

УДК 532.516.011:532.613.4/5

ОСЦИЛЛИРУЮЩИЕ ТЕЧЕНИЯ В КАПИЛЛЯРАХ, ЗАПОЛНЕННЫХ НЕСМЕШИВАЮЩИМИСЯ ЖИДКОСТЯМИ

КУКСЕНКО Б. В., ЛИБЕРМАН Н. М., ШАПОШНИКОВА Г. А.

Исследуются гидродинамические течения, возникающие при механических колебаниях капилляра, заполненного несмешивающимися жидкостями. У герметически запаянных концов капилляра содержатся пузырьки воздуха. Для случая, когда радиус капилляра много меньше длин столбиков жидкостей, получены формулы для изменения объемов воздушных пузырьков как функций времени и распределения скоростей в жидкостях.

Приведены результаты численных расчетов для капилляра, заполненного двумя жидкостями: водой и ртутью. Построены амплитудно-частотные зависимости изменения объемов пузырьков воздуха, имеющие резонансный характер. Приведены графики зависимости скорости воды и ртути от радиальной координаты в разные моменты времени.

Задача о течении жидкости в трубе под действием меняющегося по гармоническому закону перепада давления разобрана в [1]. Качественное исследование гидродинамических течений в периодически колеблющемся капилляре, заполненном ртутью и водой, проведено в [2].

Расчет течений в капиллярах с несмешивающимися жидкостями важен в связи с использованием таких капилляров в различных электрокинетических преобразователях [3, 4]. В этих преобразователях механические колебания капилляра вызывают регистрируемую прибором переменную разность электрических потенциалов. Причиной возникновения переменного электрического потенциала является деформация двойных электрических слоев на границах раздела жидкостей, связанная с деформацией поверхностей раздела под действием гидродинамических течений в капилляре.

1. Система уравнений и граничные условия. Рассмотрим тонкий капилляр длины l и радиуса a , заполненный различными несмешивающимися жидкостями. Капилляр считаем герметически закрытым с обоих концов. В концах капилляра имеются пузырьки воздуха. Капилляр колеблется с некоторой постоянной частотой ω и малой амплитудой z_0 . Жидкости будем считать несжимаемыми. Воздух на концах капилляра опишем как однородную сжимаемую среду, процессы сжатия и расширения во время колебаний будем считать баротропными.

В цилиндрической системе координат, связанной с капилляром, уравнения, описывающие жидкости, имеют вид

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v_r^{(k)} + \frac{\partial}{\partial z} v_z^{(k)} = 0$$

$$\rho^{(k)} \left(\frac{\partial}{\partial t} v_r^{(k)} + v_r^{(k)} \frac{\partial}{\partial r} v_r^{(k)} + v_z^{(k)} \frac{\partial}{\partial z} v_r^{(k)} = - \frac{\partial}{\partial r} p^{(k)} + \right.$$

$$\left. + \mu^{(k)} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} v_r^{(k)} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} v_r^{(k)} - \frac{1}{r^2} v_r^{(k)} \right) \right. \quad (1.1)$$

$$\left. \rho^{(k)} \left(\frac{\partial}{\partial t} v_z^{(k)} + v_r^{(k)} \frac{\partial}{\partial r} v_z^{(k)} + v_z^{(k)} \frac{\partial}{\partial z} v_z^{(k)} \right) = - \frac{\partial}{\partial z} p^{(k)} + \right.$$

$$+\mu^{(k)} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} v_z^{(k)} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} v_z^{(k)} \right) - \rho^{(k)} \mathcal{S}$$

$$\mathcal{S} = -z_0 \omega^2 \sin \omega t$$

Здесь v_z, v_r — осевая и радиальная координаты скорости; p, ρ, μ — давление, плотность и вязкость жидкости; \mathcal{S} — ускорение системы координат, связанной с капилляром. Верхним индексом (k) обозначены параметры, относящиеся к k -й несмешивающейся жидкости, $k=1, 2, \dots, N$. Области, занятые воздухом, обозначаем индексами 0 и $N+1$.

Для воздуха на концах капилляра используем условия сохранения массы и баротропности процесса

$$p^{(k)} = p_0^{(k)} \left(\frac{\rho^{(k)}}{\rho_0^{(k)}} \right)^n = p_0^{(k)} \left(\frac{V_0^{(k)}}{V^{(k)}} \right)^n, \quad k=0, \quad N+1 \quad (1.2)$$

Здесь p, ρ — давление и плотность воздуха в пузырьках, V — объем пузырька, нижним индексом ноль обозначены параметры в состоянии покоя.

В качестве граничных условий зададим условия непротекания и прилипания на стенке капилляра, а на подвижных границах раздела воздух — жидкость, жидкость — жидкостью — условия непрерывности скорости и тензора напряжений (индексом (k) обозначена граница между областями (k) и ($k-1$))

$$r=a, \quad v_r^{(k)}=0, \quad v_z^{(k)}=0$$

$$z=z^{(k)}(r, t), \quad v_z^{(k)}=v_z^{(k-1)}, \quad v_r^{(k)}=v_r^{(k-1)}$$

$$-\{p\} + \left\{ \mu \left(\sin^2 \varphi \frac{\partial v_r}{\partial r} + \cos^2 \varphi \frac{\partial v_z}{\partial z} + \cos \varphi \sin \varphi \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \right) \right\} = 2H^{(k)} \sigma^{(k)} \quad (1.3)$$

$$\left\{ \mu \left(\cos^2 \varphi \frac{\partial v_r}{\partial r} + \sin^2 \varphi \frac{\partial v_z}{\partial z} - \cos \varphi \sin \varphi \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \right) \right\} = 0$$

$$2H^{(k)} = - \frac{z^{(k)''}}{(1+z^{(k)'}{}^2)^{3/2}} - \frac{z^{(k)'}}{r(1+z^{(k)'}{}^2)^{1/2}}$$

$$z^{(k)'} = \frac{\partial z^{(k)}}{\partial r}, \quad z^{(k)''} = \frac{\partial^2 z^{(k)}}{\partial r^2}$$

Здесь $H^{(k)}$ — средняя кривизна поверхности $z^{(k)}(r, t)$, $\varphi^{(k)}$ — угол между нормалью к поверхности $z^{(k)}(r, t)$ и осью z ; $\sigma^{(k)}$ — коэффициент поверхностного натяжения на границе раздела; для любого параметра A обозначено $\{A\} = A^{(k)} - A^{(k-1)}$.

Из условия несжимаемости жидкости можно получить равенство между изменениями объемов воздушных пузырьков $\delta V^{(0)}, \delta V^{(N+1)}$ и объемным расходом Q жидкостей во всех областях

$$Q = 2\pi \int_0^a v_z^{(k)} r dr = \frac{\partial \delta V^{(0)}}{\partial t} = - \frac{\partial \delta V^{(N+1)}}{\partial t}, \quad k=1, \dots, N \quad (1.4)$$

$$\delta V^{(k)} = V^{(k)} - V_0^{(k)}, \quad k=0, \quad N+1$$

Считая изменения объемов малыми ($\delta V^{(k)} \ll V_0^{(k)}$), имеем

$$\delta p^{(k)} = -n \frac{p_0^{(k)}}{V_0^{(k)}} \delta V^{(k)}, \quad k=0, \quad N+1 \quad (1.5)$$

$$\delta p^{(k)} = p^{(k)} - p_0^{(k)}, \quad k=0, 1, \dots, N+1; \quad p_0^{(0)} = p_0^{(N+1)}$$

2. Аналитическое решение при $a/l \ll 1$. Введем безразмерные параметры ($l^{(k)}$ — длина k -й области капилляра, H_0 — средняя кривизна поверх-

ности в состоянии равновесия)

$$v^* = \frac{v}{v_0}, \quad z^* = \frac{z}{z_0}, \quad r^* = \frac{r}{a}, \quad t^* = t\omega$$

$$p^* = \frac{\delta p}{p_0}, \quad \rho^* = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad v_0 = \omega z_0, \quad l_0 = \sum_1^N l^{(k)}$$

$$V_0 = \frac{1}{2} (V_0^{(0)} + V_0^{(N+1)}), \quad p_0 = \frac{np_0^{(0)} \pi a^2 z_0}{V_0}, \quad \rho_0 = \frac{1}{l_0} \sum_1^N \rho^{(k)} l^{(k)}$$

$$\delta V^* = \frac{\delta V}{\pi a^2 z_0}, \quad \sigma^* = \frac{\sigma V_0}{np_0^{(0)} \pi a^4}, \quad \delta H^* = \frac{(H-H_0) a^2}{z_0}$$

$$Q^* = \frac{Q}{\pi a^2 v_0}, \quad K = \frac{np_0^{(0)} \pi a^2}{\rho_0 \omega^2 l_0 V_0}, \quad \nu = \frac{\mu}{a^2 \omega \rho}$$

Решение системы уравнений и граничных условий (1.1)–(1.5), записанных в безразмерном виде, будем искать в виде разложения по малому параметру $\varepsilon = a/l_0$, считая, что при $\varepsilon \rightarrow 0$ параметры ν , K , σ^* остаются конечными, а параметр $z_0 l_0 / a^2 \leq 1$.

Нулевое приближение по ε удовлетворяет уравнениям и граничным условиям ($k=1, 2, \dots, N$)

$$v_z^{*(k)} = v_z^{*(k)}(r^*, t^*), \quad v_r^{*(k)} = 0, \quad p^{*(k)} = p^{*(k)}(z^*, t^*) \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial v_z^{*(k)}}{\partial t^*} = -\frac{K}{\rho^{*(k)}} \frac{\partial p^{*(k)}}{\partial z^*} + \nu_k \left(\frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} r^* \frac{\partial v_z^{*(k)}}{\partial r^*} \right) + \sin t^* \quad (2.2)$$

$$r^* = 1, \quad v_z^{*(k)} = 0, \quad r^* = 0, \quad \frac{\partial v_z^{*(k)}}{\partial r^*} = 0 \quad (2.3)$$

$$z^* = z^{*(k)}, \quad -\{p^*\} = 2\sigma^{*(k)} \delta H^{*(k)} \quad (2.4)$$

$$p^{*(0)} = -\frac{V_0}{V_0^{(0)}} \delta V^{*(0)}, \quad p^{*(N+1)} = -\frac{V_0}{V_0^{(N+1)}} \delta V^{*(N+1)} \quad (2.5)$$

$$Q^{*(k)} = 2 \int_0^1 r^* v_z^{*(k)} dr^*, \quad \frac{\partial V^{*(0)}}{\partial t} = -\frac{\partial V^{*(N+1)}}{\partial t} = Q^*$$

Коэффициент поверхностного натяжения $\sigma^{(k)}$ при колебании предполагается не меняющимся.

Условие (2.4) вместе с последним равенством (2.1) означает, что с точностью до ε давления $p^{*(k)}$ и $p^{*(k-1)}$ вблизи границы раздела постоянны, их разность не зависит от радиальной координаты и равна величине $2\sigma^{*(k)} \delta H^{*(k)}$. В этом случае естественно предположить, что при движении, как и в состоянии равновесия, граница раздела жидкостей остается сферической, величина δH^* постоянна вдоль всей границы раздела. Периметр смачивания остается неподвижным относительно стенок капилляра до тех пор, пока динамический угол смачивания (для поверхностей с $\delta\theta > 0$) остается меньшим некоторого критического значения [5]. Далее предполагается, что изменение угла $\delta\theta$ мало и периметр смачивания неподвижен. При малых отклонениях от равновесия изменения угла $\delta\theta$, кривизны поверхности δH^* и площади поверхности мениска границы раздела жидкостей δS^* связаны с изменением объема $\delta V^{*(0)}$ формулами ($k=$

$=1, 2, \dots, N)$

$$\delta\theta^{(k)} = (-1)^k \frac{z_0 \cos^4 \theta_0^{(k)} \delta V^{*(0)}}{a(1 - \sin \theta_0^{(k)})^2}, \quad \delta H^{*(k)} = (-1)^{k-1} \frac{\sin \theta_0^{(k)} \cos^4 \theta_0^{(k)} \delta V^{*(0)}}{(1 - \sin \theta_0^{(k)})^2} \quad (2.6)$$

$$\delta S^{*(k)} = (-1)^{k-1} \cos \theta_0^{(k)} \delta V^{*(0)}, \quad \delta S^{*(k)} = \frac{S^{(k)} - S_0^{(k)}}{S_0^{(k)}}$$

Здесь θ_0 — угол смачивания в состоянии равновесия; $S_0^{(k)}$ — площадь поверхности мениска k -й границы раздела жидкостей в состоянии равновесия.

В силу линейности уравнений (2.1), (2.2) и граничных условий в уравнении (2.2) можно заменить слагаемое $\sin t^*$ на e^{it^*} , что делает более простыми дальнейшие выкладки.

Из уравнений (2.1) и (2.2) следует

$$\frac{\partial p^{*(k)}}{\partial z^*} = c_k = \text{const}$$

$$\frac{\partial v_z^{*(k)}}{\partial t^*} = -\frac{K}{\rho^{*(k)}} c_k + v_k \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial v_z^{*(k)}}{\partial r^*} \right) + e^{it^*} \quad (2.7)$$

Функцию $v_z^{*(k)}(r^*, t^*)$ ищем в виде $v_z^{*(k)}(r^*, t^*) = \bar{v}_z^{(k)}(r^*) e^{it^*}$. Для определения функции $\bar{v}_z^{(k)}(r^*)$ имеем уравнение (индексы (k) , черту сверху у $\bar{v}_z^{(k)}$ и звездочку у r^* далее опускаем)

$$i v_z = -\frac{K}{\rho^{*(k)}} c_k + v_k \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dv_z}{dr} \right) + 1$$

Решение этого уравнения, удовлетворяющее граничным условиям (2.3), имеет вид

$$v_z = \left(1 - \frac{K}{\rho^{*(k)}} c_k \right) \left(-i + \chi \left(\frac{r}{\sqrt{v_k}} \right) \right) \quad (2.8)$$

$$\chi(r\tau) = \frac{(\text{bei } \tau + i \text{ber } \tau) (\text{ber } r\tau + i \text{bei } r\tau)}{\text{ber}^2 \tau + \text{bei}^2 \tau}, \quad \tau = \frac{1}{\sqrt{v_k}}$$

Здесь $\text{ber } \tau$, $\text{bei } \tau$ — специальные функции.

Из уравнений (2.5) с использованием формул (2.8) для v_z и граничных условий (2.4) получим выражение для констант c_k и уравнение для изменения объемов воздушных пузырьков $\delta V^* = \delta V^{*(0)} = -\delta V^{*(N+1)}$

$$\delta V^* = \left[K \left(\frac{1}{V^{*(0)}} + \frac{1}{V^{*(N+1)}} + 2 \sum_{k=1}^{N+1} \sigma^{*(k)} \frac{\sin \theta_0^{(k)} \cos^4 \theta_0^{(k)}}{(1 - \sin \theta_0^{(k)})^2} \right) - \sum_{k=1}^N \frac{\rho^{*(k)} l^{*(k)}}{f(v_k)} \right]^{-1}$$

$$f(\tau^{-2}) = 1 - \frac{2(\text{ber}' \tau + i \text{bei}' \tau)}{\tau (\text{ber } \tau + i \text{bei } \tau)}, \quad \tau = \frac{1}{\sqrt{v_k}}$$

$$\text{ber}' \tau = \frac{d \text{ber } \tau}{d\tau}, \quad \text{bei}' \tau = -\frac{d \text{bei } \tau}{d\tau}$$

Подставляя значения c_k в уравнение (2.8), получим выражение для скорости жидкости v_z , находящейся в k -й области

$$v_z = \frac{\delta V^*}{f(v_k)} \left[1 - \chi \left(\frac{r}{\sqrt{v_k}} \right) \right] \quad (2.9)$$

Амплитуда изменения объемов воздушных пузырьков равна

$$|\delta V^*| = \left[\left(\frac{D}{\omega^{*2}} - A \right)^2 + B^2 \right]^{-1/2} \quad (2.10)$$

$$D = \frac{\pi a^6 n p_0^{(0)}}{l \eta_0^2 \rho_0} \left(\frac{1}{V_0^{(0)}} + \frac{1}{V_0^{(N+1)}} \right) + 2 \sum_{k=1}^{N+1} \frac{\sigma^{(k)} a^2 \sin \theta_0^{(k)} \cos^4 \theta_0^{(k)}}{\rho_0 l \eta_0^2 (1 - \sin \theta_0^{(k)})^2}, \quad \omega^* = \frac{\omega a^2}{\eta_0} \quad (2.11)$$

$$A = \sum_{k=1}^N \rho^{*(k)} l^{*(k)} \varphi' \left(\frac{\omega^*}{\eta^{*(k)}} \right), \quad B = \sum_{k=1}^N \rho^{*(k)} l^{*(k)} \varphi'' \left(\frac{\omega^*}{\eta^{*(k)}} \right)$$

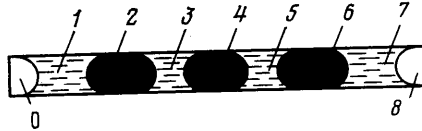
$$\varphi'(\tau^2) = \frac{\tau [(\tau \operatorname{ber} \tau - 2 \operatorname{ber}' \tau) \operatorname{ber} \tau + (\tau \operatorname{bei} \tau - 2 \operatorname{bei}' \tau) \operatorname{bei} \tau]}{(\tau \operatorname{ber} \tau - 2 \operatorname{ber}' \tau)^2 + (\tau \operatorname{bei} \tau - 2 \operatorname{bei}' \tau)^2}$$

$$\varphi''(\tau^2) = \frac{2(\operatorname{ber} \tau \operatorname{bei}' \tau - \operatorname{bei} \tau \operatorname{ber}' \tau) \tau}{(\tau \operatorname{ber} \tau - 2 \operatorname{ber}' \tau)^2 + (\tau \operatorname{bei} \tau - 2 \operatorname{bei}' \tau)^2}, \quad \tau = \sqrt{\frac{\omega^*}{\eta^{*(k)}}}, \quad \eta^{*(k)} = \frac{\eta^{(k)}}{\eta_0}$$

Здесь $\eta^{(k)}$ — кинематическая вязкость жидкости k -й области, η_0 — характерное значение кинематической вязкости.

В формуле (2.10) выделена зависимость амплитуды $|\delta V^*|$ от частоты ω .

Формула для амплитуды скорости жидкости в k -й области и сдвига фаз по отношению к колебаниям $S = z_0 e^{i\omega t}$ следуют из формул (2.9) и (2.10). Ввиду громоздкости эти формулы не выписываются.



Фиг. 1

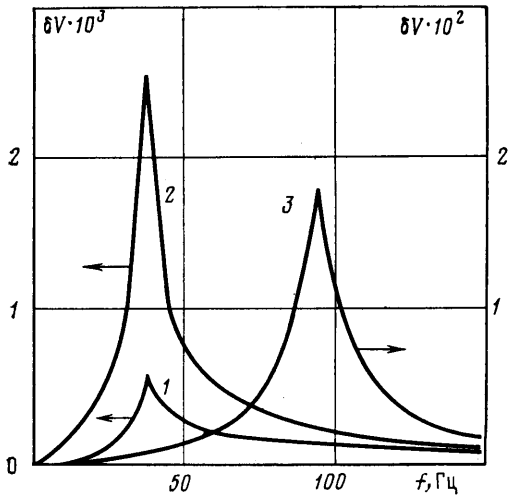
3. Результаты расчета. Рассмотрим колебания капилляра радиуса $a = 2 \cdot 10^{-2}$ см (фиг. 1), заполненного двумя несмешивающимися жидкостями: водой ($k = 1, 3, 5, 7$) и ртутью ($k = 2, 4, 6$); длина областей, занимаемых водой, равна $l^{(1)} = l^{(3)} = l^{(5)} = l^{(7)} = 0,4$ см, ртутью — $l^{(2)} = l^{(4)} = l^{(6)} = 2$ см, длина столбиков воздуха $l^{(0)} = l^{(8)} = 0,8$ см. Остальные параметры принимались равными: $\rho^{(1)} = 1$ г/см³, $\rho^{(2)} = 13,6$ г/см³, $\eta^{(1)} = 10^{-2}$ см²/с, $\eta^{(2)} = 0,118 \cdot 10^{-2}$ см²/с, $\sigma^{(1)} = \sigma^{(8)} = 73$ дн/см; $\sigma^{(k)} = 427$ дн/см, $k = 2, 3, \dots, 7$, $\theta_0^{(k)} = 10^\circ$, $\rho_0^{(0)} = 10^6$ дн/см².

Для радиуса капилляра $a = 2 \cdot 10^{-2}$ см при изменении частоты колебания $f = \omega/2\pi$ от 10 до 150 Гц параметр $G = \omega a^2/D_g$ (D_g — коэффициент температуропроводности), характеризующий теплообмен в пузырьке воздуха, меняется от 0,1 до 1,8. В этом случае можно положить показатель баротропии $n = 1$ [6].

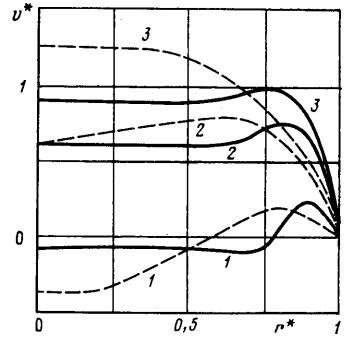
Зависимость амплитуд относительного изменения объема $\delta V = \delta V^{(0)}/V_0^{(0)}$ от частоты $f = \omega/2\pi$, при $S = z_0 \sin \omega t$, $z_0 = 10^{-4}$ см, и $dS/dt = v_0 \cos \omega t$, $v_0 = 10^{-1}$ см/с, приведена на фиг. 2, линии 1 и 2 соответственно. Амплитуды колебаний, соответствующие режимам $z_0 = \text{const}(\delta V_z)$ и $v_0 = \text{const}(\delta V_v)$, связаны с амплитудой $|\delta V^*|$, определяемой выражением (2.10), формулами

$$\delta V_z = |\delta V^*| \frac{z_0}{l^{(0)} + 2/3a}, \quad \delta V_v = |\delta V^*| \frac{v_0 a^2}{\omega^* \eta_0 (l^{(0)} + 2/3a)}$$

Зависимости δV_z и δV_v имеют резонансный характер. Значение резонансной частоты $f_r = 37$ Гц. Резонансная частота может быть оценена по формуле $f_r = \sqrt{D \eta_0 / (2\pi a^2)}$, где D определяется формулой (2.11).



Фиг. 2



Фиг. 3

Для приведенных выше значений параметров капилляра $f_{r0}=40$ Гц. Отличие f_r от f_{r0} связано с диссипацией за счет вязкости жидкостей при колебании капилляра.

Номером 3 на фиг. 2 обозначена зависимость $\delta V = \delta V^{(0)}/V_0^{(0)}$ от частоты f для капилляра с существенно меньшими размерами пузырьков воздуха $l^{(0)} = l^{(8)} = 0,06$ см. Остальные параметры капилляра те же.

Как показывают оценки, влиянием поверхностного натяжения на давление в капилляре в этом случае можно пренебречь, параметр $\sigma^* \sim 10^{-2}$. Резонансная частота определяется в основном параметрами пузырьков воздуха $f_r = 93$ Гц, $f_{r0} = 98$ Гц.

На фиг. 3 построены зависимости безразмерной скорости $v^* = v_z/v_0$ воды (штриховые линии) и ртути (сплошные линии) от радиальной координаты $r^* = r/a$ в моменты времени $t=0, T/4$ и $T/2$ (где $T=2\pi/\omega$ — период колебания капилляра), кривые 1–3 соответственно. Момент времени $t=0$ соответствует максимальному смещению и нулевой скорости капилляра, момент $t=T/2$ — нулевому смещению и максимальной скорости. Зависимости приведены для резонансной частоты $f_r=93$ Гц.

Из сравнения профилей скоростей в воде и ртути видно, что вблизи границы раздела ртуть — вода на расстояниях порядка радиуса капилляра появляется радиальная составляющая скорости и возникают двумерные течения. Расчет этих течений необходим в случае отказа от предположения о сферичности поверхности раздела жидкостей, когда $\sigma^* \gg 1$.

При $\sigma^* \ll 1$ форма поверхности раздела не влияет на амплитудно-частотную зависимость изменений объемов $\delta V^{(0)}, \delta V^{(N+1)}$ и на распределение скоростей жидкостей в капилляре везде, кроме областей, примыкающих к границам раздела.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978. 736 с.
2. Балашов А. И., Урманчеев Л. М., Шорыгин А. П. О влиянии переменных ускорений на границу ртуть — электролит в узком капилляре // Электрохимия. 1969. Т. 5. № 6. С. 699–703.
3. Касимзаде М. С., Халилов Р. Ф., Балашов А. Н. Электрокинетические преобразователи информации. М.: Энергия, 1973. 136 с.
4. Трейер В. В. Электрохимические приборы. М.: Сов. радио, 1978. 87 с.
5. Сумм Б. Д., Горюнов Ю. В. Физико-химические основы смачивания и растекания. М.: Химия, 1976. 231 с.
6. Plesset M. S., Prosperetti A. Bubble dynamics and cavitation // Annual Review in Fluid Mechanics Palo Alto, Calif.: Annu. Rev. Inc., 1977. V. 9. P. 145–185.

Москва
Кишинев

Поступила в редакцию
25.XI.1986