измерялись интенсивность акустической эмиссии, время ее появления и нагрузка на образец. При повторном нагружении акустическая эмиссия пропадала. Однако после достижения повторной нагрузкой максимального значения первого нагружения происходило скачкообразное восстановление интенсивности сигналов акустической эмиссии до уровня, соответствующего этой максимальной нагрузке. На фиг. 2 показано проявление этого эффекта для образца поликристаллического льда.

Таким образом, полученные данные позволяют утверждать о существовании у льда памяти предыстории нагружения, что выражается эффектом невоспроизводимости сигналов акустической эмиссии при повторном нагружении. Описанный эффект, по-видимому, может быть использован для прогноза подвижек ледников.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Богородский В. В., Гаврило В. П.* Физические методы исследования напряженного состояния ледяного покрова.– Тр. ААНИИ. Л.: Гидрометеоиздат, 1974, т. 316, с. 59–69.
2. *Богородский В. В., Гаврило В. П., Сухоруков К. К.* Акустические шумы разрушения льда при вскрытии рек.– Акуст. журн., 1977, т. 23, № 5, с. 812–815.
3. *Зарецкий Ю. К., Фиш А. М., Гаврило В. П., Гусев А. В.* Вопросы кратковременной ползучести льда и кинетика трещинообразования.– Тр. ААНИИ. Л.: Гидрометеоиздат, 1975, т. 326, с. 197–204.
4. *Грешников В. А., Дробот Ю. Б.* Акустическая эмиссия. М.: Изд-во стандартов, 1976, с. 254–269.
5. *Богородский В. В., Гаврило В. П.* Лед. Физические свойства. Современные методы гляциологии. Л.: Гидрометеоиздат, 1980, с. 352–375.

Институт географии
Академии наук КазССР

Поступило в редакцию
11.II.1985

УДК 534.26

УЧЕТ ВНУТРЕННИХ ПОТЕРЬ ПРИ РАССЕЯНИИ ВОЛНЫ НА СФЕРИЧЕСКОЙ И СФЕРОИДАЛЬНОЙ ОБОЛОЧКАХ

Пекер Ф. Н.

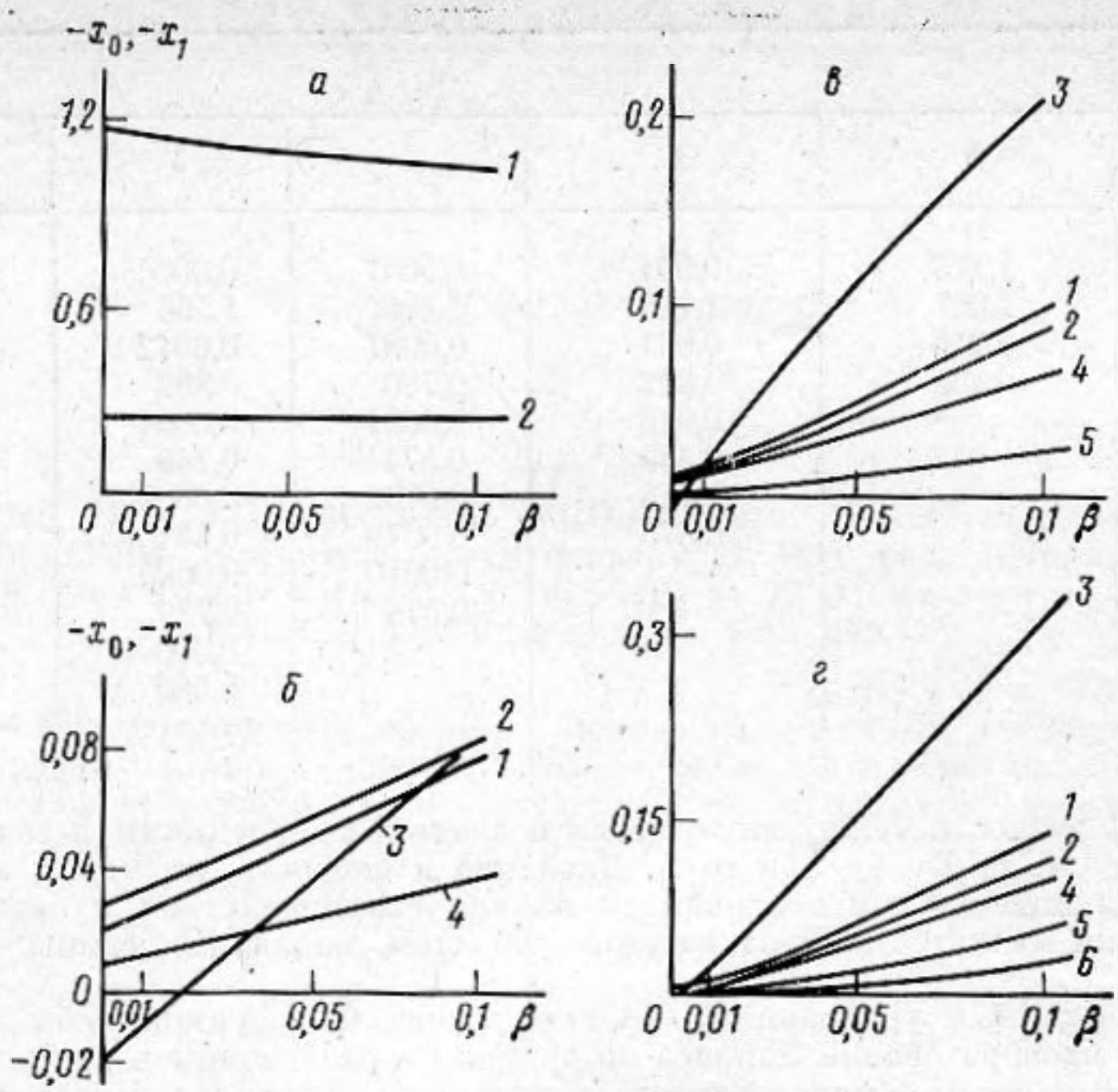
Тонкая сфероидальная оболочка, помещенная в идеальную сжимаемую безграничную жидкость, взаимодействует с плоской акустической волной. Оболочка мало отличается от описывающей ее сферической. Внутри оболочки вакуум. Требуется определить вклад упругости оболочки в переизлученное ею поле при условии, что в материал оболочки введено поглощение энергии. Задача рассеяния на сферической оболочке и оболочке, меридиан которой мало отличается от окружности, но без учета внутренних потерь, решалась в [1, 2].

В сферической системе координат r, θ, φ средняя поверхность оболочки описывается выражением $r_1=a[(1-\varepsilon)/(1-\varepsilon\cos^2\theta)]^{1/2}$ $(r_1\leqslant r<\infty,\ 0\leqslant\theta\leqslant\pi,\ 0\leqslant\varphi\leqslant 2\pi)$, где $\varepsilon=d^2/4a^2$, d – межфокусное расстояние, a – большая полуось. Так как форма оболочки близка к сферической, то $\varepsilon\ll 1$ и задача решалась методами теории возмущений [3]. Движение частиц жидкости потенциальное и подчиняется волновому уравнению. Движение средней поверхности оболочки описывается уравнениями, которые получены на основании моментной теории оболочек в работе [4].

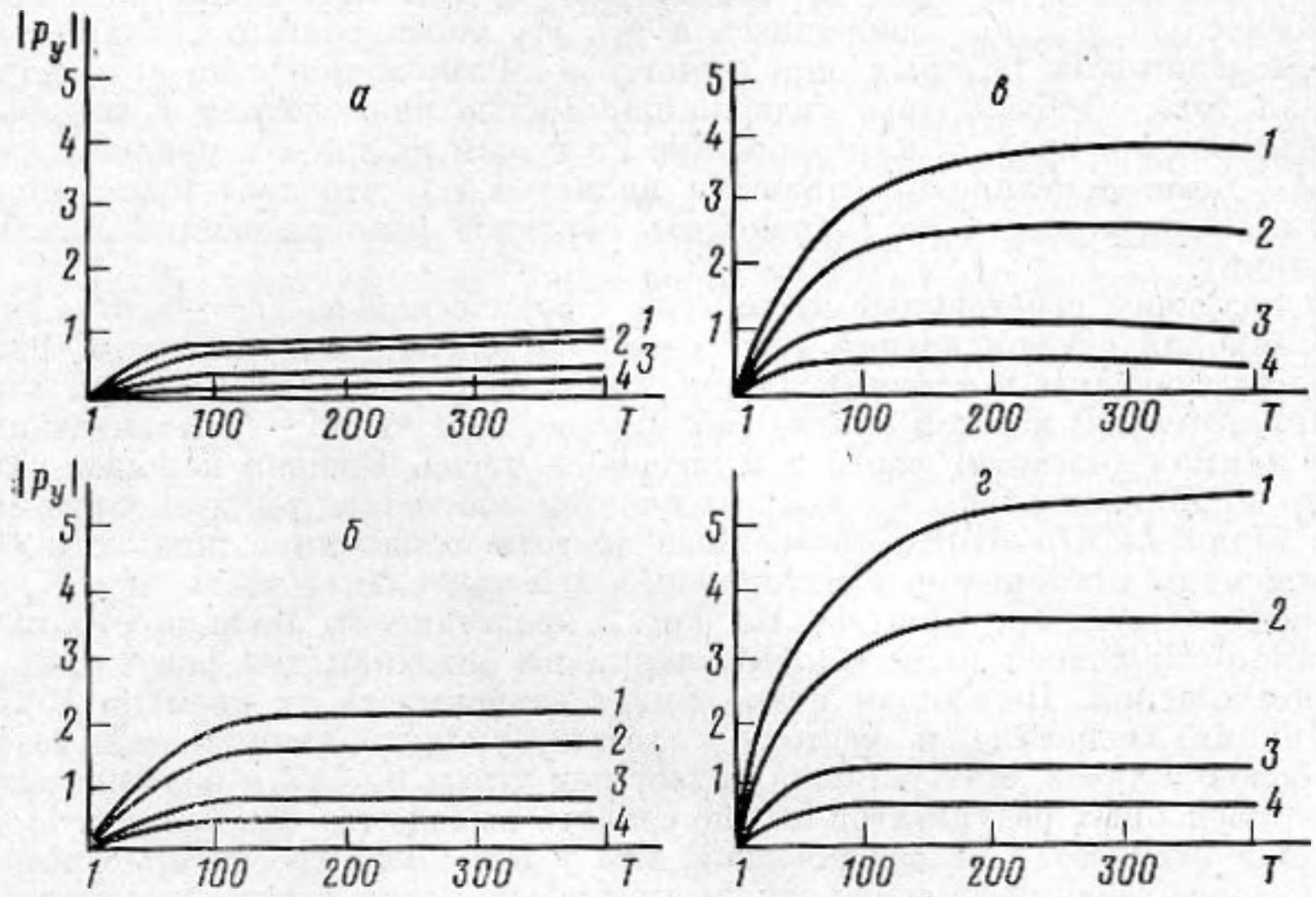
В материал оболочки введено поглощение энергии, следуя модели вязкоупругих сред Фогта [5]. В рамках этой модели упругие константы λ, μ (параметры Ламе) представляются как операторы первого порядка по времени в виде $\lambda_*+2\mu_*=(\lambda+2\mu)(1+\alpha_1\partial/\partial t)$, $\mu_*=\mu_1(1+\beta_1\partial/\partial t)$, где $\alpha_1=(\lambda_1+2\mu_1)/(\lambda+2\mu)$, $\beta_1=\mu_1/\mu$, λ_1, μ_1 – соответственно константы продольной и сдвиговой вязкости. Параметры Ламе в виде операторов по времени были поставлены в общие уравнения теории оболочек [4]. Все геометрические величины в этих уравнениях представлялись в виде степенных рядов по ε с удержанием нулевого и первого членов. По изложенному в [4] методу получено уравнение движения сфероидальной оболочки для нормального перемещения средней поверхности в первом приближении, которое необходимо для удовлетворения условиям контакта оболочки с невязкой жидкостью:

$$(\nabla^2+2)\left(\frac{h^2}{12a^2}(\nabla^2+1)^2+1-\nu^2\right)W+(\nabla^2+2)\left(\frac{h^2}{12a^2}\alpha_1(\nabla^2+1)^2+\beta_1(1-\nu^2)\right)\dot{W}+$$
$$+\frac{a^2}{c_l^2}(\nabla^2+1-\nu)\ddot{W}=\frac{a^2}{\rho_M c_l^2 h}(\nabla^2+1-\nu)Z+\varepsilon T(W_0). \qquad (1)$$

Здесь ∇^2 – оператор Лапласа в сферической системе координат, c_l – скорость продольных волн в материале оболочки, ρ_M – плотность материала оболочки, ν – коэффициент Пуассона, Z – нормальная составляющая внешней нагрузки, h – толщина оболочки, W – нормальное перемещение средней поверхности, $T(W_0)$ – функция,



Фиг. 1. Действительные части собственных чисел; x_0 — для сферической оболочки (*1*), εx_1 — соответствующая добавка для сфероидальной оболочки: *2* — $m=0$, *3* — $m=1$, *4* — $m=2$, *5* — $m=3$, *6* — $m=4$, $\beta=\beta_1 c/a$; *а* — $n=0$, *б* — $n=2$, *в* — $n=3$, *г* — $n=4$



Фиг. 2. Модуль давления в рассеянном сигнале в направлении на источник; $r/a=10$, $T=(tc-k)/a+(1-\varepsilon\sin^2\theta_1)^{1/2}$, $\beta=\beta_1 c/a$; *а* — $\varepsilon=0$, $\omega_{рез}=1{,}13$, *б* — $\varepsilon=0{,}1$, $\omega_{рез}=1{,}17$, *в* — $\varepsilon=0{,}2$, $\omega_{рез}=1{,}21$, *г* — $\varepsilon=0{,}3$, $\omega_{рез}=1{,}24$, *1* — $\beta=0$, *2* — $\beta=0{,}01$, *3* — $\beta=0{,}05$, *4* — $\beta=0{,}1$

определяемая нулевым приближением нормального прогиба W при разложении его в степенной ряд по ε. Вычисление этой функции принципиальной сложности не представляет.

Из анализа уравнения (1) видно, что способность оболочки колебаться на низких формах существенно зависит от сдвиговой вязкости (β_1). С ростом номера формы начинает сказываться небольшое влияние продольной вязкости, так как коэффициент α_1, характеризующий продольную вязкость, стоит при члене $h^2/12a^2(\nabla^2+1)$, который для низких форм значительно меньше единицы.

Звуковое давление вне оболочки представляется в виде суммы $p=p_п+p_т+p_y$, где $p_п$ — давление в падающей волне, $p_т$ — давление в волне, рассеянной абсолютно жесткой оболочкой, p_y — вклад в общее поле, обусловленный упругостью оболочки. Функции $p_т$ и p_y должны удовлетворять волновому уравнению вне оболочки, условиям излучения на бесконечности и безотрывного контакта внешней поверхности оболочки с жидкостью. Нормальная составляющая давления на среднюю поверхность

m	n				
	0	2	3	4	5
	1,173	0,021	0,0047	0,0006	0,00004
	1,087	1,128	1,406	1,596	1,742
0	0,246	0,031	0,0087	0,0012	0,00011
	0,483	0,622	0,780	0,892	0,976
1		0,019	−0,0021	0,0001	0,000006
		0,389	0,574	0,745	0,870
2		0,015	0,0052	0,0009	0,00009
		0,575	0,697	0,821	0,920
3			0,0010	0,0005	0,00006
			0,578	0,729	0,848
4				0,00009	0,00003
				0,589	0,742
5					−0,00002
					0,601

оболочки есть разность между внутренним и внешним давлениями, а так как внутри оболочки вакуум, то $Z=-p$ при $r=r_1$. Давление и скорость жидкости, а также скорость средней поверхности оболочки до начала взаимодействия нулевые. Началом взаимодействия является момент касания фронтом падающей волны поверхности оболочки.

Ко всем исходным уравнениям, краевым условиям и функциям было применено интегральное преобразование Лапласа по времени и разложение в ряд по $P_n^m(\cos\theta)\cdot\cos m\varphi$, где $P_n^m(\cos\theta)$ – присоединенные полиномы Лежандра. Краевое условие со средней поверхности сфероидальной оболочки было снесено на среднюю поверхность сферической оболочки радиуса a.

Давление в падающей волне, искомые давления и параметр преобразования Лапласа s были представлены в виде степенных рядов по ε с удержанием нулевого и первого членов: $p_т=p_{0т}+\varepsilon p_{1т}$, $p_y=p_{0y}+\varepsilon p_{1y}$, $s=s_0+\varepsilon s_1$. При таком подходе получаются относительно $p_{0т}$, p_{0y} однородные, а $p_{1т}$, p_{1y} неоднородные краевые задачи, из условия разрешимости которых определяется s_1. Разложение s по степеням ε необходимо для того, чтобы члены, содержащие малые знаменатели в квадрате в $p_{1т}$ и p_{1y}, обращались в нуль, т. е. разложение по ε $p_т$ и p_y для s в районе полюсов $p_{0т}$, $p_{1т}$, p_{0y}, p_{1y} было регулярным (полюсом является s_0), что дает право полученные разложения интегрировать по s (находить обратное преобразование Лапласа искомых функций).

Были получены собственные числа для сферической $s_0a/c=-x_0\pm i\omega_0$ и первые приближения для сфероидальной $s_1a/c=-x_1\pm i\omega_1$ оболочек в жидкости. Результаты расчетов представлены в таблице для нескольких форм колебаний при отсутствии внутренних потерь. В каждой клетке таблицы верхнее число – действительная часть, нижнее – мнимая (частота) часть комплексного числа. Каждая колонка начинается с нулевого приближения x_0, ω_0 и продолжается соответствующими числами x_1, ω_1. Оболочка стальная $h/a=0{,}01$. Собственные частоты оболочки в жидкости практически не зависят от поглощения в материале, а действительная часть $sa/c(x_0, x_1)$ зависит от внутренних потерь (фиг. 1). На фиг. 2 представлены зависимости модуля переизлученного оболочкой поля в направлении на источник для различных коэффициентов поглощения. Падающая волна имеет зависимость от времени $e^{i\omega t}H(t)$, где $H(t)$ – функция Хевисайда и частоту, соответствующую наименьшей резонансной частоте оболочки ($n=2$, $m=1$). Волна падает под углом $\theta_1=45°$ к большой оси. На основании приведенных результатов можно сделать вывод, что чем больше сфероидальная оболочка отличается от сферической, тем у нее выше собственная частота одинаковых форм колебаний, сильнее отклик при резонансном взаимодействии. С ростом номера n формы колебаний потери на излучение убывают, а влияние внутренних потерь на способность оболочки колебаться в жидкости возрастает. С ростом внутренних потерь амплитуда рассеянного сигнала на резонансной частоте и время переходного процесса уменьшаются тем быстрее, чем больше ε. Таким образом, чем больше ε, тем эффективнее внутренние потери понижают амплитуду переизлученного оболочкой поля при резонансном рассеянии.

Автор выражает благодарность С. А. Рыбаку за ценные замечания и постоянный интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Шендеров Е. Л.* Волновые задачи гидроакустики. Л.: Судостроение, 1972. 348 с.
2. *Метсавээр Я. А., Векслер Н. Д., Стулов А. С.* Дифракция акустических импульсов на упругих телах. М.: Наука, 1979. 239 с.
3. *Найфе А.* Введение в методы возмущений. М.: Мир, 1984. 536 с.
4. *Власов В. З.* Избранные труды. Т. 1. М.: Изд-во АН СССР, 1966.
5. *Кольский Г.* Волны напряжений в твердых телах. М.: Изд-во иностр. лит., 1955. 190 с.

Проектно-конструкторское
бюро электрогидравлики
Академии наук УССР

Поступило в редакцию
3.I.1985