

3. Chester W. Resonant oscillations in closed tubes. — J. Fluid Mech., 1964, v. 18, pt 11.
4. Крайко А. П., Пн А. Л. О приближении нелинейной акустики в задачах о колебаниях газа в трубах. — ПММ, 1980, т. 44, № 1.
5. Пн А. Л. Нелинейные резонансные колебания газа в трубе под воздействием периодически изменяющегося давления. — ПММ, 1983, т. 47, № 4.
6. Галиев Ш. У., Ильгамов П. А., Садыков А. В. О переподписанных ударных волнах в газе. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 2.
7. Mortell M. P., Seymour B. R. A finite-rate theory of quadratic resonance in closed tube. — J. Fluid Mech., 1981, v. 112, p. 411.

Поступила 21/III 1984 г.

УДК 532.593:532.529

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЗДУШНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН С ПОРИСТЫМИ СЖИМАЕМЫМИ МАТЕРИАЛАМИ

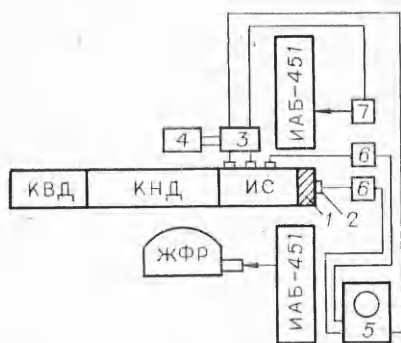
Л. Г. Гвоздева, Ю. М. Фаресов, В. П. Фокеев
(Москва)

Экспериментальные исследования, посвященные изучению процесса взаимодействия воздушных ударных волн с пористыми сжимаемыми материалами типа пенополиуретана и пенопласта, показали, что подобное взаимодействие обладает рядом специфических особенностей. Так, в [1] было обнаружено, что максимальная амплитуда давления на стенке под слоем пенополиуретана может существенно превышать величину давления нормального отражения ударной волны от жесткой стенки. В [1] высказано предположение, что этот эффект объясняется вовлечением твердой фазы пористого материала в движение за проникающей волной. В [2] анализируется случай усиления косоугольной ударной волны при падении на слой пористого сжимаемого материала. Изучение взаимодействия воздушной ударной волны с пористым экраном из пенополиуретана проводилось в [3], причем было зарегистрировано значительное снижение пикового давления на стенке при наличии воздушного зазора между стенкой и экраном. Для теоретического описания процесса в [3] предложено применить расчетный метод [4], развитый первоначально для описания газодинамических течений с твердыми частицами. Ниже приведены результаты экспериментальных исследований взаимодействия стационарной ударной волны со стенкой, облицованной слоями пористых сжимаемых материалов различной толщины.

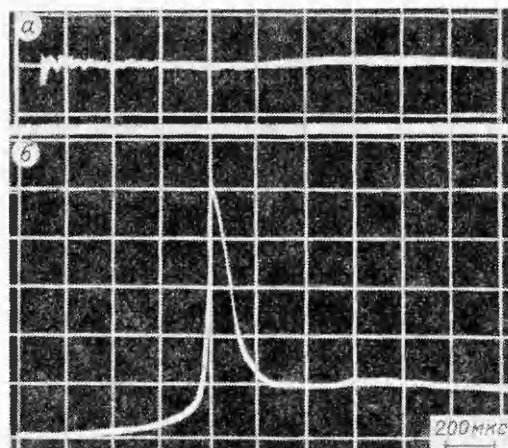
Для экспериментов были выбраны эластичный пенополиуретан марки ППУ-3М-1 и пенопласт марки ПХВ-1; плотности этих материалов относительно близки (33 и 50 кг/м³ соответственно), а жесткость пенопласта существенно больше. Величина разрушающего напряжения для пенопласта выбранной марки составляет $(4-7) \cdot 10^5$ Н/м² [5].

Отметим, что давление нормального отражения ударной волны от жесткой стенки в наших экспериментах варьировалось в диапазоне $(1-15) \cdot 10^5$ Па, что существенно превышает характерное значение напряжения сжатия пенополиуретана $\sim 10^4$ Н/м² при 40% деформации [5] и сравнимо с соответствующей величиной для пенопласта. Это позволяет выявить роль механизма акустической передачи давления через жесткую структуру покрытия. Коэффициенты пористости исследуемых материалов близки и составляют 0,95—0,98.

Схема эксперимента и диагностического обеспечения представлена на фиг. 1. Исследования проводились на однодиафрагменной ударной трубе с каналом квадратного сечения $0,1 \times 0,1$ м. Длина камеры низкого давления (КНД) и исследовательской секции (ИС) с оптическими окнами составляла 8 м, камеры высокого давления (КВД) — 1,5 м. На торцевую заглушку исследовательской секции с вмонтированным в нее пьезодатчиком давления помещали плоские слои *1* исследуемых материалов различной толщины, полностью перекрывая сечение канала ударной трубы. В опытах использовались измерительные пьезодатчики давления *2*, конструкция которых описана в [6]. Измерение скорости падающей ударной волны производилось с помощью пьезодатчиков давления, расположенных в боковых стенках канала, и специальных схем формирователей импульсов *3*, служащих для запуска цифрового частотомера ЧЗ-33 *4*, и измерительного осциллографа «Тектроникс» 453А *5*. Для согласования высокого



Фиг. 1



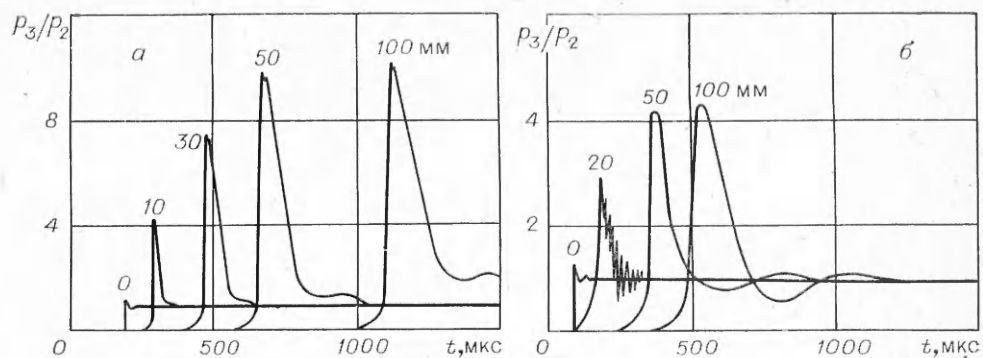
Фиг. 2

выходного сопротивления пьезодатчиков с волновым сопротивлением длинной линии применялись повторители напряжения θ на основе операционного усилителя и двухтактного транзисторного усилителя мощности. Визуализация процесса деформирования пористого материала осуществлялась с помощью импульсного источника света 7, теневого прибора ИАБ-451 и камеры ЖФР, работающей в режиме щелевой развертки. В качестве рабочего газа использовался воздух при давлениях 10^3 – 10^5 Па, толкающего — гелий и азот. Число Маха падающей ударной волны варьировалось в диапазоне 1,4–5.

На фиг. 2, *a*, *б* соответственно приведены осциллограммы давления, зарегистрированные торцевым пьезодатчиком при отсутствии покрытия и при наличии слоя пенополиуретана толщиной 65 мм. Начальное давление воздуха $p_0 = 10^3$ Па, число Маха падающей волны $M_0 \approx 4,5$. Анализ осциллограмм в этих опытах свидетельствует о существенной трансформации прошедшей через преграду волны давления. Видно, что при наличии слоя пористого материала вместо обычного ступенеобразного импульса давления возникает импульс сложной формы, максимальная амплитуда которого p_3 многократно превышает амплитуду сигнала датчика без покрытия p_2 .

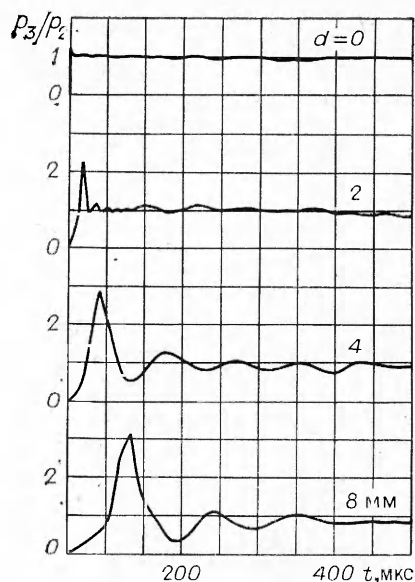
Фоторазвертки процесса сжатия свидетельствуют о совпадении момента времени, соответствующего максимальному сжатию слоя и времени достижения максимального давления p_3 . После фазы сжатия начинается фаза разгрузки, давление постепенно приближается к величине p_2 (если, конечно, пробка ударно-нагретого газа за фронтом падающей волны достаточно протяженная).

На фиг. 3, *a*, *б* приведены наложенные осциллограммы давления, полученные в опытах со слоями пенополиуретана различной толщины. В первой серии опытов (фиг. 3, *a*) число Маха падающей ударной волны $M = 5$



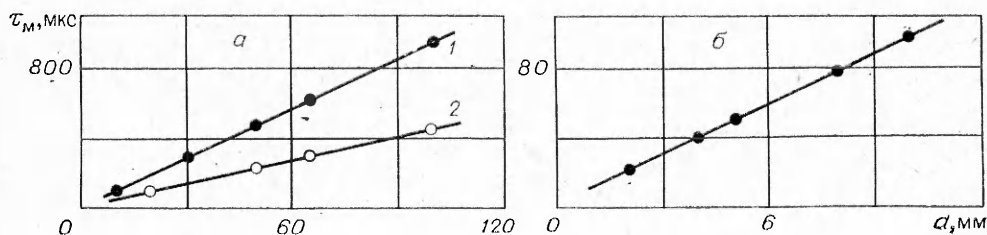
Фиг. 3

при начальном давлении воздуха $p_0 = 1,65 \cdot 10^3$ Па; во второй серии (фиг. 3, б) $M = 2$ при $p_0 = 10^5$ Па. В каждой серии опытов с ростом толщины слоя материала максимальная амплитуда импульса вначале растет, а при значениях толщины слоя $d \geq 80$ мм стабилизируется на примерно постоянном уровне, зависящем от типа материала и начальных условий эксперимента. С ростом d несколько увеличивается длительность фронта импульса давления, причем можно условно разделить фронт на две области: в первой из них наблюдается медленное повышение давления; во второй имеет место относительно резкий рост давления, близкий к линейному. Момент появления сигнала датчика, покрытого слоем пенополиуретана, заметно запаздывает по сравнению с сигналом открытого датчика, причем задержка примерно пропорциональна толщине покрытия.

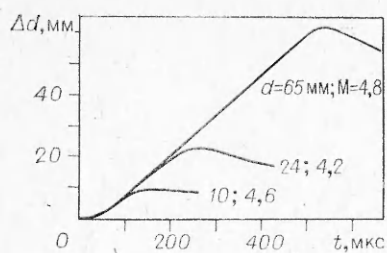


Ф и г. 4

Максимальное значение коэффициента увеличения давления $R = p_3/p_2$, измеренное в наших опытах, составило ~ 10 и было получено при $p_0 = 1,3 \cdot 10^3$ Па, $M \approx 5$. При уменьшении p_0 до значений, меньших $(1-3) \cdot 10^2$ Па при том же числе Маха, коэффициент R снижается до 2—3. Варьирование давления в широких пределах при числе Маха порядка пяти было невозможно ввиду конструктивных особенностей ударной трубы. На фиг. 4 представлены наложенные осциллограммы сигналов давления пьезодатчиков, покрытых слоями пенопласта различной толщины в виде дисков диаметром 30 мм, при $p_0 = 1,65 \cdot 10^3$ Па, $M = 5$. В данном случае для всех значений толщины слоя d задержка отклика практически не наблюдается, что говорит о сравнительно высокой скорости звука в материале (≥ 1 км/с). Амплитуда давления на стенке под слоем пенопласта меньше, чем в случае пенополиуретана (для сходных начальных условий эксперимента), но все же заметно превосходит амплитуду сигнала датчика без покрытия. Характерным для данной серии экспериментов является колебательный характер сигналов давления, причем период осцилляций прямо пропорционален толщине покрытия. На фиг. 5 приведены измеренные интервалы времени τ_m от момента прихода волны на свободную поверхность материала до момента достижения максимального давления на стенке в зависимости от толщины слоя материала d . Момент прихода ударной волны на свободную поверхность материала определялся исходя из координаты свободной поверхности слоя относительно запускающего пьезодатчика и измеренной скорости ударной волны вблизи свободной поверхности. На фиг. 5, а даны зависимости τ_m от d для пенополиуретана при $p_0 = 1,65 \cdot 10^3$ Па, $M = 5$ (распределение 1) и $p_0 = 10^5$ Па, $M = 2$ (распределение 2); результаты измерений интервалов времени τ_m в случае



Ф и г. 5



Фиг. 6

слоев пенопласта при $p_0 = 1,65 \cdot 10^3$ Па, $M = 5$ представлены на фиг. 5, 6. Видно, что распределения экспериментальных точек приближенно описываются прямыми линиями (ошибка измерений скорости составляла 5%), что говорит о постоянстве скорости распространения сильных возмущений в исследуемых материалах при толщине образцов до 100—150 мм. Измеренные по задержкам пика давления скорости распространения волн сжатия в пенополиуретане при $p_0 = 1,65 \cdot 10^3$ Па ($M = 5$) и $p_0 = 10^5$ Па ($M = 2$) составляют соответственно 110 и 215 м/с, а в пенопласте 90 м/с. Заметим, однако, что скорость волны сжатия в пенополиуретане, вычисленная по задержке отклика давления, существенно (в 1,2—1,5 раза) выше приведенных значений ввиду наличия протяженного «пьедестала» импульса давления. Вышеуказанное утверждение о постоянстве скорости распространения волн сжатия в исследуемых материалах, вообще говоря, справедливо для достаточно интенсивных ударных волн, поскольку при снижении интенсивности падающей волны ($M \approx 1,4—1,6$ при $p_0 = 10^5$ Па) наблюдалось заметное снижение скорости распространения пика давления в пенополиуретане до значений 100—120 м/с, сопровождающееся значительным увеличением длительности фронта ($\tau_f \sim 300—400$ мкс) и уменьшением коэффициента R до 2,5—3.

На фиг. 6 приведены результаты измерений смещения свободной поверхности слоев пенополиуретана в зависимости от времени, полученные с помощью щелевой фоторазвертки ($p_0 = 1,65 \cdot 10^3$ Па). Как и в предыдущей серии опытов, время отсчитывается от момента падения ударной волны на материал. Измерения свидетельствуют о постоянстве скорости смещения свободной поверхности материала во времени (за исключением небольшого начального участка), которая в случае пенополиуретана равна ~ 95 м/с, а в случае пенопласта ~ 75 м/с. Слой пенополиуретана исходной толщины 65 мм сжимается до 3—5 мм, после чего начинается фаза разгрузки. Остаточных деформаций в образцах пенополиуретана, подвергшихся воздействию ударных волн, не наблюдается, однако структура материала становится более рыхлой, а при низких начальных давлениях свободная поверхность образца заметно темнеет и частично обугливается. Анализ результатов подтверждает предположение, высказанное в [1], о том, что механизм, ответственный за аномально высокое давление на стенке под слоем пористого сжимаемого материала, заключается в вовлечении твердой фазы материала в движение за фронтом проникающей волны. Непосредственное вычисление механического импульса, переданного стенке через покрытия различной толщины, свидетельствует об отсутствии потерь импульса. Механический импульс воздушной ударной волны, первоначально распределенный в массе газа за фронтом, частично локализуется в относительно компактной, но достаточно плотной массе сжатого пористого материала, взаимодействие которого со стенкой приводит к возникновению пика давления. Можно предположить, что в пенополиуретане, отличающемся высокой эластичностью структуры, волна сжатия является ударной волной, в то время как в пенопласте имеет место суперпозиция ударной и акустической волн (последняя распространяется по скелету пористого материала). Упомянутое выше условное разбиение фронта импульса давления на две области можно качественно обосновать следующим образом. Проницаемая структура материала приводит к фильтрации газа перед фронтом ударной волны и, как следствие, к медленному росту давления. Далее следует относительно резкий скачок давления, соответствующий собственно фронту сформировавшейся в пористой среде ударной волны, толщина которого должна по порядку величины равняться нескольким диаметрам пор материала.

При малых начальных перепадах давлений на фронте сформировавшейся в пенополиуретане ударной волны (что соответствует случаю малой интенсивности воздушной ударной волны) невелико и относительное уплотнение среды в скачке, а следовательно, эффект фильтрации газа из пробки в невозмущенную область через скачок становится весьма существенным. Поскольку скорость ударной волны D в среде зависит от перепада давлений на фронте, фильтрация газа способствует прогрессирующему уменьшению величины D и увеличению длительности фронта, что и отмечалось в экспериментах. Давление за фронтом ударной волны в материале не измерялось, однако в силу равенства давлений по обе стороны от контактной поверхности волны, которой в данном случае является свободная поверхность материала, давление в волне должно равняться давлению нормального отражения p_{21} воздушной ударной волны от свободной поверхности. Измерение значений p_{21} в широком диапазоне начальных параметров показало, что в большинстве случаев отличие p_{21} от p_2 невелико ($p_{21}p_2^{-1} = 0,6 - 0,9$). Это объясняется относительно невысокой скоростью движения свободной поверхности материала (ввиду его значительной начальной плотности) по сравнению со скоростью отраженной воздушной ударной волны.

Снижение коэффициента R при уменьшении начального давления p_0 до $(1-3) \cdot 10^2$ Па можно интерпретировать как следствие уменьшения p_{21} до значений, близких к величине сил упругости скелета пористого материала и усиления эффекта фильтрации газа при низких начальных давлениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гельфанд Б. Е., Губин С. А. и др. Исследование особенностей распространения и отражения волн давления в пористой среде. — ПМТФ, 1975, № 6.
2. Костюков Н. А. Критерий усиления косоугольной ударной волны с помощью слоя пористого вещества. — ФГВ, 1980, т. 16, № 5.
3. Гельфанд Б. Е., Губанов А. В., Тимофеев Е. И. Взаимодействие воздушных ударных волн с пористым экраном. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1983, № 4.
4. Рудингер Г. Влияние конечного объема, занимаемого частицами на динамику смеси газа и частиц. — Ракетн. тех. и космонавтика, 1965, т. 3, № 7.
5. Справочник по пластическим массам. Т. 2/Под ред. В. М. Катаева, В. А. Попова, Б. И. Сажина. М.: Химия, 1975.
6. Гвоздева Л. Г., Жилин Ю. В. Пьезоэлектрический датчик давления. — ПТЭ, 1978, № 5.

Поступила 9/IV 1984 г.

УДК 624.131+532.215+534.22

ОБНАРУЖЕНИЕ УЕДИНЕННЫХ ВОЛН НОВОГО ТИПА В ОДНОМЕРНОЙ ЗЕРНИСТОЙ СРЕДЕ

А. Н. Лазариди, В. Ф. Нестеренко

(Новосибирск)

В [1] с помощью численных расчетов цепочки частиц, взаимодействующих по закону Герца, найдены уединенные волны нового типа. Проведенный анализ дифференциального уравнения, являющегося длинноволновым приближением для этой системы, также показал, что при определенных условиях существуют стационарные уединенные волны, согласующиеся с численными расчетами дискретной цепочки. Полученное в [1] нелинейное уравнение является более общим, чем уравнение Кортевега-де Вриза (КдВ), учитывающее в первом приближении эффекты нелинейности и дисперсии для широкого класса физических систем [2].

Особенностью исследуемой системы частиц является то, что закон взаимодействия между ними не содержит линейной составляющей даже в нулевом приближении. Данному взаимодействию для одномерной цепочки