

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН ДАВЛЕНИЯ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ, НАСЫЩЕННОЙ ЖИДКОСТЬЮ

В. Е. Донцов, В. В. Кузнецов, В. Е. Накоряков  
(Новосибирск)

Теоретический анализ распространения волн давления в пористых средах, насыщенных жидкостью [1—3], показал, что основным механизмом, определяющим эволюцию волн, является межфазное трение на границе жидкость — твердый скелет. В [4—7] получено, что в насыщенных пористых средах распространяется одна продольная волна, и в [6] приведены опытные данные по затуханию высокочастотных акустических волн, которые хорошо обобщаются расчетом по [1]. Для ультразвуковых волн в консолидированных пористых средах в [8, 9] впервые экспериментально обнаружено существование двух типов продольных волн — «быстрой» и «медленной». Цель настоящей работы — получение экспериментальных данных по динамике волн давления в пористых средах, насыщенных жидкостью, в широком диапазоне изменения параметров волн и среды и обобщение их на основе расчетов по известным моделям.

В одномерном случае в пренебрежении конвективными членами для жидкой и твердой фаз система уравнений для деформаций твердого скелета  $e_1$  и жидкости  $e_2$  в продольных волнах имеет вид [1, 10]

$$(1) \quad \frac{\partial^2 (\rho e_1 - \rho_2 \xi)}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 (H e_1 - C \xi)}{\partial x^2} = 0,$$

$$\frac{\partial^2 (\rho_2 e_1 - \alpha \rho_2 \xi / m)}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 (C e_1 - M \xi)}{\partial x^2} - \frac{\partial T_V}{\partial x} = 0.$$

Здесь  $T_V$  — сила межфазного трения в единице объема среды;  $\frac{\partial T_V}{\partial x} = \frac{\nu \rho_2}{k_0} \frac{\partial \xi}{\partial t}$ ;  $\xi = m(e_1 - e_2)$ ;  $\rho = \rho_1(i - m) + \rho_2 m$ ;  $\rho_1, \rho_2$  — плотность твердой и жидкой фаз;  $m$  — пористость;  $k_0$  — проницаемость;  $\nu$  — кинематическая вязкость жидкости;  $\alpha$  — коэффициент присоединенной массы жидкости. Коэффициенты  $H, M, C$  являются функциями модулей объемной упругости  $K_B$  и сдвига  $\mu$  пористого скелета, модулей объемной упругости жидкости  $K_2$  и материала твердого скелета  $K_1$ , пористости:  $H = K_B + 4\mu/3 + (K_1 - K_B)^2/(D - K_B)$ ,  $C = K_1(K_1 - K_B)/(D - K_B)$ ,  $M = K_1^2/(D - K_B)$ ,  $D = K_1(1 + m(K_1/K_2 - 1))$ .

Система (1) получена для низкочастотных волн в предположении квазистационарности процесса, т. е. справедливости закона Дарси при течении жидкости в пористой среде за волной. Для высокочастотных волн давления необходимо учитывать процесс установления профиля скорости жидкости в пористой среде, что приводит к зависимости силы межфазного взаимодействия от частоты процесса  $\omega$ . И в этом случае для гармонических волн диссипативный член в (1) [1, 6, 10]

$$(2) \quad \frac{\partial T_V}{\partial x} = F(\omega) (\nu \rho_2 / k_0) \partial \xi / \partial t,$$

$$F(\omega) = \frac{1}{4} \frac{sT(s)}{1 - 2T(s)/is}; \quad T(s) = \frac{\text{ber}'(s) + i \text{bei}'(s)}{\text{ber}(s) + i \text{bei}(s)},$$

$$s = (\omega / \omega_c)^{1/2}, \quad \omega_c = mv / 20k_0 \text{ при } s \ll 1, \quad F(\omega) \approx 1.$$

Функции  $\text{ber}$  и  $\text{bei}$  — реальная и мнимая части функции Кельвина соответственно.

Используя связи деформации твердого скелета и жидкости с давлением в жидкости  $p$  и первой компонентой тензора эффективных напряжений твердого скелета  $\sigma^f$  [1, 2]

$$(3) \quad p = M \xi - C e_1, \quad \sigma^f = (H - C) e_1 - (C - M) \xi,$$

систему (1) преобразуем:

$$(4) \quad \frac{\partial^2 [(\rho M - \rho_2 C) \sigma^f - (\rho(M - C) + \rho_2(H - C)) p]}{\partial t^2} - (MH - C^2) \frac{\partial^2 (\sigma^f - p)}{\partial x^2} = 0,$$

$$\frac{\partial^2 [(\rho_2 M - \alpha \rho_2 C/m) \sigma^f - (\rho_2(M - C) + \alpha \rho_2(H - C)/m) p]}{\partial t^2} - (MH - C^2) \frac{\partial^2 (-p)}{\partial x^2} - \frac{\nu \rho_2}{k_0} \frac{\partial [C \sigma^f + (H - C) p]}{\partial t} = 0.$$

Система уравнений (4) линейна относительно  $p$  и  $\sigma^f$ , и для нахождения решения можно воспользоваться методом быстрого преобразования Фурье [11], разлагая начальный сигнал в дискретный ряд Фурье и анализируя распространение каждой гармоники. Для применения этого метода необходимо получить зависимость волнового числа  $k$  от  $\omega_n$  для системы (4). Подставляя  $p = p_n \exp i(\omega_n t - kx)$  и  $\sigma^f = \sigma_n \exp i(\omega_n t - kx)$  в (4) и учитывая зависимость диссипативных процессов от частоты (2), имеем зависимость  $k$  от  $\omega_n$

$$(5) \quad \left(\frac{k_{1,2}}{\omega_n}\right)^2 = \left[ \left( \frac{\alpha \rho_2 H}{m} + \rho M - 2\rho_2 C - \frac{i\nu \rho_2 H F(\omega)}{k_0 \omega_n} \right) \mp \left[ \left( \frac{\alpha \rho_2 H}{m} + \rho M - 2\rho_2 C - \frac{i\nu \rho_2 H F(\omega)}{k_0 \omega_n} \right)^2 - 4(MH - C^2) \left( \frac{\alpha \rho \rho_2}{m} - \rho_2^2 - \frac{i\nu \rho \rho_2 F(\omega)}{k_0 \omega_n} \right) \right]^{1/2} \right] [2(MH - C^2)]^{-1}$$

и соотношение между амплитудами давлений  $p_{n1,2}$  и эффективного напряжения  $\sigma_{n1,2}$  (индекс 1 относится к первой, «быстрой», волне, а 2 — ко второй, «медленной»)

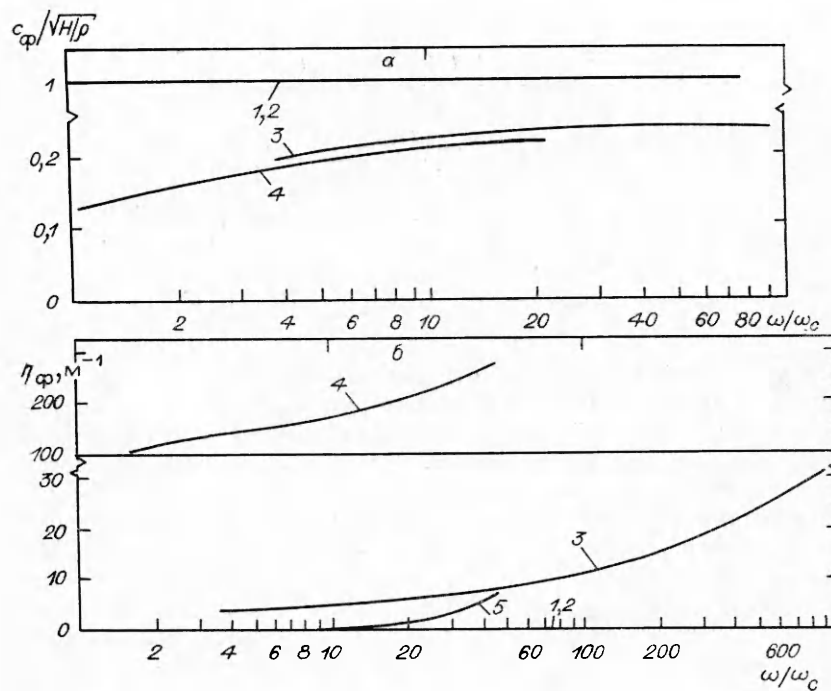
$$(6) \quad \frac{p_{n1,2}}{\sigma_{n1,2}} = \left( \left( \frac{k_{1,2}}{\omega_n} \right)^2 - \frac{M\rho - C\rho_2}{MH - C^2} \right) / \left( \left( \frac{k_{1,2}}{\omega_n} \right)^2 + \frac{C\rho - H\rho_2}{MH - C^2} - \frac{M\rho - C\rho_2}{MH - C^2} \right).$$

Из (5) следует, что в пористой среде, насыщенной жидкостью, могут распространяться в одну сторону два типа волн, имеющих различные скорости. При этом знак минус в (5) соответствует волне с волновым числом  $k_1$ , а плюс —  $k_2$ . Характерные зависимости скорости распространения  $c_\Phi = \text{Re}(\omega/k)$  и коэффициента затухания  $\eta_\Phi = \text{Im}(k(\omega))$  показаны на рис. 1, а и б.

Расчеты проведены для параметров консолидированной пористой среды, отвечающих условиям проведения опытов; линии 1 и 2 отвечают скорости и затуханию первой волны в пористой среде, насыщенной бензином и маслом соответственно, а 3 и 4 — второй волны. Как видно, первая волна распространяется без дисперсии и затухания, а вторая имеет сильное затухание. Для первой волны существенное влияние на характер ее эволюции могут оказывать вязкоупругие силы, обусловленные выдавливанием жидкости вблизи точек контактов зерен при их деформации [10]. Учет этих сил приводит к зависимости эффективных напряжений от скорости деформации  $\sigma^f = (H - C)e_1 - (C - M)\xi + \beta \nu \rho_2 \partial e_1 / \partial t$ , что эквивалентно для гармонических волн введению оператора  $H^*$  в соотношении (3) и системе (1):

$$(7) \quad H^* = H + i\omega \beta \nu \rho_2.$$

Расчет затухания первой волны с учетом проявления вязкоупругих сил для пористой среды, насыщенной маслом, показан на рис. 1, б линией 5 при  $\beta = 4 \cdot 10^3$ .



Р и с. 1

С учетом (5) решение системы (4) имеет вид

$$(8) \quad p(x, t) = \sum_{n=0}^L p_{n,1} \exp i(\omega_n t - k_1(\omega_n) x) + \\ + \sum_{n=0}^L p_{n,2} \exp i(\omega_n t - k_2(\omega_n) x),$$

$$\sigma^f(x, t) = \sum_{n=0}^L \sigma_{n,1} \exp i(\omega_n t - k_1(\omega_n) x) + \sum_{n=0}^L \sigma_{n,2} \exp i(\omega_n t - k_2(\omega_n) x),$$

где  $p_{n,1}$  и  $\sigma_{n,1}$  относятся к волне с  $k_1$ , а  $p_{n,2}$  и  $\sigma_{n,2}$  — с  $k_2$ . Они определяются из разложения в дискретный ряд Фурье начального сигнала

$$p(0, t) = \sum_{n=0}^L (p_{n,1} + p_{n,2}) \exp(i\omega_n t), \quad \sigma^f(0, t) = \sum_{n=0}^L (\sigma_{n,1} + \sigma_{n,2}) \exp(i\omega_n t)$$

с использованием соотношения (6).

Рассмотрим два типа граничных условий в пористой среде, насыщенной жидкостью [3]: «жидкий поршень» — задано давление в жидкости на границе пористой среды  $p(0, t) = \Delta p_0(t)$ , эффективное напряжение  $\sigma^f(0, t) = 0$ ; «непроницаемый поршень» — заданы первая компонента тензора напряжений  $\sigma(0, t) = \sigma^f(0, t) - p(0, t) = \Delta \sigma_0(t)$  и равенство деформаций твердого скелета и жидкости  $e_1 = e_2$ .

Данный метод решения системы (4) с учетом рассмотренных граничных условий реализован на ЭВМ, и результаты расчетов приведены ниже при сравнении с результатами экспериментов.

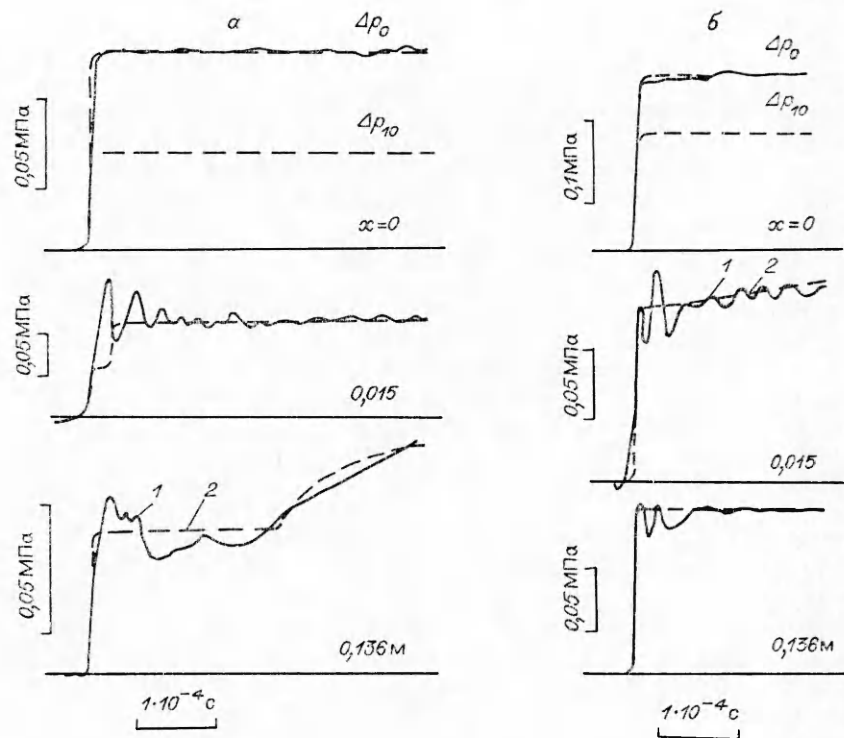
Эксперименты проводились на установке типа «ударная труба». На первой установке рабочий участок представлял собой вертикально расположенную толстостенную стальную трубу с внутренним диаметром  $10^{-2}$  м и длиной 0,54 м, которая заполнялась пористой средой. Между пористой средой и стенкой трубы располагалась фторопластовая пленка толщиной  $3 \cdot 10^{-5}$  м для исключения влияния трения пористой среды о стенки рабочего участка на процесс распространения волны давления. В качестве пористой среды использовалась упаковка из спеченных

оргстеклянных шаров диаметром  $(0,2-0,25) \cdot 10^{-3}$  м, запекаемых непосредственно в рабочем участке. Перед насыщением жидкостью воздух из рабочего участка откачивался форвакуумным насосом, что позволило избежать появления пузырей воздуха в пористой среде при заполнении ее жидкостью. В экспериментах изучалось распространение волн давления двух типов — ступенчатой и колоколообразной формы. Профили волн давления ступенчатой формы создавались разрывом диафрагмы, разделяющей камеру высокого давления и рабочий участок. Для реализации в опытах граничных условий («жидкий» или «непроницаемый» поршень) импульсы давления колоколообразной формы создавались ударом поршня по тонкому слою жидкости над пористой средой или непосредственно по пористой среде соответственно.

На второй установке рабочий участок представлял собой вертикально расположенную толстостенную стальную трубу с внутренним диаметром  $53 \cdot 10^{-3}$  м, заполненную пористой средой, в качестве которой использовался очищенный от глинистых и органических примесей насыпной речной песок с диаметром частиц  $(0,1-0,5) \cdot 10^{-3}$  м. Для заполнения рабочего участка средой применялся метод влажной набивки. Песок медленно засыпался в емкость с жидкостью и тщательно перемешивался для освобождения от пузырьков воздуха. После этого насыщенный жидкостью песок заливался в рабочий участок, виброуплотнялся и поджимался высокопроницаемыми пористыми пластинами. При таком получении среды пористость в процессе опытов оставалась постоянной. Импульсы давления колоколообразной формы создавались при ударе поршня о подвижное дно переходной камеры, заполненной жидкостью. Разгон поршня происходил в воздушной ударной волне. Сформировавшийся в переходной камере импульс давления распространялся в рабочий участок. Длительность и амплитуда начального импульса варьировались путем изменения веса поршня и давления в воздушной волне. Полученный диапазон параметров волн по интенсивности  $\Delta p_0 = 2-25$  МПа и по длительности  $\delta = (40-100) \cdot 10^{-6}$  с ( $\delta$  — характерная ширина сигнала на уровне  $0,37 \times \Delta p_0$ ). Увеличение модуля объемной упругости скелета  $K_2$  осуществлялось путем поджатия пористого скелета внешней нагрузкой, приложенной к пористой пластине. Для обеспечения равномерной нагрузки на скелет по всей его длине рабочий участок при поджатии подвергался вибровоздействию. Значение  $K_B$  определялось по скорости распространения волны сжатия в сухой засыпке с учетом соотношения между модулем сдвига твердого скелета  $\mu$  и  $K_B$  [5]:  $\mu = 1,1 K_B$ . Модуль объемной упругости жидкости вычислялся по измеренной скорости распространения низкочастотного возмущения давления в рыхлом ( $K_B \ll K_2$ ) песке, насыщенном жидкостью, с использованием формулы Вуда  $v_B = ((m/K_2 + (1-m)/K_1)\rho)^{-1/2}$ .

Пьезоэлектрические датчики давления с диаметром чувствительного элемента  $2 \cdot 10^{-3}$  м располагались по длине рабочего участка. Они не касались скелета пористой среды и измеряли профили давления в жидкой фазе. Сигналы с датчиков через высокоомные усилители регистрировались на осциллографе.

На рис. 2 представлены опытные данные и результаты расчетов (линии 1, 2) по эволюции ступенчатого профиля давления с амплитудой  $\Delta p_0$  в пористой среде из спеченных оргстеклянных шариков, насыщенных бензином и маслом (а, б), при  $m = 0,35$ ,  $k_0 = 18 \cdot 10^{-12}$  м<sup>2</sup>,  $K_B = 1,2 \times 10^9$  Н/м,  $\mu = 0,41 K_B$ ,  $\alpha = 3,0$ ; масло —  $\rho_2 = 0,86 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $\nu = 25,2 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с,  $K_2 = 1,51 \cdot 10^9$  Н/м<sup>2</sup>, бензин —  $\rho_2 = 0,75 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $\nu = 0,7 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с,  $K_2 = 0,86 \cdot 10^9$  Н/м<sup>2</sup>. Показано, что в консолидированной пористой среде распространяются два типа продольных волн — «быстрая» и «медленная». На малых расстояниях от входа в среду ( $x = 0,015$  м) их выделить невозможно. Однако скорость распространения «быстрой» волны  $v_1$  существенно больше скорости распространения «медленной»  $v_2$  и на больших расстояниях ( $x = 0,136$  м) наблюдается разделение волн (рис. 2, а). При больших вязкостях жидкости вследствие дис-

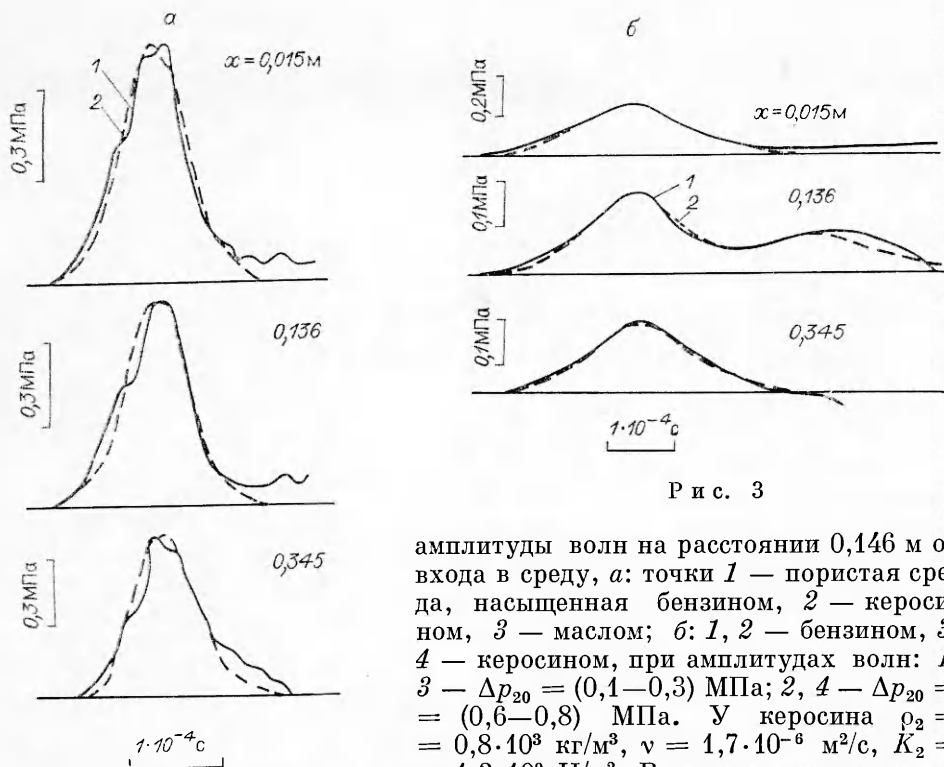


Р и с. 2

сипативных процессов амплитуда «медленной» волны сильно уменьшается и после разделения волн ее невозможно обнаружить, а «быстрая» волна распространяется без затухания (рис. 2, б). Это приводит к заметному изменению амплитуды волны в целом только в области разделения «быстрой» и «медленной» волн на малых расстояниях от входа начального сигнала в среду. Результаты расчетов при  $x = 0,015$  и  $0,136$  м соответствуют суммарному профилю давления, а при  $x = 0$  дан также начальный профиль давления «быстрой» волны с амплитудой  $\Delta p_{10}$ .

На рис. 3 приведены профили волн давления колоколообразной формы и сравнение с расчетом (линии 1, 2) на различных расстояниях от входа в пористую среду, насыщенную бензином, при параметрах среды, соответствующих рис. 2, а. Профили давления на рис. 3, а и б отвечают различным способам возбуждения волн — «непроницаемому» и «жидкому» поршням. Расчеты показывают, что при «непроницаемом» поршне «медленная» волна практически не образуется, а при «жидком» поршне ее амплитуда сравнима с амплитудой «быстрой» волны, что и наблюдается в опытах. Как и для ступенчатого профиля давления, амплитуда «быстрой» волны на рис. 3 практически не затухает. Это обусловлено тем, что смещения твердого скелета и жидкости в «быстрой» волне близки по значению и совпадают по фазе, в то время как для «медленной» волны они происходят в противофазе [4]. Наилучшее совпадение опытных данных и результатов расчетов по скоростям волн для всех опытов наблюдалось при  $\alpha = 3$ . Это значение  $\alpha$  входит в диапазон изменений  $\alpha = 2-3$ , полученный в [5] для сильно поджатых насыпных стеклянных шаров;  $\alpha$  оказывает существенное влияние на скорость распространения и интенсивность затухания «медленной» волны и практически не влияет на параметры «быстрой» волны. Отметим, что при расчетах начальный сигнал колоколообразной формы аппроксимировался зависимостью  $\Delta p_0(t) = \Delta p_0 \exp(- (2t/\delta)^2)$  ( $\delta$  — характерная длительность сигнала).

Опытные данные по затуханию амплитуд «быстрой» (а) и «медленной» (б) волн для разных их длительностей приведены на рис. 4. Здесь  $\Delta p_{1,2}$  —



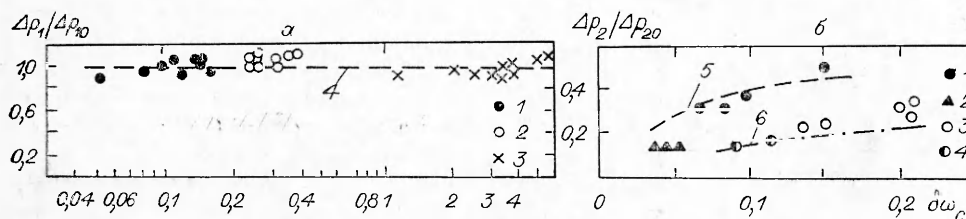
Р и с. 3

амплитуды волн на расстоянии 0,146 м от входа в среду, а: точки 1 — пористая среда, насыщенная бензином, 2 — керосином, 3 — маслом; б: 1, 2 — бензином, 3, 4 — керосином, при амплитудах волн: 1, 3 —  $\Delta p_{20} = (0,1-0,3)$  МПа; 2, 4 —  $\Delta p_{20} = (0,6-0,8)$  МПа. У керосина  $\rho_2 = 0,8 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $\nu = 1,7 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с,  $K_2 = 1,2 \cdot 10^9$  Н/м<sup>2</sup>. В исследованном диапазоне

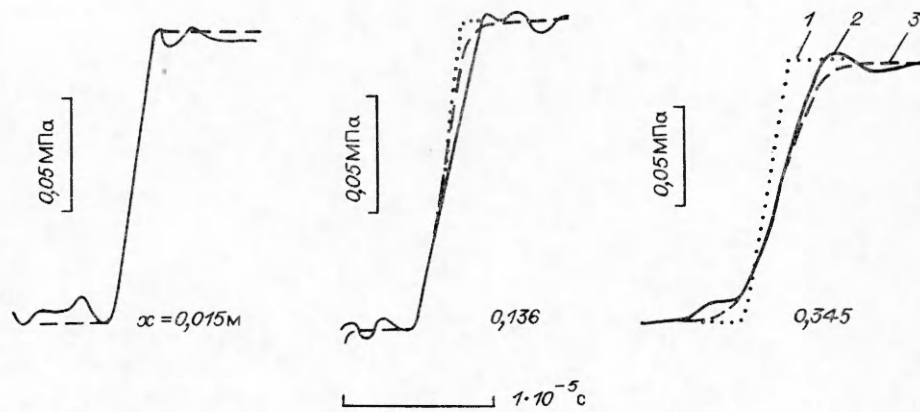
длительностей волн и параметров среды «быстрая» волна практически не затухает, что соответствует данным расчетов (линия 4).

Амплитуду «медленной» волны на входе в среду  $\Delta p_{20}$  вычисляли по измеренной амплитуде «быстрой» волны в этом опыте, используя расчетное значение для соотношения амплитуд «быстрой» и «медленной» волн на входе в среду. Расчетные кривые 5 для бензина и 6 для керосина хорошо обобщают опытные данные для амплитуд волн меньше 0,3 МПа. При больших же амплитудах волн для бензина наблюдается большее затухание в опытах, чем дает расчет. Это обусловлено, по-видимому, увеличением межфазного трения с ростом  $Re$ . Так, для амплитуд (0,6—0,8) МПа  $Re = \Delta u m d / \nu$  во второй волне равно 30—40, что дает увеличение межфазного трения в пористой среде с учетом двучленного закона сопротивления на 40%;  $Re$  определено по относительной скорости твердого скелета и жидкости в волне  $\Delta u$  и диаметру шариков  $d$ ;  $\Delta u$  оценивалось из соотношения  $\Delta u = v_2 \xi / m$  с использованием (3) и расчетных значений давлений и эффективных напряжений во второй волне.

Как видно на рис. 1, существенно влиять на эволюцию «быстрой» волны на больших частотах могут вязкоупругие силы, обусловленные выдавливанием жидкости вблизи точек контактов твердых частиц при их деформации. На рис. 5 линией 2 показан характер эволюции переднего фронта «быстрой» волны в пористой среде, насыщенной маслом, при параметрах среды, соответствующих рис. 2, б. На малых временах наблюдает-



Р и с. 4



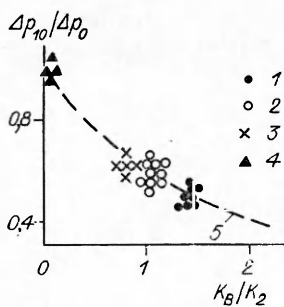
Р и с. 5

ся заметное выполаживание переднего профиля волны. Здесь же линией 1 показан расчет без учета вязкоупругих сил, а 3 — при введении комплексного модуля  $H^*$  по (7) с  $\beta = 4 \cdot 10^3$ . Из сравнения экспериментального профиля волны с расчетным видно, что вязкоупругие эффекты оказывают более сильное влияние на эволюцию «быстрой» волны, чем межфазное трение, и должны учитываться в расчетах. Отметим, что для опытных данных, приведенных на рис. 4, а, их влияние очень мало и будет заметно сказываться или для сигналов существенно меньшей длительности, или на больших расстояниях.

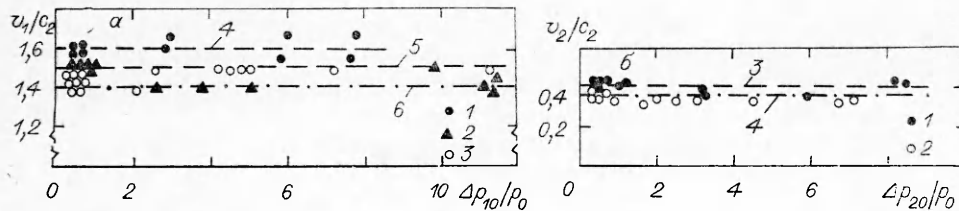
Амплитуды «быстрой» и «медленной» волн на входе в пористую среду определяются условиями возбуждения волн давления и параметрами среды. На рис. 6 представлены результаты экспериментов по зависимости амплитуды «быстрой» волны на входе в среду от отношения  $K_B/K_2$  при граничном условии «жидкий» поршень: 1 отвечает пористой среде, насыщенной бензином, 2 — керосином, 3, 4 — маслом. Здесь же даны результаты расчетов для всех трех типов жидкостей, практически переходящие в линию 5. Результаты расчетов показали, что амплитуда «быстрой» волны в условиях проведенных опытов слабо зависит от вязкости и плотности жидкости и определяется  $K_B/K_2$  для заданного материала скелета.

На рис. 7 приведены результаты по зависимости скорости распространения «быстрой»  $v_1$  и «медленной»  $v_2$  волн от их амплитуды. Здесь  $c_2$  — скорость звука в жидкости,  $p_0 = 0,1$  МПа — начальное давление в среде; а: 1 — экспериментальные результаты для пористой среды, насыщенной бензином, 2 — керосином, 3 — маслом, 4 — расчет для бензина, 5 — керосина, 6 — масла; б: 1 — экспериментальные данные для бензина, 2 — керосина, 3 — расчет для бензина, 4 — керосина. В исследованном диапазоне амплитуд волн скорости «быстрой» и «медленной» волн не зависят от их амплитуды. Это подтверждает правомерность использования линейной системы уравнений (4) для анализа процесса распространения волн.

В результате проведенных опытов показано, что в насыщенном песке, насыщенном жидкостью, с модулем объемной упругости скелета, меньшим, чем у жидкости, распространяется одна продольная волна со скоростью  $v_1$ , близкой к скорости звука в жидкости  $c_2 = (K_2/\rho_2)^{1/2}$ . На рис. 8, а, 9, а показан характер эволюции волн давления колоколообразной формы по длине  $x$  рабочего участка. За начальный сигнал при  $x = 0$  принят профиль волны давления в пористой среде на расстоянии 0,012 м от входа в среду. Насыщающая среду жидкость — масло с  $\rho_2 = 0,86 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $K_2 = 1,25 \cdot 10^9$  Н/м<sup>2</sup>,  $\nu = 32,4 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с. У материала твердого скелета  $\rho_1 = 2,56 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $K_1 = 40 \cdot 10^9$  Н/м<sup>2</sup>. Параметры



Р и с. 6

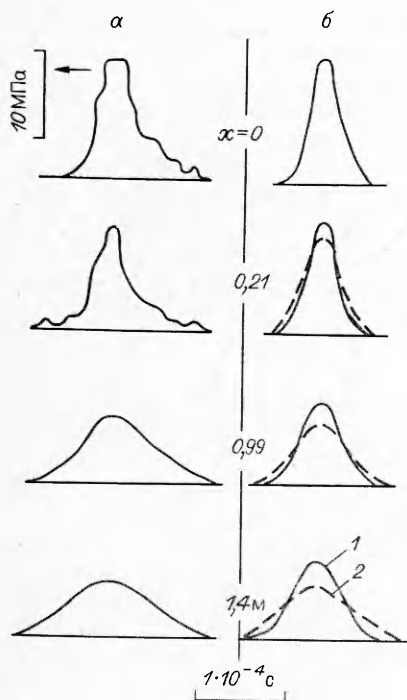


Р и с. 7

пористого скелета на рис. 8:  $K_B = 0,1 \cdot 10^9 \text{ Н/м}^2$ ,  $m = 0,33$ ,  $k_0 = 24 \times 10^{-12} \text{ м}^2$ ; на рис. 9:  $K_B = 0,5 \cdot 10^9 \text{ Н/м}^2$ ,  $m = 0,3$ ,  $k_0 = 16 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2$ . Видно, что амплитуда волны давления уменьшается по  $x$ , ее длительность растет и с увеличением  $K_B$  интенсивность затухания амплитуды повышается.

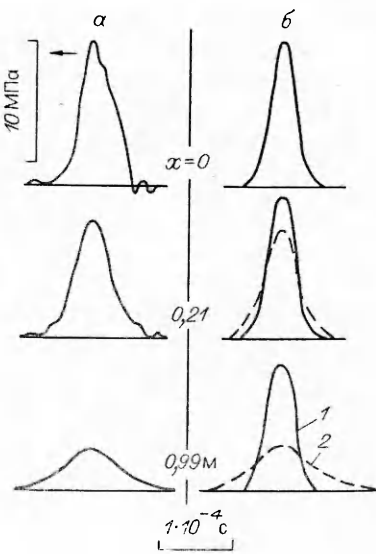
На рис. 8, б и 9, б (линия 1) приведены результаты расчетов эволюции возмущений давления. Параметры возмущений и среды в расчетах соответствуют условиям проведения опытов. Начальный сигнал колоколообразной формы при расчетах аппроксимировался зависимостью  $\Delta p_0(t) = \Delta p_0 \exp(-(2t/\delta)^2)$ . Присоединенная масса жидкости вычислялась по формуле [6]  $\alpha = 1 + (1 - m)2m$ .

Результаты расчетов подтвердили, что при  $K_B < K_2$  в насыщенной жидкостью пористой среде распространяется только одна продольная волна — «быстрая» (по терминологии [1]). Вторая, «медленная», волна очень быстро затухает в расчетах и в опытах не обнаружена. Сравнение результатов расчетов и экспериментов на рис. 8, 9 показало, что затухание «быстрой» волны в опытах происходит более интенсивно, чем в расчетах, и при этом увеличение  $K_B$  в опытах приводит к увеличению затухания волны, а в расчетах — к уменьшению. Это означает, что в отличие от консолидированных пористых сред в насыщенных средах кроме межфазного трения существует дополнительный механизм диссипации. При распространении волн давления в насыщенных пористых средах возможны смещения частиц и потери на трение между ними, что приводит к проявлению сил «сухого» трения, которые на низких частотах процесса преобладают над



Р и с. 8

«сухого» трения, которые на низких частотах процесса преобладают над



Р и с. 9



силами межфазного трения [12]. Учет «сухого» трения для гармонических волн может быть проведен путем введения комплексных модулей объемной упругости  $\bar{K}_B = K_B + iK_{BI}$  и сдвига  $\bar{\mu} = \mu + i\mu_I$  твердого скелета [12] вместо реальных  $K_B$  и  $\mu$  в линейную систему уравнений (4);  $K_{BI}/K_B$  и  $\mu_I/\mu$  слабо растут с увеличением деформации скелета  $e_1$  и для  $10^{-5} < e_1 < 10^{-4}$  изменяются в интервале 0,03—0,07 [13]. Сравнение результатов расчетов с комплексными модулями  $\bar{K}_B$  и  $\bar{\mu}$  (линия 2 на рис. 8, 9) с экспериментальными данными показало, что их хорошее соответствие по затуханию наблюдается при  $K_{BI}/K_B = 0,5$  и  $\mu_I/\mu = 0,5$ . Для опытных данных на рис. 8, 9,  $e_1 \sim 10^{-2}$ , что обуславливает увеличение  $K_{BI}/K_B$ ,  $\mu_I/\mu$  по сравнению с результатами [13], полученными для меньших  $e_1$ . Деформация оценивалась из (3)  $e_1 \approx \Delta p_0 m / K_2$ .

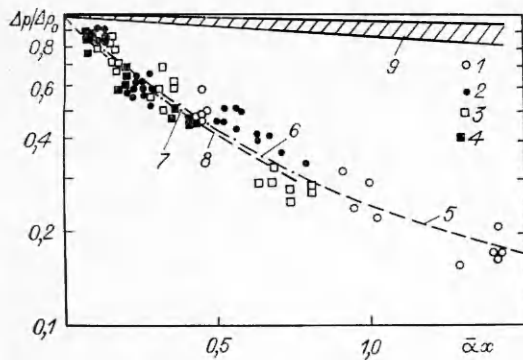
Измеренные значения скоростей волн  $v_1 = 1360$  и  $1590$  м/с (рис. 8 и 9) с погрешностью измерения скорости волны 5% совпадают с расчетными. Отметим, что введение комплексных модулей практически не оказывает влияния на скорость волны. Сравнение результатов опытов и расчетов, проведенных при  $\alpha = 1$  и рассчитанной по выражению из [6], показало, что  $\alpha$  не влияет на скорость распространения и интенсивность затухания «быстрой» волны.

Анализ опытных данных на рис. 8, 9 показал, что затухание волн давления в насыпной пористой среде определяется в основном проявлением сил «сухого» трения. Для низких частот процесса  $\omega < \omega_c = mv/20k_0$  и при  $K_B < K_2 \ll K_1$ , заменяя реальные значения модулей  $K_B$  и  $\mu$  их комплексными аналогами  $\bar{K}_B = K_B + iK_{BI}$  и  $\bar{\mu} = \mu + i\mu_I$ , учитывая «сухое» трение между частицами пористой среды, из (5) получим выражение для скорости распространения и коэффициента затухания гармонических волн  $v_1 = (H/\rho)^{1/2}$ ,  $k_I = \ln(\Delta p/\Delta p_0)/x = \alpha_v + \alpha_I$ , где  $\Delta p$  — амплитуда волны на расстоянии  $x$  от входа в среду. Коэффициент  $\alpha_v = k_0 \omega^2 (\rho - \rho_2)^2 / (2v_1 \rho \rho_2)$  обусловлен диссипативными потерями на межфазной границе, а  $\alpha_I = (K_{BI} + 4\mu_I/3)\omega / (2v_1(K_2/m + K_B + 4\mu/3))$  — «сухим» трением между частицами пористой среды.

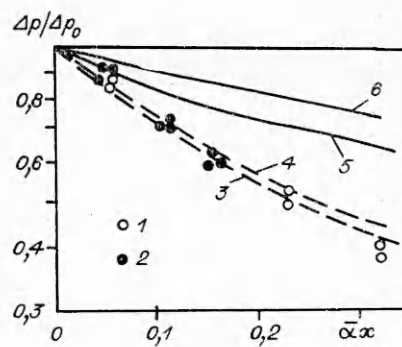
Для низких частот  $\omega \ll \frac{\rho \rho_2 v (K_{BI} + 4\mu_I/3)}{k_0 (\rho - \rho_2)^2 (K_2/m + K_B + 4\mu/3)}$  можно пренебречь диссипацией на межфазной границе и  $k_I = \alpha_I \sim \omega$ . Линейность коэффициента затухания по частоте может быть использована для обобщения опытных данных по затуханию импульсов давления путем перехода от характерной длительности импульса  $\delta$  к характерной его частоте  $\omega_* = 1/\delta$ .

Результаты опытов по затуханию волн давления колоколообразной формы в насыпном песке, насыщенном жидкостью с  $K_B = 0,5 \cdot 10^9$  Н/м<sup>2</sup>,  $m = 0,3$ ,  $k_0 = 16 \cdot 10^{-12}$  м<sup>2</sup>, для различных  $\delta$ ,  $\Delta p_0$  и  $v$  приведены на рис. 10, где  $\bar{\alpha} = (K_{BI} + 4\mu_I/3) / (2v_1 \delta (K_2/m + K_B + 4\mu/3))$ , 1, 2 получены для песка, насыщенного керосином с  $\rho_2 = 0,79 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $v = 1,54 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с,  $K_2 = 0,9 \cdot 10^9$  Н/м<sup>2</sup>, а 3, 4 — маслом с  $\rho_2 = 0,86 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $v = 32,4 \times 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с,  $K_2 = 1,25 \cdot 10^9$  Н/м<sup>2</sup>; для 1, 3  $\delta = (45-55) \cdot 10^{-6}$  с,  $\Delta p_0 = 7-25$  МПа, а для 2, 4  $\delta = (80-100) \cdot 10^{-6}$  с,  $\Delta p_0 = 2-5$  МПа.

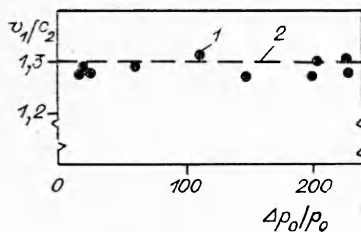
Результаты расчетов амплитуд волн на различных расстояниях  $x$  от входа в пористую среду, соответствующие условиям проведенных опытов, с учетом как «сухого» трения ( $K_{BI} = 0,5 K_B$ ,  $\mu_I = 0,5 \mu$ ), так и диссипации на межфазной границе показаны на рис. 10 линиями 5—8: 5, 6 — расчет для пористой среды, насыщенной керосином, а 7, 8 — маслом;  $\delta = 48 \cdot 10^{-6}$  с для 5, 7 и  $10^{-4}$  с для 6, 8. Опытные данные хорошо обобщаются расчетными зависимостями, которые для различных параметров возмущений и среды в использованных безразмерных координатах практически совпадают. Это обусловлено слабым влиянием диссипации на межфазной границе на затухание амплитуды волны. Расчеты без учета «сухого» трения  $K_{BI} = \mu_I = 0$  для параметров среды и импульсов давления находятся в области 9 и дают существенно меньшее затухание,



Р и с. 10



Р и с. 11



Р и с. 12

чем эксперименты. Отклонение расчетных зависимостей 5—8 от прямых линий в данных координатах связано с увеличением длительности волны по длине рабочего участка (рис. 8, 9), это приводит к уменьшению  $\omega_*$  и интенсивности затухания волны в процессе эволюции. Величина мнимых модулей при расчетах во всем изученном диапазоне амплитуд волн  $\Delta p_0 = 2-25$  МПа принималась постоянной:  $K_{BI} = 0,5 K_B$ ,  $\mu_I = 0,5 \mu$ .

В действительности  $K_{BI}/K_B$  и  $\mu_I/\mu$  слабо повышаются с ростом амплитуды волны вследствие увеличения деформации скелета  $e_1$  [13]. Учет зависимости  $K_{BI}(\Delta p_0)$  и  $\mu_I(\Delta p_0)$  приводит к сближению опытных данных для волн большей 1, 3 и меньшей 2, 4 амплитуд и расчетных зависимостей 5—8.

Результаты экспериментов по затуханию волн давления в насыщенной пористой среде с  $K_B = 0,1 \cdot 10^9$  Н/м<sup>2</sup>, насыщенной маслом, для  $\delta \approx 48 \cdot 10^{-6}$  и  $10^{-4}$  с (точки 1, 2) показаны на рис. 11 при  $m = 0,33$ ,  $k_0 = 24 \cdot 10^{-12}$  м<sup>2</sup>,  $\nu = 32,4 \cdot 10^{-6}$  с, линии 3 и 4 — расчеты с учетом «сухого» трения, а 5, 6 — без учета. Расчеты 3, 5 отвечают  $\delta = 48 \cdot 10^{-6}$  с, а 4, 6 —  $\delta = 10^{-4}$  с. С уменьшением  $K_B$  роль диссипативных процессов на межфазной границе возрастает, что приводит к более заметному расхождению расчетов 3 и 4 в безразмерных координатах, учитывающих только роль «сухого» трения на рис. 11.

Сравнение эксперимента с расчетом по зависимости скорости волн от начальной интенсивности в песке, насыщенном маслом с  $K_B = 0,5 \times 10^9$  Н/м<sup>2</sup>, показано на рис. 12. Параметры среды соответствуют параметрам рис. 10,  $p_0$  — начальное давление в жидкости, 1 — эксперимент, 2 — расчет с  $K_{BI}/K_B = 0,5$  и  $\mu_I/\mu = 0,5$ . Опытные данные по скоростям волн не зависят от амплитуды начального сигнала и хорошо согласуются с расчетным значением.

Таким образом, подтверждена правомерность использования линейных уравнений [1—3] и метода расчета для описания эволюции сигнала в изученном диапазоне амплитуд волн.

Авторы выражают благодарность З. М. Оренбаху за написание программы для численной реализации метода быстрого преобразования Фурье.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Biot M. A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid // J. Acoust. Soc. Amer.— 1956.— V. 28, N 2.
2. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред.— М.: Наука, 1978.
3. Механика насыщенных пористых сред/В. Е. Николаевский, К. С. Басниев, А. Т. Горбунов, Г. А. Зотов.— М.: Недра, 1970.
4. Ляхов Г. М. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах.— М.: Недра, 1974.

5. Domeniko S. N. Elastic properties of unconsolidated porous sand reservoirs // Geophysics.— 1977.— V. 42, N 7.
6. Salin D., Schon W. Acoustics of water saturated packed glass spheres // J. Phys. Lett.— 1981.— V. 42.
7. Hovem J. M., Ingram J. D. Viscous attenuation of sound in saturated sand // J. Acoust. Soc. Amer.— 1979.— V. 66, N 6.
8. Plona T. J. Observation of a second bulk compressional wave in a porous medium at ultrasonic frequencies // Appl. Phys. Lett.— 1980.— V. 36, N 4.
9. Johnson D. L., Plona T. J. Acoustic slow waves and the consolidation transition // J. Acoust. Soc. Amer.— 1982.— V. 72, N 2.
10. Stoll R. D. Theoretical aspects of sound transmission in sediments // J. Acoust. Soc. Amer.— 1980.— V. 68, N 5.
11. Оренбах З. М. Межфазный тепломассообмен и динамика возмущений давления в кипящих жидкостях: Дис. ... канд. физ.-мат. наук.— Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1984.
12. Столя Р. Д. Акустические волны в водонасыщенных осадках // Акустика морских осадков.— М.: Мир, 1977.
13. Hall J. B., Richart F. E. Dissipation of elastic wave energy in granular solid // J. Soil Mech. Found. Div. A. S. C. E.— 1963.— V. 89, N SM6.

Поступила 10/X 1986 г.

УДК 622.235

## ИЗМЕНЕНИЕ ПРОЧНОСТИ ТОРФА ПРИ КАМУФЛЕТНОМ ВЗРЫВЕ

П. П. Бондарь, А. Г. Смирнов

(Киев)

Приводятся результаты экспериментальных исследований изменения прочности торфа при камуфлетном взрыве сосредоточенного заряда взрывчатого вещества (ВВ). Установлено, что распределение прочности торфа с расстоянием от взрыва, как и в водонасыщенных минеральных грунтах [1], носит зональный характер. Это означает, что торф в одних зонах разупрочняется, а в других приобретает дополнительную прочность по сравнению с начальным состоянием. Характерно наличие примыкающей к взрывной полости зоны разупрочнения торфа, что хорошо согласуется с данными [2].

**Характеристика грунтов и условия проведения опытов.** Определяющее влияние на прочностные свойства торфа оказывают его пористость, влажность и степень разложения [3]. Определение параметров физического состояния торфа (плотности  $\rho$ , плотности скелета  $\rho_0$ , весовой  $W_g$  и объемной  $W_v$  влажности, степени разложения  $R$  и пористости  $\epsilon$ ) проводилось путем отбора проб и испытания их в лабораторных условиях по стандартной методике [3, 4], а его прочность (сопротивление сдвигу  $\tau$ ) измерялась непосредственно в массиве испытаниями на вращательный срез пенетрометром-крыльчаткой ПКЗ-1м по методике [5]. Перед взрывом на каждой площадке в различных ее точках на глубине заложения заряда проводилось по 10—15 испытаний торфа. Основные физико-механические свойства торфа экспериментальных площадок приведены в таблице, где  $\tau_0$  представляет собой взвешенное среднее арифметическое из полученных в результате испытаний значений прочности торфа, а  $\sigma$  — среднеквадратичное отклонение этой величины.

В опытах использовались сосредоточенные заряды аммонита № 6 ЖВ массой 0,15 кг и плотностью 1000 кг/м<sup>3</sup>. На каждой площадке про-

Номер площадки	$\rho \cdot 10^3$ , кг/м <sup>3</sup>	$\rho_0 \cdot 10^3$ , кг/м <sup>3</sup>	$W_g$ , %	$W_v$ , %	$\epsilon$	$R$ , %	$\tau_0 \cdot 10^6$ , Па	$\sigma$ , кПа
1	0,92	0,21	240	64,9	3,4	40—45	0,25	4,13
2	0,97	0,11	590	82,9	7,8	15—20	0,22	5,08
3	0,98	0,07	1000	89,1	12,8	45—50	0,10	4,33
4	1,01	0,073	920	91,1	12,8	25—30	0,20	4,18
5	0,97	0,19	330	74,4	4,1	30—40	0,31	4,95
6	0,98	0,07	1050	89,1	13,0	20—25	0,19	3,47
7	1,05	0,19	620	90,4	4,5	10—15	0,26	3,21