Теплофизика и аэромеханика, 2005, том 12, № 2.

УДК 534.2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ В АКУСТИЧЕСКОМ ПОЛЕ РЕЗОНАНСНОЙ ТРУБЫ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ ВОЗБУЖДЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ*

А.Л. ТУКМАКОВ

Институт механики и машиностроения РАН КНЦ, Казань

На основе численного решения системы уравнений движения вязкого сжимаемого теплопроводного газа исследуется процесс дрейфа твердых сферических частиц в закрытой трубе. Движение частиц возникает под действием колебаний газового столба, которые возбуждаются плоским поршнем, перемещающимся по гармоническому закону. Приведены характерные для первого и второго линейного и первого нелинейного резонансов распределения частиц вдоль оси трубы, полученные в предположении о стоксовом характере обтекания частицы газом. Показано, что средняя скорость дрейфа определяется асимметрией формы волны и возрастает вблизи резонансов, где колебания сопровождаются образованием ударных волн.

Известно, что находящиеся в акустическом поле частицы могут приобретать под его воздействием ненулевую среднюю скорость. Явление направленного дрейфа частиц, возникающее при колебаниях газа в закрытой трубе, было описано в работе [1]. Известно, что резонансные частоты, вблизи которых колебания газа в закрытой трубе могут сопровождаться образованием ударных волн, определяются соотношением $\omega_{mn} = n\cdot\pi\cdot a_0/(m\cdot L)$ (m, n = 1, 2, 3, ...), где a_0 — скорость звука в газе, L — длина трубы. Собственные частоты газового столба реализуются при $m = 1$, $n \geq 1$. Нелинейные резонансы возникают при $n = 1$, $m > 1$. В работе [1] экспериментально исследовали продольные колебания газа в трубе, возбуждаемые гармонически колеблющимся с частотой первого линейного резонанса поршнем. Было установлено, что твердые частицы, помещенные в такой резонатор, участвуют в направленном движении и через некоторое время покидают среднюю часть трубы, оказываясь вблизи ее закрытого конца и поршня. В настоящей работе процесс дрейфа частиц исследуется численно, что позволяет рассмотреть особенности его протекания при различных режимах возбуждения резонансной системы.

Для описания движения газа в трубе применялась система уравнений Навье — Стокса для сжимаемого теплопроводного газа [2–4], записанная в цилиндрической системе координат:

$$\mathbf{q}_t + \mathbf{F}_x + \mathbf{G}_y = \mathbf{H}; \tag{1}$$

* Работа выполнена в рамках Федеральной целевой программы “Интеграция” (проект Б0020) при финансовой поддержке РФФИ (грант № 04–01–00107) и фонда НИОКР Республики Татарстан (грант № 05–5.4–127).

$$\mathbf{q}=\begin{bmatrix}\rho\\ \rho u\\ \rho v\\ E\end{bmatrix},\quad \mathbf{F}=\begin{bmatrix}\rho u\\ \rho u^2+p-\tau_{xx}\\ \rho uv-\tau_{xy}\\ (E+p-\tau_{xx})u-\tau_{xy}v+Q_x\end{bmatrix},\quad \mathbf{G}=\begin{bmatrix}\rho v\\ \rho uv-\tau_{xy}\\ \rho v^2+p-\tau_{yy}\\ (E+p-\tau_{yy})v-\tau_{xy}u+Q_y\end{bmatrix},$$

$$\mathbf{H}=\begin{bmatrix}-\rho v/y\\ (-\rho uv+\tau_{xy})/y\\ (-\rho v^2+\tau_{yy})/y\\ \left(-v(E+p-\tau_{yy})+k\dfrac{\partial T}{\partial y}+u\tau_{xy}\right)/y\end{bmatrix},\quad p=(\gamma-1)\left(E-0{,}5\rho\left(u^2+v^2\right)\right),$$

$$Q_x=-k\frac{\partial T}{\partial x},\quad Q_y=-k\frac{\partial T}{\partial y},\quad D=\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{v}{y},$$

$$\tau_{xx}=\mu\left(2\frac{\partial u}{\partial x}-\frac{2}{3}D\right),\quad \tau_{yy}=\mu\left(2\frac{\partial v}{\partial y}-\frac{2}{3}D\right),\quad \tau_{xy}=\mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial x}\right).$$

Система (1) в области с изменяющимися границами решалась в обобщенных подвижных координатах [3, 5]: $\xi=\xi(x, y, t)$, $\eta=\eta(x, y, t)$, $\tau=t$. В новых переменных система (1) имеет вид

$$\mathbf{q}_t^*+\mathbf{F}_\xi^*+\mathbf{G}_\eta^*=\mathbf{H}^*, \tag{2}$$

$$\mathbf{q}^*=\frac{1}{J}\begin{bmatrix}\rho\\ \rho u\\ \rho v\\ E\end{bmatrix},\quad \mathbf{H}^*=\frac{1}{J}\begin{bmatrix}-\rho v/y\\ (-\rho uv+\tau_{xy})/y\\ (-\rho v^2+\tau_{yy})/y\\ \left(-v(E+p-\tau_{yy})+k\dfrac{\partial T}{\partial y}+u\tau_{xy}\right)/y\end{bmatrix},$$

$$\mathbf{F}^*=\frac{1}{J}\begin{bmatrix}\xi_t\rho+\xi_x\rho u+\xi_y\rho v\\ \xi_t\rho u+\xi_x(\rho u^2+p-\tau_{xx})+\xi_y(\rho uv-\tau_{xy})\\ \xi_t\rho v+\xi_x(\rho uv-\tau_{xy})+\xi_y(\rho v^2+p-\tau_{yy})\\ \xi_tE+\xi_x((E+p-\tau_{xx})u-\tau_{xy}v+Q_x)+\xi_y((E+p-\tau_{yy})v-\tau_{xy}u+Q_y)\end{bmatrix},$$

$$\mathbf{G}^*=\frac{1}{J}\begin{bmatrix}\eta_t\rho+\eta_x\rho u+\eta_y\rho v\\ \eta_t\rho u+\eta_x(\rho u^2+p-\tau_{xx})+\eta_y(\rho uv-\tau_{xy})\\ \eta_t\rho v+\eta_x(\rho uv-\tau_{xy})+\eta_y(\rho v^2+p-\tau_{yy})\\ \eta_tE+\eta_x((E+p-\tau_{xx})u-\tau_{xy}v+Q_x)+\eta_y((E+p-\tau_{yy})v-\tau_{xy}u+Q_y)\end{bmatrix},$$

$$J=\begin{vmatrix}\xi_x & \xi_y & \xi_t\\ \eta_x & \eta_y & \eta_t\\ 0 & 0 & 1\end{vmatrix};\quad \xi_t=-x_t\xi_x-y_t\xi_y;\quad \eta_t=-x_t\eta_x-y_t\eta_y.$$

Для решения системы (2) применялся явный метод Мак-Кормака второго порядка точности с расщеплением по времени и схемой коррекции потоков [3]. На однородной сетке схема Мак-Кормака содержит два шага, в результате выполнения которых осуществляется переход на следующий временной слой: шаг предиктор и шаг корректор

$$q^0_{j,k} = q^n_{j,k} - \frac{\Delta t}{\Delta \xi}\left[F^n_{j+1,k} - F^n_{j,k}\right] - \frac{\Delta t}{\Delta \eta}\left[G^n_{j,k+1} - G^n_{j,k}\right] + \Delta t H^n_{j,k},$$

$$q^{n+1}_{j,k} = 0{,}5(q^n_{j,k} + q^0_{j,k}) - 0{,}5\frac{\Delta t}{\Delta \xi}\left[F^0_{j,k} - F^0_{j-1,k}\right] - 0{,}5\frac{\Delta t}{\Delta \eta}\left[G^0_{j,k} - G^0_{j,k-1}\right] + 0{,}5\Delta t H^0_{j,k}.$$

Каждая пространственная группа **F** и **G** на шагах предиктор и корректор аппроксимируется односторонними конечно-разностными операторами. Так, например, на шаге предиктор производные по ξ, входящие в $F^n_{j+1,k}$, $F^n_{j,k}$, аппроксимируются левыми разностными схемами первого порядка точности, а на шаге корректор — правыми, производные по η — центральными разностными схемами второго порядка точности. Производные по η, входящие в $G^n_{j,k+1}$, $G^n_{j,k}$, аппроксимируются левыми разностными схемами первого порядка, по ξ — центральными. Производные по ξ, η, входящие в **H** на шагах предиктор и корректор, выражаются центральными разностными схемами второго порядка. При расчетах на неравномерной сетке со сгущением вблизи боковой поверхности вводилась схема расщепления по времени [3]. На конечно-разностной сетке в физической области (x, y), фрагмент которой показан на рис. 1, шаг по оси x равномерен. Вдоль оси y задавалось N_K узлов. N_1 первых узлов образовывали ячейки с фиксированным шагом Δy ($0 \le y \le r\cdot d/2$), где d — диаметр трубы. Узлы, начиная с N_1 до N_K ($r\cdot d/2 < y \le$ $\le d/2$) образовывали ячейки с более мелким шагом Δy_1. Параметр r задавал границу области с измельченным шагом. Область (ξ, η) представляла собой единичный квадрат с равномерным разбиением по осям ξ, η.

Схема расщепления для рассматриваемой области задавалась симметричной последовательностью одномерных операторов. В области, ограниченной узлами с индексами $2 \le j \le N_j - 1, 2 \le k \le N_1$, схема имела вид

$$q^{n+1}_{j,k} = P_\xi\left(\frac{\Delta t}{2}\right)P_\eta\left(\frac{\Delta t}{2}\right)P_\eta\left(\frac{\Delta t}{2}\right)P_\xi\left(\frac{\Delta t}{2}\right)q^n_{j,k}.$$

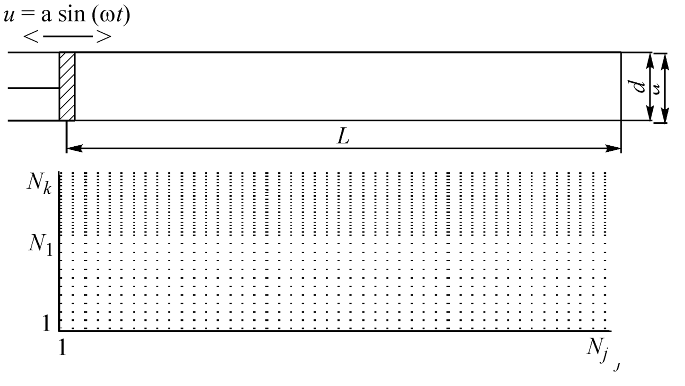

Рис. 1. Схема резонатора и фрагмент конечно-разностной сетки.

Каждый одномерный оператор включал в себя шаги предиктор и корректор. Так, например, действие оператора $P_\xi(\Delta t/2)$ на вектор-столбец $q^n_{j,k}$, в результате которого осуществлялся переход к промежуточному значению $\overline{q_{j,k}}$, состояло в выполнении двух шагов

$$q^0_{j,k} = q^n_{j,k} - \frac{\Delta t}{\Delta \xi}\left[F^n_{j+1,k} - F^n_{j,k}\right] + \frac{\Delta t}{4}H^n_{j,k};$$

$$\overline{q_{j,k}} = 0{,}5(q^n_{j,k} + q^0_{j,k}) - 0{,}5\frac{\Delta t}{2\Delta \xi}\left[F^0_{j,k} - F^0_{j-1,k}\right] + 0{,}5\frac{\Delta t}{4}H^0_{j,k}.$$

В области сгущения сеточных узлов $2 \le j \le N_j - 1,\ N_1 \le k \le N_k - 1$ в схему расщепления входило $2m$ одномерных операторов P_η:

$$q^{n+1}_{j,k} = P_\xi\left(\frac{\Delta t}{2}\right)P_\eta\left(\frac{\Delta t}{2m}\right)..P_\eta\left(\frac{\Delta t}{2m}\right)P_\xi\left(\frac{\Delta t}{2}\right)q^n_{j,k},$$

где $m = \Delta y/\Delta y_1$. Симметричная структура оператора необходима для сохранения второго порядка точности численного метода [3].

Для подавления осцилляций на ударных волнах применялась схема коррекции потоков, разработанная Дж.П. Борисом и Д.Л. Буком и известная как звуковая схема коррекции потоков Лакса — Вендроффа [3].

В начальный момент времени во внутренних узлах расчетной области задавались температура, плотность и нулевая скорость газа. Поршень двигался по гармоническому закону $x(t) = a \cdot \sin(\omega t)$. Продольная составляющая скорости газа на поверхности поршня в начальный момент времени была равна $u = a\omega$. На твердых поверхностях, в том числе, на поверхности подвижного поршня для скорости задавались граничные условия прилипания, а для плотности, давления, энергии, температуры — однородные граничные условия второго рода вида $\partial f/\partial n = 0$, где n — направление внешней нормали к поверхности. Таким образом, рассматривалась теплоизолированная система. На оси трубы задавались граничные условия симметрии. Ниже представлена конечно-разностная реализация граничных условий:

– на оси трубы ($k = 1$, $2 \le j \le N_j-1$): $u(j, 1) = u(j, 2)$, $v(j, 1) = -v(j, 2)$, $p(j, 1) = p(j, 2)$, $E(j, 1) = E(j, 2)$, $T(j, 1) = T(j, 2)$, $\rho(j, 1) = \rho(j, 2)$,

– на боковой поверхности ($k = N_k$, $2 \le j \le N_j-1$): $u(j, N_k) = 0$, $v(j, N_k) = 0$, $p(j, N_k) = p(j, N_k-1)$, $E(j, N_k) = E(j, N_k-1)$, $T(j, N_k) = T(j, N_k-1)$, $\rho(j, N_k) = \rho(j, N_k-1)$,

– на закрытом конце трубы ($j = N_j$, $2 \le k \le N_k-1$): $u(N_j, k) = 0$, $v(N_j, k) = 0$, $p(N_j, k) = p(N_j-1, k)$, $E(N_j, k) = E(N_j-1, k)$, $T(N_j, k) = T(N_j-1, k)$, $\rho(N_j, k) = \rho(N_j-1, k)$,

– на поверхности поршня ($j = 1$, $2 \le k \le N_k-1$): $u(1, k) = a\omega\cos(\omega t)$, $v(1, k) = 0$, $p(1, k) = p(2, k)$, $E(1, k) = E(2, k)$, $T(1, k) = T(2, k)$, $\rho(1, k) = \rho(2, k)$.

Динамика частицы в волновом поле описывалась на основе модели, построенной в предположении о стоксовом характере обтекания [5]:

$$\frac{4}{3}\pi R^3 \rho_s \frac{\partial \mathbf{w_s}}{\partial t} = \frac{1}{2}C_d \pi R^2 \rho \left|\mathbf{w_s} - \mathbf{w}\right|(\mathbf{w_s} - \mathbf{w}), \tag{3}$$

или

$$\frac{\partial \mathbf{w_s}}{\partial t} = \frac{9}{2} f_d \frac{\mu}{R^2 \rho_s}(\mathbf{w_s} - \mathbf{w}),\ f_d = \frac{C_d}{24}\mathrm{Re},\ \mathrm{Re} = \frac{\rho\left|\mathbf{w} - \mathbf{w_s}\right| 2R}{\mu},$$

где $\mathbf{w}_s$, $\mathbf{w}$ — векторы скорости частицы и газа, включающие в себя осевую и радиальную составляющие; μ — динамическая вязкость газа; R, ρ_s — радиус и плотность сферической частицы. В начальный момент времени задавались координаты покоящихся частиц.

Решение уравнения (3) определялось численно с использованием явной схемы с перешагиванием третьего порядка аппроксимации по времени [6]:

$$\Delta\mathbf{w}_\mathbf{s}^\mathbf{n} = 2\Delta t \frac{\partial \mathbf{w}_\mathbf{s}^\mathbf{n}}{\partial \mathbf{t}} - \Delta\mathbf{w}_\mathbf{s}^\mathbf{n-1},$$

где $\Delta\mathbf{w}_\mathbf{s}^\mathbf{n} = \mathbf{w}_\mathbf{s}^\mathbf{n+1} - \mathbf{w}_\mathbf{s}^\mathbf{n}$, Δt — временной шаг.

В результате система уравнений движения частицы примет вид

$$\begin{aligned} u_s^{n+1} &= 9 f_d \mu\, \Delta t (u_s^n - u^n)/(R^2 \rho_s) + u_s^{n-1}, \\ v_s^{n+1} &= 9 f_d \mu\, \Delta t (v_s^n - v^n)/(R^2 \rho_s) + v_s^{n-1}. \end{aligned} \tag{4}$$

Координаты частицы определялись по той же схеме, что и скорости:

$$\begin{aligned} x_s^{n+1} &= 2\,\Delta t\, u_s^{n+1} + x_s^{n-1}, \\ y_s^{n+1} &= 2\Delta t\, v_s^{n+1} + y_s^{n-1}. \end{aligned} \tag{5}$$

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Ниже приводятся результаты моделирования дрейфа частиц, полученные при возбуждении колебаний газового столба в трубе длиной L = 1 м, диаметром d = 0,048 м. Расчеты проводились при начальной температуре невозмущенного газа T = 290 К и начальной плотности ρ = 1,2 кг/м^3 на расчетной сетке с параметрами: N_j = 80, N_k = 25, N_1=10, r = 0,8. Моделировалась динамика сферической частицы с диаметром d = 0,001 м и плотностью ρ_s =1000 кг/ м^3 в зависимости от частоты колебаний поршня и начального расположения частицы в трубе.

Амплитуда поршня при возбуждении колебаний газового столба на частоте первого линейного резонанса $\omega = \omega_{11}$ составляла 0,015 м. Колебания быстро приобретали разрывной характер — формировались нелинейные волны с крутым передним и пологим задним фронтами (рис. 2, *a*). В начальный момент времени в узлах равномерной сетки, покрывающей расчетную область, размещались частицы, которые начинали перемещаться под действием акустического возбуждения. На рис. 2, *b*–*d* приведены временные зависимости скоростей и координат двух частиц, в начальный момент времени симметрично расположенных по обе стороны от середины трубы. При t = 0 частицы располагались вблизи поршня и вблизи закрытого конца трубы в точках с координатами $x = L/4$, $y = d/4$ и $x = 3L/4$, $y = d/4$. Колебания осевой и радиальной составляющих скорости происходили с частотой возбуждения. При этом величина осевой составляющей скорости на два порядка превышала величину радиальной составляющей (рис. 2, *b*, *c*). Наибольшая скорость роста среднего значения осевой составляющей скорости наблюдалась на начальной стадии колебаний, когда частота возбуждения точно соответствовала первому линейному резонансу, вследствие чего возбуждались ударные волны (рис. 2, *a*, *b*). С течением времени в системе из-за влияния диссипативных потерь возрастала температура, менялась скорость звука и нарушалось условие генерации

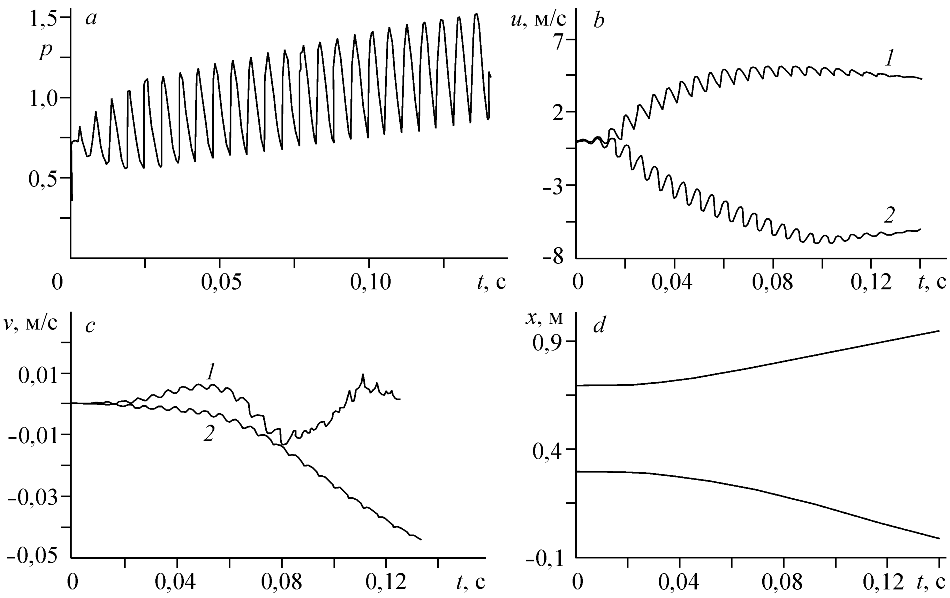

Рис. 2. Зависимости давления от времени у закрытого конца трубы (*a*) и составляющих скорости и продольного перемещения частиц, находившихся в начальный момент времени в точках с координатами $x = 3L/4$, $y = d/4$ (*1*) и $x = L/4$, $y = d/4$ (*2*), от времени (*b, c, d*); $\omega = \omega_{11}$.

первого линейного резонанса при фиксированной частоте возбуждения. Вследствие этого передний фронт волны становился более пологим (см. рис. 2, *a*), а амплитуда и среднее значение осевой составляющей скорости частиц уменьшались (см. рис. 2, *b*). На рис. 3, *a, b* сопоставляются зависимости давления газа и дрейфовой скорости частицы от времени при возбуждении на резонансной частоте $\omega = \omega_{11}$ и на частоте $\omega = 1{,}2\omega_{11}$. В первом случае амплитуда колебаний поршня составляла $a = 0{,}015$ м, во втором была в два раза выше — $a = 0{,}03$ м. В результате, при возбуждении колебаний на нерезонансной частоте амплитуда волны давления была больше, чем в резонансном режиме (рис. 3, *a*), но форма колебаний была близка к гармонической с незначительной асимметрией переднего и заднего волновых фронтов. Поэтому дрейфовая скорость частиц при большей амплитуде колебаний поршня оказывалась существенно меньшей (рис. 3, *b*), чем при разрывных колебаниях, возникающих в резонансном режиме с меньшей интенсивностью возбуждения.

На частоте первого линейного резонанса было выявлено две области притяжения частиц — с течением времени частицы дрейфовали по направлению к закрытому концу трубы и к поршню (см. рис. 2, *b, d*). Кривые осевой скорости и перемещения частиц, расположенных в начальный момент времени симметрично относительно середины трубы, также были симметричны. На рис. 4, *a* точками показано начальное равномерное расположение частиц в трубе при $t = 0$. К моменту времени $t = 0{,}1$ с в центральной области трубы число частиц уменьшается за счет их смещения к закрытому концу и к поршню (рис. 4, *b*). Таким образом, при возбуждении колебаний в закрытой трубе на частоте первого линейного резонанса в центральной области трубы концентрация частиц уменьшается, а вблизи закрытого конца и поршня — возрастает [1].

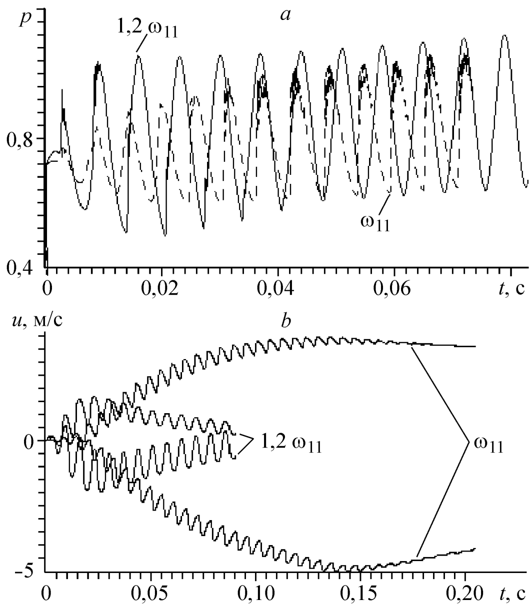

Рис. 3. Влияние асимметрии фронтов на величину дрейфовой скорости частиц.

a — зависимости давления у закрытого конца трубы при возбуждении с частотами ω_{11} и $1{,}2\omega_{11}$ от времени; *b* — соответствующие этим режимам скорости частиц, расположенных в начальный момент времени в точках с координатами $x = L/4$, $y = d/4$ и $x = 3L/4$, $y = d/4$.

Амлитуда колебаний поршня на частоте второго линейного резонанса $\omega = \omega_{21}$ также составляла 0,015 м. Вблизи резонанса наблюдались нелинейные колебания с крутым передним и пологим задним фронтом, под действием которых частицы начинали перемещаться (рис. 5, *a*–*d*). Скорость частиц изменялась с частотой внешнего возбуждения и имела ненулевое среднее значение (рис. 5, *b*, *c*). В отличие от предыдущего случая, концентрация частиц с течением времени увеличивалась не только вблизи поршня и закрытого конца трубы, но и в ее средней области (рис. 6). Таким образом, при возбуждении колебаний в закрытой трубе на частоте

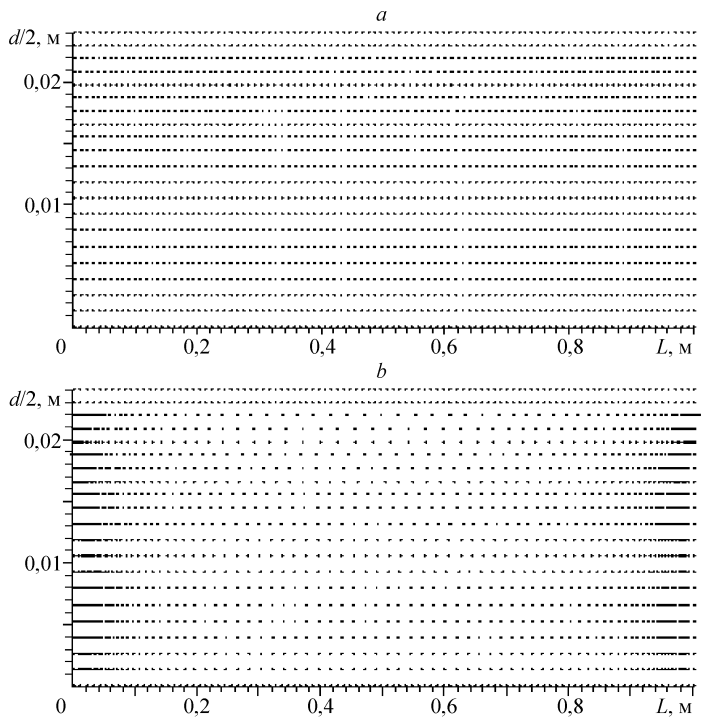

Рис. 4. Характерное для первого линейного резонанса расположение частиц в трубе в различные моменты времени.

$t = 0$ (*a*), 0,1 *c* (*b*).

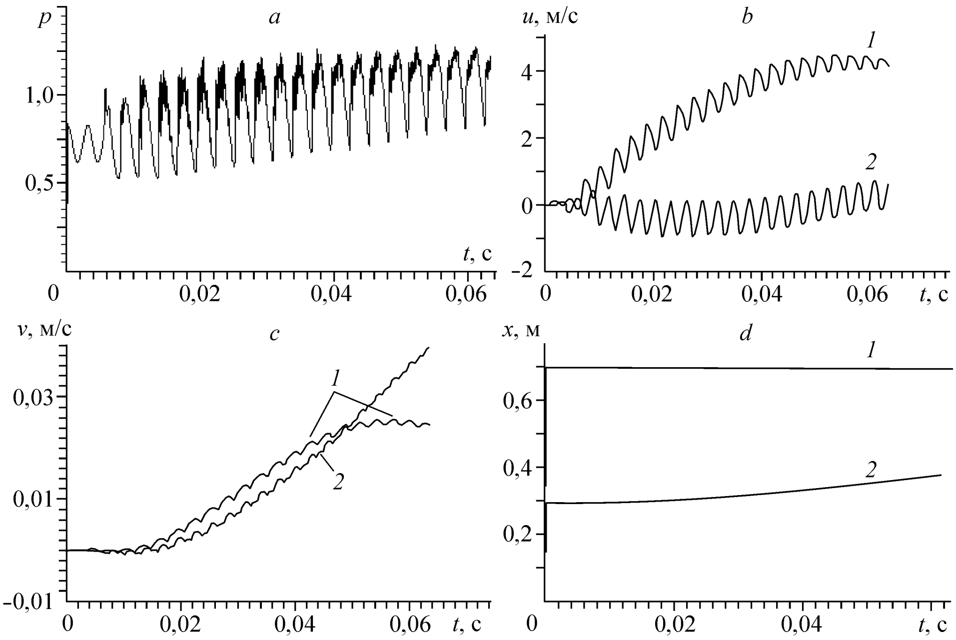

Рис. 5. Зависимости давления от времени у закрытого конца трубы (*a*) и составляющих скорости и продольного перемещения частиц, находившихся в начальный момент времени в точках с координатами $x = 3L/4$, $y = d/4$ (*1*) и $x = L/4$, $y = d/4$ (*2*), от времени (*b, c, d*); $\omega = \omega_{21}$.

второго линейного резонанса частицы с течением времени смещаются по направлению к середине трубы, к ее закрытому концу и к поршню, создавая там области повышенной концентрации.

Возбуждение резонатора на частоте первого нелинейного резонанса $\omega = \omega_{12}$ осуществлялось при амплитуде колебаний поршня 0,05 м. В этом случае на один период колебаний поршня приходилось два периода колебаний газового столба (рис. 7, *a*). Вблизи поршня концентрация частиц уменьшалась, равномерно возрастая к закрытому концу трубы (рис. 7, *b*). При возбуждении колебаний газа в закрытой трубе на частоте первого нелинейного резонанса твердые частицы с течением времени смещаются по направлению к закрытому концу трубы, создавая там область повышенной концентрации.

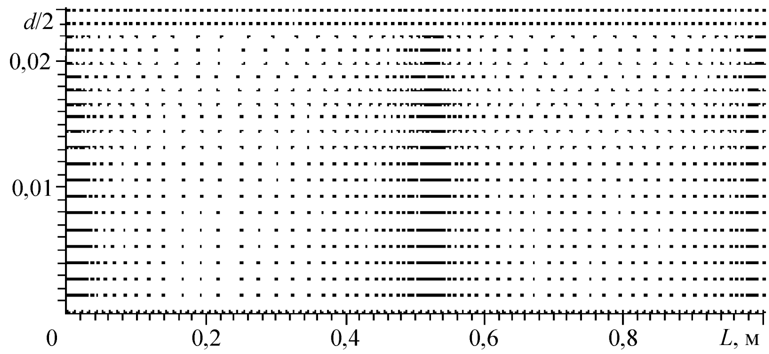

Рис. 6. Характерное для второго линейного резонанса расположение частиц в трубе в различные моменты времени, t = 0,07 *с*.

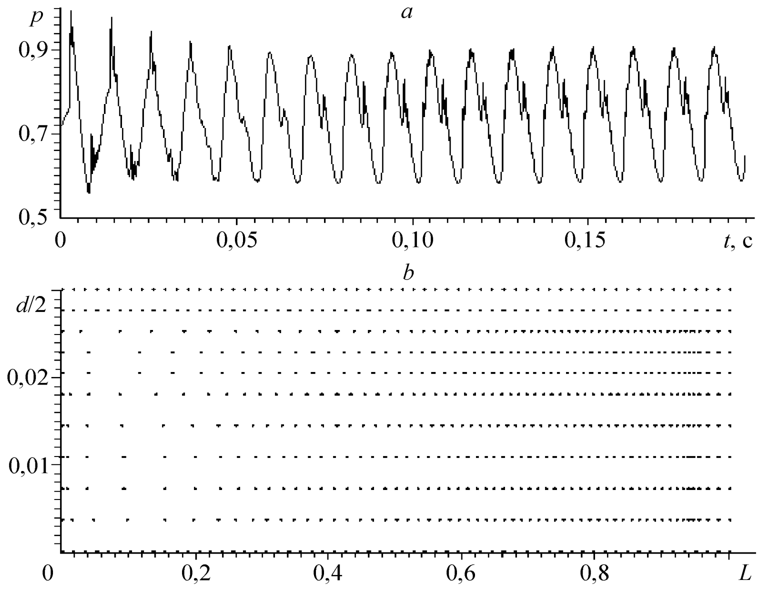

Рис. 7. Зависимость давления у закрытого конца трубы от времени (*a*) и характерное для первого нелинейного резонанса расположение частиц в трубе (*b*) в момент времени t = 0,23 *с*.

Проведенный численный эксперимент показал, что скорость направленного дрейфа частиц определяется асимметрией фронтов акустической волны и возрастает в окрестности резонансных частот возбуждения, где формируются нелинейные волны с крутым передним фронтом. Характер пространственного распределения частиц в волновом поле резонатора определяется типом резонанса — с течением времени частицы оказываются вблизи узлов стоячей волны поля скорости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Гуляев А.И., Кузнецов В.Н.** Коагуляция аэрозолей под действием периодических ударных волн // Акуст. журн. — 1962. — Т. 8, вып. 4. — С. 219–220.
2. **Steger J. L.** Implicit finite-difference simulation of flow about arbitrary two-dimensional geometries // AIAA J. — 1978. — Vol. 16, No. 7. — P. 679–686.
3. **Флетчер К**. Вычислительные методы в динамике жидкостей. — М.: Мир, 1991. — 551 с.
4. **Ковеня В.М, Тарнавский Г.А., Черный С.Г.** Применение метода расщепления в задачах аэродинамики. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1990. — 247 с.
5. **Стернин Л.Е.** Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами. — М.: Машиностроение, 1980. — 176 с.
6. **Рихтмайер Р., Мортон К**. Разностные методы решения краевых задач. — М.: Мир, 1972. — 418 с.

Статья поступила в редакцию 2 сентября 2004 г.