

Диссипативные процессы при ударном сжатии стекла

© А.С. Савиных^{1,2}, Г.И. Канель³, И.А. Черепанов⁴, С.В. Разоренов^{1,2}

¹ Институт проблем химической физики РАН,
142432 Черноголовка, Московская область, Россия

² Национальный исследовательский Томский государственный университет,
634050 Томск, Россия

³ Объединенный институт высоких температур РАН,
125412 Москва, Россия

⁴ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119991 Москва, Россия

e-mail: savas@icp.ac.ru

(Поступило в Редакцию 8 мая 2015 г.)

Получены новые экспериментальные данные о поведении стекол К8 и ТФ1 в условиях ударно-волнового воздействия. Установлено, что распространение волн сжатия близко к автомодельному в диапазоне максимальных напряжений сжатия от 4 до 12 ГПа. При этом с приближением к конечному состоянию сжатия имеют место отклонения от единой диаграммы деформирования, связанные с вязкой диссипацией. Найдено, что область параметров, при которых образуются волны разрушения в стекле, не ограничивается, как считалось ранее, диапазоном напряжений упругого сжатия. Скорость распространения фронта разрушения возрастает с увеличением напряжения ударного сжатия. Вне области, охваченной волной разрушения, стекла демонстрируют высокую динамическую прочность на растяжение, достигающую 6–7 ГПа в случае упругого сжатия и сохраняющей чрезвычайно большие значения с переходом в волне сжатия через предел упругости.

Введение

Интерес к исследованию поведения силикатных стекол при ударно-волновом нагружении объясняется как их использованием во многих приложениях, связанных с возможностью интенсивных импульсных воздействий той или иной природы, так и тем, что традиционно стекло является модельным хрупким материалом, на примере которого изучаются процессы и критерии разрушения при статической или динамической нагрузке. Высокая гомогенность стекла, отсутствие в нем концентраторов напряжений, являющихся потенциальными очагами зарождения разрушения, обеспечивает его чрезвычайно высокую динамическую прочность на сжатие и растяжение. Известно, что ударное сжатие стекла может сопровождаться его необратимым уплотнением [1,2] и формированием волн разрушения [3–5]. Волна разрушения представляет собой движущийся фронт сетки трещин, инициируемых на поверхности стекла под действием приложенного напряжения и распространяющихся в объем материала. Хотя феноменология и кинематика этого типа катастрофического разрушения в общих

чертах вполне ясны, механизм его реализации, определяющие факторы и критерии требуют дополнительного изучения. В частности, неясен диапазон напряжений, в котором возможно формирование волн разрушения.

Для многих силикатных стекол характерны высокие значения динамического предела упругости σ_{HEL} и аномальная сжимаемость в области умеренно высоких напряжений упругого сжатия — до примерно 3 ГПа у плавленного кварца и до 6–8 ГПа у некоторых других стекол. В этой области напряжений модули упругости и скорости звука уменьшаются по мере сжатия, вследствие чего динамическое сжатие не формирует ударную волну, а, напротив, ширина волны сжатия увеличивается по мере ее распространения. Аномальная сжимаемость предоставляет дополнительные возможности для изучения релаксационных и других диссипативных процессов.

В рамках исследований динамических механических свойств различных стекол проведены эксперименты с ударным сжатием оптического стекла К8 и свинцового стекла ТФ1. В таблице приведены литературные данные по основным свойствам этих стекол.

1. Постановка экспериментов

Следуя результатам предыдущих работ, регистрация эволюции импульсов ударного сжатия в стекле и измерения динамического предела упругости, откольной прочности и скорости волны разрушения в ударно-сжатом стекле проведены в постановке, показанной на рис. 1. Образцы представляли собой пластины с номинальной толщиной 2 мм или 8 мм и поперечными размерами не менее 40 × 40 мм. Одна из плоско-

Механические свойства некоторых типов стекол при ударном сжатии

Стекло	ρ , g/cm ³	c_l , km/s	ν	σ_{HEL} , GPa	Литература
Оптический крон К8	2.52	6.0	0.209	8 ± 1	[2,6]
Тяжелый флинт ТФ1	3.86	4.04	0.227	3.1–4.7	[7,8]

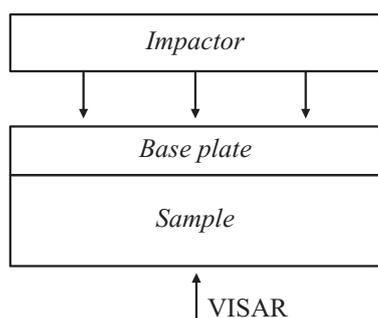


Рис. 1. Схема регистрации импульса сжатия, генерируемого в плоском образце ударом пластины, в процессе выхода его на свободную тыльную поверхность образца.

стей каждой пластины, обращенная в сборке к экрану, подвергалась шлифовке порошком карбида кремния с размером зерна $40\ \mu\text{m}$ с тем, чтобы обеспечить регулярные условия зарождения волн разрушения. Ранее было показано [7,9], что в области параметров, при которых возможно формирование волн разрушения, волновые профили ударного сжатия в случае шлифованных стекол оказываются намного более воспроизводимыми, чем для стекол с зеркально гладкими поверхностями. Образцы устанавливались на экране из алюминия или меди толщиной от 2 до 6 мм, в котором ударом алюминиевой пластины толщиной 2–4 мм со скоростью в диапазоне от 0.67 ± 0.03 до $1.8 \pm 0.1\ \text{km/s}$ возбуждался импульс ударного сжатия заданной амплитуды и длительности. Метание пластин-ударников осуществлялось с использованием взрывных устройств [10]. В экспериментах регистрировалась скорость свободной тыльной поверхности образцов как функция времени, $u_{fs}(t)$, в процессе выхода на нее импульса ударного сжатия и последующих возмущений. Измерения проводились с использованием лазерного доплеровского измерителя скорости VISAR [11]. В качестве отражателя зондирующего излучения VISAR использовалась алюминиевая фольга толщиной $7\ \mu\text{m}$, наклеенная на поверхность эпоксидным клеем. В части опытов вместо свободной поверхности измерения проводились на границе между образцом и окном из воды.

2. Результаты измерений эволюции импульса сжатия в стекле К8

Стекло К8 не имеет четко выраженного динамического предела упругости, граница между областями упругого и пластического деформирования при ударном сжатии размыта, и переход от упругой к пластической деформации происходит плавным образом без скачков сжимаемости. Это вынуждает использовать дополнительные соображения для определения динамического предела упругости.

На рис. 2 представлен результат опыта, в котором проведена регистрация полного профиля скорости поверхности пластины стекла К8 толщиной 8 мм, граничащей

с водяным окном. Максимальное напряжение сжатия в этом опыте, рассчитанное по измеренному профилю в приближении простой волны (будет обсуждаться ниже), составляло 8.4 ГПа. Измерения демонстрируют размытие волны сжатия вследствие аномальной сжимаемости стекла в этом диапазоне напряжений и образование ударной волны разрежения при разгрузке. Отсюда следует вывод, что одноосное сжатие стекла до 8.4 ГПа обратимо и, следовательно, является упругим. Вместе с тем сглаженное окончание волны сжатия свидетельствует, по-видимому, о существенном вкладе диссипативных явлений. Вероятно, эту диссипацию можно идентифицировать как проявление внутреннего трения в процессе быстрого упругого сжатия стекла.

Согласно данным работы [2], при напряжении ударного сжатия 14 ГПа скорость фронта разгрузки в стекле К8 значительно больше скорости волн сжатия. Гистерезис сжимаемости при 14 ГПа свидетельствует о необратимости процесса. При этом скорость распространения участка волны сжатия, где напряжение составляет 11 ГПа, равна объемной скорости звука в стекле при нулевом давлении. По всей вероятности, это напряжение уже превышает динамический предел упругости стекла К8. Приведенное в таблице значение динамического предела упругости стекла К8, равное $8 \pm 1\ \text{GPa}$, определено по точке перегиба на волновом профиле между упругой и пластической волнами. Таким образом, в представленном на рис. 2 эксперименте напряжение сжатия было практически равно динамическому пределу упругости стекла.

Регистрация полной волны разрежения означает, что в опыте, результаты которого представлены на рис. 2, рас-

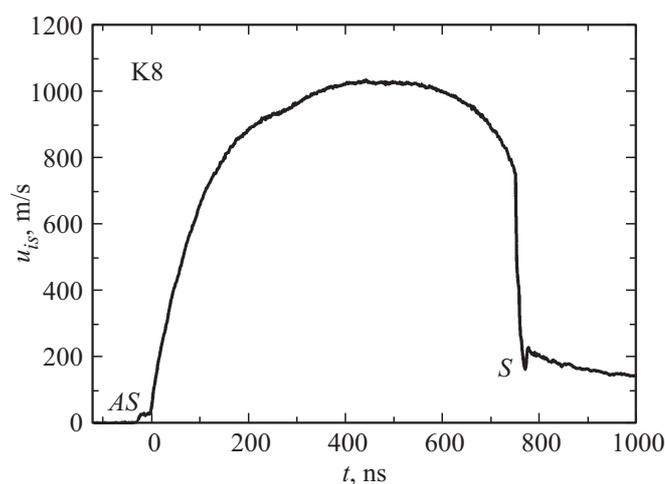


Рис. 2. Профиль скорости поверхности пластины стекла К8 толщиной 8 мм, граничащей с водяным окном, при ударе алюминиевой пластиной толщиной 2 мм со скоростью $1.2 \pm 0.05\ \text{km/s}$ без промежуточного экрана. Начальный участок AS есть следствие воздействия воздушной ударной волны перед ударником. Отрицательный выброс S есть следствие отслоения алюминиевой фольги — рефлектора зондирующего излучения при чрезвычайно быстром торможении поверхности стеклянной пластины в ударной волне разрежения.

тягивающие напряжения, генерируемые после отражения импульса сжатия от поверхности, были недостаточны для инициирования откольного разрушения [12,13]. Остаточная ненулевая скорость после разгрузки в данном случае отчасти есть следствие того, что материал ударника — алюминий — имеет более высокий динамический импеданс, чем стекло, а отчасти наличие остаточной ненулевой скорости есть проявление диссипативных эффектов, обсуждавшихся для волны сжатия. Определение значений растягивающего напряжения в отраженной волне разрежения производится путем анализа волновых взаимодействий методом характеристик [12,13] и, вообще говоря, затруднено тем, что неизвестно точно, как экстраполировать аномальную сжимаемость стекла в область растягивающих напряжений. При использовании линейной экстраполяции получаем $\sigma = 4.6$ ГПа; квадратичная экстраполяция дает чуть большее значение растягивающего напряжения, равное 4.7 ГПа.

На рис. 3 *a, b* представлены фронтальные части профилей скорости свободной поверхности образцов стекла толщиной 2 и 8 мм, измеренных при нескольких значениях максимального напряжения ударного сжатия. Импульс сжатия максимальной интенсивности генерировался в образце толщиной 2 мм ударом двухмиллиметровой алюминиевой пластины со скоростью 1.8 км/с через алюминиевый экран толщиной 2 мм; во всех остальных случаях толщина ударника составляла 3–4 мм. В опыте с двухмиллиметровым ударником и максимальным напряжением сжатия 11.9 ГПа регистрируется выход на поверхность начального участка волны разрежения. Величина этого участка определяется тем, что на поверхности контакта образца с экраном растягивающие напряжения невозможны, стекло отделяется от экрана как только напряжение на контактной поверхности в процессе взаимодействия падающей и отраженной волн разрежения уменьшается до нуля. Как видно на рис. 3, *a*, уменьшение скорости свободной поверхности в падающей волне разрежения сменяется ее ростом в момент времени, немного опережающий момент t_e , который соответствует периоду реверберации упругой волны в пластине $t_e = 2\delta/c_l$, где δ — толщина образца, или несколько ранее. Это означает, что средняя скорость распространения возмущений в сжатом стекле несколько превысила продольную скорость звука c_l , что с учетом аномальной сжимаемости стекла и по аналогии с [2] может рассматриваться как свидетельство перехода к пластическому деформированию стекла в этом опыте.

В остальных опытах с тонкими образцами волна разрежения на профилях скорости свободной поверхности не прописана. Не регистрируются также какие-либо возмущения, связанные с переотражением разгрузки в стекле от границы с более жестким экраном. Вместо этого фиксируется дополнительная „ступенька“ на плато скорости в верхней части волнового профиля, формируемая [3,4,7–9] переотражением от волны разрушения. Непосредственно из рис. 3, *a* видно, что время до отражения t_r уменьшается с увеличением напряжения

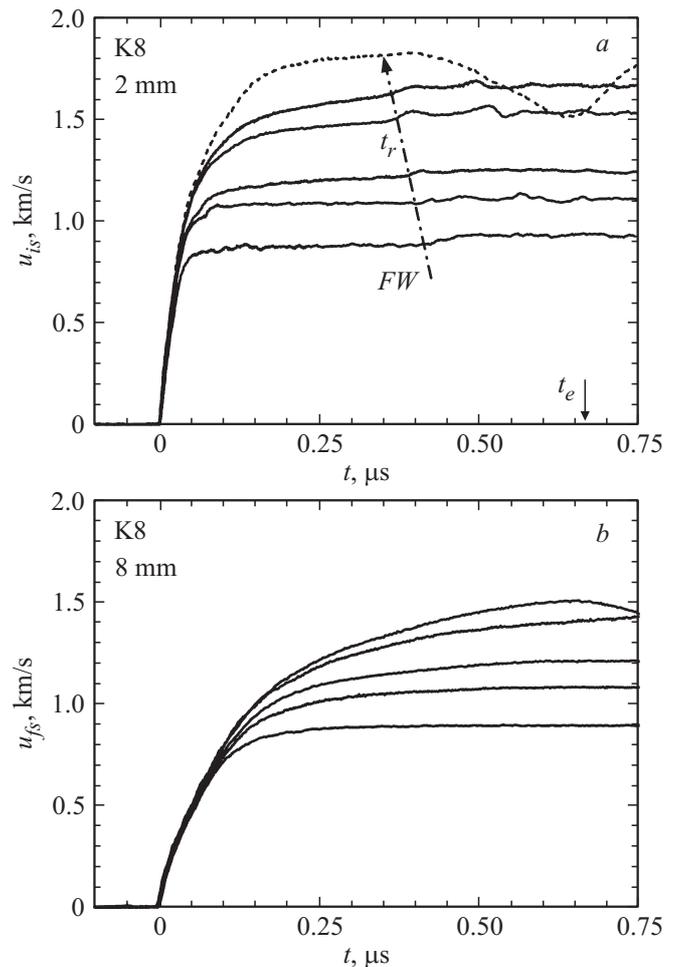


Рис. 3. Профили скорости свободной поверхности образцов стекла К8 толщиной 2 (*a*) и 8 мм (*b*), измеренные при нескольких значениях максимального напряжения ударного сжатия. Штрихпунктирной линией *FW* отмечен выход на поверхность слабой волны сжатия, образовавшейся в результате переотражения от фронта разрушения. t_e — расчетное время реверберации упругой волны в пластине.

сжатия, что означает увеличение расстояния, пройденного волной разрушения. Отсюда следует, что скорость распространения волны разрушения увеличивается с ростом напряжения сжатия от 6.3 до 10.8 ГПа. При дальнейшем увеличении напряжения сжатия до 11.9 ГПа признаки формирования волны разрушения исчезают.

На рис. 4 профили волн сжатия представлены также в нормализованных координатах — скорость поверхности как функция времени, отнесенного к толщине образца. Совпадение волновых профилей в нормализованных координатах времени дает основание для вывода, что при напряжениях до 6 ГПа волна сжатия практически может рассматриваться как автомодельная центрированная волна. Небольшое отклонение начального участка волнового профиля от среднего в опыте с тонким образцом при наименьшей скорости удара вызвано, по-видимому, шероховатостью поверхности образца, через которую в

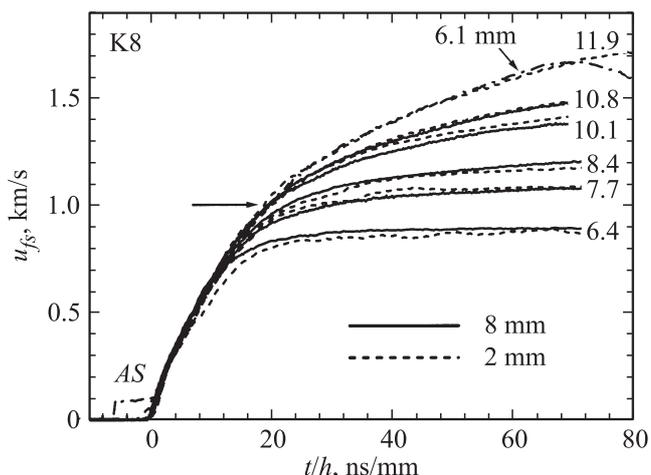


Рис. 4. Фронтальные части профилей скорости свободной поверхности образцов стекла К8 толщиной 8 mm (сплошные линии) и 2 mm (штрихи) как функции времени, отнесенного к толщине образца. Штрихпунктирной линией представлены полученные ранее [8] данные для образца толщиной 6.1 mm при скорости удара 1.8 km/s. Числа на волновых профилях указывают максимальное напряжение сжатия.

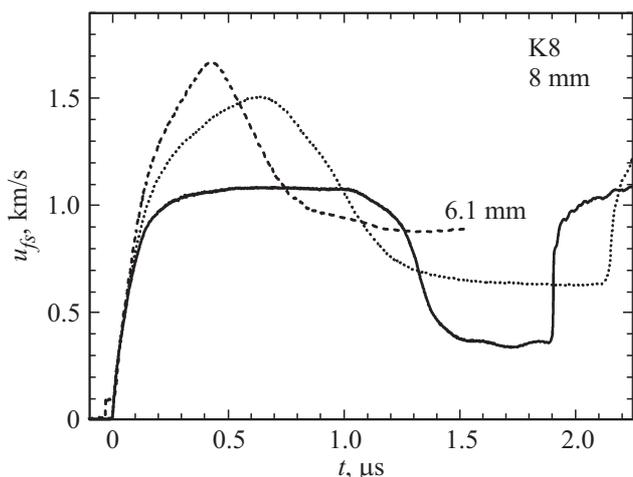


Рис. 5. Волновые профили для образцов стекла К8 толщиной 8 mm при минимальном и максимальном напряжениях сжатия. Показан также полученный ранее [8] профиль скорости свободной поверхности образца толщиной 6.1 mm при ударе со скоростью 1.8 km/s без промежуточного экрана.

него вводилась ударная волна. С увеличением скорости удара время прохождения волной шероховатого поверхностного слоя уменьшается.

В верхней части волновых профилей на рис. 4 имеются отклонения („скругленный“ переход от волны сжатия к плато), которые показывают, что деформация стекла не является свободной от диссипативных процессов во всем представленном диапазоне напряжений. Диссипативная часть волны сжатия возрастает при увеличении интенсивности последней. При увеличении пикового напряжения сжатия до примерно 10 GPa напряжение сжатия,

при котором начинается диссипативный участок волнового профиля повышается; с дальнейшим повышением напряжения начало диссипативного участка остается на одном уровне ($u_{fs} \approx 1.0-1.1$ km/s, что соответствует напряжению сжатия примерно 7.5 ± 0.4 GPa), а возрастает скорость сжатия на заключительном участке.

На рис. 5 показаны полные волновые профили для образцов стекла К8 толщиной 8 mm. В экспериментах не фиксируется откольное разрушение. Гистерезис скорости поверхности объясняется тем, что по условиям взрывного метания тыльные поверхности ударников в этих опытах не были свободными, непосредственно за ними располагался толстый слой парафина. Второй подъем скорости вызван переотражением отраженной волны разрежения от фронта волны разрушения [3,4]. Величина растягивающего напряжения в этих опытах достигала 6.9 GPa после ударного сжатия в упругой области и оставалась столь же высокой после перехода через предел упругости.

3. Результаты измерений эволюции импульса сжатия в стекле ТФ1

Результаты экспериментов с образцами свинцового стекла ТФ1 толщиной 2 mm суммированы на рис. 6. В отличие от стекла К8 участок аномальной сжимаемости в начальной части волновых профилей в стекле ТФ1 не фиксируется. В остальном стекло ТФ1 демонстрирует те же особенности поведения при ударном сжатии, что и стекло К8. При напряжениях сжатия 4.0, 4.8 и 6.5 GPa на профилях скорости свободной поверхности регистрируется переотражение волн от фронта разрушения. С увеличением интенсивности волны сжатия до 8.6 GPa переотражение от фронта разрушения пропадает. Более

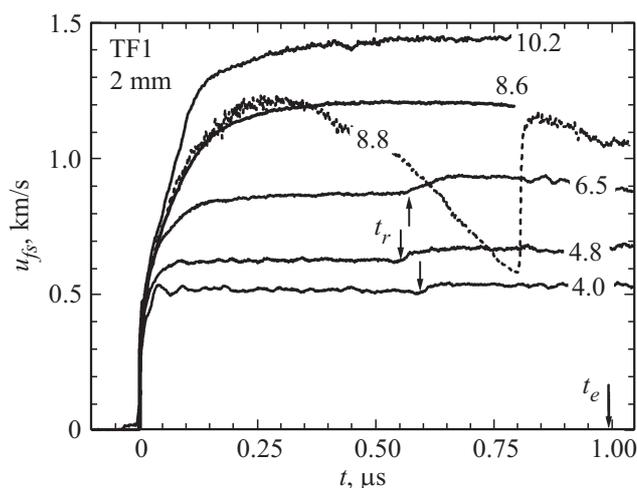


Рис. 6. Профили скорости свободной поверхности образцов стекла ТФ1 толщиной 2 mm, измеренные при нескольких значениях максимального напряжения ударного сжатия. Числа на волновых профилях указывают максимальное напряжение сжатия перед переотражением от фронта разрушения. t_e — расчетное время реверберации упругой волны в пластине.

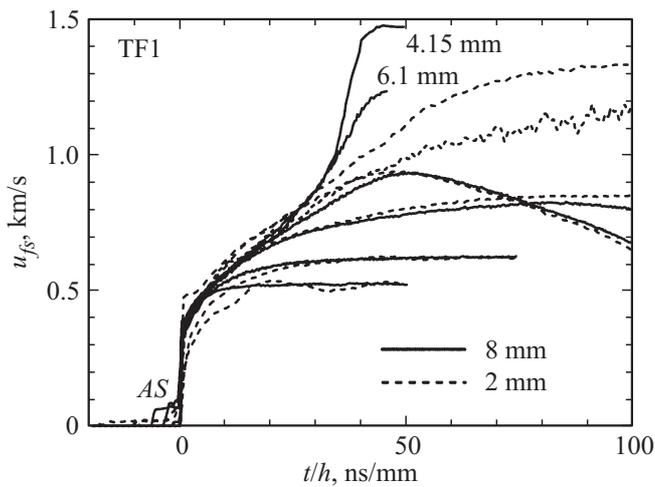


Рис. 7. Фронтальные части профилей скорости свободной поверхности образцов стекла ТФ1 толщиной 8 мм (сплошные линии) и 2 мм (штрихи) как функции времени, отнесенного к толщине образца. Показаны также полученные ранее [13] данные для образцов толщиной 6.1 и 4.15 мм.

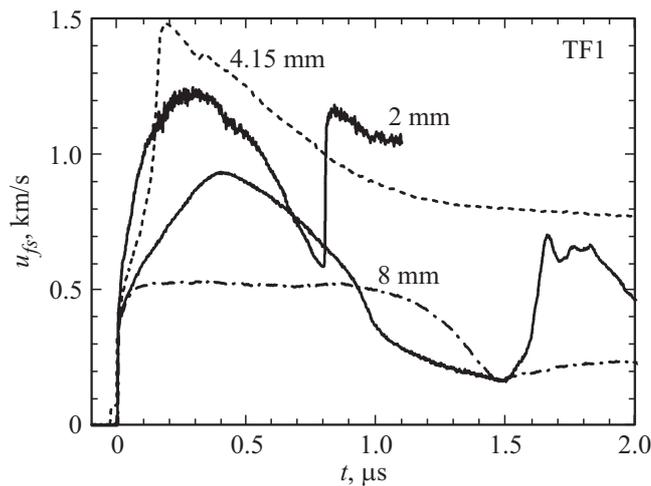


Рис. 8. Полные профили скорости свободной поверхности образцов стекла ТФ1 при различных пиковых напряжениях сжатия. Добавлен эксперимент [13] с образцом толщиной 4.15 мм.

того, профиль скорости свободной поверхности в опыте с затухающей волной при максимальном напряжении сжатия 8.8 ГПа демонстрирует высокую откольную прочность материала в области, через которую при меньшем напряжении сжатия проходила волна разрушения.

На рис. 7 волны сжатия сопоставлены в нормализованных координатах. В целом распространение волн сжатия в данном диапазоне параметров близко к автомодельному при всех нагрузках. Напряжение за упругой ударной волной на фронте предвестника составляет 3.1 ГПа. Как и в случае стекла К8, в верхней части волновых профилей регистрируются диссипативные участки. Начало диссипативного участка смещается в сторону больших напряжений до 4.8 ГПа с повышением интенсивности

сжатия до примерно 6 ГПа, после чего остается неизменным на этом уровне, а возрастает скорость сжатия на заключительном участке.

На рис. 8 представлены полные профили скорости свободной поверхности образцов стекла ТФ1 различной толщины, демонстрирующие высокую откольную прочность материала после ударного сжатия как ниже, так и существенно выше динамического предела упругости. Точное определение величины откольной прочности затруднено недостатком знаний об объемной сжимаемости стекла. По грубым оценкам, откольная прочность стекла ТФ1 достигает 5–6 ГПа при максимальном напряжении сжатия 7 ГПа и остается не меньшей, чем 4–5 ГПа при напряжении в импульсе сжатия 8.8 ГПа и более. Таким образом, тяжелый флинт ТФ1 имеет несколько меньшую динамическую прочность на разрыв, чем оптический крон К8. Напомним, что речь идет об объемных свойствах материалов, поверхностные дефекты в условиях недостатка времени не могут оказывать влияние на процесс откольного разрушения и величину откольной прочности.

4. Обсуждение результатов

На рис. 9 представлены данные о скорости распространения волны разрушения c_f в зависимости от напряжения сжатия. Величина c_f определялась по измеренному интервалу времени t_r между выходом на поверхность фронта волны сжатия и переотраженного импульса как [3,14]

$$c_f = \frac{x}{t_x} = c_l \frac{2 - c_l t_r / \delta}{2 + c_l t_r / \delta}. \quad (1)$$

Из приведенных на рис. 9 данных видно, что переход через динамический предел упругости не сопровождается появлением каких-либо особенностей на зависимости скорости волны разрушения от величины напряжения

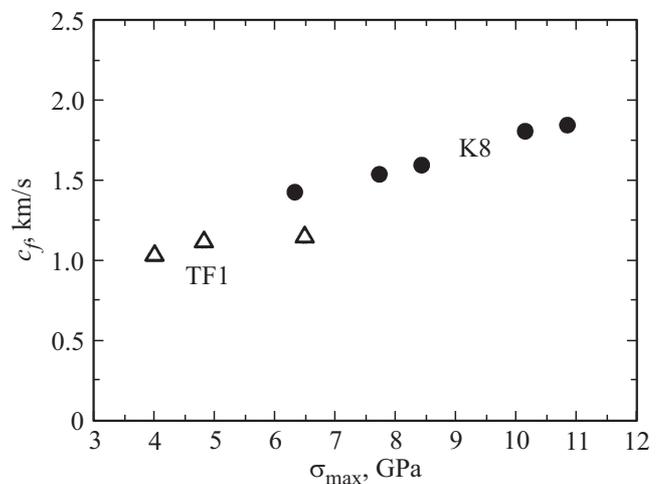


Рис. 9. Зависимость скорости волн разрушения в стеклах К8 и ТФ1 от напряжения сжатия.

сжатия. Результаты проведенных экспериментов с двумя типами стекла подтвердили выводы работы [15] о том, что верхняя граница диапазона напряжений, при которых возможно формирование волн разрушения, значительно превышает предел упругости. Вероятно, в механизме распространения волны разрушения существенную роль играют процессы локального уплотнения в окрестности наклонных трещин [16], а верхний порог разрушения стекла определяется началом его уплотнения в объеме. Нижний порог по результатам опытов со стопками стеклянных пластин оценен [13] как 5.3 GPa для стекла К8 и 4 GPa для ТФ1.

Как было показано выше, волны сжатия в стеклах К8 и ТФ1 в исследованном диапазоне напряжений сжатия весьма близки к автомодельным и могут анализироваться в приближении простой центрированной волны [10,17]. Для простой волны, описываемой веером прямолинейных характеристик, приращения продольного напряжения $d\sigma$ и деформации $d\varepsilon_x = -dV/V_0$ связаны соотношением

$$d\sigma = \rho_0 a_\sigma^2 d\varepsilon_x, \quad (2)$$

где a_σ — фазовая скорость распространения участка волны с напряжением сжатия σ в координатах Лагранжа. Для простой центрированной волны фазовая скорость a_σ определяется как

$$a_\sigma = \frac{h}{h/c_l + t(\sigma)}, \quad (3)$$

где h — расстояние между поверхностью соударения (полюсом веера характеристик центрированной волны) и сечением в образце, для которого анализируется профиль напряжения $\sigma(t)$, t — интервал времени, отсчитываемый от фронта упругого предвестника. При анализе профиля скорости свободной поверхности $u_{fs}(t)$ используется эмпирический закон удвоения скорости: $u_{fs}(t) = 2u_p(t)$ и $d\sigma(t) = \rho a_\sigma du_p(t)$. Более детальный анализ с учетом взаимодействия между падающей и отраженной волнами вблизи поверхности образца дает

$$a_\sigma = c_l \frac{2h - c_l t(\sigma)}{2h + c_l t(\sigma)}. \quad (4)$$

Результаты обработки профилей скорости свободной поверхности представлены на рис. 10 в виде зависимостей девиаторных напряжений $\sigma_x - p$ от деформации одноосного сжатия. Девиаторные напряжения взяты по той причине, что при использовании полных напряжений сжатия не выявляются особенности поведения материалов в отдельных опытах. Из-за недостатка данных об объемной сжимаемости стекол давление p оценивалось в линейном приближении как

$$p = \rho_0 c_l^2 \frac{1 + \nu}{3(1 - \nu)}, \quad (5)$$

где ν — коэффициент Пуассона. На рис. 10 представлены результаты обработки опытов с образцами толщиной 8 mm. На этом расстоянии разгрузка во многих

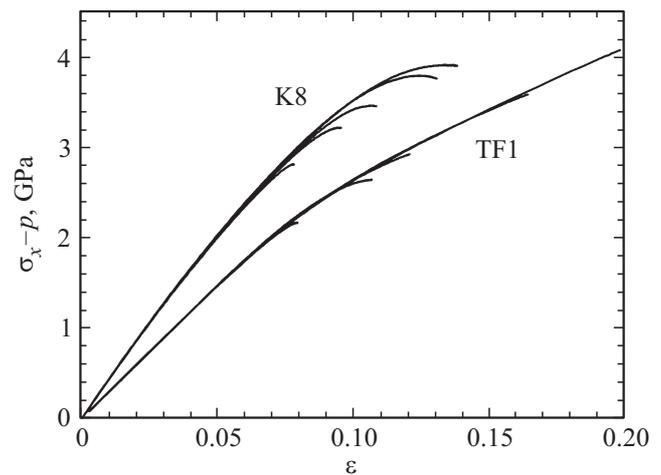


Рис. 10. Диаграммы сжатия стекол, рассчитанные по измеренным волновым профилям для образцов толщиной 8 mm в приближении простой волны. Для стекла ТФ1 добавлены результаты опытов [13] с образцами толщиной 6.1 и 4.15 mm.

случаях начиналась раньше, чем напряженное состояние материала в волне сжатия достигало предельного. С другой стороны, говорить о приемлемой точности приближения простой волны можно только для той части волны сжатия, для которой имеет место автомодельность ее распространения. В опытах с тонкими образцами при больших пиковых напряжениях имела место более глубокая релаксация, чем это следует из рис. 10.

Силикатные стекла не являются уникальными высокотвердыми материалами, для которых явно релаксационное поведение в волне сжатия сопряжено с автомодельностью эволюции последней. Аналогичным образом ведет себя керамика карбида кремния [18], в экспериментах с которой толщина образцов варьировала от 0.5 до 8 mm. В то же время в экспериментах [19] с керамической окисью алюминия, спеченной по технологии SPS, четко фиксировалось затухание упругого предвестника волны сжатия по мере его распространения, вызванное релаксацией напряжений при развитии пластической деформации за его фронтом. Вероятно, то или иное проявление релаксационных процессов связано с количеством элементарных „носителей пластической деформации“ в материале. Так, например, в экспериментах с танталом [20] наблюдалась автомодельность волны ударного сжатия в прокатанном материале, а его отжиг привел к увеличению амплитуды и затухающему характеру эволюции упругого предвестника. К сожалению, в настоящее время нет теоретических моделей явления, которые помогли бы описать эффект количественно.

Заключение

Получены новые экспериментальные данные о поведении двух типов стекла в условиях ударно-волнового

воздействия. Для стекол К8 и ТФ1 установлено, что распространение волн сжатия близко к автомодельному при всех использовавшихся нагрузках. При этом имеют место отклонения от единой диаграммы деформирования с приближением к конечному состоянию сжатия, связанные с вязкой диссипацией. Это обстоятельство предстоит формализовать при построении определяющих соотношений. Найдено, что область параметров, при которых образуются волны разрушения в стекле, не ограничивается, как считалось ранее, диапазоном напряжений упругого сжатия. Скорость распространения фронта разрушения возрастает с увеличением напряжения ударного сжатия. Вне области, охваченной волной разрушения, стекла демонстрируют высокую динамическую прочность на растяжение, достигающую 6–7 ГПа в случае упругого сжатия и сохраняющей чрезвычайно большие значения с переходом в волне сжатия через предел упругости.

Работа выполнена при поддержке Государственной корпорации „Росатом“ в рамках Государственного контракта Н.4х.44.90.13.1111 от 16 мая 2013 г.

Список литературы

- [1] *Gibbons R.V., Ahrens T.J.* // J. Geophys. Res. 1971. Vol. 76. N 23. P. 5489–5498.
- [2] *Канель Г.И., Молодец А.М.* // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 2. С. 398–407.
- [3] *3 Канель Г.И., Разоренов С.В., Фортвов В.Е.* // Успехи механики. 2005. Т. 3. Вып. 3. С. 3–51.
- [4] *4 Bless S.J., Brar N.S.* // Shock Wave Science and Technology Reference Library / Ed. by Horie Y. Berlin-Heidelberg: Springer, 2007. V. 2. P. 105–141.
- [5] *5 Kanel G.I., Razorenov S.V., Fortov V.E.* Shock-wave phenomena and the properties of condensed matter. New York: springer, 2004. 320 p.
- [6] *6 Канель Г.И., Молодец А.М., Дремин А.Н.* // ФГВ. 1977. Вып. 6. С. 905–912.
- [7] *Kanel G.I., Bogach A.A., Razorenov S.V., Savinykh A.S., Chen Z., Rajendran A.* // Shock Compression of Condensed Matter-2003 / Ed. by Furnish M.D. et. al., AIP CP 706, 2004. P. 739–742.
- [8] *Kanel G.I., Razorenov S.V., Utkin A.V., Hongliang He, Fuqian Jing, Xiaogang Jin* // High Pressure Research. 1998. Vol. 16. P. 27–44.
- [9] *Kanel G.I., Bogatch A.A., Razorenov S.V., Zhen Chen* // J. Appl. Phys. 2002. Vol. 92. N 9. P. 5045–5052.
- [10] *Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е.* Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996. 407 с.
- [11] *Barker L.M., Hollenbach R.E.* // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. P. 4669–4675.
- [12] *Antoun T., Seaman L., Curran D.R., Kanel G.I., Razorenov S.V., Utkin A.V.* Spall Rfactice. N.Y.: Springer, 2003. 404 p.
- [13] *Kanel G.I., Razorenov S.V., Savinykh A.S., Rajendran A., Zhen Chen* // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 98. 113 523.
- [14] *Rasorenov S.V., Kanel G.I., Fortov V.E., Abasehov M.M.* // High Pressure Research. 1991. vol. 6. P. 225–232.
- [15] *Савиных А.С., Канель Г.И., Разоренов С.В.* // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 6. С. hbox85–89.
- [16] *Kanel G.I., Bless S.J., Savinykh A.S., Razorenov S.V., Zhen Chen, Rajendran A.* // J. Appl. Phys. 2008. Vol. 104. 093 509.
- [17] *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.Л.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
- [18] *Савиных А.С., Канель Г.И., Разоренов С.В., Румянцев В.И.* // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 7. С. 43–47.
- [19] *Girlitsky I., Zaretsky E., Kalabukhov S., Dariel M.P., Frage N.* // J. Appl. Phys. 2014. Vol. 115. 243 505.
- [20] *Zaretsky E.B., Kanel G.I.* // J. Appl. Phys. 2014. Vol. 115. 243 502.