

05

Аномально высокие скорости распространения наносекундных импульсов давления в металлических фольгах

© Ю.В. Судьенков, А.И. Павлишин

С.-Петербургский государственный университет

Поступило в Редакцию 23 декабря 2002 г.

Представлены результаты исследований процессов распространения наносекундных импульсов давления в металлических фольгах. Измерения проводились на фольгах из алюминия, меди и стали.

Обнаружено, что значения скорости распространения наносекундных импульсов давления значительно превосходят значения продольной скорости звука в этих материалах.

Результаты, представленные в работе, показывают необходимость аккуратной интерпретации экспериментальных данных при субмикросекундных и более коротких ударных нагрузках. Наличие достаточно длительного нестационарного ударно-волнового процесса вблизи поверхности коротких ударных возмущений, с существенно отличающимися от стационарного волнового процесса волновыми характеристиками, требует более детального рассмотрения механизмов образования ударных волн в твердых телах с учетом их дискретной структуры.

В последние два десятилетия заметно возрос интерес к исследованиям поведения материалов при воздействии интенсивных потоков энергии. Изучаются ударно-волновые процессы в материалах при воздействии потоков частиц или электромагнитного излучения, в частности лазерного излучения с длительностями $\sim 10^{-12} \div 10^{-8}$ с [1–4]. Обычно такого рода эксперименты проводятся на тонких образцах $\sim 10 \div 100 \mu\text{m}$, а для анализа результатов используются соотношения Ренкина–Гюгонно или акустическое приближение.

Однако корректность такого анализа результатов исследований вызывает серьезные сомнения. Существует достаточно оснований полагать, что в таких экспериментах измеряемые параметры (обычно скорость распространения возмущения, реже — совместно со ско-

ростью свободной поверхности) характеризуют нестационарный ударно-волновой процесс, обусловленный сильнонеравновесным возмущением среды. Это связано с тем, что характерные длины волн ударных импульсов в таких экспериментах оказываются соизмеримы с масштабами микроструктуры материалов, а зачастую и с масштабами самих образцов. К тому же известно, что времена релаксации неравновесного спектра могут быть одного порядка и даже превышать длительности таких ударных возмущений [5]. Отметим также, что в ряде экспериментальных работ были обнаружены особенности протекания ударно-волнового процесса в тонких слоях материалов и вблизи поверхности субмикросекундного нагружения. В работах [6–8] обнаружено отличие скоростей распространения коротких импульсов давления от равновесных скоростей звука, а в [9] показано, что времена релаксации неравновесных фононных спектров превышают $\geq (2 \div 4) \cdot 10^{-8}$ с.

Возникшие сомнения стимулировали проведение измерений параметров ударно-волнового процесса в металлических фольгах при нагружении их наносекундными импульсами давления.

Для генерации наносекундных импульсов давления использовался лазер с длиной волны $1.06 \mu\text{m}$, длительностью импульса 0.2 ns и энергией $\sim 0.25 \text{ mJ}$. Схема эксперимента представлена на рис. 1, а.

Образец 2 размещался с обеспечением акустического контакта между пьезоприемником и алюминированной лавсановой пленкой 3 толщиной $5 \mu\text{m}$, обращенной покрытием к образцу. Вся сборка тщательно поджималась к пластинке из оптического стекла 4. Перед пластиной размещалось матовое стекло для получения относительно равномерной интенсивности излучения в зоне воздействия, диаметр зоны облучения равнялся $\sim 6 \text{ mm}$.

При этих плотностях энергии оценки, основанные на уравнении состояния Ми–Грюнайзена, с учетом коэффициента отражения и влияния теплопроводности, показывают, что давления в зоне возбуждения $p < 20 \text{ MPa}$, т. е. были ниже пределов упругости исследуемых металлов.

Импульсы давления регистрировались пьезоприемником 1 из ПВДФ-пленки толщиной $100 \mu\text{m}$, нагруженной на волновое сопротивление $R = 50 \Omega$. Датчик работал в режиме „короткого замыкания“, обеспечивающем высокое временное разрешение $\sim 0.5 \text{ ns}$. Часть лазерного излучения отвечалась на фотоприемник, сигналом с которого осуществлялась синхронизация осциллографа TDS-754C с полосой

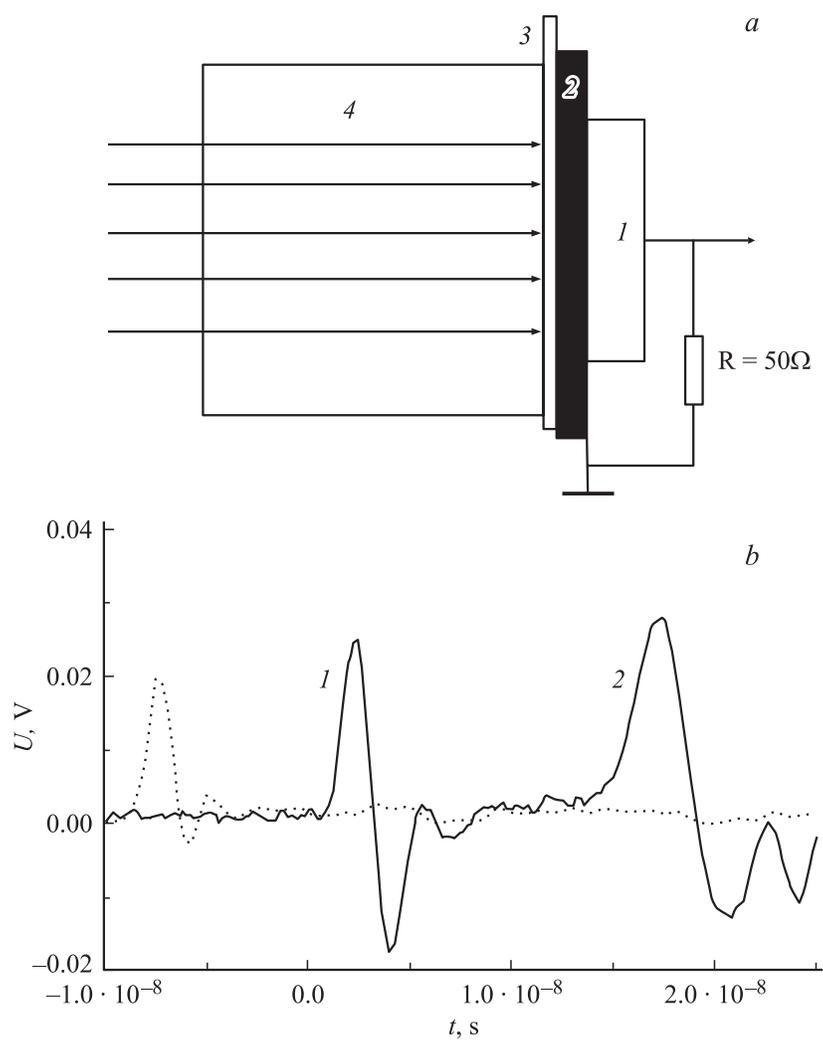


Рис. 1. *a* — схема эксперимента, *b* — осциллограммы сигналов при нагружении алюминиевой фольги, $h = 65 \mu\text{m}$. ····· — сигнал с фотоприемника; — — сигнал с пьезоприемника.

пропускания 500 МГц, которая практически и определила временное разрешение измерений.

На рис. 1, *b* представлены типичные осциллограммы сигналов с фотоприемника и пьезодатчика. На осциллограмме с пьезоприемника импульс 1 соответствует импульсу давления, один раз прошедшему через образец, а импульс 2 — эхо-импульс, дважды прошедший образец. Измерение времени задержки между этими импульсами позволило с достаточно высокой точностью определить среднюю, по двойной толщине образцов, скорость распространения наносекундных импульсов давления в исследуемых материалах. Заметим, что при таких измерениях отсутствует погрешность, связанная с задержкой прохождения сигналов по радиотехническому тракту, погрешность измерений была менее 2.5%.

В таблице приведены рассчитанные по измеренным временам задержки значения скорости распространения (c_{exp}) наносекундных импульсов давления, а также значения продольной скорости звука (c_1) в этих материалах.

	$h, \mu\text{m}$	$c_{exp}, \text{m/s}$	$c_1, \text{m/s}$	τ, ns
Al	65	9770 ± 230	6400	60
Cu	50	7140 ± 170	4700	35
Steel	20	6560 ± 160	5600	20

Как видно из таблицы, экспериментально измеренные скорости распространения наносекундных импульсов давления существенно превышают значения продольной скорости звука в этих металлах. При таких значениях скорости распространения, используя параметры ударной адиабаты [10] металлов, получим следующие величины давлений — в алюминии $p \sim 82 \text{ GPa}$, в меди $p \sim 72 \text{ GPa}$ и в стали $p \sim 46 \text{ GPa}$. Однако при таких величинах давления механическая энергия в волне на три-четыре порядка превышала бы энергию излучения лазера, даже без учета потерь на отражение.

Таким образом, следует допустить, что вблизи поверхности ударного возмущения с высокими градиентами давления мы имеем дело с нестационарным ударно-волновым процессом, параметры которого не описываются в рамках гидродинамической или акустической моделей.

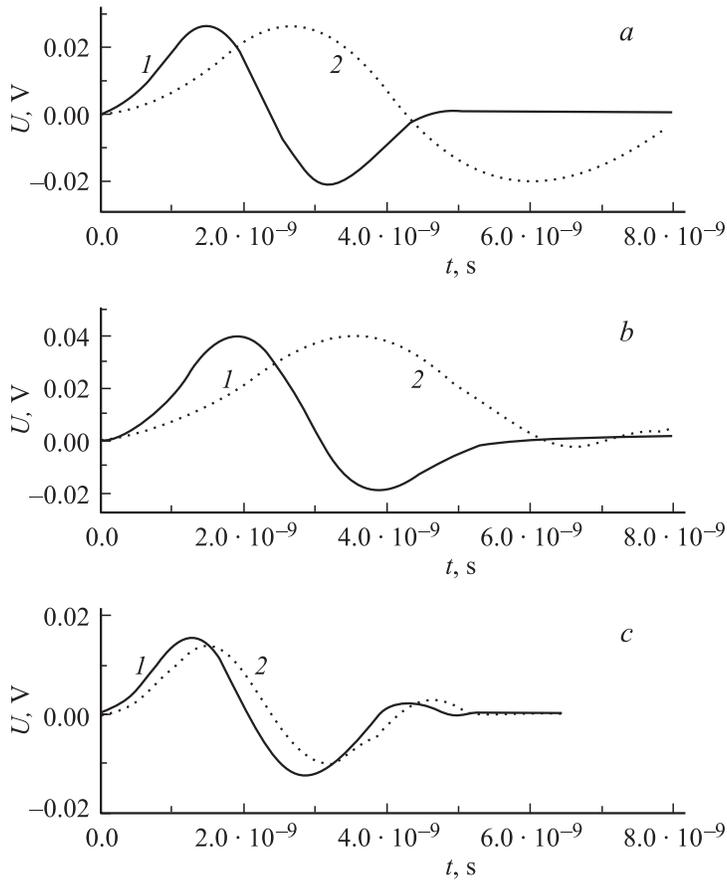


Рис. 2. Совмещенные 1- и 2-й импульсы давления: *a* — Al — $h = 65 \mu\text{m}$; *b* — Cu — $h = 50 \mu\text{m}$; *c* — сталь — $h = 20 \mu\text{m}$.

Анализ временных профилей импульсов давления, представленных на рис. 2, *a, b, c*, показывает, что при весьма незначительном изменении амплитуды наблюдается сильное влияние дисперсии на временные профили импульсов. По-видимому, дисперсия и определяет характер, а также время перехода от нестационарного к установившемуся ударно-волновому процессу с постоянной скоростью звука — c_1 .

Как и для большинства переходных процессов, зависимость изменения скорости распространения импульсов от времени можно представить в виде

$$c(t) - c_1 = c(0)^* \exp(-t/\tau) \quad \text{или} \quad c(t) - c_1 = -\tau^* dc(t)/dt,$$

где c_0 — начальное значение скорости распространения импульсов при сильнонеравновесном возмущении, τ — время переходного процесса. Тогда, полагая, что временной сдвиг максимума импульса давления (рис. 2, *a, b, c*) определяется изменением скорости распространения (Δc) за время прохождения толщины образца (Δt), и считая, что $dc(t)/dt \sim \Delta c/\Delta t$, можно оценить значения характерных времен (τ) переходных процессов в исследуемых металлах. Результаты такой оценки приведены в последнем столбце таблицы. Как видно, характерные времена переходных процессов превышают 10^{-8} s. При таких значениях времен релаксации нестационарный процесс в металлах будет проявляться на расстояниях до $\sim (0.1 \div 0.5) \cdot 10^{-3}$ m от нагружаемой поверхности.

Следует отметить, что полученные значения τ по порядку величины совпадают с временами проявления особенностей ударно-волнового процесса вблизи поверхности субмикросекундного ударного нагружения твердых тел [7,8], а также с временами спонтанного распада высокочастотных фононов, измеренными в работах [9].

Результаты, представленные в данной работе, в совокупности с результатами работ [7,8] показывают необходимость аккуратной интерпретации экспериментальных данных при субмикросекундных и более коротких ударных нагрузках. Факт наличия достаточно длительного нестационарного ударно-волнового процесса вблизи поверхности коротких ударных возмущений, с существенно отличающимися волновыми характеристиками от стационарного волнового процесса, требует более детального рассмотрения механизмов образования ударных волн в твердых телах с учетом их дискретной структуры.

Нестационарный характер волнового процесса вблизи поверхности удара, на наш взгляд, является следствием анизотропного сильнонеравновесного возмущения квазипродольных и квазипоперечных мод колебательного спектра при высокоскоростных ударных нагружениях. Высокие скорости распространения возмущения обусловлены, очевидно, нелинейной реакцией „перевозбужденных“ мод. При невысоких давлениях дисперсия, являясь следствием перераспределения энергии

возмущения по колебательным модам, определяет время перехода от нестационарного к установившемуся ударно-волновому процессу, который описывается в рамках акустического приближения.

В случае высоких давлений удара преобладающая роль нелинейности приводит к образованию ударной волны, описываемой гидродинамической моделью, при этом характерные времена переходного процесса могут быть существенно меньше значений, полученных в данной работе, за счет увеличения скорости перераспределения энергии, обусловленной ростом степени ангармонизма межмодового взаимодействия.

Естественно, высказанные предположения о механизмах, определяющих причину и характер нестационарного ударно-волнового процесса, требуют проведения дополнительных исследований.

Исследования поддержаны грантами РФФИ 01–02–00233 и программой „Университеты России“.

Список литературы

- [1] *Лямиев Л.М.* Радиационная акустика. М.: Наука, 1996. 302 с.
- [2] *Trainor K.J., Shaner J.W.* // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. N 17. P. 1154–1157.
- [3] *Paisley D.L., Swift D.C., Johnson R.P., Kopp R.A., Kyrala G.A.* // Proceed. of the conference „Shock-compression of condensed matter“. Atlanta, Georgia, June 24–29, 2001. P. 1343–1347.
- [4] *Moore D.S., Funk David J., Gahagan K.T., Reho J.H., Fisher G.L., McGrane S.D., Rabie R.L.* // Proceed. of the conference „Shock-compression of condensed matter“. Atlanta, Georgia, June 24–29, 2001. P. 1333–1338.
- [5] *Такер Дж., Рэмpton В.* Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975. 453 с.
- [6] *Thomsen G., Strait I., Vargeny Z., Maris H.I., Tanc I., Hauser I.I.* // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. N 10. P. 989–992.
- [7] *Судьенков Ю.В.* // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. В. 3. С. 1418–1422.
- [8] *Байзаков О.Д., Судьенков Ю.В.* // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 10. С. 1433–1437.
- [9] *Максимов А.А., Тартаковский И.И.* // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. В. 11. С. 458–461.
- [10] *Ударные волны и экстремальные состояния вещества / Под ред. В.Е. Фортова, Л.В. Альтшулера, Р.Ф. Трунина, А.И. Фунтикова.* М.: Наука, 2000. С. 424.