

ОТВЕТ А. А. СЕНКЕВИЧУ

А. А. Тужилин

Ознакомившись с ответом А. А. Сенкевича на мое письмо [1], хочу заметить следующее.

Во-первых, учет колебаний самого излучателя при исследовании распространения звука в нелинейных приближениях — вещь давно известная и используется во многих работах, начиная от классических исследований Эйхенвальда [2] до общего изложения в учебном пособии у Станюковича [3], а также у Гольдберга [4] и многих других работах.

Во-вторых, какая бы сторона эффекта ни исследовалась, при правильной постановке задачи ее решение должно давать определенное приближение к точному решению и иметь физический смысл. Результаты же, полученные А. А. Сенкевичем, как отмечено в [1], противоречат уже известным теоретическим и экспериментальным работам.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Тужилин. По поводу письма в редакцию А. А. Сенкевича «Влияние конечности амплитуды излучателя звука на форму волны». Акуст. ж., 1958, 4, 4, 371—372.
2. Эйхенвальд. Акустические волны большой амплитуды. Усп. физ. наук, 1934, 14, 5, 552—585.
3. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.—Л., Гостехиздат, 1955.
4. З. А. Гольдберг. Некоторые величины второго порядка в акустике. Акуст. ж., 1957, 3, 2, 149—153.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
4 марта 1959 г.

О КОМПЕНСАЦИИ РЕАКТИВНОЙ НАГРУЗКИ ГАРМОНИЧЕСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

И. А. Урусовский

Как известно, мощное излучение звука на низких частотах затрудняется наличием большой реактивной нагрузки на электромеханический преобразователь, которая для излучателей много меньшей длины звуковой волны во много раз превышает полезную (активную) нагрузку. Эта реактивная нагрузка обуславливается инерцией колеблющихся частей системы и «присоединенной» массы излучателя. В связи с этим представляется интересным указать на некоторые методы компенсации реактивной нагрузки при гармоническом излучении, осуществляемые на низких частотах достаточно просто.

Компенсация реактивной нагрузки гармонического излучателя поршневого типа может быть достигнута при использовании двух одинаковых поршней, работающих со сдвигом фазы в $\pi/2$ один относительно другого и могущих обмениваться реактивной энергией между собой посредством механической передачи. Так как реактивная энергия, которую можно трактовать как кинетическую энергию масс поршней и присоединенных масс, изменяется для каждого поршня с двойной частотой, то при сдвиге фаз в $\pi/2$ изменения кинетических энергий, соответствующих первому и второму поршням, в каждый момент времени будут противоположны по знаку, и по механической передаче будет протекать поток энергии, необходимый для изменения кинетической энергии, соответствующей каждому поршню. Через каждую четверть периода колебаний направление этого потока меняется на обратное. Таким образом, работа на преодоление инерции собственной и присоединенной массы одного поршня черпается из кинетической энергии, приходящейся на другой. Такой обмен кинетическими энергиями и приведет к уничтожению реактивной нагрузки на первичный двигатель системы: реактивная нагрузка ляжет на механическую передачу. Поскольку на низких частотах механическую передачу можно выполнить практически лишенной потерь, то в отличие от известных схем компенсации реактивных нагрузок на электрической стороне системы, связанных с появлением новых источников потерь в виде джоулева тепла, здесь компенсация практически не приведет к добавочным потерям энергии.

Механическая передача может быть осуществлена, например, посредством двух эксцентриков, насаженных на общий вращающийся вал и повернутых один относительно другого на 90° . На эксцентрики надеваются бугели с шатунами, которые и передают движение излучающим звук поршням, двигающимся параллельно друг другу.

В такой системе энергия мотора, вращающего вал, будет преобразовываться почти целиком в активную энергию излучения. Существенно, что в отличие от резонансных излучателей здесь реактивная нагрузка оказывается скомпенсированной на любой частоте (при любой скорости вращения вала). Что касается активной энергии излучения таких систем, то она равна двойной энергии, излучаемой одним таким же поршнем в отдельности.

До сих пор мы рассматривали действия каждого из поршней независимо друг от друга, как если бы они были разнесены на большое расстояние. При этом компенсация реактивной нагрузки была бы полной. Для случая близкого расположения поршней необходимо учесть также и акустическое взаимодействие поршней через среду, приводящее к появлению «взаимной» присоединенной массы. Учет этого взаимодействия показывает, что реактивная нагрузка, обусловленная реакцией среды, вообще говоря, полностью не компенсируется, хотя и может быть значительно уменьшена. Проведем учет акустического взаимодействия на следующем простом примере.

Пусть два одинаковых поршня помещены в плоский жесткий экран и колеблются с частотой ω , с одинаковой амплитудой скорости v и со сдвигом фазы в $\pi/2$ один относительно другого. Такой составной излучатель развивает мгновенную мощность $W(t)$, равную

$$W(t) = \rho \omega \frac{v^2}{2\pi} \left(\int_{s_1} ds \int_{s_1} \frac{\sin kR}{R} d\sigma + \cos 2\omega t \int_{s_1} ds \int_{s_2} \frac{\cos kR}{R} d\sigma + \sin 2\omega t \int_{s_1} ds \int_{s_2} \frac{\sin kR}{R} d\sigma \right),$$

где s_1 и s_2 суть поверхности поршней, R — расстояние между элементами ds и $d\sigma$, ρ — плотность среды, k — волновое число. Первое слагаемое в этом выражении представляет собой активную мощность, два других члена обуславливают реактивную нагрузку на излучатель.

Дальнейшее рассмотрение проведем для низких частот, при которых размеры всей системы малы по сравнению с длиной звуковой волны. При этом во всех дальнейших формулах положим $\sin kR \approx kR$, $\cos kR \approx 1$. Сравним два последних слагаемых, которые обозначим соответственно через W_1 и W_2 , с реактивной мощностью W_r уединенного поршня в экране, развивающего такую же активную мощность, что и рассматриваемая система из двух поршней при тех же амплитудах колебаний. Для этого площадь поверхности s_0 уединенного поршня должна быть в $\sqrt{2}$ раз больше площади поверхности одного из поршней рассматриваемой системы. Очевидно,

$$\eta_1 = \frac{\max W_1}{\max W_r} = 2 \int_{s_1} ds \int_{s_2} \frac{d\sigma}{R} \bigg/ \int_{s_0} ds \int_{s_0} \frac{d\sigma}{R}, \quad (1)$$

$$\eta_2 = \frac{\max W_2}{\max W_r} = 2k \int_{s_1} ds \int_{s_2} d\sigma \bigg/ \int_{s_0} ds \int_{s_0} \frac{d\sigma}{R}. \quad (2)$$

Воспользовавшись теоремой о среднем, можно показать, что $\eta_2 = kl$, где l — длина, не превышающая половины максимального линейного размера поверхности s_0 . Следовательно, отношение (2) при достаточно низких частотах всегда мало по сравнению с единицей. Что касается отношения (1), то оно в области низких частот не зависит от частоты и целиком определяется геометрической формой поршней и их относительным расположением. Так, например, для круговой формы поршней мы имеем

$$\eta_1 = \frac{\frac{4}{\pi} \int_{b-a}^{b+a} x \arcsin \sqrt{\frac{a^2 - (x-b)^2}{xb}} dx \int_0^{\arcsin \frac{a}{x}} \sqrt{a^2 - x^2 \sin^2 \varphi} d\varphi}{\int_0^{a_0} x dx \int_0^{\pi/2} \sqrt{a_0^2 - x^2 \sin^2 \varphi} d\varphi},$$

где b — расстояние между центрами поршней, a — их радиус, $a_0 = \sqrt{2} \cdot a$ — радиус эквивалентного уединенного поршня. Знаменатель в правой части этого выражения равен $2/3 a_0^3$. Числитель можно представить в виде ряда по степеням a/b . Ограничиваясь

первыми членами разложения, получаем

$$\eta_1 = \frac{3\pi}{16} \sqrt[4]{2} \cdot \frac{a}{b} \left(1 + \frac{57}{64} \cdot \frac{a^2}{b^2} + \dots \right) \approx 0,70 \cdot \frac{a}{b} \left(1 + 0,89 \frac{a^2}{b^2} + \dots \right). \quad (3)$$

Из (1) и (3) следует, что реактивная нагрузка уменьшается по мере раздвижения поршней, так как при этом акустическое взаимодействие между ними уменьшается. Впрочем, реактивную нагрузку, соответствующую W_1 , также можно скомпенсировать путем использования третьего поршня, приводимого в движение тем же валом, но находящегося целиком внутри корпуса излучателя и, таким образом, работающего вхолостую. При этом третий поршень в своем движении должен опережать по фазе на $\pi/4$ и $3\pi/4$ соответственно первый и второй поршень и иметь массу m , равную $m = 2 \max W_1 / (\omega v_0^2)$, где v_0 — амплитуда скорости колебаний третьего поршня. В частности, для поршней круговой формы имеем

$$m = \pi a^3 \rho \left(\frac{v}{v_0} \right)^2 \cdot \frac{a}{b} \left(1 + \frac{57}{64} \cdot \frac{a^2}{b^2} + \dots \right).$$

Отметим, что полная компенсация реактивной нагрузки может быть достигнута также при использовании одного рабочего и одного холостого поршня, сдвинутых по фазе на $\pi/2$. Однако при этом масса холостого поршня должна быть равна суммарной массе рабочего поршня и присоединенного объема среды, умноженной на квадрат отношения амплитуды рабочего поршня к амплитуде холостого.

Предлагаемые методы уменьшения реактивной нагрузки могут быть применены не только для случая излучателей в плоском экране. Можно показать, что в общем случае для получения указанного эффекта достаточно, чтобы геометрические свойства как рабочих поршней, так и жесткого экрана произвольной формы были симметричны относительно одной и той же плоскости симметрии.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
8 января 1958 г.