Таким образом, результаты, касающиеся влияния емкости C_1, полученные в статье Г. А. Лямина, А. В. Пинаева и А. С. Лебедева, имеют точное теоретическое объяснение. Предложенная в этой работе схема подключения датчиков в диапазоне высоких давлений обладает преимуществами и является, по-видимому, единственно правильной при использовании сегнетоэлектриков на больших давлениях, так как не искажает преобразуемый сигнал. Снижение же чувствительности с лихвой покрывается большой величиной сигнала, который на ненагруженном датчике в этих условиях достигает тысяч вольт.

г. Новосибирск *Поступила в редакцию 11/XI 1992*

УДК 624.131 + 532.215 + 534.22

В. Ф. Нестеренко

ПРИМЕРЫ «ЗВУКОВОГО ВАКУУМА»

В работах [1, 2] введено понятие «звуковой вакуум», которое используется для выделения класса дискретных сред с нулевой или пренебрежимо малой длинноволновой скоростью звука, где неприменимо классическое волновое уравнение. Невозможно в этом случае и использование базирующихся на нем уравнений типа Буссинеска или Кортевега-де Вриза. Для описания возмущений в таких средах в [1—4] предложено уравнение, включающее отмеченные традиционные подходы, которое позволяет выявить качественно новые коллективные элементарные возбуждения.

Первым примером такой среды была цепочка гранул, взаимодействующих по существенно нелинейному закону Герца [3]. В этой системе, в частности, обнаружены солитоны нового типа, являющиеся для нее основным несущим тоном («нестоны»). Их свойства детально изучены численными аналитическими методами и экспериментально [3].

Хорошо известным примером существенно нелинейного процесса служат поперечные колебания ненатянутой нити [5], так как в этом случае отсутствует линейный по смещению член во возвращающей силе, аналогично случаю цепочки гранул. Поэтому данное свойство естественно использовать для построения одного из практически важных примеров «звукового вакуума» и получения численных оценок скоростей распространения возмущений.

Рассмотрим модель в виде системы частиц с одинаковыми массами m, закрепленными на невесомой ненатянутой нити с площадью сечения S, модулем Юнга E, на равных расстояниях a_0 друг от друга. Предполагается, что натяжение нити T изменяется линейно с изменением ее длины

$$T = ES\frac{(a - a_0)}{a_0}.$$

Считаем, что основное движение масс происходит в направлении, перпендикулярном к начальному положению нити, и описывается смещением u_i. Тогда в соответствующем приближении получаем уравнение движения для i-й частицы

$$\ddot{u}_i = A\{(u_{i-1} - u_i)^3 - (u_i - u_{i+1})^3\}, \quad A = \frac{ES}{2ma_0^2}. \tag{1}$$

Как показано в [4], континуальный аналог (1) имеет вид:

$$u_{tt} = c_3^2 \left\{ u_x^3 + \frac{a_0^2}{4} \left[u_x u_{xx}^2 + u_x^2 u_{xxx} \right] \right\}_x, \tag{2}$$

$$c_3^2 = A a_0^4.$$

Или в деформациях $\xi = -u_x$

$$\xi_{tt} = c_3^2 \left\{ \xi^3 + \frac{a_0^2}{8} \left[\xi (\xi^2)_{xx} \right] \right\}_{xx}. \tag{3}$$

Уравнения (2), (3) имеют, в частности, стационарное периодическое решение [2, 4]

$$\xi = \sqrt{2} \frac{V}{c_3} \sin \frac{\sqrt{2}}{a_0} (x - Vt). \tag{4}$$

Нелинейный характер данного возмущения определяется только зависимостью его амплитуды от фазовой скорости V. При определенных условиях возможны также солитонные решения (2), (3) [1—4]. При этом связь между максимальной скоростью частиц $v_{\max}$ и фазовой скоростью V имеет вид

$$V = \left(\frac{c_3 v_{\max}}{\sqrt{2}} \right)^{1/2}, \quad c_3^2 = \frac{ESa_0}{2m}. \tag{5}$$

Подобный визуально фиксируемый «нестон» с $V \approx 2$ м/с можно получить при поперечном ударе со скоростью 0,1 м/с по системе частиц с массами 10^{-2} кг, связанных резиновой нитью с $E - 10^8$ Па, $S - 10^{-5}$ м^2 и находящихся на расстоянии друг от друга $a_0 = 0{,}1$ м. Отметим, что механическая модель «звукового вакуума», с практически любыми значениями показателя $n > 1$ в зависимости силы от смещения, может быть создана на базе колебательной системы с длиной консоли, зависящей от амплитуды колебаний [5].

Другой практически важный случай, где принципиален учет изгибных колебаний первоначально ненатянутой нити, связан с возможной неустойчивостью армирующих волокон при получении композиционных материалов методом взрывного компактирования [6, 7]. Например, практически интересные волокна SiC [7] обладают рекордными значениями модуля Юнга и высокой скоростью продольных волн $c_l = 12{,}06$ км/с (для B_4C $c_l = 14{,}04$ км/с) [8]. Это может приводить к распространению изгибных возмущений по волокну вперед фронта компактирования, что будет способствовать его разрушению при взаимодействии с потоком за фронтом и на фронте волны. Чтобы этого избежать, необходимо обеспечить выполнение условия $D > V_1$, где D — скорость фронта ударной волны по направлению оси волокна, а V_1 — скорость порождаемого ею «нестона».

Для оценки величины V_1 по формуле (5) будем считать что $\rho S = m/a_0$, где ρ — плотность волокна. Практический интерес представляет случай когда за фронтом волны плотность порошка близка к плотности монолита, а режим компактирования динамический [3]. Для массовой скорости порошка за фронтом $v_п$ имеем

$$v_п = \frac{(\alpha_0 - 1)}{\alpha_0} D,$$

где α_0 — начальная пористость.

При компактировании в динамическом режиме в результате присущих этому процессу неоднородностей течения порошка волокно может получить поперечную скорость $v_{\max} \approx v_п$. Критерий $D > V_1$ приводит таким образом к следующему неравенству при расположении волокна перпендикулярно фронту волны:

$$D > \frac{c}{2} \frac{(\alpha_0 - 1)}{\alpha_0}, \quad c = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \approx c_l. \tag{6}$$

Исходная пористость обычных металлических порошков мелких фракций (1—10 мкм) в состоянии свободной засыпки составляет $\alpha_0 \approx 3$, что, согласно критерию (6), приводит к требованию $D > 4$ км/с. Для ряда материалов, например, порошков Cu, Al, это неприемлемо из-за достижения за фронтом полного их плавления при такой скорости ударной волны и α_0. Как следует из (6), лучшие результаты можно ожидать при использовании меньших исходных пористостей. Например, для гранулированных порошков с широким диапазоном размеров частиц $\alpha_0 \approx 1{,}8$. В этом случае критерий (6) для волокон SiC дает $D > 2{,}7$ км/с. Так как при оценках пренебрегали присоединенной массой порошка, диссипативными процессами, то полученное ограничение может говорить в пользу возможности сохранения волокна при взрывном компактировании.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Нестеренко В. Ф.** Нелинейные волны в «звуковом вакууме» // ФГВ.— 1992.— 28, № 3. С. 121.
2. **Nesterenko V. F.** Pulse compression nature in a strongly nonlinear grained medium // Proc. Int. Symp. on Intense Dynamic Loading and its Effects.— Chengdu, China 1992.— P. 236—239.
3. **Нестеренко В. Ф.** Импульсное нагружение гетерогенных материалов.— Новосибирск: Наука, 1992.— 198 с.
4. **Нестеренко В. Ф.** Новый тип коллективных возбуждений в «звуковом вакууме»: Материалы второго семинара «Акустика неоднородных сред».— Новосибирск, 1992.— С. 228—233.
5. **Тимошенко С. П.** Колебания в инженерном деле.— М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1959.— С. 123.
6. **Яковлев И. В.** Взрывное компактирование армированных композиционных материалов // ФГВ.— 1992.— 28, № 6.— С. 78.
7. **Williamson R. L., Wright R. N.** A particle-level numerical simulation of the dynamic consolidation of a metal matrix composite materials // Shock compression of condensed matter, Elseivier Sci. Publ., B. N., 1990.— P. 487—490.
8. **Kipp M. E., Grady D. E.** Shock compression and release in high-strength ceramics // Shock compression of condensed matter, Elseivier Sci. Publ., B. N., 1990.— P. 377—380.

г. Новосибирск *Поступила в редакцию 23/XI 1992*

УДК 624.131 + 532.215 + 534.22

В. Ф. Нестеренко

УЕДИНЕННЫЕ ВОЛНЫ В ДИСКРЕТНОЙ СРЕДЕ С АНОМАЛЬНОЙ СЖИМАЕМОСТЬЮ

В работах [1—4] рассмотрено распространение нелинейных волн в дискретных одномерных средах при законе взаимодействия соседних частиц $F = A\delta^n$, где F — сила; δ — сближение частиц. Длинноволновое приближение для этого случая имеет вид:

$$u_{tt} = -c_n^2\left\{(-u_x)^n + \frac{na^2}{6(n+1)}\left[(-u_x)^{\frac{n-1}{2}}\left((-u_x)^{\frac{n+1}{2}}\right)_{xx}\right]\right\}_x, \quad (1)$$

$$n > 0, \ -u_x > 0.$$

Здесь a — расстояние между частицами; u — смещение из положения равновесия; c_n — параметр с размерностью скорости.

Ограничение $\xi = -u_x > 0$, очевидно, необходимо как при соответствующих n, так и при нулевой прочности системы на разрыв, характерной для несвязных дискретных сред. Различные виды записи (1), в том числе со смешанной старшей производной, а также лагранжианы для вариационной формулировки задачи приведены в [4].