(магнитоупругая релаксация), так и необратимое их движение (магнитомеханический гистерезис).

Таким образом, можно считать, что «масштабный фактор» возникает ввиду зависимости диссипативных параметров магнитных диэлектриков от градиента механических напряжений в материале.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Преображенский В. Л.* Магнитоупругие явления и некоторые прикладные вопросы магнитоакустики. Канд. дис., Моск. энергетический ин-т, 1975.
2. *Аннамухамедов Д. В., Преображенский В. Л.* Расчет механической добротности магнитострикционного преобразователя крутильных колебаний. Тр. Моск. энергетического ин-та, 1975, вып. 251, 75–78.
3. *Писаренко Г. С.* Рассеяние энергии при механических колебаниях. Киев, Изд-во АН УССР, 1962.
4. *Андреева И. Н., Обухов А. А.* Влияние поля подмагничивания на амплитудную зависимость механических свойств магнитострикционных ферритов. Акуст. ж., 1977, *23*, 1, 14–18.
5. *Крупичка С.* Физика ферритов и родственных им магнитных окислов, т. 2. М., «Мир», 1976, 481—486.
6. *Андреева И. Н., Преображенский В. Л.* Влияние геометрии сердечника на коэффициент магнитомеханической связи преобразователя крутильных колебаний. Акуст. ж., 1975, *21*, 3, 460–462.

Поступила
15 июля 1977 г.

УДК 534.25

О ВЛИЯНИИ ХАРАКТЕРИСТИК ГРАНИЧАЩИХ СРЕД НА АМПЛИТУДУ ПРЕЛОМЛЕННОЙ ПОПЕРЕЧНОЙ ВОЛНЫ

В. Н. Бакулин, Ф. Ф. Горбацевич

Рассмотрим случай падения продольной волны на плоскую границу раздела двух однородных упругих твердых тел. Если направление распространения преломленной продольной волны находится за критическим углом, через границу будет проходить лишь поперечная волна [1]. Это явление можно использовать для получения поперечных волн. По сравнению с другими такой способ позволяет относительно легко получить волну, в которой среда совершает чисто поперечные линейно поляризованные смещения, без заметной доли объемных деформаций. Известно, что амплитуда преломленной поперечной волны зависит от угла падения продольной волны и свойств граничащих сред [2, 3]. Найдем условия, которые обеспечивают высокий коэффициент преобразования (K_{PS}) амплитуды смещения продольной (P_1) в амплитуду преломленной (S_2) волн. Из работы [4] следует, что

$$K_{PS}=\frac{A_{S2}}{A_{P1}}=\frac{-2\rho_1 a_1 v_{P1}\theta[m a_2 b_1-(\rho_2-\rho_1-m\theta^2)v_{P2}v_{S1}]}{m^2\theta^2 a_1 a_2 b_1 b_2+(\rho_1+m\theta)^2 v_{P1}v_{S1}a_2 b_2+(\rho_2-m\theta^2)^{-2}a_1 b_1 v_{P2}v_{S2}+(\rho_2-\rho_1-m\theta^2)^2 v_{P1}v_{S1}v_{P2}v_{S2}+\rho_1\rho_2(a_2 b_1 v_{P1}v_{S2}+a_1 b_2 v_{P2}v_{S1})}, \tag{1}$$

A_{P1}, A_{S2} — амплитуда смещения в волнах P_1 и S_2 соответственно;

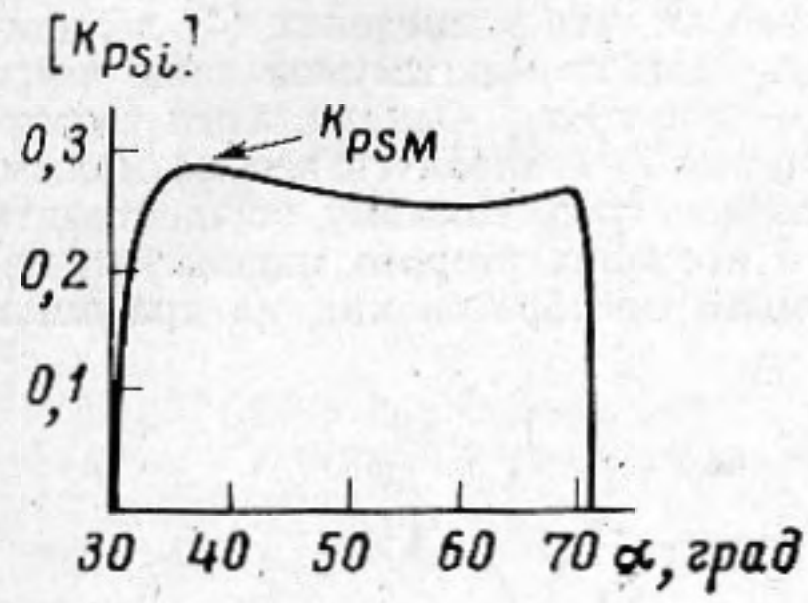
$$a_1=\sqrt{1-(v_{P1}\theta)^2},\quad a_2=\sqrt{1-(v_{P2}\theta)^2},\quad b_1=\sqrt{1-(v_{S1}\theta)^2},$$
$$b_2=\sqrt{1-(v_{S2}\theta)^2},\quad m=2(\rho_2 v_{S2}^2-\rho_1 v_{S1}^2),\quad \theta=\sin\alpha/v_{P1},$$

α — угол падения луча P_1, v_{P1}, v_{S1} — скорость распространения продольной и поперечной волн в первой среде (где распространяется волна P_1), v_{P2}, v_{S2} — скорость распространения продольной и поперечной волн во второй среде (где распространяется волна S_2), $\rho_1\rho_2$ — плотности первой и второй сред соответственно. Введем новые обозначения: $t=\sin^2\alpha$, $Б=v_{P1}^2/v_{P2}^2$,

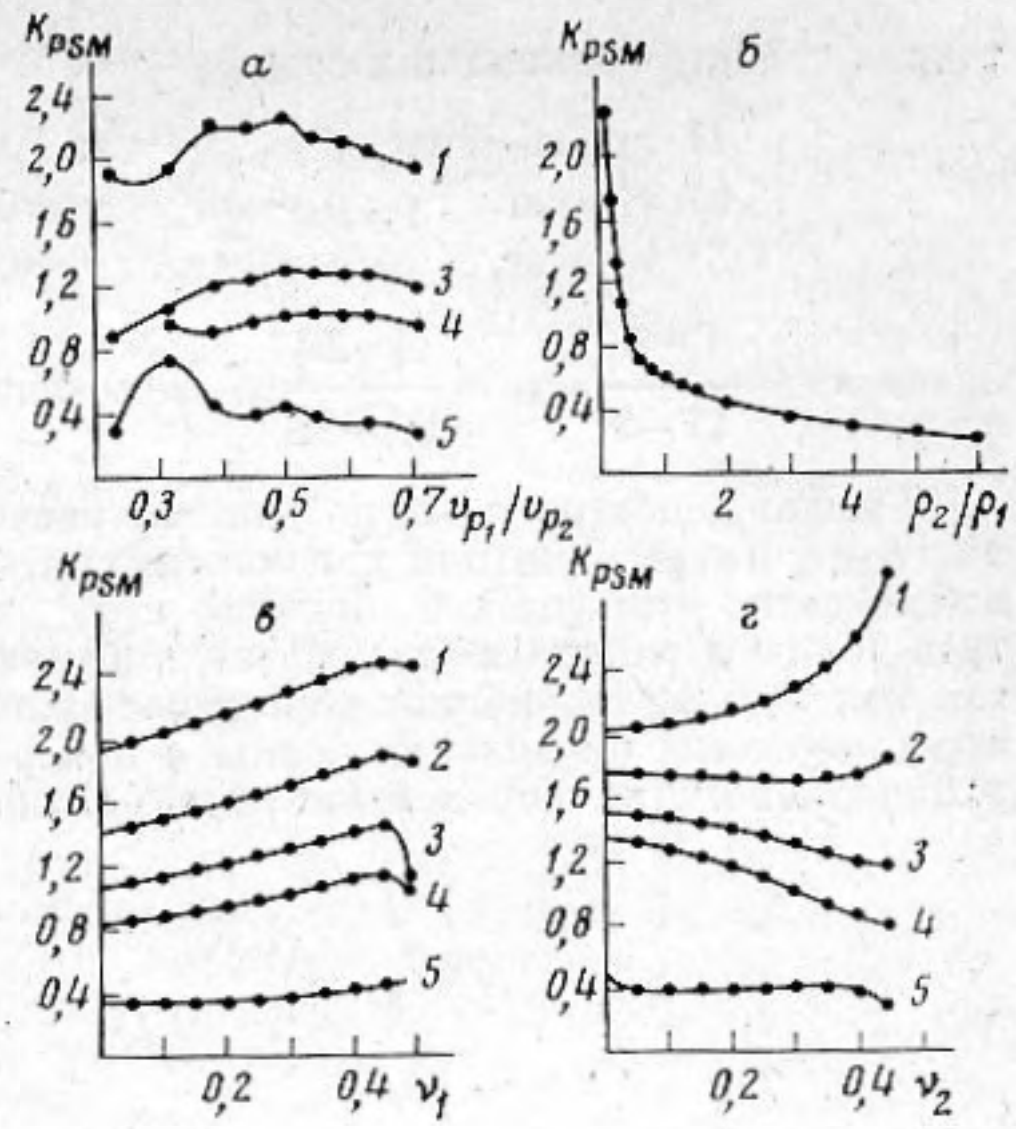
$$Г=v_{P1}^2/v_{S1}^2,\quad Д=v_{P1}^2/v_{S2}^2,\quad Н=\rho_2/\rho_1,\quad M=(1/Г-Н/Д). \tag{2}$$

После подстановки выражений (2) в формулу (1) получим

$$K_{PS}=\frac{-2\sqrt{Дt(1-t)}\,[1-Н-2M(t+\sqrt{Б-t}\sqrt{Г-t})]}{t(1-Н-2Mt)^2+\sqrt{1-t}\sqrt{Г-t}(Н+2Mt)^2+\sqrt{Б-t}\sqrt{Д-t}(1-2Mt)^2+Н(\sqrt{1-t}\sqrt{Д-t}+\sqrt{Б-t}\sqrt{Г-t})+4M^2t\sqrt{1-t}\sqrt{Б-t}\sqrt{Г-t}\sqrt{Д-t}}. \tag{3}$$



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Характер изменения модуля коэффициента преобразования $[K_{PSi}]$ продольной волны в поперечную при соотношениях $\rho_2/\rho_1=4$, $\nu_1=\nu_2=0{,}3$, $v_{P1}/v_{P2}=0{,}5$ в диапазоне углов падения $\alpha_{1к}<\alpha<\alpha_{2к}$

Фиг. 2. Зависимость величины K_{PSM} от переменных v_{P1}/v_{P2} ($\nu_1=\nu_2=0{,}3$) (*а*), ρ_2/ρ_1 ($\nu_1=\nu_2=0{,}3$, $v_{P1}/v_{P2}=0{,}5$) (*б*), ν_1 ($\nu_2=0{,}3$, $v_{P1}/v_{P2}=0{,}5$) (*в*), ν_2 ($\nu_1=0{,}3$, $v_{P1}/v_{P2}=0{,}5$) (*г*); *1* – $\rho_2/\rho_1=0{,}1$, *2* – $\rho_2/\rho_1=0{,}2$, *3* – $\rho_2/\rho_1=0{,}3$, *4* – $\rho_2/\rho_1=0{,}4$, *5* – $\rho_2/\rho_1=2{,}5$

Выражение (3) позволяет заметить, что коэффициент K_{PS} зависит только от пяти переменных: t, Б, Г, Д, Н.

Для получения «чистой» поперечной волны угол падения волны P_1 будем выбирать из следующего условия:

$$\alpha_{1к}=\arcsin\frac{v_{P1}}{v_{P2}}<\alpha<\alpha_{2к}=\arcsin\frac{v_{P1}}{v_{S2}}, \tag{4}$$

где $\alpha_{1к}$, $\alpha_{2к}$ — критические углы для преломленных продольной и поперечной волн соответственно. При этом член $\sqrt{Б-t}$ получит вид $i\sqrt{t-Б}$, а коэффициент преобразования будет

$$K_{PSi}=\frac{-2\sqrt{Дt(1-t)}\,[1-Н-2М(t+i\sqrt{t-Б}\sqrt{Г-t})]}{t(1-Н-2Мt)^2+\sqrt{1-t}\sqrt{Г-t}(Н+2Мt)^2+i\sqrt{t-Б}\sqrt{Д-t}(1-2Мt)^2+}\cdot \tag{5}$$

$$\cdot\frac{}{+Н(\sqrt{1-t}\sqrt{Д-t}+i\sqrt{t-Б}\sqrt{Г-t})+4М^2ti\sqrt{1-t}\sqrt{t-Б}\sqrt{Г-t}\sqrt{Д-t}}.$$

Действующим значением коэффициента преобразования является модуль выражения (5) [3]

$$[K_{PSi}]=\sqrt{\frac{a^2+b^2}{c^2+d^2}}, \tag{6}$$

где $a=-2\sqrt{Дt(1-t)}(1-Н-2Мt)$, $b=4М\sqrt{Дt(1-t)}\sqrt{t-Б}\sqrt{Г-t}$, $c=t(1-Н-2Мt)^2+\sqrt{1-t}\sqrt{Г-t}(Н+2Мt)^2+Н\sqrt{1-t}\sqrt{Д-t}$, $d=\sqrt{t-Б}[\sqrt{Д-t}(1-2Мt)^2+Н\sqrt{Г-t}+4М^2t\sqrt{1-t}\times\sqrt{Г-t}\sqrt{Д-t}$. Формула (6) позволяет провести численные расчеты коэффициента преобразования в пределах (4) при разных значениях переменных (2).

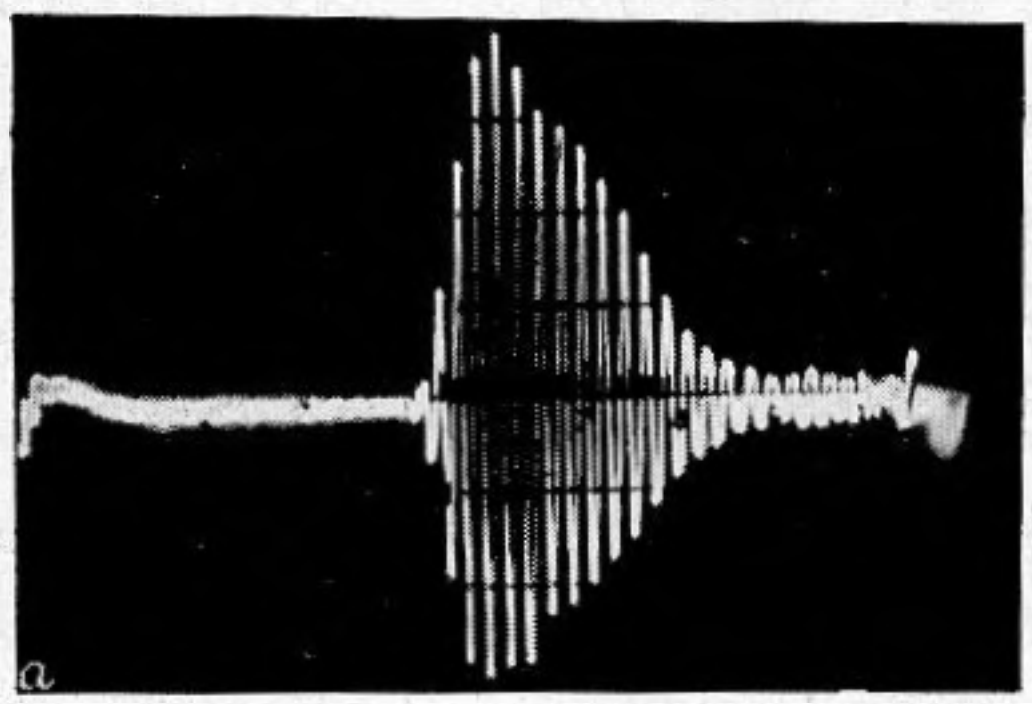
Подобные численные расчеты были ранее проведены в работе [2]. Поскольку в этой работе коэффициенты приведены как отношения потенциалов, причем для относительно малого диапазона отношений ρ_2/ρ_1 нами на ЭВМ «Наири» выполнены дополнительные расчеты коэффициента преобразования (6) при следующих соче-

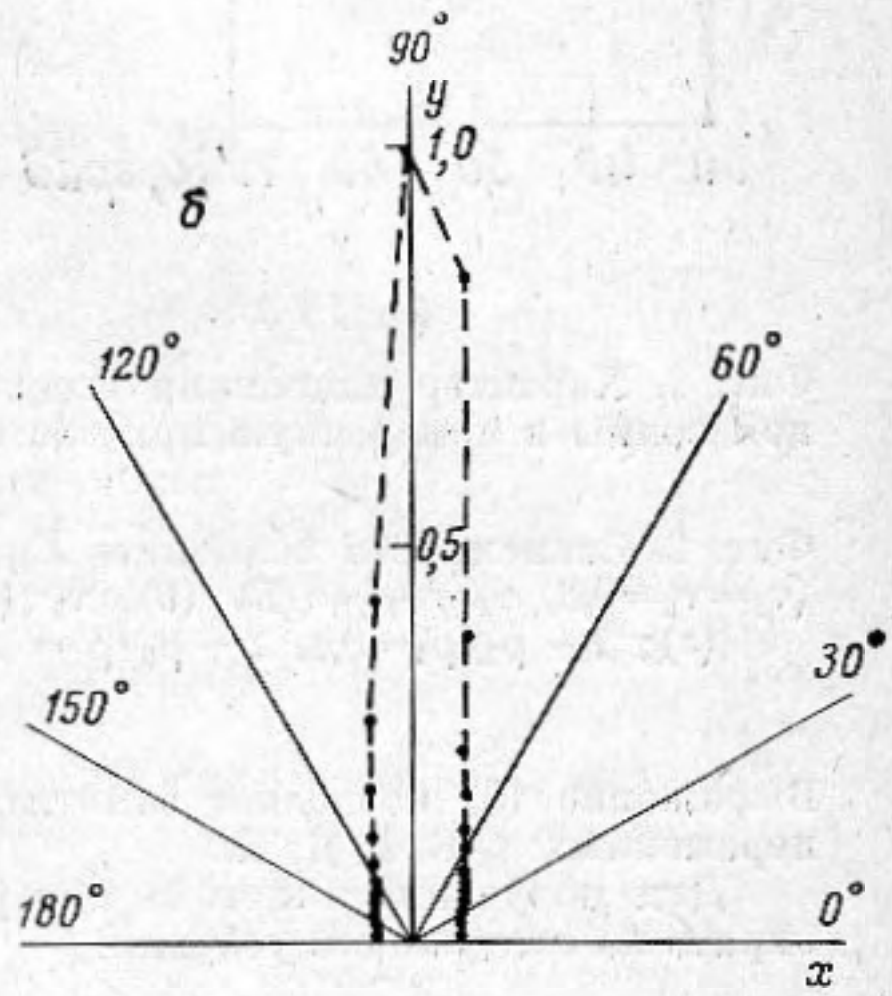
таниях свойств граничащих сред:

(7) 1) $v_{P1}/v_{P2}=\text{var}$, $\rho_2/\rho_1=\text{var}$, $\nu_1=\nu_2=0{,}3$;
2) $\nu_1=\text{var}$, $\rho_2/\rho_1=\text{var}$, $\nu_2=0{,}3$, $v_{P1}/v_{P2}=0{,}5$;
3) $\nu_2=\text{var}$, $\rho_2/\rho_1=\text{var}$, $\nu_1=0{,}3$, $v_{P1}/v_{P2}=0{,}5$.

Здесь $\nu_1=\dfrac{\text{Г}-2}{2\text{Г}-2}$, $\nu_2=\dfrac{\text{Д}-2\text{Б}}{2\text{Д}-2\text{Б}}$ — коэффициенты Пуассона первой и второй сред.

Графики, построенные по данным расчета, показали, что в пределах (4) величина $[K_{PS_l}]$ имеет один или два максимума (фиг. 1). Один из максимумов чаще всего наблюдается при углах α, близких к $\alpha_{1к}$, второй — при $\alpha\to\alpha_{2к}$. Однако, хотя амплитуда волны в районе $\alpha\to\alpha_{2к}$ растет, поперечное сечение S_2 становится весьма малым, так как этот луч приближается к поверхности раздела сред. Поэтому осуществлять преобразование продольной волны в поперечную в пределах второго максимума нерационально. Для определения оптимальных условий преобразования на графиках





Фиг. 3. Осциллограмма импульса преломленной поперечной волны за критическим углом (*а*) и индикатрисса его вектора поляризации (*б*)

(фиг. 1) мы находили максимум K_{PSM}, расположенный ближе к $\alpha_{1к}$, и строили зависимости его величины от переменных v_{P1}/v_{P2}, ρ_2/ρ_1, ν_1, ν_2 (фиг. 2).

Фигура 2 позволяет заметить, что амплитуда волны A_{S2} растет с уменьшением отношения ρ_2/ρ_1. Амплитуда A_{S2} может превышать величину A_{P1} в два и более раз. Для обеспечения наиболее высокого коэффициента преобразования первая среда должна обладать коэффициентом Пуассона, приближающимся к $\nu_1=0{,}45$. Как видно, рассматриваемый способ может обеспечить эффективное преобразование продольной волны в поперечную.

С целью реализации исследуемого физического процесса нами был изготовлен преобразователь на средах, оргстекло ($v_{P1}=2{,}67$ км/сек, $v_{S1}=1{,}12$ км/сек, $\rho_1=1{,}18$ г/см^3) — алюминий ($v_{P2}=6{,}26$ км/сек, $v_{S2}=3{,}08$ км/сек, $\rho_2=2{,}7$ г/см^3). Угол падения продольной волны ($\alpha=45°$) выбрали в пределах условия (4).

Измерения показали, что изготовленный преобразователь позволяет получать интенсивную почти линейно поляризованную «чистую» поперечную волну. На фиг. 3 приведены осциллограмма и индикатрисса вектора поляризации ультразвукового импульса этой волны. На фиг. 3, *а* линия развертки до первого вступления импульса не содержит колебаний, которые могли бы быть вызваны продольной волной. Индикатрисса вектора поляризации (фиг. 3, *б*) была экспериментально получена совмещением рабочих поверхностей двух аналогичных преобразователей и взаимного поворота их относительно оси. На фиг. 3, *б* направление *Y* соответствует положению, когда плоскости поляризации волн совмещены. В направлении *X* эти плоскости находятся под углом 90°. Таким образом, данные фиг. 3 подтверждают теоретические выводы.

В заключение авторы благодарят Б. Я. Гельчинского и Т. Б. Яновскую за проявленный интерес и содействие работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Knott G. G.* On Reflexion and Refraction of Elastic waves, with Seismological Applications. Philos. Mag., July, 1899, S. 5, *48*, 290, 64–97.

2. Материалы количественного изучения динамики сейсмических волн. Под ред. Г. И. Петрашеня, т. 1, Изд-во ЛГУ, 1957, 420.
3. *Mayer W. G.* Energy partition of Ultrasonic waves at flat boundaries. Ultrasonics. (April/June), 1965, 62–68.
4. Справочник геофизика, т. IV, М., «Недра», 1966, 749.

Геологический институт
Академии наук СССР
Кольский филиал

Поступила
4 марта 1977 г.

УДК 534.232

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ИСТЕЧЕНИЕ РЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ ЧЕРЕЗ ОТВЕРСТИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ СИРЕНЫ

В. И. Биглер, В. Ф. Юдаев

При расчете динамических сирен и клапанных преобразователей обычно пренебрегают влиянием инерции жидкости на ее линейную скорость в модуляторе. Это позволяет считать изменение объемной скорости $V(t)$ подобным изменению площади проходного сечения модулятора $S(t)$ при любом законе модуляции [1, 2]

$$V(t) \sim S(t). \tag{1}$$

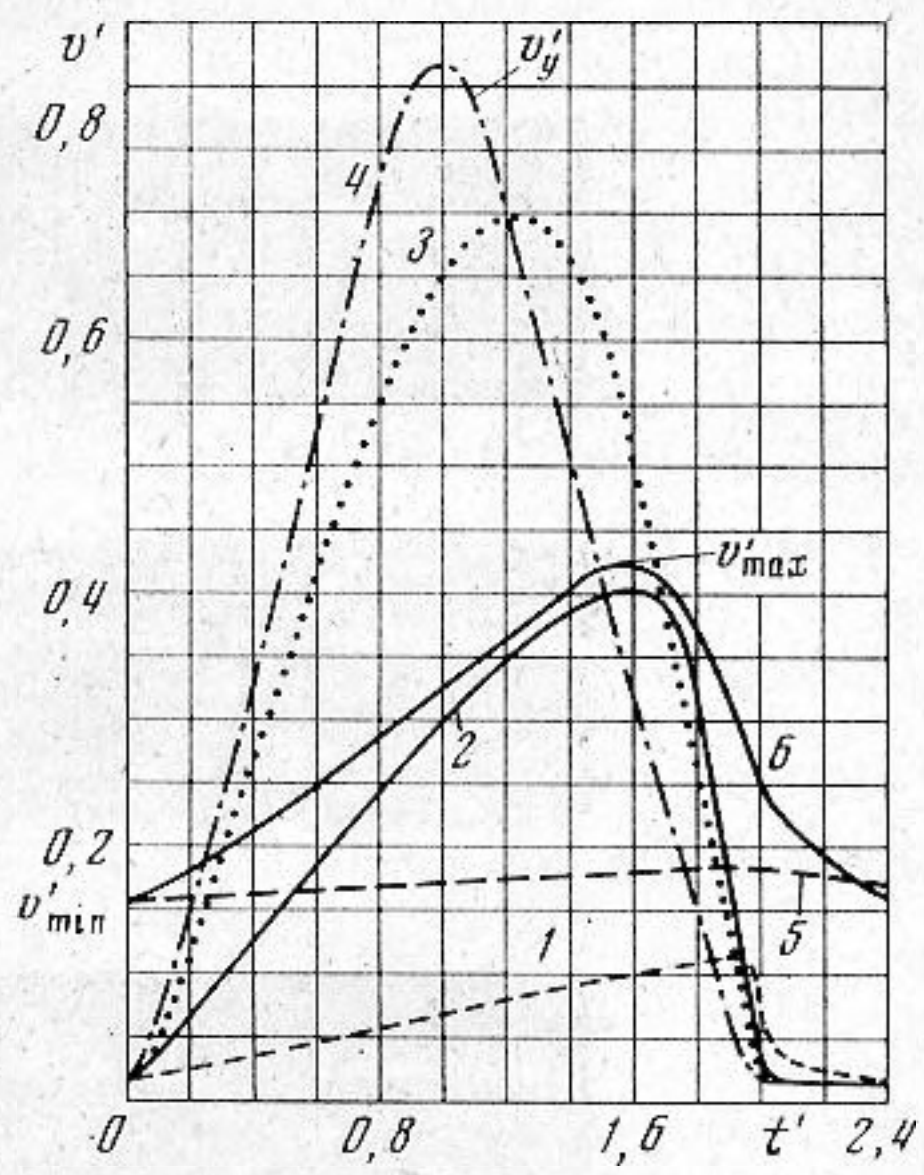
Если рабочая среда имеет значительную плотность ρ, то при глубокой модуляции потока, как синусоидальной, так и импульсной, можно ожидать, что инерционность жидкости будет приводить к значительному изменению закона изменения объемной скорости и соответственно спектра излучаемого сигнала.

Найдем пределы применимости соотношения (1), для чего напишем интеграл Лагранжа для течения реальной несжимаемой жидкости в патрубке модулятора длиной l

$$\rho l \frac{dv}{dt} + \zeta \frac{\rho v^2}{2} = \Delta P, \tag{2}$$

где v — средняя по сечению патрубка модулятора линейная скорость жидкости, t — время, ΔP — перепад давления на модуляторе, ζ — суммарный коэффициент гидравлического сопротивления, включающий потери по длине патрубка и в местных сопротивлениях. В общем случае ζ и ΔP являются функциями времени и скорости, вид которых зависит от закона модуляции.

Для размеров модулятора, много меньших длины волны, звуковое давление будет малой добавкой к статическому перепаду давлений ΔP_0, и в первом приближении можно считать $\Delta P \approx \Delta P_0$, полагая тем самым, что звуковое поле в этом случае не влияет на процесс истечения жидкости.



Фиг. 1. Зависимость средней скорости течения жидкости в патрубке модулятора от времени (безразмерные величины) при $\mathrm{Re}_0 = 2 \cdot 10^3$ и при различных значениях K: *1* и *5* – 0,05, *2* и *6* – 0,25; *3* – 1,0, *4* – ∞; *1*, *2*, *3*, *4* – $\delta' = 0{,}02$, *5*, *6* – $\delta' = 0{,}2$

Зависимость коэффициента гидравлического сопротивления от скорости v может быть представлена в виде [3]

$$\zeta = \zeta_{\text{кв}}(t) + A(t)/\mathrm{Re}, \tag{3}$$

где $\mathrm{Re} = vD/\nu$ — критерий Рейнольдса, D — гидравлический диаметр патрубка, ν — кинематическая вязкость жидкости $\zeta_{\text{кв}}(t)$ и $A(t)$ — коэффициенты, зависящие только от времени. Вид функциональных зависимостей $\zeta_{\text{кв}}(t)$ и $A(t)$ в каждом конкретном случае определяется законом модуляции и характером местных сопротивлений и может быть найден в справочниках (например, в книге [4]).

Из уравнения (2) с учетом соотношения (3) получим

$$2l \frac{dv}{dt} = \frac{2\Delta P_0}{\rho} - \frac{\nu}{D} A(t) v - \zeta_{\text{кв}}(t) v^2$$