

УДК 534.2+539.2

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛН ДЕФОРМАЦИИ В МАТЕРИАЛАХ С МИКРОСТРУКТУРОЙ

© 2001 г. А. И. Потапов, В. М. Родюшкин

Нижегородский филиал института машиноведения им. А.А. Благонравова РАН

602024 Нижний Новгород, ул. Белинского 85

E-mail: apotapov@sandy.ru

Поступила в редакцию 08.06.99 г.

Экспериментально наблюдалась передача движения импульса в материале с микроструктурой со скоростью, отличной от скорости продольных волн. Показано, что наличие внутренней структуры вносит в волновые свойства таких сред особенности, не описываемые в рамках классической теории упругости.

Изучение динамического поведения материалов с микронеоднородностями не может быть в полной мере проведено в рамках классических моделей сплошной среды, игнорирующих структуру материала. К таким сложным средам относятся многие реальные материалы, свойства которых определяются надмолекулярной структурой: дислокациями, зернами, остаточными внутренними напряжениями, микротрещинами [1–4], а также гранулированные и армированные материалы [5]. Несмотря на различное молекулярное строение, внутреннее пространство практически всех оптически непрозрачных конструкционных материалов доступно для волн механической природы. Поэтому для исследования внутренней структуры и физико-механических свойств реальных сред нередко используют методики акустического зондирования, отличающиеся типом воздействия на материал: (импульсное или непрерывное, монохроматическое, полихроматическое или случайное) [6–11].

Результаты акустического зондирования материала используются, как правило, для решения двух задач. Первая – это оценка области применимости нетрадиционных, вновь выдвигаемых моделей поведения среды. В этом случае считается известным математическая модель динамики материала, а следовательно, закон преобразования воздействия ξ в отклик $\eta = \Psi \times \xi$, где Ψ – функция преобразования. Эксперимент подтверждает или опровергает факт существования в рамках предложенной модели искомого физического явления, например, нового типа волн либо иного отличительного признака [11–13].

Вторая задача – построение теоретической модели среды по результатам экспериментальных наблюдений. В этом случае сталкиваются с решением обратной задачи – определением функции преобразования Ψ по акустическому от-

клику η при заданном внешнем воздействии ξ . Решение этой задачи без априорной информации о функции Ψ , весьма затруднено. Поэтому при экспериментальном исследовании волн деформации в материале с микроструктурой используются искусственные среды. Такой подход был применен в работах [8, 9, 13, 14], в которых для проверки микрополярированной теории упругости специально изготавливали искусственную композитную среду.

В данной работе для экспериментального исследования волн деформаций в материалах с микроструктурой использовалось импульсное воздействие ξ на материал и наблюдение за откликом η этого материала на воздействие. Динамические испытания проводились по методике Кольского с использованием разрезного стержня Гопкинсона (рис. 1). Исследуемая среда в виде цилиндрического образца диаметром 20 мм устанавливалась между двумя стальными цилиндрами. С помощью газовой пушки ударник, стальной цилиндр длиной от 50 до 150 мм, разгонялся до скоростей 10–20 м/с и ударял в торец стального стержня, возбуждая в нем одномерную волну деформации. Пара тензодатчиков, расположенных на стержнях в точках x_1 и x_2 симметрично от образца, регистрировали падающую на образец, прошедшую и отраженную от образца волны. Сигналы с датчиков регистрировались цифровым осциллографом. Время дискретизации равнялась 500 нс, а полная длительность динамического процесса, который мог быть зарегистрирован, составляла 500 мкс или 1024 точки. Полученные данные подвергались необходимой математической обработке на компьютере. Методика эксперимента подробно изложена в [15] и здесь не описывается.

При моделировании динамического процесса волна, распространяющаяся в образце и мерных цилиндрах, считалась одномерной, а свойства образца и цилиндров принимались линейными.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

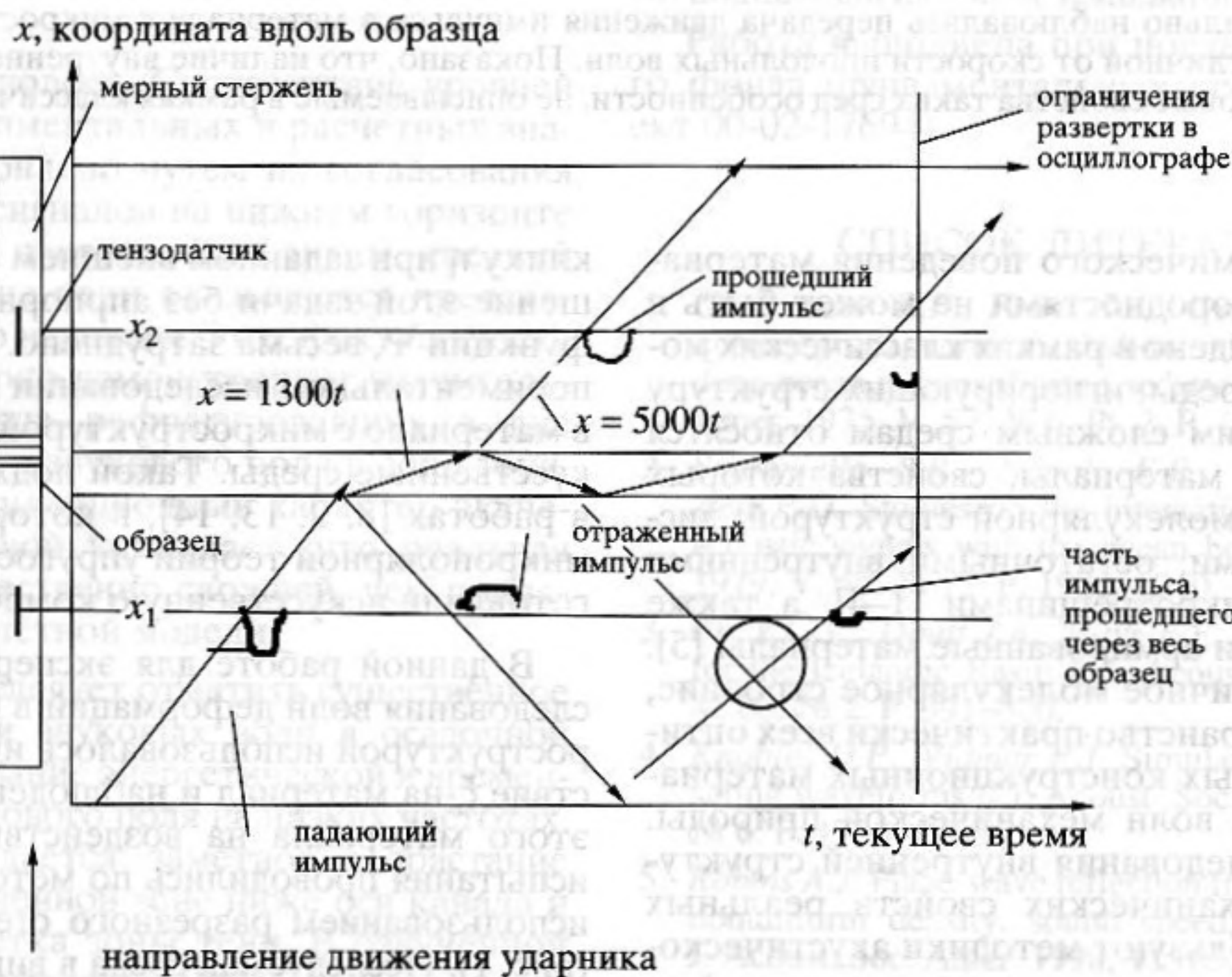


Рис. 2. Схема пространственно-временного поведения сигнала в образце и мерных стержнях.

Прогноз динамики основывается на пространственно-временной теории распространения волн [16, 17]. Если изобразить процесс распространения импульса в координатах x, t с учетом размеров стержней и скорости распространения волн в материале (рис. 2), то становится наглядной процедура образования волновой картины в образце и цилиндрах, а следовательно, становится понятно, как из полученных осциллограмм получить информацию о скорости движения волн в образце при воздействии на него импульса $\xi(x_0, t)$. Часть падающего импульса $\xi(x_0, t)$ отражается от переднего торца образца из-за разности волновых импедансов материалов мерного стержня $Z_r = \rho_r c_r$ и образца $Z_{sp} = \rho_{sp} c_{sp}$, которые в нашем случае соответственно равны $Z_r = 46 \times 10^6 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$ и $Z_{sp} = 3.9 \times 10^6 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{ с})$. Коэффициенты однократ-

ного отражения R и прохождения T сигнала через границу контакта вычисляются по формулам [16].

$$R = (Z_2 - Z_1)/(Z_2 + Z_1), \quad T = 1 - R.$$

Здесь Z_2 — импеданс среды, в которую волна входит, а Z_1 — импеданс среды, из которой волна выходит. Импульс, прошедший в образец доходит до заднего торца и также делится на отраженную и прошедшую части, соответственно равные $R(1 - R)$ и $(1 - R)^2$. Отметим важное обстоятельство, которое необходимо учитывать при интерпретации экспериментальных осциллограмм. Импульс сжатия (или растяжения) меняет свою полярность, в зависимости от того, из какой среды в какую он падает. Так как импеданс образца всегда меньше импеданса стальных стержней ($Z_{sp} \leq Z_r$), то коэффициент отражения R от переднего торца образца (т.е. от мягкой границы) — отрицательный и отраженный

импульс меняет полярность. При отражении от заднего торца коэффициент $R > 1$ и полярность отраженного импульса не меняется. Очевидно, что кривая отклика тензодатчика, установленного в точке x_1 , состоит из суммы осциллограмм падающего сигнала $\xi_1(x_1, t)$, сигнала, отраженного от переднего торца образца $\xi_2(x_1, t)$, сигнала, отраженного от заднего торца и прошедшего через передний торец в мерный стержень $\xi_3(x_1, t)$, и так далее, пока идет процесс переотражений (рис. 2). При малой длине образца задержка $\tau_0 = l_{sp}/C_{sp}$ времени прихода сигнала $\xi_3(x_1, t)$ по сравнению со временем прихода сигнала $\xi_2(x_1, t)$ меньше длительности импульса τ и суммируемые части $\xi_n(x_1, t)$ накладываются друг на друга. Сложная структура отклика вызывает проблемы в интерпретации получаемых осциллограмм и приводит к необходимости моделирования формы отклика путем расчета нескольких первых составляющих. Например, в работе [13] это сделано для семи переотражений сигнала. Тем самым допускается некорректность в интерпретации наблюдаемых волновых явлений и появление ошибок при расчете скоростей волн в исследуемом материале. Скорость импульса в стальном стержне C_r определяется экспериментально по истекшему времени между максимумами сигнала, прошедшего калиброванное расстояние. При малой длине образца прямое экспериментальное определение скорости C_{sp} указанным способом невозможно. В такой ситуации обычно C_{sp} оценивают косвенно – по известным или измеренным параметрам материала E и ρ . Для прямого экспериментального определения скорости C_{sp} следует использовать образец, где время задержки больше длительности импульса ($\tau_0 > \tau$). Такое условие противоречит требованию метода Кольского [15]. Классический вариант метода Кольского предполагает использование коротких образцов (длиной меньше диаметра), в которых реализуется однородное напряженно-деформированное состояние. В наших экспериментах использовались как короткие, так и длинные образцы, в которых напряженно-деформированное состояние не является однородным, а представляет собой наложение бегущих волн деформации. Такое отступление от методики Кольского допустимо, так как цель нашего исследования – измерение кинематических и динамических характеристик волнового процесса в образце, а не выявление квазистатической зависимости между напряжением и деформацией в материале. В связи с этим требования к равенству напряжений и деформаций на торцах образца отпадают. Величины амплитуд деформации в отраженном и прошедшем импульсах вычисляются через коэффициенты отражения и прохождения по формулам

$$R = (1 - Y)/(1 + Y), \quad T = (1 - R), \quad (n = 1),$$

$$R_n = [4Y/(1 + Y)^2][(Y - 1)/(Y + 1)]^{2n-1},$$

$$T_n = [4Y/(1 + Y)^2][(Y - 1)/(Y + 1)]^{2n-1}; \quad (n > 1).$$

Здесь $Y = Z_r/Z_{sp}$ – отношение импедансов стального стержня и образца, n – номер прохождения (отражения) импульса через границу.

Испытуемыми материалами служили алюминиевый сплав типа АМЦ, служащий в качестве эталона среды без гранулированной микроструктуры и вольфрамово-эпоксидный композит, изготовленный из эпоксидной смолы и гранул вольфрама круглой формы диаметром от 0.02 мм до 0.2 мм. Плотность композита составила около 2000 кг/м³. Проведены акустические измерения скорости продольных волн с погрешностью 50 м/с по импульсной методике [8, 9], заключающейся в измерении времени пробега импульса ультразвуковой волны заранее известного расстояния. Для этой цели использован прибор USN-52 фирмы "Krautkramer". Значение скорости в композите на частотах 1–5 МГц составило $c_l \approx 1950$ м/с. Затухание на этих частотах составило 4.5–5 дБ/см. Динамический модуль упругости, измеренный на образце толщиной 10 мм при деформациях до 0.02 по методике [15] составил 4502 МПа. Результаты независимых испытаний образца из одного и того же материала были хорошо воспроизводимы. Типичные осциллограммы отклика образца на динамическое воздействие показаны на рис. 3–5. Эксперименты проведены для двух образцов из вольфрамово-эпоксидного композита: первый – длиной 10 мм и второй – 75 мм, изготовленных с таким расчетом, чтобы выполнялись условия в первом случае $\tau_0 < \tau$, во втором случае $\tau_0 > \tau$. Для сравнения результатов использовался эталонный образец из алюминиевого сплава. На рисунках верхняя осциллограмма соответствует сигналу с тензорезистора, установленного в точке x_2 , нижняя – с тензорезистора, установленного в точке x_1 , шкала ординат дана в произвольных единицах, пропорциональных деформации образца, абсцисса – шкала времени в мкс. Измеренная задержка во времени между максимумами падающего и отраженного импульсов на дистанции 1000 мм дала скорость в стержне, равную $C_r = l_r/T = 5000$ м/с, которая хорошо согласуется с расчетной $C_r = (E/\rho)^{1/2}$ для материала стержня. На измеренном сигнале наблюдаются помехи, обусловленные взаимодействием поверхностей стержня и образца (несоосность, шероховатость, неплоскостность и т.д.). Из представленных иллюстраций видно, что динамический отклик образцов из испытуемых материалов (алюминиевый сплав, эпоксидный компаунд) хорошо предсказывается (рис. 3). Небольшие отличия обусловлены ослаблением сигнала из-за наличия диссипации в среде. Более существенные отличия между предсказанной формой отклика и

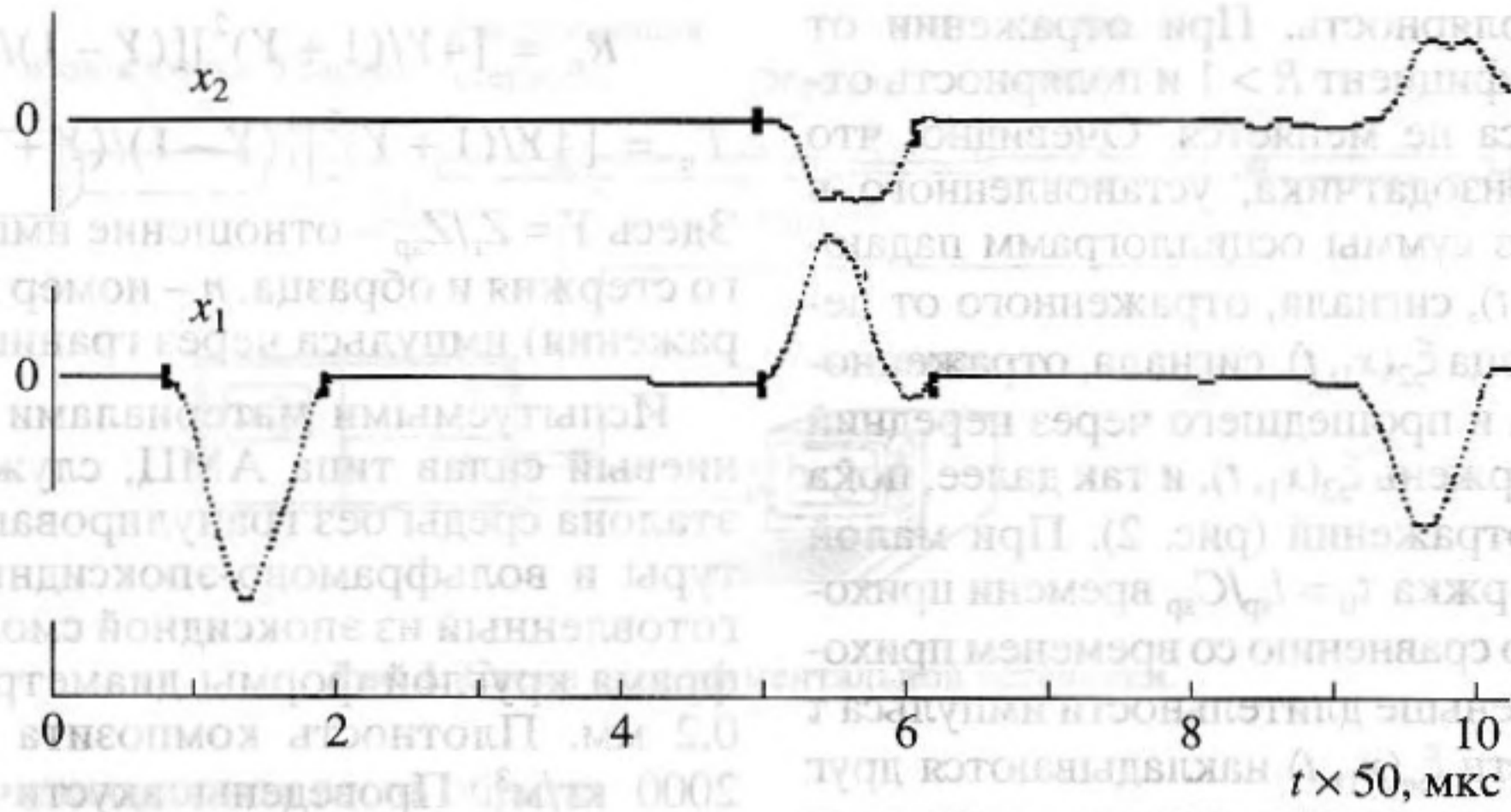


Рис. 3. Отклик эталонного образца из алюминиевого сплава.

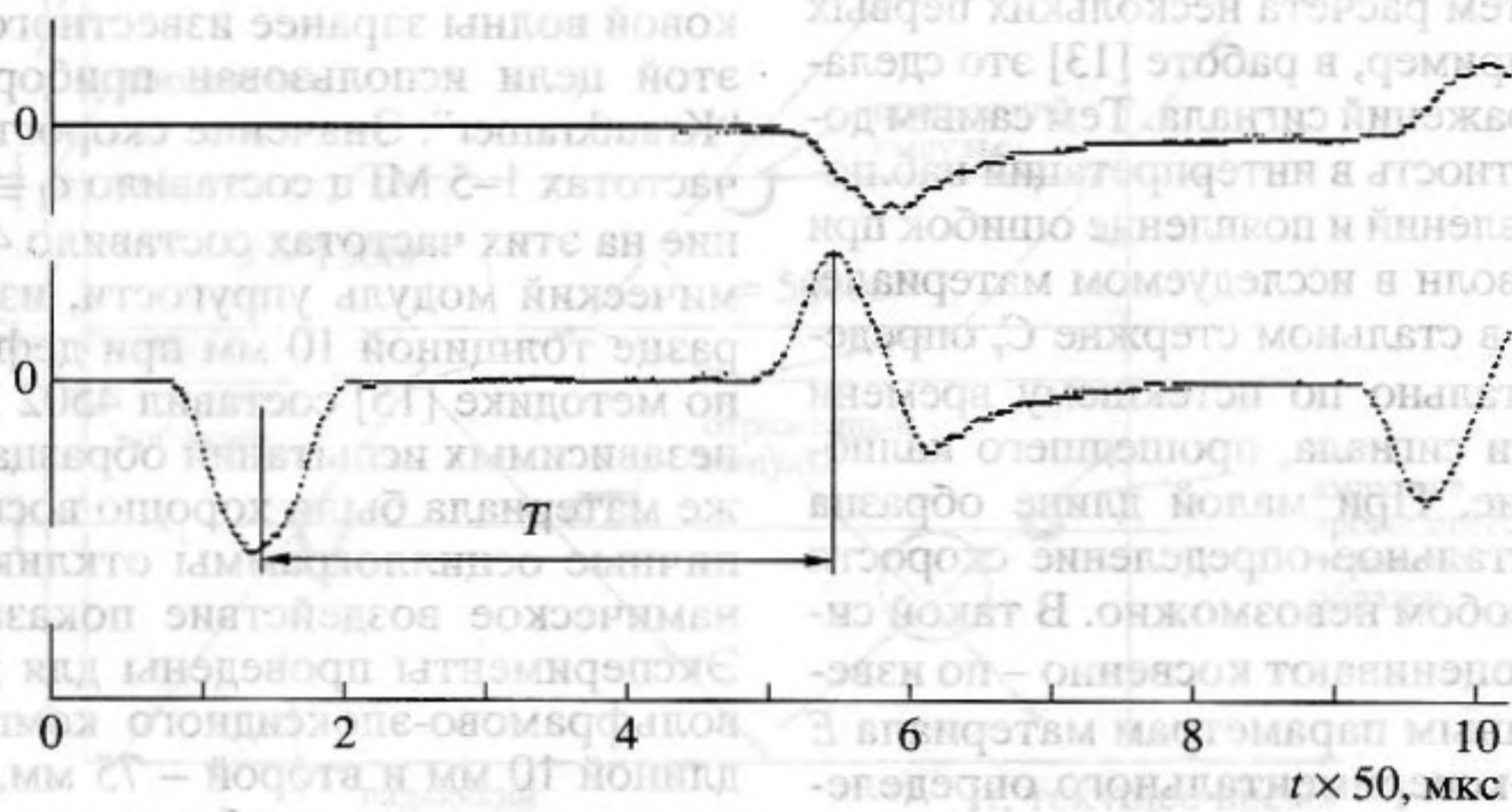


Рис. 4. Отклик образца из материала с микроструктурой длиной 10 мм.

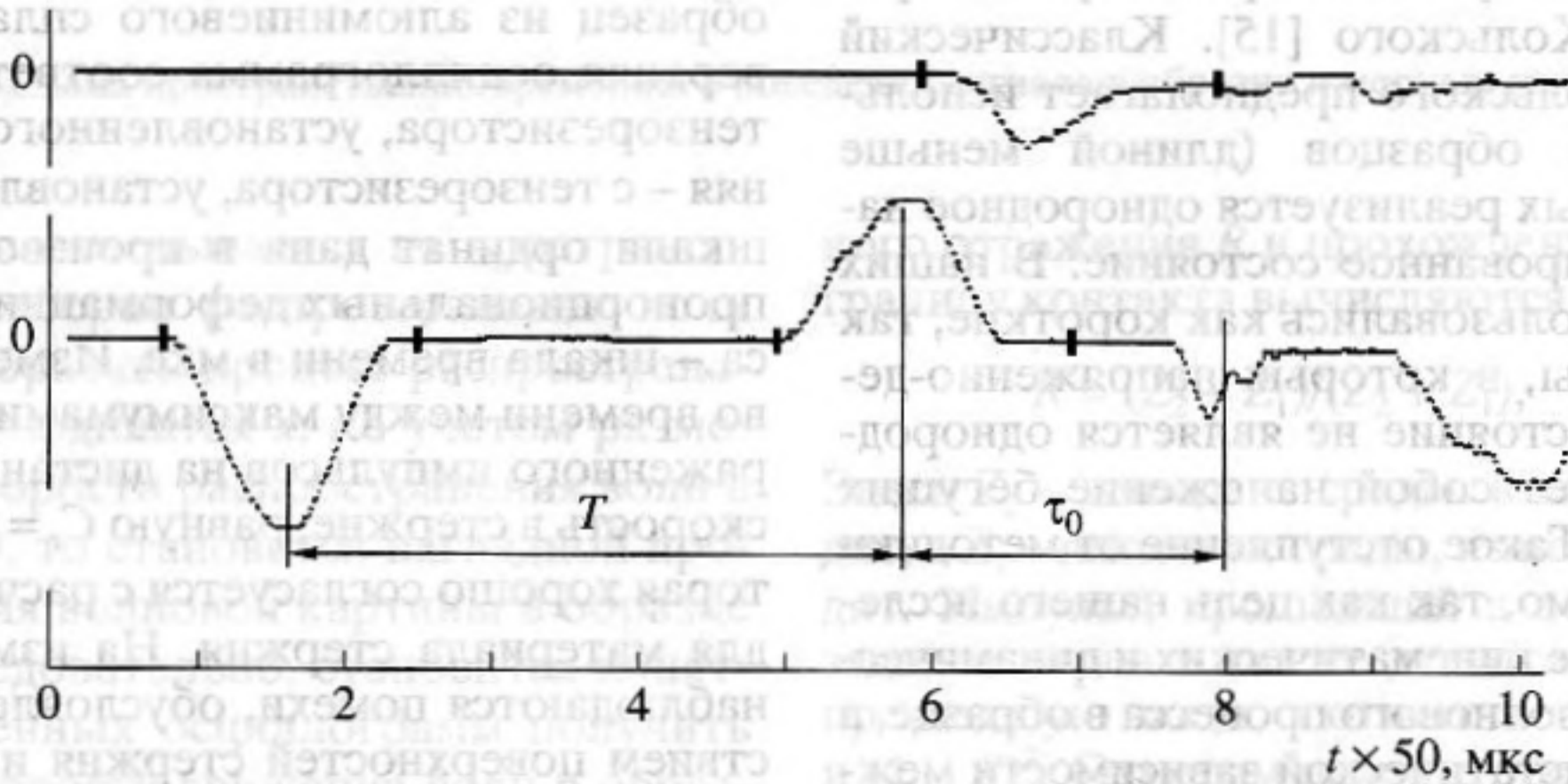


Рис. 5. Отклик образца из материала с микроструктурой длиной 75 мм.

экспериментом появляются для образцов из вольфрамово-эпоксидного композита. Они состоят не только в ослаблении сигнала, но и в появлении временных несоответствий (рис. 4, 5). Подобные

эффекты наблюдались только в образцах из фольфрамово-эпоксидного композита и не появлялись в образце из алюминиевого сплава. Объяснить это можно, исходя из модели микрополя-



Рис. 6. Отклик образца из материала с микроструктурой.

Сигнал получен с тензорезистора, установленного непосредственно на образце в продольном направлении.

ной среды, где могут существовать волны микро-вращений. Уравнения для продольной волны u и волн микровращения ϕ в центросимметричной микрополярированной среде в случае распространения волн вдоль оси x имеют вид [6]:

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - (\lambda + 2\mu) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{\partial}{\partial x} (d_1 u_x^2 + d_2 \phi_1^2 + d_3 u_x \phi_2),$$

$$J \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial t^2} - (\beta + 2\gamma) \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x^2} + 4\alpha \phi_1 = \frac{\partial}{\partial x} (-2d_2 \phi_1 u_x), \quad (1)$$

$$J \frac{\partial^2 \phi_2}{\partial t^2} - (\gamma + \varepsilon) \frac{\partial^2 \phi_2}{\partial x^2} + 4\alpha \phi_2 = d_4 u_x \phi_2 - d_5 \phi_1 u_x \phi_2.$$

Здесь u – продольное смещение частиц среды, ϕ_1, ϕ_2 – проекции вектора поворота частиц на оси координат x и y соответственно, а J – момент инерции частицы относительно оси, проходящей через ее центр тяжести, λ и μ – константы упругости Ламе, $\alpha, \beta, \gamma, \varepsilon$ – линейные константы микроупругости, а d_k – коэффициенты нелинейности. Из (1) следует, что величина скорости распространения волн микровращений (спиновых волн) зависит от направления микроповоротов частиц и отличается от скорости распространения продольной волны. Теоретический анализ различных случаев распространения упругих волн в среде с микроструктурой можно найти, например в [7].

В связи с тем, что конструктивно образцы были идентичны, как и условия динамического нагружения, естественно предположить, что наблюдаемые в откликах различия обусловлены особенностями внутреннего строения испытываемого материала. Различия в откликах состоят не только в поглощении сигнала, связанного с различной диссипацией энергии колебаний в материале, но и в появлении на осциллограмме новых дополни-

тельных колебаний, что согласуется с результатами экспериментов в [13, 14]. Этот эффект обусловлен существованием в среде с внутренней структурой новых типов колебаний, предсказываемых теорией. Эти колебания в результате динамического воздействия возбуждаются в образце и распространяются в нем, перенося энергию возбуждения, с иными скоростями, чем продольные волны. Интерпретация наблюдаемых искажений, приведенная в [13, 14], вызывает некоторые сомнения в ее корректности, так как она основана на использовании экспериментальных данных, полученных в течение половины периода предполагаемых в среде волн микровращений. С тем, чтобы однозначно показать наличие новых типов колебаний в среде с внутренней структурой, следует исследовать появляющиеся искажения импульса на образцах различной длины. Так как часть энергии возбуждения переносится по образцу с меньшей скоростью, чем основной импульс, то последний расплывется, как это заметно на рис. 4 (короткий образец). Пройдя достаточно большой путь в среде, часть импульса, обусловленного новым типом колебаний, должна отделиться от основного и существовать отдельно, при этом в основном импульсе должны исчезнуть искажения, наблюдаемые до этого. Результаты экспериментов, как это видно на рис. 5, подтверждают это предположение.

Используя описанный выше метод, была определена скорость движения импульса деформаций в материале с микроструктурой. Из рис. 5 следует, $C_{sp} = 2l_{sp}/\tau_0$ может иметь значение 1200–1300 м/с. Разброс обусловлен неоднозначностью определения точки отсчета при измерении времени распространения импульса и влиянием на результат задержки импульса в переходном слое образец-стержень. Анализ динамики движения импульса в образце позволяет уменьшить влияние вышепере-

численных причин на результат измерений. По осциллограммам сигналов с тензорезисторов, установленных на самом образце (рис. 6), скорость движения импульса вычислялась на базе $4l_{sp}$ (с учетом многократного отражения) с погрешностью 50 м/с. Зафиксированное значение скорости равняется 1300 м/с, что явно не соответствует скорости продольных волн в этом материале. При этом наблюдается четкое разделение импульса воздействия на две составляющие, что говорит о том, что импульс переносится двумя типами колебаний, отличающимися друг от друга скоростью. Разница в скоростях составила величину, сравнимую с погрешностью измерений. Природа этого эффекта и его детальная количественная оценка является предметом дальнейших экспериментальных исследований.

Таким образом, удалось экспериментально наблюдать распространение упругого импульса в материале с микроструктурой со скоростью, отличной от скорости продольной волны. Показано, что наличие внутренней структуры вносит в волновые свойства среды особенности, не описываемые в рамках классической теории упругости.

Работа проведена при частичной финансовой поддержке международной ассоциации INTAS (проект 9612370), РФФИ (проект 00-02-16582), а также программы по поддержке ведущих научных школ России (грант 00-15-96741) и ФЦП "Интеграция".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шермергор Т.Д. Теория упругости микронеоднородных сред. М.: Наука. 1977. 399 с.
2. Николаевский В.Н. Геомеханика и флюидодинамика. М.: Недра. 1996. 447 с.
3. Гук Л.Д., Аномальные эффекты распространения сейсмических волн в пористых и трещиноватых средах // Физическая мезомеханика, 1998. Т. 1. № 2. С. 101–106.
4. Крылов А.Л., Мазур Н.Г., Николаевский В.Н., Эль Г.А. Градиентно-согласованная нелинейная модель генерации ультразвука при распространении

сейсмических волн // ПИММ, 1993. Т. 57. № 6. С. 100–109.

5. Chang C.S., Gao J. Wave propagation in granular rod using high-gradient theory // J. of Engr. Mech.-ASCE. 1997. № 1. P. 52–59.
6. Potapov A.I., Pavlov I.S., Potapova S.A. Vibro-acoustic analysis of physical properties of nonlinear oriented media // New Advances in Modal Synthesis of Large Structures. / Ed. Jezequel L. Balkema. Rotterdam. 1997. P. 399–410.
7. Ерофеев В.И. Волновые процессы в твердых телах с микроструктурой. М.: Изд-во Московского ун-та, 1999.
8. Ерофеев В.И., Родюшкин В.М. Наблюдение дисперсии упругих волн в зернистом композите и математическая модель для ее описания // Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 6. С. 1116–1117.
9. Rodyushkin V.M. The experimental estimation of the microstructure of granular composite material. // Mecanique Industrielle et Materiaux. 1995. V. 48. № 5. P. 208–209.
10. Johnson P.A., McCall K.R. Observation and implications of nonlinear elastic wave response in rock // Geophys. Res. Lett. 1994. 21. P. 165–168.
11. Naugolnyr K.A., Egerev S.V., Esipov I.B., Matveev K.A. Nonlinear propagation of lasergenerated sound pulses in a water and granular medium // J. Acoust. Soc. Amer. 1999. V. 106. № 6. P. 3135–3141.
12. Драгунов Т.Н., Павлов И.С., Потопов А.И. Ангармонические взаимодействия упругих и ориентационных волн в одномерных кристаллах // Физика твердого тела. 1997. Т. 39. № 1. С. 137–144.
13. Gauthier R.D. Experimental investigations on micropolar media // Mechanics of Micropolar Media, World Scientific. Singapore, 1982. P. 395–463.
14. Gauthier R.D., Jashman W.E. A quest for micropolar elastic constants // Arch. Mechanics. 1981. V. 33. № 5. P. 717–737.
15. Брагов А.М., Ломунов А.К., Русин Е.Е. Методика исследования динамических свойств материалов с использованием составных стержней Гопкинсона // Прикл. проблемы прочн. и пластичности. 1980. Вып. 16. С. 138–144.
16. Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 496 с.
17. Энгельбрехт Ю.К., Нигул У.К. Нелинейные волны деформации. М.: Наука. 1981.

Experimental Study of Strain Waves in Materials with Microstructure

A. I. Potapov and V. M. Rodyushkin

Transmission of a pulse with the velocity different from the velocity of longitudinal waves is observed in a material with a microstructure. It is demonstrated that, in the presence of an internal structure, the wave properties of a medium acquire some particular features that cannot be described in terms of the classical theory of elasticity.