ЛИТЕРАТУРА

1. *Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М.* Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М., «Наука», 1972.
2. *Овчинников А. П.* Конвективная устойчивость жидкости в кубической полости. ПМТФ, 1967, № 3.
3. *Зимин В. Д., Кетов А. И.* Надкритические конвективные движения в кубической полости. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 5.
4. *Зимин В. Д., Кетов А. И.* Конвективные колебания в подогреваемой снизу кубической полости. Уч. зап. Перм. ун-т, 1975, № 327.
5. *Васильев Л. А.* Теневые методы. М., «Наука», 1968.
6. *Зимин В. Д., Фрик П. Г.* Осредненные температурные поля в осесимметричных турбулентных струях над локализованными источниками тепла. Изв. АН СССР, МЖГ, 1977, № 2.
7. *Зимин В. Д.* Оптические методы исследования прозрачных неоднородностей. Пермь, Изд. Перм. ун-та, 1976.
8. *Зверев В. А., Орлов Е. Ф.* Оптические анализаторы. М., «Советское радио», 1971.
9. Турбулентность в свободной атмосфере. Л., Гидрометеоиздат, 1976.
10. *Зимин В. Д.* Оптическая обработка информации в теневых приборах. Пермь, Изд. Перм. ун-та, 1977.

УДК 532.529

ЭФФЕКТ ИЗБИРАТЕЛЬНОГО ДРЕЙФА ПУЗЫРЬКОВ ГАЗА В ВИБРИРУЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ИХ РАЗМЕРА

Ю. Л. ЯКИМОВ

(Москва)

Рассматривается задача о движении газожидкостной смеси в сосуде, помещенном на вибрирующее основание. В отличие от исследований [1–8] учтено поверхностное натяжение и конечность скорости распространения возмущений. Это позволило объяснить некоторые качественные особенности рассматриваемого явления.

Рассмотрим вертикальный сосуд с жидкостью, находящейся на вибрирующем по вертикали основании. При некотором уровне вибраций, когда максимальное ускорение вибростенда $a_0\omega^2$ превышает ускорение силы тяжести g (частота $\nu=\omega/2\pi\sim50$ *гц*) происходит захват пузырьков воздуха с поверхности жидкости. Пузырьки тонут, образуя воздушную полость сначала вблизи дна, а затем на некоторой глубине. Жидкость, находящаяся выше воздушной полости, колеблется с еще большей амплитудой, так как собственная частота этой системы становится близкой к частоте вибрирующего основания. При этом поток пузырей вниз усиливается. Затем рост воздушной полости прекращается и наблюдается установившийся колебательный процесс. Иногда образуются две и более полостей на разной глубине [1, 2] или на режиме, близком к резонансу, происходит бурное перемешивание жидкости и газа [3].

Наблюдаемые механические эффекты можно условно разбить на две взаимосвязанные задачи: поведение механической системы в целом, ее амплитудно-частотная характеристика, причина устойчивости положения воздушной полости; поведение отдельных пузырьков в толще вибрирующей жидкости. Первая задача без учета конечности скорости распространения возмущений по трубе рассмотрена в [1, 2].

Рассмотрим эту же задачу с учетом конечности скорости распространения возмущений в рамках акустической постановки и в предположении гармоничности колебаний основания и давления в воздушной полости. Конечность скорости распространения низкочастотных возмущений может быть связана со сжимаемостью жидкости, с наличием пузырьков и с упругостью стенок трубы. Предположим, что c – скорость звука в газожидкостной среде. Так как при этом относительное изменение плотности невелико, справедлива акустическая постановка [9]

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = 0 \tag{1}$$

Решение (1), удовлетворяющее линеаризированным граничным условиям на свободной поверхности $x=0$ и на границе с пузырем, имеет вид

$$p = p_0(x) + \rho a c \omega \sin \omega t \sin \frac{\omega}{c} x \tag{2}$$

$$v_f = a\omega \cos \omega \cdot \cos \frac{\omega}{c} x, \qquad p_0 = p_a + \rho g x \tag{3}$$

где p_a – давление на свободной поверхности, ρ – плотность, g – ускорение силы тяжести, v_f – скорость жидкости, a – амплитуда колебаний на свободной поверхности, ее связь с амплитудой колебаний основания a_0 имеет вид

$$a_0 = \pm a \left(\frac{\rho c \omega h}{p_0(x_0)} \sin \frac{\omega}{c} x_0 - \cos \frac{\omega}{c} x_0 \right) \tag{4}$$

где h – средняя толщина полости. Знак выбирается из условия положительности a и a_0.

Выражение (4) получено в предположении изотермичности процессов в воздушной полости. Одно решение (4) неустойчиво, так как увеличению h соответствует увеличение амплитуды и, как будет видно из дальнейшего, еще больший приток газа к полости.

Рассмотрим теперь локальное условие равновесия пузырька газа в колеблющейся жидкости. Уравнение движения одиночного сферического пузырька в жидкости и условие нулевого смещения за период (условие равновесия) представим в виде

$$\begin{gathered} \frac{d}{dt}\left[\frac{2}{3}\pi r^3 \rho (v - v_f)\right] + \zeta r \mu (v - v_f) = -\frac{4}{3}\pi r^3 \rho \left[g + \frac{\partial p}{\partial x}\right] \\ p_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^3 - p - \frac{2\sigma_0}{r} = \rho r \frac{d^2 r}{dt^2} - \frac{3}{2}\rho \left(\frac{dr}{dx}\right)^2, \qquad \int_0^{2\pi/\omega} v\, dt = 0 \end{gathered} \tag{5}$$

где r – радиус пузыря, r_0 – радиус пузыря при давлении газа в нем p_0, ζ – коэффициент сопротивления, для p и v_f имеем выражение (2). После перехода к безразмерным переменным

$$R = \frac{r}{r_0}, \qquad \tau = \omega t, \qquad u = \frac{v\omega}{g}, \qquad X = \frac{\rho g x}{p_a}$$

$$A = \frac{a\omega^2}{g}, \qquad \sigma = \frac{2\sigma_0}{r_0 p_0}, \qquad C = \frac{c\rho g}{\omega p_a}, \qquad H = \frac{h\rho g}{p_a}$$

и оценки членов уравнения (5), используя следующие порядки величин: $r_0 \sim 1$ *мм*, $\omega \sim 300$ *сек*$^{-1}$, $p_a \sim 1$ *ат*, получим, что первый член первого уравнения (5), связанный с присоединенными массами, и правая часть второго уравнения могут быть опущены.

В результате в условиях равновесия (5) останутся только три безразмерных критерия, связанные с σ, A и относительной амплитудой колебания давления B. Зависимость между этими критериями, уже разрешенная относительно X, представлена на графике. Области слева от соответствующей кривой соответствует всплытие пузыря, области справа – погружение.

Если $C = \infty$, то

$$B = \frac{\Delta p}{p} = \frac{XA}{1 + X} \tag{6}$$

поэтому кривые $C = \infty$ дают связь между B, A и σ, соответствующую равновесию пузырьков.

Кривые *1* и *2* взяты из [1]. Кривой *2* соответствует случай вязкой жидкости и $\sigma = 0$, $c = \infty$. Кривая *1* соответствует случаю $\sigma = 0$; $c = \infty$, а жидкость идеальна ($\mu = 0$) и в первом уравнении (5) сохранен первый член. Для кривой *1* имеем аналитическое выражение $X = 2(A^2 - 1)^{-1}$ [1, 2]. Исключая из него и (6) X, получим связь при $\sigma = 0$ между B и A в виде $B = 2A/(A^2 + 1)$. Эта зависимость универсальная и справедлива для любых значений C. Подставляя в нее выражение для B и A при $C \neq \infty$, получим в безразмерном виде

$$\frac{C}{1 + X} \sin \frac{X}{C} = \frac{\cos(X/C)}{A^2 \cos^2(X/C) + 1}$$

Это выражение дает связь между X, C и A для идеальной жидкости при $\sigma = 0$. Заметим, что для рассматриваемых условий σ заметно отлично от нуля только для

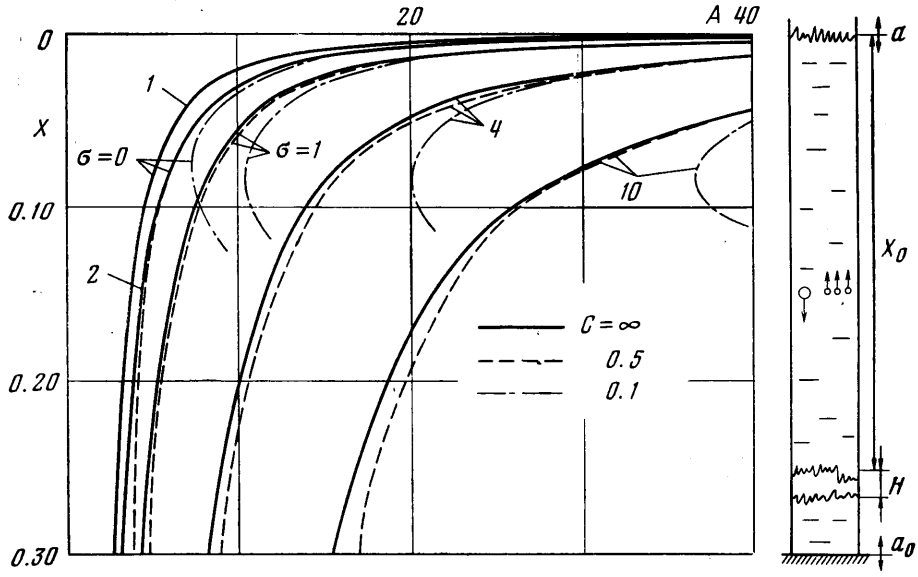
очень мелких пузырьков. В этом случае вязкое сопротивление является главным, и справедлива рассмотренная выше оценка членов.

Отметим только следующие выводы, вытекающие из рассмотрения представленных зависимостей.

Учет сжимаемости качественно изменяет вид графиков по сравнению с $c=\infty$. Заметное отличие имеется даже при $C=0.5$, что соответствует $c=1500$ *м/сек* при $\omega=300$.

При одних и тех же условиях имеется различие в поведении пузырьков различного диаметра: в то время как пузырьки большого диаметра тонут, пузырьки малого диаметра могут всплывать.

Наличие встречных потоков пузырьков разного диаметра позволяет объяснить



в рамках одномерной постановки стабильность объема газовой полости. Действительно с ростом h амплитуда при заданной частоте падает, и тогда всплывающий поток преобладает и газовая полость уменьшается до исходного объема.

Внутри столба жидкости для пузырьков некоторого размера ниже точек экстремума функции A (X) могут существовать области скопления, что, по-видимому, приводит к возникновению новых воздушных полостей.

Поступила 22 II 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. *Григорян С. С., Якимов Ю. Л., Апштейн Э. З.* Поведение пузырьков воздуха в жидкости при вибрации. Fluid dynamics transactions, vol. 2. Warszawa, 1965.
2. *Апштейн Э. З., Григорян С. С., Якимов Ю. Л.* Об устойчивости роя пузырьков воздуха в колеблющейся жидкости. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 3.
3. *Ганиев Р. Ф., Лакиза В. Д., Цапенко А. С.* О явлениях вибрационного перемешивания и образования периодических структур в условиях, близких к невесомости. Изв. АН СССР, МТТ, 1977, № 2.
4. *Ганиев Р. Ф., Лакиза В. Д., Цапенко А. С.* Об относительных движениях и механическом равновесии многофазной среды при вибрационных воздействиях в условиях невесомости. Докл. АН УССР, Сер. А, № 10.
5. *Шумилин Б.* Парадоксы межотраслевого пространства. Изобретатель и рационализатор, 1976, № 11.
6. Причуды вибрирующего сосуда. Знание – сила, 1976, № 12.
7. *Якимов Ю. Л.* Об эффекте повышения среднего давления в жидкости постоянной массы и объема при баротропных процессах. Изв. АН СССР, МЖГ, 1977, № 5.
8. *Bleich H. H.* Effect of vibrations on the motion of small gas bubbes in a liquid. Jet Propulsion, 1956, vol. 26, No. 11, p. 964–978.
9. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.