мм² (см. рис.2). Причем резкое изменение наступает при энергии ЛИ ~ 10 Дж (соответствует средней за импульс плотности потока ЛИ примерно 10^6 Вт/см²), что свидетельствует о начале плазмообразования и, как следствие, экранировки образца.

5. Заключение

Проведенные исследования показали, что эффективный рост кратера, возникающего при воздействии лазерного импульса длительностью ~ 1 мс на поверхность прозрачного диэлектрика, продолжается не более 100 мкс. При этом сначала увеличивается площадь кратера, а затем, после того как она более чем в два раза превысит площадь пятна фокусировки излучения, начинается трёхмерный рост области разрушения. Динамика роста кратера определяется в течение первых 100 мкс (в основном, испарительным механизмом). После этого вследствие экранировки образца плазменным факелом, рассеяния излучения на жидкокапельной фазе, а также невозможности реализации гидродинамического механизма в органических соединениях, подобных ПММА, рост кратера существенно замедляется.

Экспериментально показано, что развитие зоны лазерного разрушения объясняется, в основном, действием механизма теплового нагрева поглощающих включений в объеме образца при возможном влиянии возникающих упругих колебаний.

1. Ашкинадзе Б.М., Владимиров В.И., Лихачев В.А., Рывкин С.М. *ЖЭТФ*, **50**, 1187 (1966).
2. Маненков А.А., Нечитайло В.С. *Квантовая электроника*, **7**, 616 (1980).
3. Маненков А.А., Матюшин Г.А., Нечитайло В.С. *Квантовая электроника*, **11**, 839 (1984).
4. Маненков А.А., Прохоров А.М. *УФН*, **148**, 179 (1986).
5. Дюмаев К.М., Маненков А.А., Маслюков А.П. и др. *Труды ИОФАН*, **33**, 3 (1991).
6. Колдунов М.Ф., Маненков А.А., Покотило И.Л. *Квантовая электроника*, **32**, 623 (2002).
7. Громов Д.А., Дюмаев К.М., Маненков А.А. и др. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **46**, 1956 (1982).
8. Дюмаев К.М., Маненков А.А., Маслюков А.П. и др. *Квантовая электроника*, **10**, 810 (1983).
9. Безродный В.И., Деревянко Н.А., Ищенко А.А., Карабанова Л.В. *ЖТФ*, **71**, 72 (2001).
10. Васильев С.В., Война В.В., Иванов А.Ю., Лиопо В.А. *Квантовая электроника*, **25**, 1023 (1998).
11. Васильев С.В., Иванов А.Ю., Недолугов В.И. *Квантовая электроника*, **21**, 324 (1994).
12. Бабичев А.П., Бабушкина А.Н., Братковский А.М. и др. *Физические величины. Справочник* (М.: Энергоатомиздат, 1991).
13. Ашмарин И.И., Быковский Ю.А., Гридин В.А. и др. *Квантовая электроника*, **6**, 1730 (1979).
14. Лямшев Л.М. *УФН*, **135**, 637 (1981).
15. Ашмарин И.И., Быковский Ю.А., Ларкин А.И. и др. *ЖТФ*, **43**, 2397 (1973).