

05.1;07

## Исследование динамической прочности объема кварцевого стекла методом оптического пробоя

© Н.Ф. Морозов, Б.А. Зимин, Б.Н. Семенов, Ю.В. Судьенков,  
А.И. Сусликов, Г.А. Баранов, А.А. Беляев, Г.В. Цветков

С.-Петербургский государственный университет  
НИИЭФА

Поступило в Редакцию 25 августа 2003 г.

Представлены методика и результаты исследований импульсных давлений, возбуждаемых в объеме кварцевого стекла при фокусировке наносекундных импульсов лазерного излучения ( $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{0.5} \approx 12.5 \text{ ns}$ ).

Эксперименты проводились в широком диапазоне плотностей энергий лазерного воздействия, что позволило исследовать генерацию импульсных давлений как при термомеханическом эффекте, так и при оптическом пробое в объеме стекла. В экспериментах с помощью лазерного интерферометра измерялись смещения свободной поверхности образцов, регистрировались пороги оптического пробоя, а также проводился фрактографический анализ зон разрушения.

Результаты исследований позволили обнаружить нелинейность термомеханического эффекта и оценить изменение поглощательной способности и температуры вблизи порога оптического пробоя стекла, а также получить количественные данные о соотношении эффективности генерации импульсных давлений при термомеханическом эффекте и оптическом пробое.

Впервые получены данные о динамической прочности кварцевого стекла без влияния нарушенного поверхностного слоя и показана возможность определения затрат энергии на разрушение хрупких материалов.

Отмечается высокая чувствительность метода, позволяющая изучать влияние микроструктуры на механические и оптические свойства прозрачных сред.

Информация о динамической прочности неорганических стекол весьма немногочисленна и разноречива [1–3], а при длительностях нагружения порядка и менее  $10^{-7} \text{ s}$  практически отсутствует. В значительной мере это определяется существенным различием объемной и поверхностной прочности стекол, что затрудняет проведение динамических исследований традиционными методами ударного нагружения.

В то же время известно, что при оптическом пробое в прозрачных диэлектриках в поле мощных наносекундных и субнаносекундных лазерных импульсов возникающая плазма создает интенсивный импульс давления, инициирующий механическое разрушение объема материала, окружающего канал пробоя [4,5]. Многочисленные исследования явления лучевой прочности стекол позволили получить довольно ясную физическую картину процесса, однако существующие теоретические модели явления не позволяют рассчитать, с удовлетворительной точностью, термодинамические параметры возникающей плазмы и, как следствие, значения давлений, создаваемых в окружающей среде.

С целью получения информации о порогах как лучевой, так и динамической прочности объема прозрачных сред и, в частности стекол, нами была разработана методика измерения давления при оптическом пробое в объеме прозрачных материалов.

В экспериментах использовался лазер с длиной волны  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ , работающий в режиме модулированной добротности, длительность импульса излучения  $\tau_{0.5} \approx 12.5 \text{ ns}$ .

Исследования проводились на образцах плавленого кварца, представляющих собой полированные параллелепипеды  $50 \times 20 \times 20 \text{ mm}$ . Одна из плоскостей образца, с предварительно нанесенным алюминиевым покрытием, являлась зеркалом лазерного интерферометра Майкельсона со стабилизированной рабочей точкой и фотоэлектрическим счетом полос [6]. Излучение фокусировалось внутри объема образца короткофокусной линзой ( $f = 27 \text{ mm}$ ) через плоскость, ортогональную зеркальной, при этом фокальная область совмещалась с измерительным лучом интерферометра.

Таким образом, сигнал интерферометра был обусловлен смещением поверхности образца в результате воздействия акустического импульса, генерированного лазерным импульсом в области фокуса:

$$\frac{i(t)}{i_0} = \cos^2 \frac{2\pi u(t)}{\lambda}, \quad (1)$$

где  $i(t)$  — ток на выходе фотоприемника интерферометра,  $u(t)$  — смещение поверхности образца,  $\lambda$  — длина волны лазера интерферометра ( $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ ).

Контроль лазерного излучения до и после образца и импульса излучения плазмы оптического пробоя осуществлялся вакуумными фотоди-

одами ФЭК-09, сигнал с которых использовался и для синхронизации регистрирующего тракта. Энергия излучения могла регулироваться в пределах до 120 мДж и измерялась калориметром ИМО-2Н.

Каждое последующее облучение образца осуществлялось в новом месте с плавным увеличением энергии. Такая методика позволяла с достаточной точностью определять порог оптического пробоя, а также сопоставлять характер и объем повреждения с величиной энергии облучения и данными о смещении поверхности образца.

Регистрация характера разрушения, а также измерение его размеров в двух ортогональных плоскостях осуществлялись с помощью оптического микроскопа. Это давало возможность определить объемы канала пробоя и зоны разрушения в образцах при различных уровнях энергии облучения.

На рис. 1 представлены: форма импульса лазерного излучения (рис. 1, *a*), смещение поверхности образца при выходе акустического импульса на свободную поверхность (рис. 1, *b*) и скорость смещения свободной поверхности (рис. 1, *c*). Измерения смещения  $u(t)$  и соответственно скорости смещения  $v(t)$  поверхности позволяют, в упругом приближении и предположении сферической симметрии задачи, определить величину механической энергии, выделяющуюся как при тепловом механизме воздействия импульсного излучения на прозрачную среду, так и при оптическом пробое.

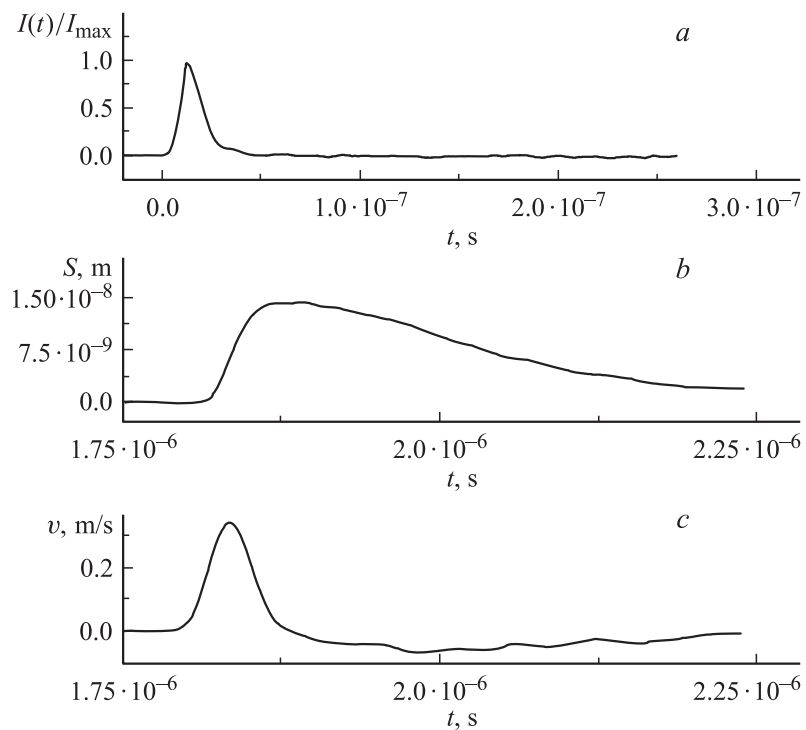
Изменение механической энергии  $W$  при распространении упругой волны можно представить:

$$\frac{dW}{dt} = - \int_s e_n ds, \quad \text{где } e_n = - \left( \frac{\partial v}{\partial t} \cdot \sigma_n \right). \quad (2)$$

Нормальная составляющая плотности потока мощности упругих волн в дальней от источника зоне может быть записана [7]:

$$e_n = \frac{\lambda + 2\mu}{c_l} v_n^2, \quad (3)$$

где  $\lambda$  и  $\mu$  — коэффициенты Ламе,  $c_l$  — продольная скорость звука,  $v_n$  — скорость частиц.



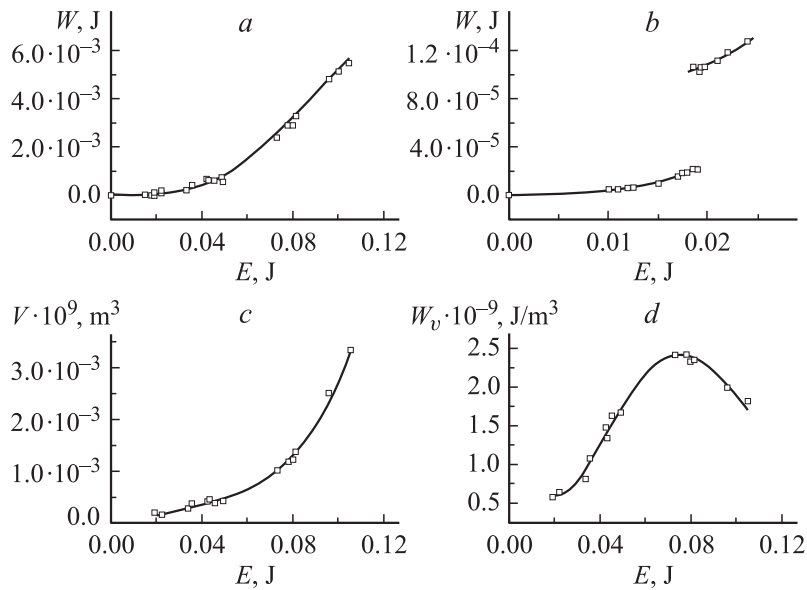
**Рис. 1.** *a* — форма импульса лазерного излучения  $I(t)$ ; *b* — смещение поверхности образца  $u(t)$ ; *c* — скорость смещения свободной поверхности  $v(t)$ .

Тогда для полной механической энергии, переносимой упругой волной, из (2) и (3) получим:

$$W = \iint_{t,s} e_n ds dt = 4\pi R^2 \frac{\lambda + 2\mu}{c_l} \int_0^\tau v(t)^2 dt, \quad (4)$$

где  $\tau$  — длительность импульса напряжений,  $R$  — расстояние от точки фокусировки импульсного лазерного излучения до поверхности образца.

На рис. 2 представлены результаты исследований: *a, b* — рассчитанная по экспериментальным данным зависимость механической



**Рис. 2.** *a, b* — зависимость механической энергии от энергии облучения  $W(E)$ ; *c* — зависимость объема канала оптического пробоя  $V(E)$ ; *d* — зависимость объемной плотности механической энергии  $W_v(E) = W/V$ .

энергии, переносимой упругой волной, от энергии облучения  $W(E)$ ; *c* — зависимость объема канала оптического пробоя  $V(E)$ ; *d* — зависимость объемной плотности механической энергии  $W_v(E) = W/V$ .

На зависимости  $W(E)$  (рис. 2, *b*) наблюдается скачок при энергиях облучения, соответствующих оптическому пробоям ( $E_{o.d.} \cong \cong 0.020 \pm 0.0015 \text{ J}$ ). Такой характер зависимости  $W(E)$  определяется сменой механизмов генерации импульсных давлений. Тепловой сменяется более эффективным — взрывным, обусловленным возникновением плазмы пробоя. Также отметим, что при энергиях облучения, близких к пороговым ( $E \sim 0.75E_{o.d.} - E_{o.d.}$ ), наблюдается значительное отклонение характера термомеханического эффекта от линейного термоупругого.

Полагая, что энергия упругих волн равна изменению внутренней энергии в области выделения энергии излучения, в рамках теплового

механизма и отсутствия диссипации можно провести достаточно корректные оценки оптического поглощения материала, а также температур и давлений в области фокуса. Основные погрешности при таких оценках могут быть обусловлены неточностью определения объема фокальной области, но мы вряд ли допустим большую погрешность, если в качестве объема фокальной области выберем значение объема канала оптического пробоя при пороговом значении энергии облучения ( $E_{o.d}$ ).

До пробоя величина коэффициента поглощения ( $n = W/E$ ) меняется от 0.04 до 0.12% при изменении  $E \cong 0.01 \div 0.019$  J. Для этих же значений энергий облучения изменение среднего по фокальному объему нагрева составляет  $\Delta T \cong 13 \div 80$  К. Для давлений из уравнения состояния Ми–Грюнайзена ( $\Delta P \cong \gamma \cdot W/V$ ,  $\gamma \cong 0.8$  для кварцевого стекла) по экспериментальным результатам получим, что при изменении энергии облучения  $E \cong 0.01 \div 0.019$  J изменение  $\Delta P \cong 21.5 \div 128$  МПа. В условиях оптического пробоя, при  $E > 0.02$  J, влияние процесса разрушения материала и обусловленные этим затраты энергии позволяют, по-видимому, получить для оптического поглощения лишь нижнюю оценку. В диапазоне изменения энергий облучения  $E \cong (0.02 \div 0.11)$  J изменение поглощения составляет  $n \sim (0.55 \div 5.5)\%$ , что обусловлено в основном поглощением излучения плазмой оптического пробоя.

Простые оценки температуры и давлений в области пробоя уже не являются вполне корректными. Тем не менее при пороговом значении энергии облучения ( $E_{o.d} \cong 0.02$  J), когда наряду с образованием канала пробоя возникают лишь немногочисленные и весьма небольшие трещины хрупкого разрушения материала, оценка давления позволяет получить значение динамической прочности объема прозрачных материалов. Эта оценка для кварцевого стекла дает значение динамической прочности  $P \cong 480$  МПа, которое хорошо согласуется со значением откольной прочности стекла К8 ( $\sigma \cong 450$  МПа), полученным в работе [8].

Следует отметить сильно нелинейный характер изменения объемной плотности энергии упругой волны  $W_v(E)$  (рис. 2, d), обусловленный различием скоростей изменения зависимостей  $W(E)$  и  $V(E)$  (рис. 2 a, c), особенно значительным при  $E > 0.08$  J. По-видимому, замедление роста упругой энергии обусловлено увеличивающимися затратами энергии на хрупкое разрушение окружающего материала, что и определяет характер зависимости  $W_v(E)$ . Измерения объема зоны разрушения вокруг канала пробоя позволят провести оценки таких затрат и, возможно, провести анализ справедливости критерия Гриффитса при разрушении

хрупких материалов в субмикросекундном диапазоне длительностей нагружения.

В заключение отметим, что применение для анализа экспериментальных данных известных решений для расширения сферической полости в неограниченной среде [7,9] позволит уточнить полученные оценки динамической прочности, а также рассчитать давления и температуры при оптическом пробое в прозрачных материалах.

Заметим также, что эксперименты, проводимые на образцах двухфазных стекол с различной микроструктурой, обусловленной режимом термической обработки, продемонстрировали высокую чувствительность метода, позволяющую исследовать влияние изменения микроструктуры на динамическую прочность хрупких материалов.

Таким образом, предложенная методика позволяет:

во-первых, определять как динамическую, так и лучевую прочность объема прозрачных материалов, что особенно существенно для неорганических стекол;

во-вторых, получать количественную информацию о термодинамических параметрах плазмы оптического пробоя в прозрачных средах;

в-третьих, определять динамику изменения оптического поглощения в прозрачных средах в процессе лазерного воздействия.

Работа поддерживается программой „Университеты России“ и грантом РФФИ № 01–01–00233.

## Список литературы

- [1] Пух В.П. Прочность и разрушение стекла. Л., 1973. С. 155.
- [2] Степанов Г.В. Уруго-пластическое деформирование и разрушение материалов при импульсных нагрузках. Киев, 1991. С. 288.
- [3] Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортон В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М., 1996. С. 407.
- [4] Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения. М.: Мир, 1974. С. 450.
- [5] Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974. С. 330.
- [6] Судьенков Ю.В., Юревич В.И. // Изв. РАН. 1993. Т. 57. В. 12. С. 160–166.
- [7] Бабешко В.А., Глушков Е.В., Зинченко Ж.Ф. Динамика неоднородных линейно-упругих сред. М.: Наука, 1989. С. 343.
- [8] Судьенков Ю.В. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 11. С. 30–35.
- [9] Никифоровский В.С., Шемякин Е.И. Динамическое разрушение твердых тел. Новосибирск: Наука, 1979. С. 272.