

ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ.  
КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

УДК 539.37

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДРЕЙФА ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ  
ПРИ РЕЗОНАНСНЫХ КОЛЕБАНИЯХ ГАЗА В ОТКРЫТОМ КАНАЛЕ

© 2009 г. А. Л. Тукмаков

Институт механики и машиностроения КазНЦ РАН,

420111, Казань, ул. Лобачевского, 2/31

E-mail: tukmakov@mail.knc.ru

Поступила в редакцию 15.01.08 г.

Методами численного моделирования рассмотрен дрейф твердых сферических частиц, находящихся во взвешенном состоянии в открытом канале, возникающий под действием продольных резонансных колебаний газового столба. Поле скоростей газа содержит периодические нелинейные волны и акустическое течение, движение частиц происходит под действием силы Стокса. Вблизи первой, второй и третьей собственных частот колебаний газового столба получены распределения частиц в волновом поле открытого канала. Выявлены особенности пространственной структуры конфигурации частиц, обусловленной их дрейфом под действием акустического излучения.

PACS: 43.25.+y

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к изучению влияния акустических полей на взвешенные в газе аэрозольные частицы связан с возможностью управления их пространственным распределением. Частицы, находящиеся в переменном акустическом поле, приобретают под действием нелинейных эффектов второго порядка дрейфовую составляющую скорости, зависящую от частоты и амплитуды возбуждения [1–4]. Различают несколько механизмов, вызывающих дрейф частиц: радиационное давление звука, периодическое изменение вязкости колеблющейся среды, асимметрию движения среды на фазах сжатия и разрежения, акустические течения [1]. Процесс дрейфа зависит также от коллективных явлений: от взаимодействия частиц через поля обтекания и от их коагуляции. В статье рассматривается поведение твердых сферических частиц в нелинейном волновом поле, создаваемом в открытом плоском канале поршнем, колеблющимся по гармоническому закону. Пренебрегается взаимодействием частиц и влиянием их на несущую среду. Движение частицы происходит под действием аэродинамической силы с коэффициентом сопротивления в форме Клячко [5]. Выбранная модель позволяет проанализировать дрейф частиц в зависимости от асимметрии волновых фронтов и вида акустического течения.

Преобладающие механизмы дрейфа и уровень акустического воздействия на частицу заданного размера и массы зависят от частоты и амплитуды внешнего поля, которые определяют форму волны. Наибольшее воздействие достигается при генерации волн на резонансных частотах газового столба, когда могут возникать колебания разрыв-

ного типа с наиболее выраженной асимметрией формы волны [6] и с интенсивными акустическими течениями. В акустически полуоткрытой трубе собственные частоты газового столба, с точностью до малой поправки, определяются как  $f_n = nc/(4L)$ , где  $c$  – скорость звука,  $L$  – длина трубы,  $n$  принимает нечетные значения и обозначает порядок резонанса. Частицы, находящиеся в акустическом поле, движутся как под действием асимметрии волнового движения газа в течение периода внешнего воздействия, так и под действием акустического течения. Величина среднего смещения частицы за период импульса волнового воздействия определяется разностью количества движения, которые она приобретает на фазах сжатия и разрежения газа. Под действием этого механизма дрейфа частица перемещается в сторону ближайшего узла стоячей волны скорости [1]. Расчеты показывают, чем более несимметрична форма волны на фазах разрежения и сжатия, тем больший импульс приобретает частица за период колебаний [7]. Дрейф частицы вызывается также акустическим течением. В зависимости от формы волны и соотношения крутизны фронтов сжатия и разрежения, преобладает тот или иной механизм дрейфа. В результате аэрозольная частица либо смещается в узлы стоячей волны поля скорости, либо сносится акустическим течением. В первом случае частица движется под действием импульса, полученного от внешней среды при несимметричном воздействии на фазах сжатия и разрежения, и ведет себя как “тяжелая”, обладающая достаточной инерционностью. Во втором случае частица ведет себя как легкая, т.е. с малой инерционностью и малым



временем релаксации, которая в течении фаз сжатия и разрежения смещается на приблизительно равные расстояния в противоположных направлениях. Поэтому при значительной амплитуде колебаний среднее за период смещение легкой частицы под действием волнового давления мало и дрейф возникает за счет сноса частицы акустическим течением [1].

## ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

*Движение несущей среды.* Рассмотрим особенности процесса дрейфа твердых сферических частиц в открытом канале и в пространстве, прилегающем к открытому концу канала. Движение газа описывается системой уравнений Навье-Стокса в подвижной системе координат [8–9]:

$$\mathbf{q}_t + \mathbf{E}_\xi + \mathbf{F}_\eta = 0; \quad \mathbf{q} = \left[ \frac{\rho}{J}, \frac{\rho u}{J}, \frac{\rho v}{J}, \frac{E}{J} \right]^T;$$

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

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

$$\tau_{xy} = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right); \quad \tau_{xx} = 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\mu \operatorname{div}(\mathbf{U});$$

$$\tau_{yx} = \tau_{xy}; \quad \tau_{yy} = 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}\mu \operatorname{div}(\mathbf{U});$$

$$p = (\gamma - 1)\rho I; \quad \operatorname{div}(\mathbf{U}) = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y};$$

$$I = E - 0.5\rho(u^2 + v^2); \quad J = \begin{vmatrix} \xi_x & \xi_y & \xi_t \\ \eta_x & \eta_y & \eta_t \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix};$$

$$\xi_t = -x_t \xi_x - y_t \xi_y; \quad \eta_t = -x_t \eta_x - y_t \eta_y.$$

Здесь  $\rho, u, v, E, I, T, p$  — плотность, декартовы составляющие скорости, полная и внутренняя энергия, температура и давление газа;  $\gamma, \mu$  — постоянная адиабаты и динамическая вязкость;  $\tau_{xx}, \tau_{yy}, \tau_{xy}$  — составляющие тензора вязких напряжений;  $J$  — якобиан преобразования координат при переходе от физической области в переменных  $(x, y, t)$  к расчетной области в перемен-

ных  $(\xi, \eta, t)$ . Система (1) в области с изменяющимися границами решалась явным методом Мак-Кормака второго порядка в обобщенных подвижных координатах  $\xi = \xi(x, y, t), \eta = \eta(x, y, t), t$  [8–9]. Расчетная область разбивалась на подобласти, а решение во всей расчетной области получалось сшиванием решений в смежных подобластях.



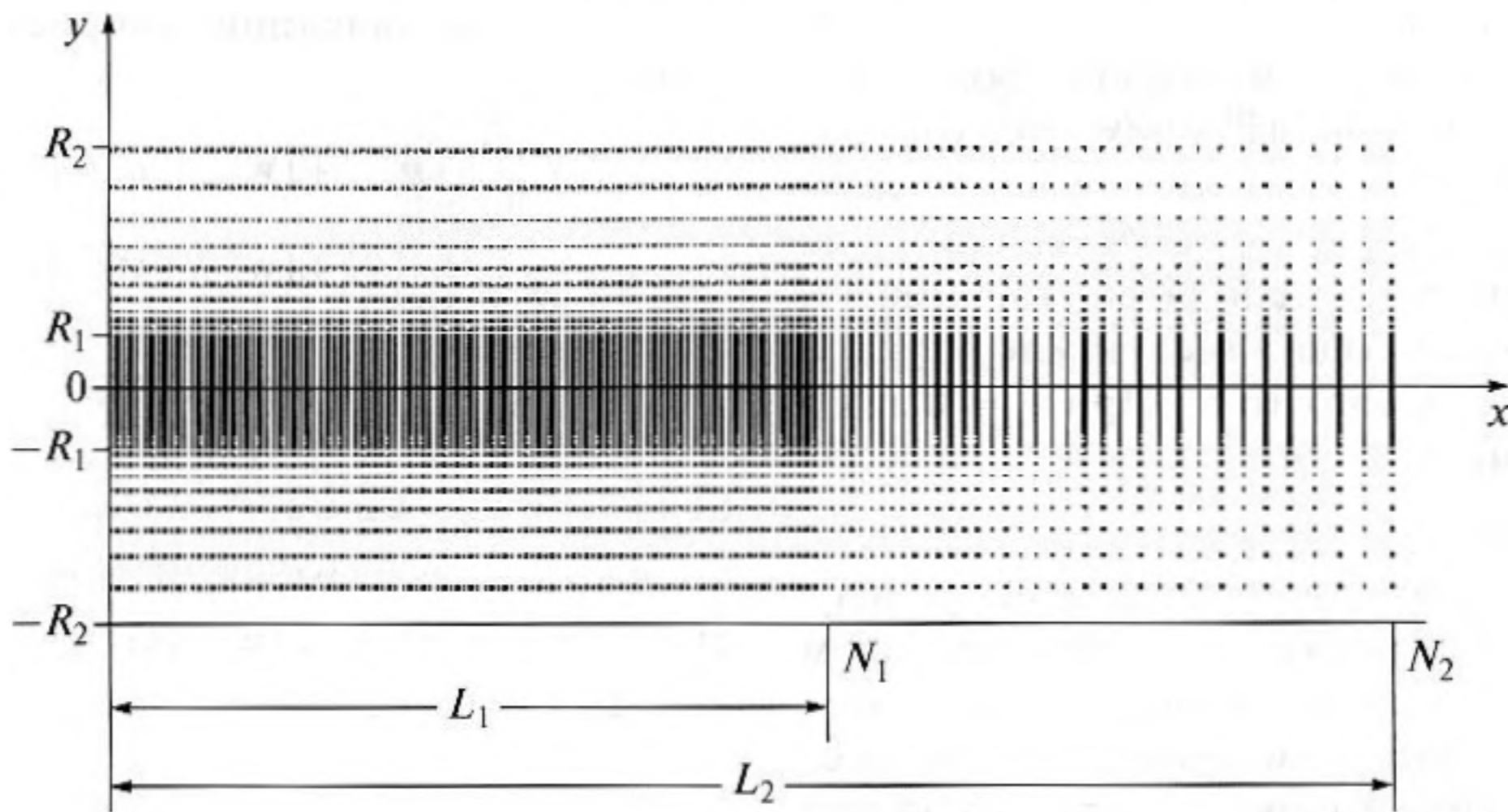


Рис. 1. Фрагмент конечно-разностной сетки.

Явная схема Мак-Кормака состоит из шагов предиктор и корректор [8]:

$$\mathbf{q}_{j,k}^* = \mathbf{q}_{j,k}^n - \frac{\Delta t}{\Delta \xi} (\mathbf{E}_{j+1,k}^n - \mathbf{E}_{j,k}^n) - \frac{\Delta t}{\Delta \eta} (\mathbf{F}_{j,k+1}^n - \mathbf{F}_{j,k}^n),$$

$$\mathbf{q}_{j,k}^{n+1} = 0.5(\mathbf{q}_{j,k}^n + \mathbf{q}_{j,k}^*) - 0.5 \frac{\Delta t}{\Delta \xi} (\mathbf{E}_{j,k}^* - \mathbf{E}_{j-1,k}^*) - 0.5 \frac{\Delta t}{\Delta \eta} (\mathbf{F}_{j,k}^* - \mathbf{F}_{j,k-1}^*).$$

В расчетах использовалась модификация данного метода – схема расщепления по пространственным направлениям, которая реализуется в виде симметричной последовательности одномерных операторов, переводящих решение на следующий временной слой [10]:

$$\mathbf{q}_{j,k}^{n+1} = \mathbf{P}_\xi(\Delta t_\xi/2) \mathbf{P}_\eta(\Delta t_\eta/2) \times \mathbf{P}_\eta(\Delta t_\eta/2) \mathbf{P}_\xi(\Delta t_\xi/2) \mathbf{q}_{j,k}^n.$$

Переход с предыдущего временного слоя  $t^n$  на последующий временной слой  $t^{n+1}$  за счет применения одномерных операторов к вектору газодинамических функций осуществляется следующим образом:

$$\mathbf{q}_{j,k}^{(1)} = \mathbf{P}_\xi(\Delta t_\xi/2) \mathbf{q}_{j,k}^n, \quad \mathbf{q}_{j,k}^{(2)} = \mathbf{P}_\eta(\Delta t_\eta/2) \mathbf{q}_{j,k}^{(1)},$$

$$\mathbf{q}_{j,k}^{(3)} = \mathbf{P}_\eta(\Delta t_\eta/2) \mathbf{q}_{j,k}^{(2)}, \quad \mathbf{q}_{j,k}^{n+1} = \mathbf{P}_\xi(\Delta t_\xi/2) \mathbf{q}_{j,k}^{(3)}.$$

Здесь  $\Delta t_\xi = \Delta t_\eta = \Delta t$ . Так, для получения промежуточных значений вектора  $\mathbf{q}^{(1)}$  необходимо применить одномерный оператор  $\mathbf{P}_\xi(\Delta t_\xi/2)$  по переменной  $\xi$  к вектору газодинамических функций на временном слое  $t^n$ . Действие каждого одномерного оператора  $\mathbf{P}$  состоит в последовательном вы-

полнении шагов предиктор и корректор по соответствующей пространственной переменной:

$$\mathbf{q}_{j,k}^{(1)*} = \mathbf{q}_{j,k}^n - \frac{(\Delta t_\xi/2)}{\Delta \xi} (\mathbf{E}_{j+1,k}^n - \mathbf{E}_{j,k}^n),$$

$$\mathbf{q}_{j,k}^{(1)} = 0.5(\mathbf{q}_{j,k}^n + \mathbf{q}_{j,k}^{(1)*}) - 0.5 \frac{(\Delta t_\xi/2)}{\Delta \xi} (\mathbf{E}_{j,k}^{(1)*} - \mathbf{E}_{j-1,k}^{(1)*}),$$

$$\mathbf{q}_{j,k}^{(2)*} = \mathbf{q}_{j,k}^{(1)} - \frac{(\Delta t_\eta/2)}{\Delta \eta} (\mathbf{F}_{j,k+1}^{(1)} - \mathbf{F}_{j,k}^{(1)}),$$

$$\mathbf{q}_{j,k}^{(2)} = 0.5(\mathbf{q}_{j,k}^{(1)} + \mathbf{q}_{j,k}^{(2)*}) - 0.5 \frac{(\Delta t_\eta/2)}{\Delta \eta} (\mathbf{F}_{j,k}^{(2)*} - \mathbf{F}_{j,k-1}^{(2)*}).$$

Каждая пространственная группа  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{F}$  на шагах предиктор и корректор представляется при помощи односторонних конечно-разностных операторов. Так, например, на шаге предиктор для аппроксимации производных по  $\xi$ , входящих в

$\mathbf{E}_{j+1,k}^n, \mathbf{E}_{j,k}^n$  применяются левые разностные схемы первого порядка точности; на шаге корректор – правые, производные по  $\eta$  вычисляются центральными разностными схемами второго порядка. Производные по  $\eta$ , входящие в  $\mathbf{F}_{j,k+1}^n, \mathbf{F}_{j,k}^n$ , аппроксимируются на шаге предиктор левыми разностными схемами первого порядка, а на шаге корректор – правыми. Разностные производные по  $\xi$  в  $\mathbf{F}_{j,k+1}^n, \mathbf{F}_{j,k}^n$  на каждом шаге – центральные.

Схема резонатора и способ разбиения физической области на подобласти приведены на рис. 1. Расчетная область составлена из четырех подобластей:  $0 \leq x \leq L_1, R_1 \leq y \leq R_2$ ;  $0 \leq x \leq L_1, -R_1 \leq y \leq R_1$ ;  $0 \leq x \leq L_1, -R_2 \leq y \leq -R_1$ ;  $L_1 \leq x \leq L_2, -R_2 \leq y \leq R_2$ . На боковых стенках канала ( $0 \leq x \leq L_1, y = -R_1, y = R_1$ ) и на поверхности движущегося поршня ( $x = a \sin(\omega t), -R_1 \leq y \leq R_1$ ) для составляющих скорости задавались условия прилипания. На внеш-



них границах расчетной области ставились однородные граничные условия второго рода. Для плотности, давления, энергии, температуры однородные граничные условия второго рода задавались на всех границах, в том числе и на твердых. В начальный момент времени во внутренних узлах расчетной сетки задавались температура и плотность неподвижного газа. При  $t = 0$  поршень начинал движение по гармоническому закону  $x(t) = a \sin(\omega t)$ .

**Коррекция решения.** Для получения устойчивого решения в алгоритм был включен механизм подавления нефизических осцилляций, возникающих вследствие дисперсионной ошибки численного метода. После перехода на следующий временной слой (при  $t = t^{n+1}$ ) коррекция решения, полученного методом Мак-Кормака, осуществлялась применительно к векторам газодинамических функций в переменных  $U = (\rho, u, v, E)^T$  с помощью схемы, описанной в [11]. Процедура коррекции выполнялась последовательно по всем строкам (вдоль  $\xi$ ), а затем по всем столбцам (вдоль  $\eta$ ) в расчетной области:

$$U_j = \tilde{U}_j + k(\delta\Phi_{j+\frac{1}{2}} - \delta\Phi_{j-\frac{1}{2}}),$$

где  $\delta\Phi_{j+\frac{1}{2}} = \delta\tilde{U}_{j+\frac{1}{2}}$ , если  $(\delta\tilde{U}_{j-\frac{1}{2}} \cdot \delta\tilde{U}_{j+\frac{1}{2}}) < 0$ , или  $(\delta\tilde{U}_{j+\frac{1}{2}} \cdot \delta\tilde{U}_{j+\frac{3}{2}}) < 0$ , и  $\delta\Phi_{j+\frac{1}{2}} = 0$  в любом другом случае. Здесь  $\delta\tilde{U}_{j-\frac{1}{2}} = \tilde{U}_j - \tilde{U}_{j-1}$ ,  $\delta\tilde{U}_{j+\frac{1}{2}} = \tilde{U}_{j+1} - \tilde{U}_j$ ,  $\delta\tilde{U}_{j+\frac{3}{2}} = \tilde{U}_{j+2} - \tilde{U}_{j+1}$ ,  $\tilde{U}_j$  — значение функции после перехода на  $(n+1)$  временной слой по схеме Мак-Кормака, коэффициент  $k = 0.125$ .

**Уравнение движения частицы.** Движение частицы в волновом поле описывалось законом Стокса, где коэффициент сопротивления  $C_d$  брался в форме Клячко [5]:

$$\frac{\partial \mathbf{w}_s}{\partial t} = \frac{9}{2} C_d \frac{\text{Re}}{24 R^2 \rho_s} (\mathbf{w} - \mathbf{w}_s), \quad (2)$$

$$\text{Re} = \frac{\rho |\mathbf{w} - \mathbf{w}_s| 2R}{\mu}, \quad C_d = \frac{24}{\text{Re}} \left( 1 + \frac{\text{Re}^2}{6} \right),$$

где  $\mathbf{w}_s, \mathbf{w}$  — скорости частицы и газа;  $r, \rho_s$  — радиус и плотность сферической частицы. Записав уравнение (2) в проекциях на оси, найдем решения для составляющих скорости частиц на временном шаге  $t^{n+1}$ , считая начальными условиями

значения составляющих скорости на временном шаге  $t^n$ :

$$\mathbf{w}_{x,s}^{n+1} = u^{n+1} + (\mathbf{w}_{x,s}^n - u^{n+1}) \exp(-\alpha \Delta t),$$

$$\mathbf{w}_{y,s}^{n+1} = v^{n+1} + (\mathbf{w}_{y,s}^n - v^{n+1}) \exp(-\alpha \Delta t),$$

$$\alpha = \frac{9}{2} C_d \frac{\text{Re} \mu}{24 R^2 \rho_s}.$$

где  $\mathbf{w}_{x,s}^n, \mathbf{w}_{y,s}^n$  —  $x$  и  $y$  составляющие вектора скорости частицы на временном слое  $t^n$ ,  $u^{n+1}, v^{n+1}$  — составляющие скорости газа на временном слое  $t^{n+1}$ ,  $\Delta t = t^{n+1} - t^n$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Рассмотрим происходящее под действием акустического излучения движение частиц в плоском прямоугольном канале и в его внешней окрестности (рис. 1). Высота канала  $d = 2R_1 = 0.032$  м, длина  $L_1 = 1$  м. В области  $(0 \leq x \leq L_1, -R_1 \leq y \leq R_1)$  расположения прямоугольного канала строится равномерная сетка с числом узлов  $N_1 \times M_1 = 100 \times 40$ . При  $L_1 \leq x \leq L_2$  сетка расширяется вдоль  $x$  по линейному закону. При  $R_1 \leq y \leq R_2$  и при  $-R_2 \leq y \leq -R_1$  сетка также линейно расширяется в положительном и отрицательном направлениях оси  $y$ . Расчеты проводились при  $L_2 = 9$  м,  $N_2 = 200$ ,  $R_2 = 0.125$  м. В интервалах  $R_1 < y \leq R_2$ ,  $-R_2 \leq y < -R_1$  располагалось по 20 узлов. Численный эксперимент проводился при колебаниях поршня на трех первых собственных частотах полуоткрытой трубы:  $f_1 = c/4L = 85$  Гц,  $f_3 = 3c/4L = 255$  Гц и  $f_5 = 5c/4L = 425$  Гц. Здесь  $c = (\gamma RT)^{1/2} = 340$  м/с — скорость звука в газе,  $\gamma = 1.4$ ,  $R = 278$  Дж/(кг К) — газовая постоянная,  $T = 293$  К. Амплитуда колебаний поршня на всех частотах была постоянна и составляла  $a = 0.01$  м. Моделировалось движение сферических частиц плотностью  $\rho_s = 1000$  кг/м<sup>3</sup> и диаметрами  $d = 10^{-6}$  м и  $d = 10^{-4}$  м. Расчеты проводились в предположении о том, что малое объемное содержание частиц не оказывает влияния на течение газа. В начальный момент времени задавались координаты неподвижных частиц, находящихся в узлах расчетной сетки.

На рис. 2 приведена зависимость давления у поршня от времени (а) и характерные распределения частиц внутри и вне канала в различные моменты времени (б)–(д). На рис. 2б, г представлены распределения частиц диаметром  $d = 10^{-4}$  м, а на рис. 2в, д — диаметром  $d = 10^{-6}$  м. На первой собственной частоте продольных колебаний в открытой с одного конца трубе у поршня располагается узел, а вблизи открытого конца — пучность



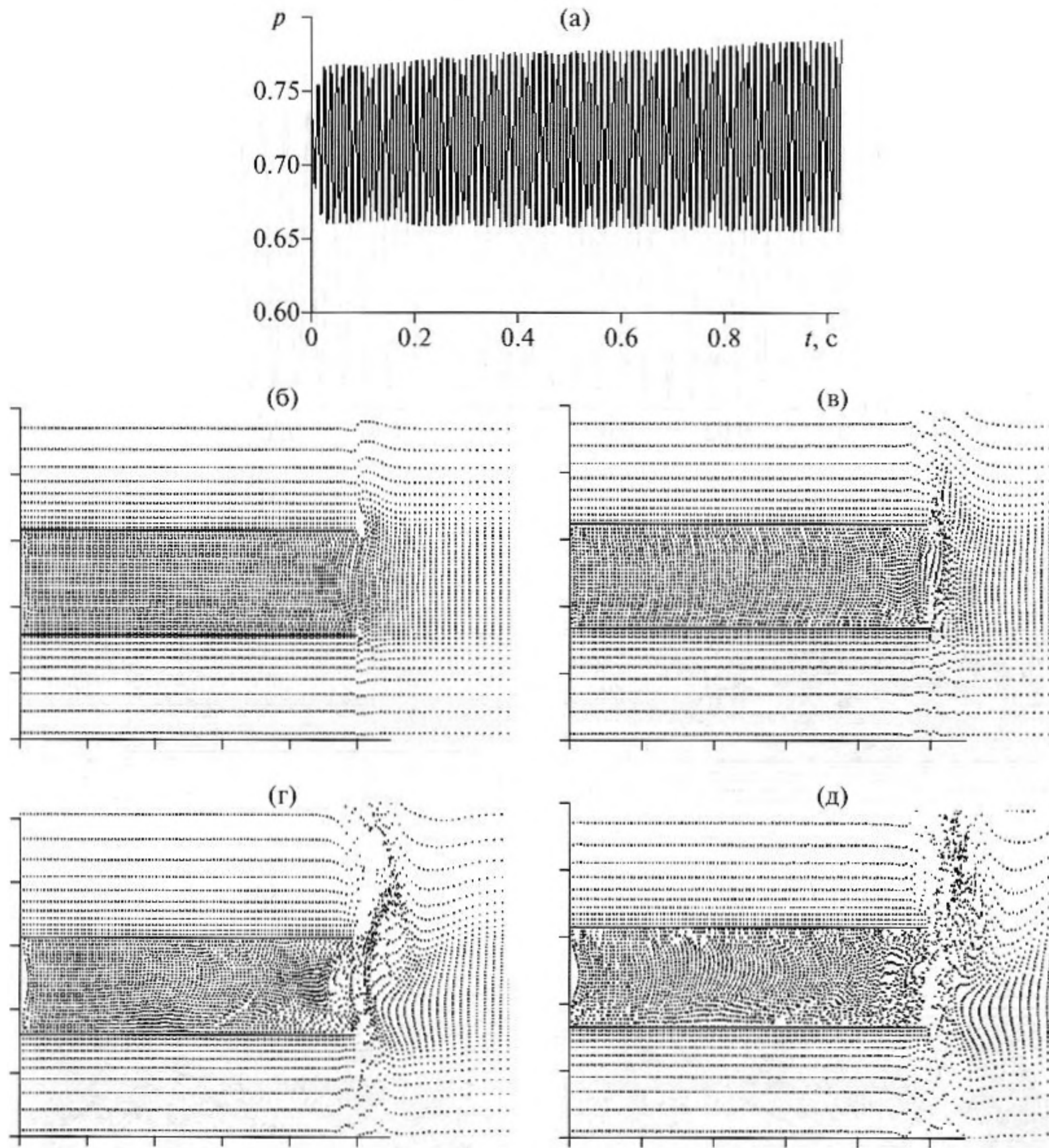


Рис. 2. Распределение тяжелых и легких частиц в трубе при первой собственной частоте колебаний: а) – зависимость давления у поршня от времени; б) – тяжелые частицы к моменту времени  $t = 0.2$  с; в) – легкие частицы к моменту времени  $t = 0.2$  с; г) – тяжелые частицы к моменту времени  $t = 0.9$  с; д) – легкие частицы к моменту времени  $t = 0.9$  с.

стоячей волны скорости. Расположение узлов и пучностей скорости (а) и конфигурация акустического течения (б) для рассматриваемого случая приведены на рис. 3. Форма колебаний такова, что асимметрия фронтов невелика и частицы смещаются преимущественно под действием акустического течения, которое вблизи оси направлено во внешнюю область, а вблизи стенок канала – к поршню. По этой причине наибольшее продольное смещение частиц достигается вблизи оси канала и уменьшается по направлению к стенкам. Вблизи среза канала формируется область выхлопа, в которой последовательно распо-

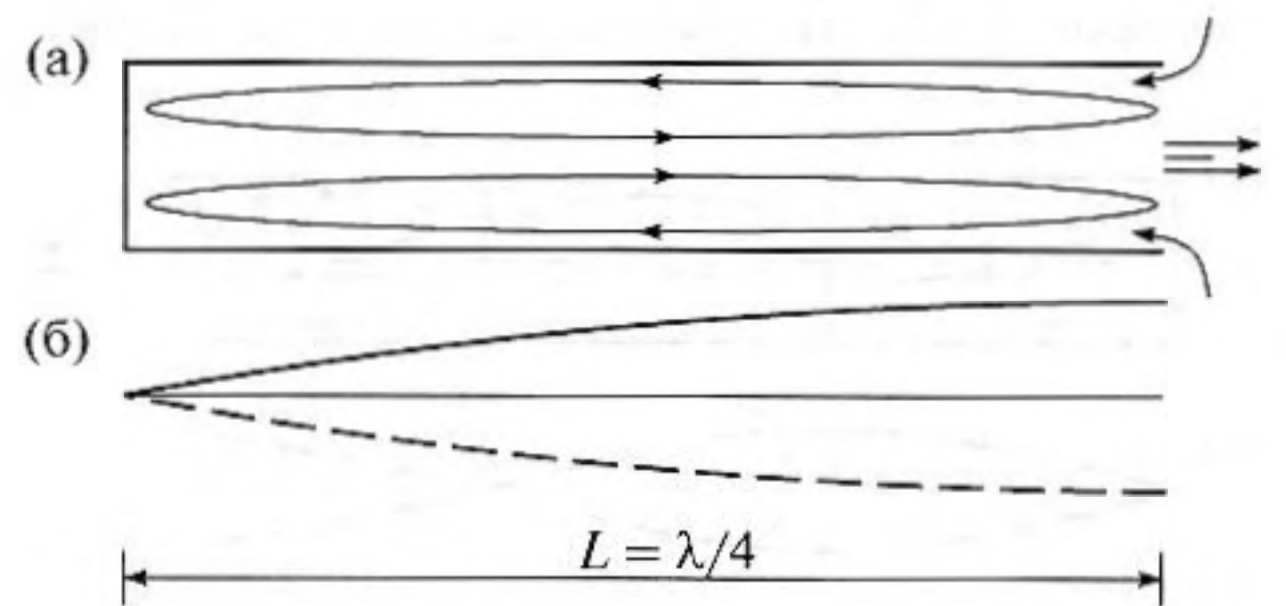
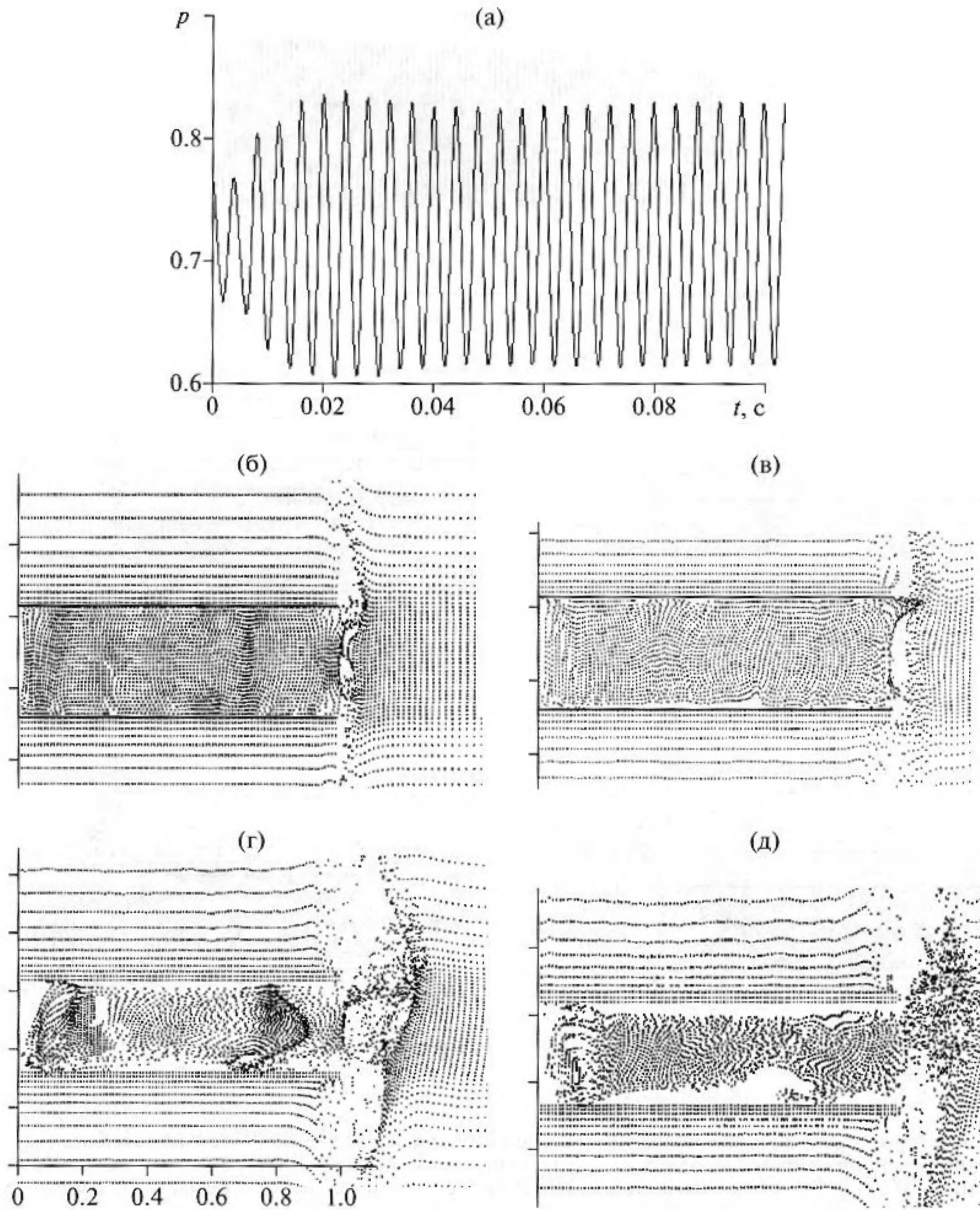
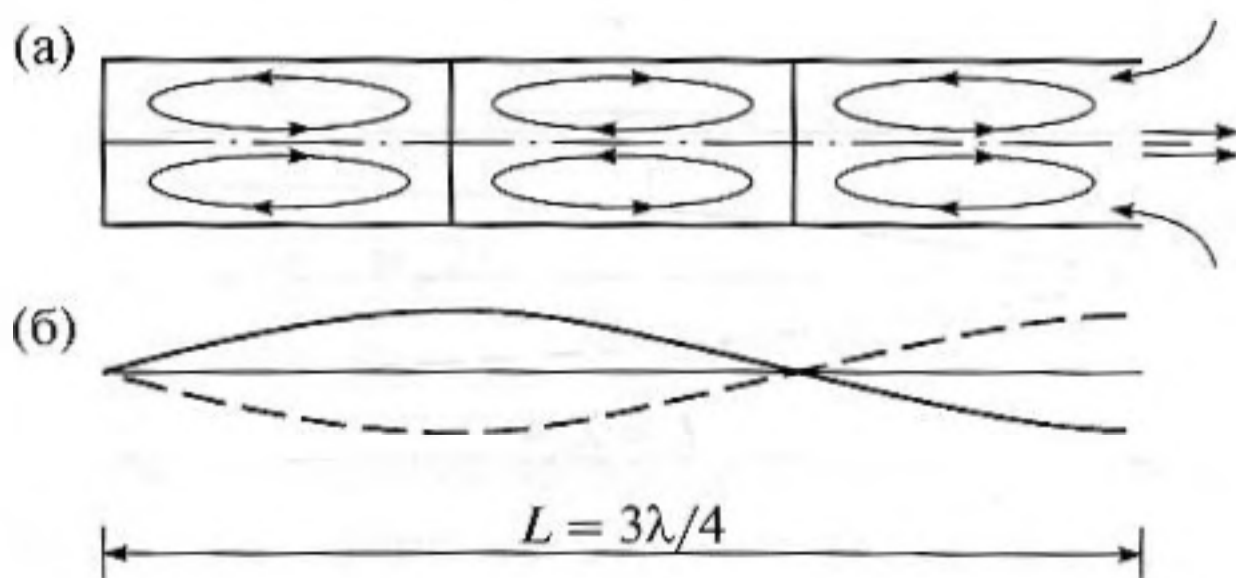


Рис. 3. Схема акустических течений в полуоткрытом канале (а) и форма стоячей волны скорости на частоте  $f_1 = c/4L$  (б).





**Рис. 4.** Распределение тяжелых и легких частиц в трубе при второй собственной частоте колебаний: (а) – зависимость давления у поршня от времени; (б) – тяжелые частицы к моменту времени  $t = 0.2$  с; (в) – легкие частицы к моменту времени  $t = 0.2$  с; (г) – тяжелые частицы к моменту времени  $t = 0.9$  с; (д) – легкие частицы к моменту времени  $t = 0.9$  с.



**Рис. 5.** Схема акустических течений в полуоткрытом канале (а) и форма стоячей волны скорости на частоте  $f_3 = 3c/4L$  (б).

лагаются область с малым числом частиц и изогнутый фронт с большой их концентрацией (рис. 2г, д).

При возбуждении колебаний на следующей собственной частоте  $f_3 = 3c/4L = 255$  Гц наблюдается более сложное распределение частиц (рис. 4). В этом случае стоячая волна скорости содержит два узла – при  $x = 0$  и при  $x = 2L/3$  (рис. 5а, б). Амплитуда колебаний давления возрастает (рис. 2а и рис. 3а) и начинает сказываться различие параметров газа на фазах сжатия и разрежения. В результате возрастает суммарное количество движе-



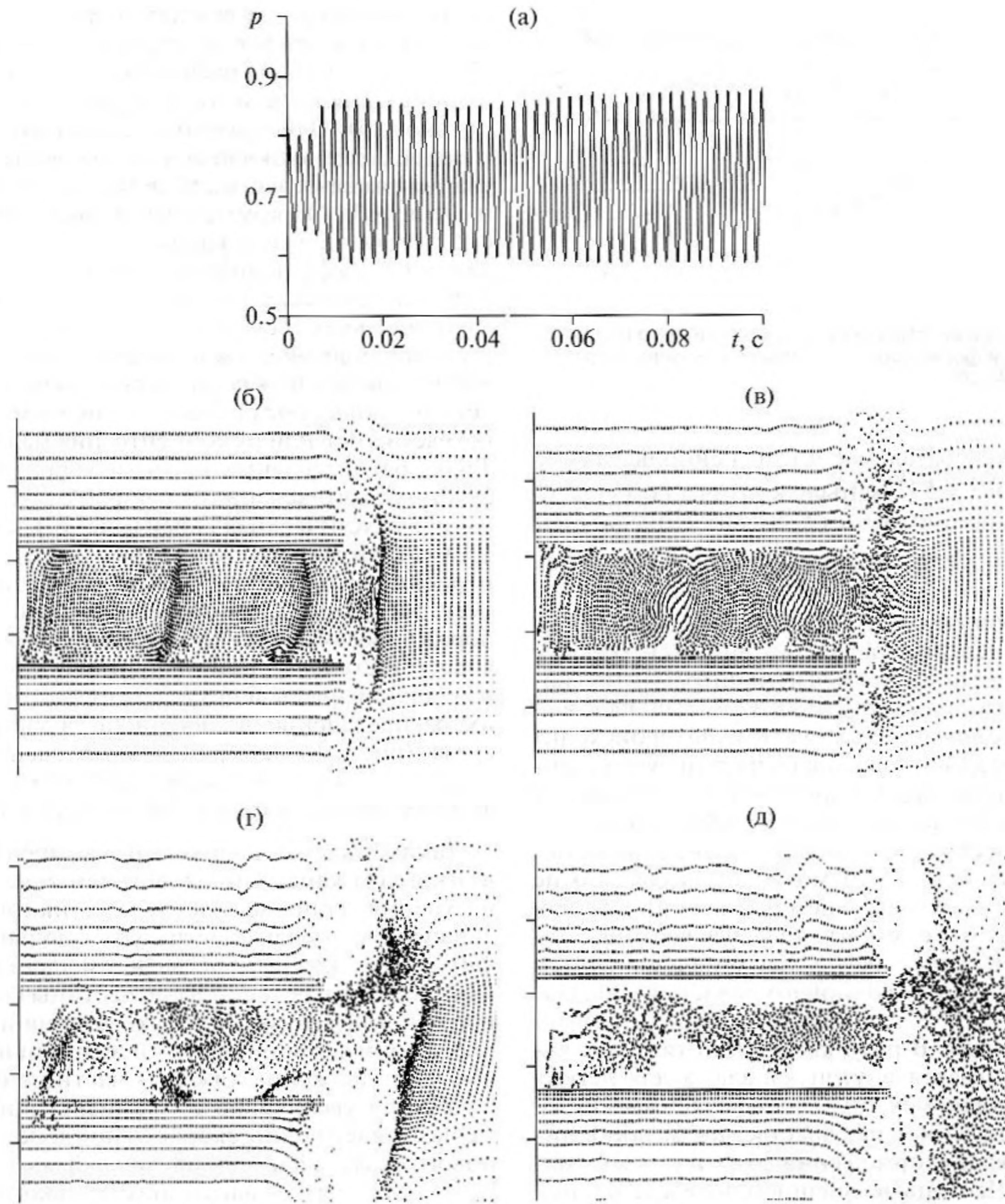


Рис. 6. Распределение тяжелых и легких частиц в трубе при третьей собственной частоте колебаний: а) – зависимость давления у поршня от времени; б) – тяжелые частицы к моменту времени  $t = 0.2$  с; в) – легкие частицы к моменту времени  $t = 0.2$  с; г) – тяжелые частицы к моменту времени  $t = 0.9$  с; д) – легкие частицы к моменту времени  $t = 0.9$  с.

ния, приобретенное частицей за период колебаний поршня, и появляется дрейфовая составляющая скорости, связанная с асимметрией колебаний газа. В силу этого возрастает концентрация тяжелых частиц вблизи узлов стоячей волны скорости (рис. 4б). Для легких частиц диаметром  $d = 10^{-6}$  м влияние возросшего волнового давления проявляется опосредованно, через более интенсивные акустические потоки (рис. 4в). С течением времени концентрация тяжелых частиц в узлах скорости возрастает. На фоне дрейфа, вызванного

асимметрией колебаний, происходит дрейф под действием устанавливающегося акустического течения. При этом облака частиц, образовавшиеся вблизи узлов ( $x = 0, x = 2L/3$ ), вытягиваются и смещаются по направлению к срезу канала (рис. 4г). Распределения тяжелых частиц в моменты времени  $t = 0.2$  с и  $t = 0.9$  с позволяют приблизительно оценить скорость дрейфа, которая для частиц на оси канала вблизи узла  $x = 2/3$  м составляет  $V_{др} \approx 0.28$  м/с. Амплитудное значение осевой составляющей скорости газа  $u = 34$  м/с.



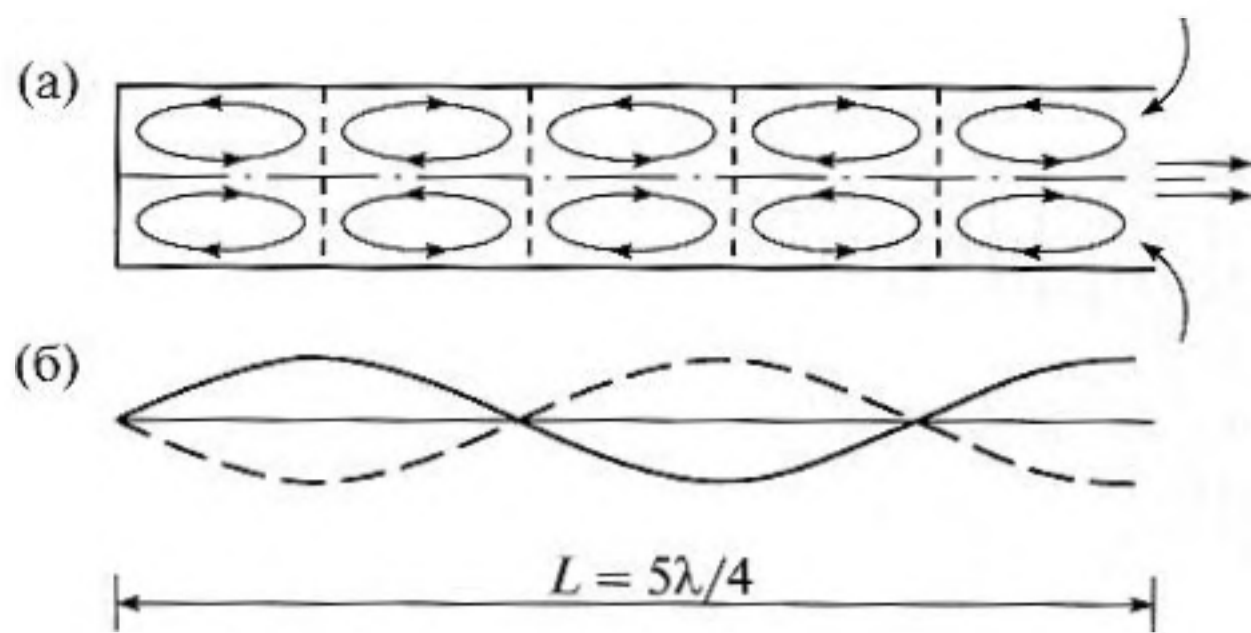


Рис. 7. Схема акустических течений в полуоткрытом канале (а) и форма стоячей волны скорости на частоте  $f_5 = 5c/4L$  (б).

При этом колебательное число Рейнольдса  $A_c = 2u/(2\pi f_5 \nu)^{1/2} = 537$  меньше критического значения для открытой трубы ( $A_c > 550-770$ ), т.е. движение газа является ламинарным [6]. Во внешней области вблизи среза увеличивается число частиц, выброшенных из канала. Пространственное распределение частиц во внешней области неоднородно: повышенная концентрация наблюдается вблизи оси, где наиболее интенсивен выхлоп, а в боковых областях, откуда происходит подсос воздуха внутрь канала, частиц существенно меньше (рис. 4в). К одному и тому же моменту времени число легких частиц, выброшенных из канала, существенно больше, чем число тяжелых частиц (рис. 4г, д). Это может быть связано не только с меньшим временем релаксации для легких частиц, но и с тем, что тяжелые частицы, находящиеся в окрестности узлов стоячей волны, в силу асимметрии и волнового давления, обладают составляющей дрейфовой скорости, направленной к узлам. В результате часть тяжелых частиц удерживается внутри канала, а для легких частиц волновой механизм дрейфа (асимметрия и волновое давление) несущественны и дополнительный эффект торможения вблизи узлов не наблюдается. Частицы во внешнем поле колеблются с большой амплитудой, выносятся вблизи оси у среза во внешнюю среду и не возвращаются в канал, так как подсос воздуха происходит в боковых областях (рис. 5). С увеличением частоты колебаний различие в характере дрейфа тяжелых и легких частиц нарастет. На рис. 6 приведены временная зависимость давления у поршня (а) и распределение тяжелых и легких частиц к моментам времени  $t = 0.2$  с и  $t = 0.9$  с (б)–(д), относящиеся к колебаниям на частоте  $f_5 = 5c/(4L) = 425$  Гц. Скорость дрейфа тяжелых частиц на оси канала вблизи узлов  $x = 0.4$  м и  $x = 0.8$  м составляет  $V_{др} \approx 0.42$  м/с. Расчеты показывают, что амплитудное значение осевой составляющей скорости газа  $u = 40$  м/с. При этом колебательное число Рейнольдса  $A_c = 2u/(2\pi f_5 \nu)^{1/2} = 490$  остается меньше критиче-

ского значения для открытой трубы, т.е. движение газа продолжает оставаться ламинарным [6]. На рис. 7 показаны расположение узлов стоячей волны скорости (а) и конфигурация акустических потоков (б). Одновременно с движением частиц из канала во внешнюю область нарастает концентрация тяжелых частиц вблизи узлов стоячей волны (рис. 6б). Образуется регулярная структура из скоплений частиц в канале, которая имеет тенденцию к разрушению по мере того, как формируется акустическое течение и частицы выбрасываются во внешнюю область (рис. 6г). На начальном этапе дрейфа равномерное облако легких частиц также структурируется: в окрестности узлов стоячей волны скорости появляются области, где частиц нет, или их концентрация мала (рис. 6в). Такое распределение возникает под действием акустического течения и согласуется с конфигурацией акустических вихрей (рис. 7б). С течением времени частицы выносятся из канала как за счет периодического их выброса вблизи оси, так и за счет поступления на стадии всасывания новых порций воздуха, не содержащего частиц. Этот воздух поступает в пристеночные области канала из внешней среды и не содержит частиц – таково их распределение во внешней области вблизи среза (рис. 6д). Упорядоченное распределение легких частиц с течением времени размывается акустическими вихрями и выносятся из канала.

Таким образом, начальный этап дрейфа частиц в открытом канале под действием акустического излучения сопровождается возникновением в движущемся облаке частиц упорядоченных конфигураций, которые по мере смещения к срезу канала разрушаются. Легкие частицы смещаются под действием акустического течения и перераспределяются стационарными вихрями вблизи узлов. При движении тяжелых частиц сначала наблюдается увеличение их концентрации вблизи узлов стоячей волны скорости под действием волнового давления и асимметрии формы колебаний и затем, по мере развития акустического течения, снос во внешнюю область акустическим потоком.

Работа выполнена в рамках программы ОЭММПУ РАН (№ 14 ОЭ) при финансовой поддержке РФФИ (грант №04 -01-00107) и аналитической ведомственной целевой программы "Развитие научного потенциала Высшей школы".

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Медников Е.П. Акустическая коагуляция и осаждение аэрозолей. М.: Изд-во АН СССР, 1963. 263 с.
2. Зарембо Л.К., Тимошенко В.И. Нелинейная акустика. М.: Издательство МГУ, 1984. 103 с.
3. Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975. 283 с.



4. Тимошенко В.И., Чернов Н.Н. Взаимодействие и диффузия частиц в звуковом поле. Ростов-на-Дону: ООО "Ростиздат", 2003. 304 с.
5. Ивандаев А.И., Кутушев А.Г., Нигматулин Р.И. Газовая динамика многофазных сред / Ударные и детонационные волны в газовзвесах. Итоги науки и техн. ВИНТИ. Сер. Механика жидкости и газа. 1981. Т. 16. С. 209–287.
6. Ilgamov M.A., Zaripov R.G., Galiullin R.G., Repin V.B. Nonlinear oscillations of a gas in a tube // Appl. Mech. Rev. 1996. V. 49. № 3. P.137–154.
7. Тукмаков А.Л. Распределение твердых частиц в акустическом поле резонансной трубы при различных режимах возбуждения колебаний // Теплофизика и аэромеханика. 2005. Т. 12. № 2. С. 219–227.
8. Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкостей. Т. 2. М.: Мир, 1991. 551 с.
9. Steger J.L. Implicit Finite-Difference Simulation of Flow about Arbitrary Two-Dimensional Geometries // J. AIAA. 1978. V. 16. № 7. P. 679-686.
10. Ковеня В.М., Тарнавский Г.А., Черный С.Г. Применение метода расщепления в задачах аэродинамики. Новосибирск: Наука. Сибирск. отд, 1990. 247 с.
11. Жмакин А.И., Фурсенко А.А. Об одной монотонной разностной схеме сквозного счета// ЖВМ и МФ. 1980. Т. 20. № 4. С. 1021–1031.
12. Ганиев Р.Ф., Украинский Л.Е. Динамика частиц при воздействии вибрации. Киев: Наукова думка, 1975. 168 с.
13. Галиуллин Р.Г., Мурзаханова А.З., Рева И.П. Влияние поглощения на нелинейные колебания газа в полуоткрытой трубе // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 6. С. 973–977.
14. Галиуллин Р.Г., Тимохина Л.А., Филиппов С.Е. Акустические течения при резонансных колебаниях газа в цилиндрической трубе // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 5. С. 611–615.