

РАДИОФИЗИКА, ЭЛЕКТРОНИКА, АКУСТИКА

УДК 534.28

ПРИМЕНЕНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ОБРАТНЫХ СВЯЗЕЙ В РЕШЕНИИ ЗАДАЧИ АКТИВНОГО ГАШЕНИЯ ПОЛЕЙ РАССЕЯНИЯ И СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕЛА**С. Г. Михайлов**

(кафедра акустики)

E-mail: s.mikhailov@mail.ru

Теоретически показана возможность снижения уровней полей рассеяния и собственного излучения тела при применении активной системы гашения, включающей слой монополярных излучателей, покрывающих его поверхность и охваченных локальной отрицательной обратной связью по скорости (ускорению) или давлению на внешней поверхности. Управление излучателями производится по сигналам приемников, расположенных на дополнительной внешней поверхности. Выполнен эксперимент, подтверждающий полученные соотношения для одномерного случая гашения поля собственного излучения.

Активные методы гашения акустических полей интенсивно разрабатываются в акустике в течение нескольких последних лет. Несмотря на сложность практической реализации (требуются акустические приемники, средства обработки сигналов и излучатели), решения, основанные на их применении, оказываются более эффективными в диапазоне низких частот, где пассивные методы малоэффективны. Основной задачей, решаемой с помощью активных методов, является снижение уровня шума, создаваемого различными механизмами и транспортными средствами в окружающем пространстве и в замкнутых помещениях (цехах, офисах, кабинах и салонах), т.е. снижение поля собственного излучения. Однако в некоторых ситуациях научный и практический интерес представляет и уменьшение уровня создаваемого телом поля рассеяния, включая заполнение области тени. Совместное решение этих задач позволит создать акустически прозрачное тело.

В работах [1, 2] рассмотрено решение задачи активного гашения полей собственного излучения и рассеяния тела, ограниченного поверхностью S_0 , путем формирования разрывов полей давления и его пространственной производной на окружающей тело поверхности S_1 . Разрывы необходимой величины создаются в результате действия излучателей дипольного и монополярного типа, расположенных непрерывно. Амплитуды монополярных и дипольных излучателей определяются по значениям поля давления и его нормальной производной на дополнительной поверхности S_2 , которая охватывает поверхность S_0 и располагается внутри поверхности S_1 . Поверхности S_1 и S_2 должны быть акустически абсолютно прозрачны. В работе [2] найдено, что решение устойчиво по отношению к ошибкам

в измерении и излучении поля. При этом ошибка уменьшается с ростом расстояния между приемной и излучающей поверхностями и неограниченно растет при его уменьшении. Соображения, сформулированные в этой работе, и привели к пониманию необходимости пространственного разделения излучающей S_1 и приемной S_2 поверхностей.

Решение с разрывами полей позволяет подавить поля излучения и рассеяния любого тела без изменения его формы и других свойств. Однако формирование разрыва поля давления на звукопрозрачной поверхности, в теории реализуемое путем введения слоя дипольных излучателей, на практике представляет собой сложную задачу. В работе [3] для этого предложено использовать два слоя монополярных излучателей, разнесенных на расстояние порядка половины длины волны. Это решение может быть применено только в узкой полосе частот и, кроме того, приводит к значительному увеличению толщины системы гашения, окружающей тело. Более позднее исследование системы активного гашения на базе дискретных излучателей и приемников [4] показало, что для аппроксимации решения с разрывами необходимы излучатели не только монополярного и дипольного типа, но и обладающие характеристикой направленности более высокого порядка. Соответственно должны возрасти и трудности по их реализации.

В работах [5, 6] теоретически рассматривается более перспективная с практической точки зрения возможность активного гашения полей собственного излучения и рассеяния с помощью системы, состоящей из одного слоя монополярных излучателей, размещенных непосредственно на поверхности тела, и монополярных и дипольных приемников, контроли-

рующих параметры колебаний по обеим сторонам излучателей. Система приемников и излучателей охватывается множеством перекрестных обратных связей. Однако при этом не дается развернутого анализа устойчивости такой системы, геометрия которой противоречит выводам работы [2], поскольку приемная и излучающая поверхности оказываются совмещенными. В последующей работе [7] предложена активная система гашения, в которой используются связи только между соседними группами излучателей и приемников. Теоретически показано, что такая система обладает меньшим коэффициентом отражения, чем система, основанная на применении только локальных обратных связей внутри группы, образованной излучателем и расположенными на его поверхностях приемниками, но уступает системе с полным набором перекрестных связей. Следует заметить, что ни система с локальными связями, ни со связями между соседними группами не позволяет заполнить зону акустической тени, возникающую за облучаемым телом.

В связи с этим интерес может представлять активная система гашения, в которой для излучения используется слой расположенных на поверхности тела монополюсных излучателей, охваченных локальными обратными связями. Для управления излучателями используются сигналы монополюсных и дипольных приемников, лежащих на поверхности, расположенной на некотором удалении от тела. Покажем, что такая активная система позволяет решить задачу создания акустически прозрачного тела.

Если поверхность тела S_0 совершает вынужденные колебания, в окружающей среде возникает поле скорости $\mathbf{v}_t(\mathbf{r})$, которое может быть найдено как решение системы, состоящей из волнового уравнения и условия излучения при следующем граничном условии:

$$\mathbf{v}_t(\mathbf{r}_0) \cdot \mathbf{n}(\mathbf{r}_0) = v_t(\mathbf{r}_0), \quad \mathbf{r}_0 \in S_0, \quad (1)$$

где $\mathbf{v}_t(\mathbf{r}_0)$ — нормальная составляющая скорости колебаний поверхности, $\mathbf{n}(\mathbf{r}_0)$ — нормаль к поверхности S_0 . При известных ограничениях решение такой задачи существует и единственно [8].

Пусть при рассеянии рассматриваемым телом падающего поля $\mathbf{v}_0(\mathbf{r})$ величина скорости $\mathbf{v}_t(\mathbf{r}_0)$ под действием внешних сил не изменяется, т. е.

$$\mathbf{v}_t(\mathbf{r}_0) + \mathbf{v}_0(\mathbf{r}_0) + \mathbf{v}_s(\mathbf{r}_0) \cdot \mathbf{n}(\mathbf{r}_0) = \mathbf{v}_t(\mathbf{r}_0).$$

Здесь $\mathbf{v}_s(\mathbf{r})$ — рассеянное поле, $\mathbf{v}_0(\mathbf{r}_0) = \mathbf{v}_0(\mathbf{r}_0) \cdot \mathbf{n}(\mathbf{r}_0)$. В этом случае

$$\mathbf{v}_s(\mathbf{r}_0) \cdot \mathbf{n}(\mathbf{r}_0) = -\mathbf{v}_0(\mathbf{r}_0) \quad (2)$$

и рассеяние звука происходит как на абсолютно жестком теле. Рассеянное поле $\mathbf{v}_s(\mathbf{r})$ должно удовлетворять волновому уравнению, условию излучения и граничному условию (2). Решение этой задачи существует и единственно при тех же условиях, что

и решение задачи об излучении звука колеблющейся поверхностью тела.

Суммарное поле $\mathbf{v}(\mathbf{r})$, формирующееся вокруг тела, равно сумме излученного, падающего и рассеянного полей:

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}) = \mathbf{v}_t(\mathbf{r}) + \mathbf{v}_0(\mathbf{r}) + \mathbf{v}_s(\mathbf{r}).$$

Если нормальная составляющая скорости колебаний поверхности тела равна нормальной составляющей скорости колебаний среды на той же поверхности в отсутствие тела

$$v_t(\mathbf{r}_0) = v_0(\mathbf{r}_0), \quad (3)$$

то условия (1) и (2) совпадают за исключением знака, а излученное и рассеянное поля оказываются равными по величине и противоположными по знаку во всем пространстве:

$$\mathbf{v}_t(\mathbf{r}) = -\mathbf{v}_s(\mathbf{r}).$$

Тогда суммарное поле везде вне тела полностью совпадает с падающим. Следовательно, тело, поверхность которого совершает колебания согласно выражению (3), во внешнем пространстве не искажает падающее поле и не создает дополнительного излучения независимо от своей внутренней структуры.

Такой же результат можно получить, если поверхность тела будет двигаться так, чтобы на ней выполнялось условие

$$p_t(\mathbf{r}_0) = p_0(\mathbf{r}_0), \quad (4)$$

а по отношению к внешним воздействиям тело оказывалось бы абсолютно мягким. Здесь $p_t(\mathbf{r})$ — поле давления, создаваемое в окружающей среде движением поверхности тела, $p_0(\mathbf{r})$ — поле давления в падающей волне в его отсутствие. В этом случае излученное и рассеянное поля также взаимно компенсируются и суммарное поле везде вне тела полностью совпадает с падающим. Скорость $\mathbf{v}_0(\mathbf{r}_0)$ и давление $p_0(\mathbf{r}_0)$ не являются независимыми переменными, а удовлетворяют волновому уравнению и связаны известным интегральным уравнением [8]. Поэтому выполнение одного из граничных условий (3) или (4) влечет за собой выполнение другого.

Величины давления или колебательной скорости в падающем поле на поверхности тела можно рассчитать, используя измеряемые на поверхности S_2 , охватывающей тело, величины — полное звуковое давление p и нормальную к S_2 составляющую колебательного ускорения a . Измерение этих величин может быть выполнено с помощью комбинированных приемников звука [9], имеющих малый волновой размер. Для стационарных гармонических полей вычисления, так же как и в методе с разрывом поля, проводятся с помощью интегральной формулы Гельмгольца в виде

$$p_0(\mathbf{r}_0) = \int_{S_2} \left(p(\mathbf{r}_2) \frac{\partial}{\partial n_2} G(r) + \rho a(\mathbf{r}_2) G(r) \right) dS_2,$$

$$\mathbf{r}_0 \in S_0, \quad \mathbf{r}_2 \in S_2.$$

где $G(r)$ — функция Грина для свободного пространства, $r = |\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}_2|$, ρ — плотность среды, n_2 — внутренняя нормаль к поверхности S_2 . Колебательная скорость в падающем поле на поверхности тела равна

$$v_0(t) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial n} \int_0^t p_0(t') dt',$$

где n — нормаль к поверхности S_0 .

Граничные условия (3) или (4) могут быть реализованы при применении локальных отрицательных обратных связей [10, 11]. Пусть каждый малый элемент поверхности тела ΔS_0 приводится в движение с помощью излучателя, имеющего импеданс $Z = F/v$, где v — скорость движения внешней площадки ΔS_0 ненагруженного излучателя, F — возбуждающая сила. Излучатели образуют слой, так что одна их сторона соприкасается с внешней средой, образуя поверхность S_0 , а другая опирается на несущую поверхность, колеблющуюся со скоростью v_g . С внешней стороны на излучатель действует сила F_e . Для упрощения выкладок предположим, что величина v_g постоянна. Тогда скорость v_t движения площадки ΔS_0 равна

$$v_t = \frac{F_e + F + Zv_g}{Z_e + Z},$$

где $Z_e = p\Delta S_0/v_t$ — импеданс внешней среды, p — давление на внешней поверхности ΔS_0 , вызванное ее перемещением со скоростью v_t в отсутствие других внешних полей. Цепь обратной связи включает в себя велосиметр, измеряющий скорость движения площадки ΔS_0 , сумматор и усилитель, так что

$$F = KZ(v_0 - v_t),$$

где v_0 — заданное значение скорости движения, K — коэффициент усиления петли обратной связи, зависящий от частоты f . Необходимо подчеркнуть, что велосиметр должен измерять колебательную скорость поверхности относительно инерциальной системы координат, в которой при $v_t(\mathbf{r}_0) = 0$ излучение от тела отсутствует, а не относительно опорной или другой вибрирующей поверхности. Таким свойством обладают, например, приборы инерционного типа. При включенной цепи обратной связи

$$v_t(K) = \frac{KZv_0}{Z_e + (1+K)Z} + \frac{F_e + Zv_g}{Z_e + (1+K)Z}. \quad (5)$$

Следовательно, с увеличением K второе слагаемое в правой части, описывающее действие внешнего акустического поля и вибрации несущей поверхности, убывает, а скорость v_t приближается к ее заданному значению v_0 . По отношению к внешнему полю импеданс поверхности оказывается равным

$$Z_i = (1+K)Z,$$

а скорость ее движения уменьшается. Это уменьшение скорости (а также ускорения и смещения) при $Z_e \ll Z$ удобно характеризовать коэффициентом Δ :

$$\Delta = \frac{v_t(0)}{v_t(K)} = \frac{1}{1+K}. \quad (6)$$

Таким образом, при $K \rightarrow \infty$ выполняется условие (3) и тело по отношению к внешним воздействиям ведет себя как абсолютно жесткое. Если применяется отрицательная обратная связь по давлению, то

$$F = K(p_0 - p_t)\Delta S_0,$$

где p_0 — заданное значение давления на ΔS_0 , а p_t — его измеренное значение. В этом случае

$$p_t = \frac{KZ_e p_0}{Z + (1+K)Z_e} + \frac{Z_e Z v_g - F_e Z}{(Z + (1+K)Z_e)\Delta S_0}$$

и при $K \rightarrow \infty$ выполняется условие (4), а тело по отношению к внешним воздействиям ведет себя как абсолютно мягкое. Таким образом, применение локальных отрицательных обратных связей позволяет выполнить граничные условия, необходимые для решения задачи активного гашения полей рассеяния и собственного излучения тела.

Устойчивость решения к ошибкам в приеме и излучении вытекает из решения, найденного в [2], так как задачи отличаются только взаимным расположением приемной и излучающей поверхностей, что не отражается на результате. Устойчивость к самовозбуждению излучателя, охваченного петлей обратной связи, должна исследоваться с учетом комплексных коэффициентов передачи используемых излучателей, велосиметров и усилителей на основании широко применяемого в электротехнике критерия Найквиста [10].

Для проверки полученных соотношений было выполнено экспериментальное исследование величины снижения амплитуды колебательного ускорения поверхности с помощью локальной обратной связи. В опыте в качестве излучателя использовался пьезокерамический цилиндрический многослойный актюатор 2, одним концом опиравшийся на массивный груз 1 (рис. 1). На другом его конце закреплялся

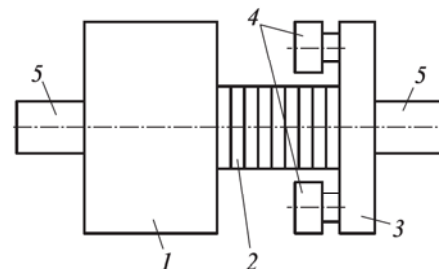


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 — опорный груз, 2 — многослойный пьезокерамический актюатор, 3 — поршень, 4 — элементы акселерометра, 5 — электродинамические вибраторы

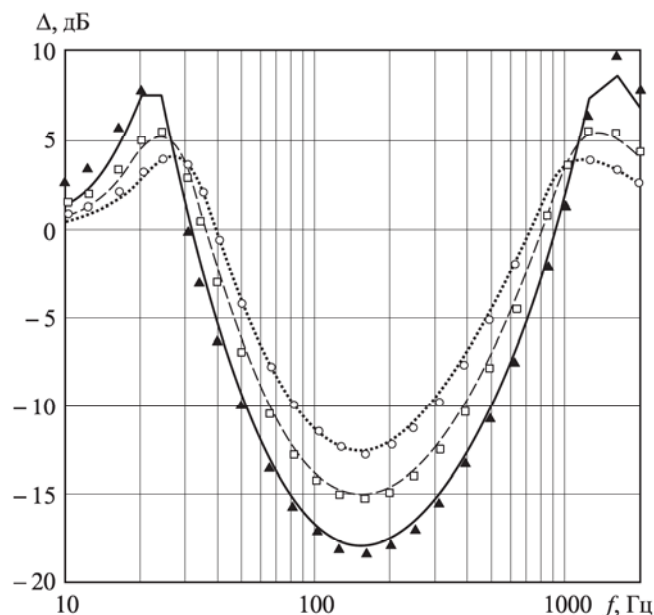


Рис. 2. Результаты расчета и измерения эффективности подавления вибрации поршня. Максимальные значения коэффициента усиления в разомкнутой цепи обратной связи 3.16, 4.55 и 6.68. Сплошные кривые — расчет, точки — результаты измерений

легкий поршень 3 с акселерометром 4 инерционного типа. На грузе и на поршне устанавливались электродинамические вибраторы 5, с помощью попеременной работы которых всему устройству сообщалось колебательное движение в направлении его продольной оси. Резонансная частота продольных колебаний всей системы составляла около 3 кГц. Устройство подвешивалось в воздухе на мягком амортизаторе. Электрический сигнал от акселерометра подавался на специально разработанный усилитель, а затем на актюатор. Частотная характеристика усилителя обеспечивала выполнение критерия устойчивости Найквиста для всей системы.

В опытах измерялось отношение амплитуд колебательных ускорений на различных частотах при работающей и неработающей обратной связи при возбуждении системы со стороны груза и поршня. Результаты измерений и расчетов согласно выражению (6) при возбуждении поршня приведены на рис. 2. Если возбуждается груз, то из выражения (5)

при $F_e = 0$, $Z_e = 0$, $v_0 = 0$ получаем

$$\frac{v_t(K)}{v_g} = \frac{1}{1+K} = \Delta,$$

т. е. снижение величины колебательного ускорения и в этом случае определяется коэффициентом Δ , что также подтверждается результатами измерений. Снижение величины колебательного ускорения поршня ведет к пропорциональному уменьшению давления в поле излучения.

Рассмотренный активный метод подавления рассеянного и излученного полей по сравнению с методом с разрывом поля обладает тем преимуществом, что для его реализации необходим только один слой монополюсных излучателей, размещаемых непосредственно на поверхности тела. Для выполнения необходимых граничных условий излучатели должны быть охвачены глубокой отрицательной обратной связью. При этом не требуется выполнения условия звукопрозрачности слоя излучателей.

Предполагается, что последующие эксперименты покажут возможность подавления поля рассеяния, включая заполнение области звуковой тени.

Литература

1. Малюжинец Г.Д. // Тр. Акуст. ин-та АН СССР. 1971. **15**. С. 140.
2. Федорюк М.В. // Тр. Акуст. ин-та АН СССР. 1971. **15**. С. 169.
3. Федорюк М.В. // Акуст. журн. 1979. **25**, № 1. С. 113.
4. Иванов В.П. // Акуст. журн. 2001. **47**, № 1. С. 83.
5. Бобровницкий Ю.И. // Акуст. журн. 2003. **49**, № 6. С. 731.
6. Арабаджи В.В. // Акуст. журн. 2006. **52**, № 5. С. 592.
7. Бобровницкий Ю.И. // Акуст. журн. 2007. **53**, № 5. С. 613.
8. Хёйл Х., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции. М., 1964.
9. Скребнев Г.К. Комбинированные гидроакустические приемники. СПб., 1997.
10. Elliot S.J., Gardonio P., Sors T.C., Brennan M.J. // J. Acoust. Soc. Am. 2002. **111**, N 2. P. 908.
11. Baumann O.N., Elliot S.J. // J. Acoust. Soc. Amer. 2007. **121**, N 1. P. 188.

Поступила в редакцию
06.11.2007