

УДК 534.26

# РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКОВОГО СИГНАЛА В ВОЛНОВОДЕ С НЕОДНОРОДНОСТЬЮ В ВИДЕ КАМЕРЫ

М. А. БУЛАНАЯ\*, И. В. ВОВК\*\*, В. Т. ГРИНЧЕНКО\*\*, В. Т. МАЦЫПУРА\*

\*Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко

\*\*Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

Получено 18.09.2009

Проведен анализ распространения звукового тонального и импульсного сигналов в плоском волноводе с неоднородностью в виде скачкообразного расширения его поперечного размера на конечном участке длины. Показано, что наличие такой неоднородности, обладающей на определенных частотах резонансными свойствами, приводит к резким изменениям амплитудно-частотной характеристики волновода. Вычислены энергетические коэффициенты прохождения волны сквозь неоднородность при различных значениях геометрических параметров волновода. Исследованы характерные изменения параметров импульсного сигнала при его распространении в волноводе такого типа.

Проведено аналіз поширення звукового тонального та імпульсного сигналів у плоскому хвилеводі з неоднорідністю у вигляді стрибкоподібного розширення його поперечного розміру на скінченній ділянці довжини. Показано, що наявність такої неоднорідності, яка має на певних частотах резонансні властивості, призводить до різкої зміни амплітудно-частотної характеристики хвилеводу. Обчислено енергетичні коефіцієнти проходження хвилі крізь камеру при різних значеннях геометричних параметрів хвилеводу. Досліджено характерні зміни параметрів імпульсного сигналу при його поширенні у хвилеводі такого типу.

The paper deals with analyzing the propagation of tonal and pulse sound signals in a planar waveguide with an inhomogeneity in form of stepwise widening of its transversal dimension on the finite section of length. The presence of such inhomogeneity, possessing the resonant properties at certain frequencies, has been shown to result in drastic changes of waveguide's amplitude-frequency characteristics. The energy coefficients of wave transmission through the inhomogeneity have been calculated for various geometric parameters of the waveguide. For the pulse signal propagating in the waveguide of described type, the typical features of changes of its parameters have been studied.

## ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] изучен процесс распространения звукового импульса в регулярном волноводе, а в работе [2] – тонального и импульсного сигналов в волноводе с неоднородностью в виде скачкообразного изменения его сечения. В результате обнаружен ряд интересных эффектов, что и побудило авторов продолжить исследования, расширив круг рассматриваемых задач.

В данной статье рассматривается распространение тонального и импульсного сигналов в плоском волноводе с неоднородностью в виде скачкообразного расширения поперечного сечения на конечном участке его длины. Такая неоднородность, которую условно можно назвать камерой, представляет собой область связи между двумя полубесконечными волноводами. Следует предположить, что наличие камеры должно приводит к резким изменениям характера распространения волн в волноводе. Явления такого рода можно использовать для создания различных частотно-селективных устройств в акустической технике [3–5] и электродинамике [6].

## 1. ПОСТАНОВКА И ПОСТРОЕНИЕ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Рассмотрим процесс распространения гармонической звуковой волны через зону неоднородности плоскопараллельного волновода в виде камеры конечных размеров, имеющей ширину  $h_2$  и длину  $l$  (рис. 1). Волновод шириной  $h_1$  заполнен сжимаемой средой с плотностью  $\rho$  и скоростью звука  $c$ , потери звуковой энергии в среде отсутствуют.

Все границы волновода являются акустически жесткими, то есть на их поверхностях  $S$  нормальная составляющая колебательной скорости равна нулю:

$$v_n = \frac{1}{i\omega\rho} \frac{\partial p}{\partial n} \Big|_S = 0, \quad (1)$$

где  $p$  – звуковое давление;  $n$  определяет нормаль к соответствующей границе волновода.

Пусть в волноводе слева набегаёт плоская гармоническая волна (нулевая мода волновода) с частотой  $\omega_0$  и единичной амплитудой давления:

$$p_0(x, t) = \exp[-i(\omega_0 t - k_0 x)], \quad k_0 = \omega_0/c. \quad (2)$$

Как и в работе [2], для решения поставленной за-

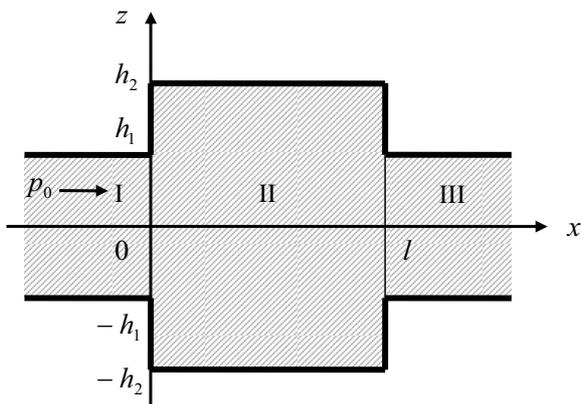


Рис. 1. Плоский волновод с неоднородностью в виде скачкообразного расширения поперечного размера на конечном участке (волновод с камерой):

I – входной участок волновода; II – камера;  
III – выходной участок волновода

даны применим метод частичных областей [7, 8], согласно которому вся область существования звукового поля естественным образом разбивается на три подобласти:

$$\begin{aligned} \text{I} - & \quad x < 0, \quad z \leq |h_1|; \\ \text{II} - & \quad 0 \leq x \leq l, \quad z \leq |h_2|; \\ \text{III} - & \quad x > l, \quad z \leq |h_1|. \end{aligned}$$

Отраженную от неоднородности волну  $p_1$  представим как суперпозицию нормальных волн плоского волновода с характерным размером  $h_1$ :

$$p_1(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos\left(\frac{n\pi z}{h_1}\right) \times \exp[-i(\omega_0 t + \eta_n x)]. \quad (3)$$

Здесь постоянная распространения

$$\eta_n = \begin{cases} \sqrt{k_0^2 - (n\pi/h_1)^2}, & \text{если } k_0 \geq n\pi/h_1, \\ i\sqrt{(n\pi/h_1)^2 - k_0^2}, & \text{если } k_0 < n\pi/h_1. \end{cases} \quad (4)$$

Тогда прошедшая в область III волна  $p_3$  запишется в виде

$$p_3(x, t) = \sum_{n=0}^{\infty} B_n \cos\left(\frac{n\pi z}{h_1}\right) \times \exp[-i(\omega_0 t - \eta_n(x - l))]. \quad (5)$$

Поле давления  $p_2$  в области II представим в виде суперпозиции волн, бегущих навстречу друг

другу:

$$\begin{aligned} p_2(x, z, t) = & \sum_{n=0}^{\infty} C_n \cos\left(\frac{n\pi z}{h_2}\right) \times \\ & \times \exp[-i(\omega_0 t - \gamma_n x)] + \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} D_n \cos\left(\frac{n\pi z}{h_2}\right) \times \\ & \times \exp[-i(\omega_0 t + \gamma_n(x - l))], \end{aligned} \quad (6)$$

где постоянная распространения  $\gamma_n$  задана формулой

$$\gamma_n = \begin{cases} \sqrt{k_0^2 - (n\pi/h_2)^2}, & \text{если } k_0 \geq n\pi/h_2, \\ i\sqrt{(n\pi/h_2)^2 - k_0^2}, & \text{если } k_0 < n\pi/h_2. \end{cases} \quad (7)$$

В приведенных выражениях содержатся четыре последовательности произвольных величин  $A_n, B_n, C_n, D_n, n=0, 1, 2, \dots$ . Их можно определить, выполнив следующие условия сопряжения звуковых полей на границе раздела областей I–II и III–II:

$$p_0 + p_1 = p_2, \quad x = 0, \quad z = [0, h_1], \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{i\omega\rho} \frac{\partial p_2}{\partial x} = & \\ = & \begin{cases} \frac{1}{i\omega\rho} \frac{\partial(p_0 + p_1)}{\partial x}, & x = 0, \quad z = [0, h_1], \\ 0, & x = 0, \quad z = [h_1, h_2], \end{cases} \end{aligned} \quad (9)$$

$$p_2 = p_3, \quad x = l, \quad z = [0, h_1], \quad (10)$$

$$\frac{1}{i\omega\rho} \frac{\partial p_2}{\partial x} = \begin{cases} \frac{1}{i\omega\rho} \frac{\partial p_3}{\partial x}, & x = l, \quad z = [0, h_1], \\ 0, & x = l, \quad z = [h_1, h_2]. \end{cases} \quad (11)$$

В силу симметрии задачи относительно поверхности  $z=0$  в формулах отмечены только значения координаты  $z \geq 0$ .

Функциональную систему уравнений (8)–(11) стандартным образом [7, 8] превратим в бесконечную алгебраическую систему, используя свойство ортогональности функций  $\cos(n\pi z/h_2)$  и  $\cos(n\pi z/h_1), n=0, 1, 2, \dots$ . В результате получим бесконечную систему линейных алгебраических

уравнений второго рода. Процедура построения решения полностью аналогична описанной в [2]. Поэтому явный вид системы уравнений для рассматриваемой задачи не выписан вследствие ее громоздкости.

Применимость метода простой редукции для нахождения решения бесконечной системы линейных алгебраических уравнений второго рода обсуждалась в работах [7, 8]. Поэтому мы используем его и в данном случае при обязательном контроле качества сопряжения звуковых полей на границах частичных областей, сходимости решения задачи и проверки выполнения закона сохранения энергии. Анализ невязок звуковых полей по давлению ( $\delta_p$ ) и колебательной скорости ( $\delta_v$ ) на границах областей I–II и III–II показал, что они не превышают значения невязки в задаче о распространении звука в волноводе со ступенчатой неоднородностью [2].

## 2. АНАЛИЗ ЧИСЛЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

### 2.1. Тональный сигнал

Представляют интерес энергетические характеристики проникновения звуковой волны сквозь неоднородность волновода в виде камеры. Естественно определить коэффициент прохождения  $W$  как отношение среднего потока мощности волны в области III к среднему потоку мощности падающей волны (2) в области I. Проводя соответствующие преобразования по аналогии с работой [2], получаем формулу для энергетического коэффициента прохождения нулевой моды сквозь зону неоднородности волновода:

$$W = \sum_{n=0}^{N_1} W_n, \quad \text{где} \quad W_n = \frac{\varepsilon_n \operatorname{Re}(\eta_n)}{k_0} |B_n|^2. \quad (12)$$

Здесь  $N_1$  определяет количество однородных мод в прошедшей волне  $p_3$ ;  $\varepsilon_0 = 1$ ;  $\varepsilon_n = 0.5$  при  $n > 0$ .

При нормировке пространственных величин к длине звуковой волны  $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$  будем использовать такие обозначения:  $h'_1 = h_1/\lambda_0$ ,  $h'_2 = h_2/\lambda_0$ ,  $l' = l/\lambda_0$ ,  $x' = x/\lambda_0$ ,  $z' = z/\lambda_0$ .

Вначале рассмотрим ситуацию, когда ширина волновода и камеры значительно меньше длины звуковой волны:  $h'_1 \ll 1$  и  $h'_2 \ll 1$ . Это даст возможность провести сравнение наших расчетов с результатами, полученными на основе теории длинных линий [9], рассматривающей одномерные волновые процессы различной природы. При этом воспользуемся формулой для энергетического коэффициента прохождения плоской волны через

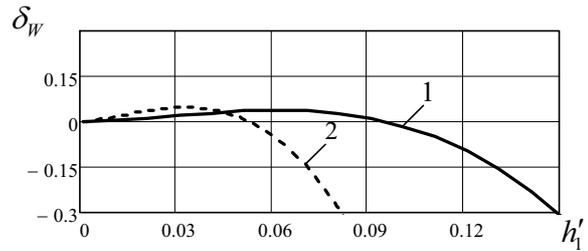


Рис. 2. Частотная зависимость величины  $\delta_W$ :  
1 –  $h_2 = l = 2h_1$ ; 2 –  $h_2 = l = 3h_1$

длинную линию камерного глушителя звука<sup>1</sup> [4]:

$$W_{\text{кг}} = \left[ \cos^2 \left( 2\pi \frac{l}{\lambda_0} \right) + \frac{1}{4} \left( \frac{h_1}{h_2} + \frac{h_2}{h_1} \right)^2 \sin^2 \left( 2\pi \frac{l}{\lambda_0} \right) \right]^{-1}. \quad (13)$$

Интересно, что формулу (13) можно легко получить из предложенного нами строгого аналитического решения при условии, что в функциональной системе (8)–(11) используется одномодовое представление для звуковых полей во всех частичных областях рассматриваемого волновода.

Сравнение расчетов энергетического коэффициента прохождения по формулам (12) и (13) дает возможность провести оценку погрешности при вычислении коэффициента прохождения на основе теории длинных линий и установить область применимости формулы (13). Указанную оценку естественно определить соотношением

$$\delta_W = \frac{W - W_{\text{кг}}}{W}. \quad (14)$$

В качестве примера на рис. 2 показаны графики частотной зависимости величины  $\delta_W$  для двух вариантов соотношения размеров волновода и камеры: кривая 1 соответствует  $h_2 = l = 2h_1$ , а кривая 2 –  $h_2 = l = 3h_1$ . Очевидно, что диапазон применимости теории длинных линий существенно зависит от соотношения размеров волновода и камеры. Например, для волновода, соответствующего расчетной кривой 1, при  $h_1/\lambda_0 = 0.12$  получаем  $\delta_W \approx 0.1$ .

Понятно, что уменьшение (увеличение) размеров камеры по отношению к размеру волновода  $h_1$  в рамках принятой величины погрешности  $\delta_W$  соответственно расширяет (сужает) расчетный частотный диапазон, в котором теория длинных линий

<sup>1</sup>Камерный глушитель представляет собой акустически узкую трубу с сечением  $h_1$ , переходящую в другую акустически узкую трубу с сечением  $h_2$  и длиной  $l$ , называемую камерой, а затем – вновь в трубу с сечением  $h_1$ .

дает удовлетворительный результат. Отсюда следует вывод, что при проведении расчетов по формуле (13) прежде всего следует установить границы ее применимости для данного соотношения  $h_1$  (размера волновода) и  $h_2, l$  (размеров камеры)<sup>2</sup>.

На рис. 3 показаны зависимости коэффициента прохождения  $W$  (кривая 1) и коэффициента прохождения  $W_{\text{кг}}$  (кривая 2), рассчитанного по формуле (13), от волновой длины  $l' = l/\lambda_0$  при разных размерах волновода. Как видно, на рис. 3, а кривые 1 и 2 с графической точностью совпадают, а на рис. 3, б имеет место небольшой сдвиг кривой 1 влево относительно кривой 2. Таким образом, звукопрозрачность камеры наблюдается при волновой длине  $l' = l/\lambda_0$  несколько большей, чем величина, кратная  $\lambda_0/2$ . Рис. 3, а соответствует ситуации, когда ширина волновода и камеры существенно меньше длины волны ( $h_1, h_2 \ll \lambda_0$  при  $h_2/h_1 = 1.4$ ). Как следствие, имеем очень хорошее совпадение результатов расчета по строгой и приближенной теориям, указывающее на то, что влиянием высших неоднородных мод действительно можно пренебречь. Однако уже при  $h'_2 = 0.2$  ( $h_2/h_1 = 4$ ) это уже не так. На рис. 3, б кривая 3 представляет величину погрешности  $\delta_W$ , которая при некоторых значениях длины  $l$  достигает 20 %. Как будет видно ниже, при дальнейшем увеличении размера  $h_2$  и приближении его к  $\lambda_0/2$ , когда влияние неоднородных мод становится еще более существенным, использование формулы (13) оказывается бессмысленным.

Вернемся к анализу результатов, полученных на основе строгого решения рассматриваемой задачи. На рис. 4 представлены поля вектора интенсивности в области камеры для двух случаев полного прохождения звука из области I в область III. Здесь начало каждой стрелки соответствует точке, в которой проводился расчет, а ее длина пропорциональна модулю вектора интенсивности. На рис. 4, а, для которого  $h_1, h_2 \ll \lambda_0$ , в любом поперечном сечении волновода и камеры поток интенсивности однороден. Для поля интенсивности, показанного на рис. 4, б, это уже не так – распределение интенсивности вдоль граничных сечений камеры не является однородным, что свидетельствует о растущем влиянии неоднородных мод при увеличении ее ширины.

Для описания свойств рассматриваемого волновода можно использовать такую интегральную характеристику как комплексный импеданс [10]. Определим комплексный импеданс на входе в ка-

<sup>2</sup>В результате численных расчетов можно построить номограммы, которые связывают параметры волновода с камерой  $h_2/h_1, l/h_1$  и погрешность  $\delta_W$ .

меру (в сечении  $x=0$ ):

$$Z = \frac{1}{|v_0|^2} \int_0^{h_1} \left[ p \left( \frac{1}{i\omega\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right)^* \right]_{x=0} dx. \quad (15)$$

Здесь звездочка – знак комплексного сопряжения;  $|v_0| = |p_0|/(\rho c)$  – амплитуда скорости в падающей волне (2). Приняв давление в формуле (15) как давление в области I и учтя, что  $|p_0| = 1$ , получим формулу для удельного импеданса, нормированного к волновому сопротивлению  $\rho c$ :

$$\zeta = \frac{Z}{\rho c h_1} = \frac{\rho c}{h_1} \int_0^{h_1} \left[ (p_0 + p_1) \times \left( \frac{1}{i\omega\rho} \frac{\partial(p_0 + p_1)}{\partial x} \right)^* \right]_{x=0} dx. \quad (16)$$

На рис. 5 приведены зависимости вещественной (кривая 1) и мнимой (кривая 2) частей импеданса  $\zeta$  как функции волновой длины  $l'$  для двух рассмотренных выше размеров волновода. Они имеют черты, характерные для любой сложной колебательной системы [11]. Мнимая часть импеданса пересекает ось абсцисс, что обусловлено сменой ее типа с упругого ( $\text{Im } \zeta > 0$ ) на массовый ( $\text{Im } \zeta < 0$ ). При этом для  $l' \ll 1$  имеем  $\text{Im } \zeta > 0$ . Такой характер мнимой части импеданса (при условии  $l' \ll 1$ ) соответствует физической сути явлений, наблюдаемых в волноводе со скачком сечения в области низких частот. При условии полного прохождения волны сквозь камеру имеем  $\text{Im } \zeta = 0$  и  $\zeta = 1$ . Следует отметить, что если на рис. 5, а кривые отражают практически синусоидальную зависимость, то на рис. 5, б их характер усложняется. Этот факт также может служить одним из критериев возможности использования одномодового приближения при исследовании волновода с камерой.

Прохождение кривой 2 на рис. 5 через нулевое значение соответствует чередованию так называемых резонансных и антирезонансных частот системы камера – выходной участок волновода [11]. Как следует из рис. 3, а и 5, а (для которых справедливо одномодовое приближение), максимальные значения коэффициента прохождения (полное прохождение звука) совпадают с резонансными частотами системы камера – выходной участок волновода ( $l/\lambda_0 = 0.5n, n = 0, 1, 2, \dots$ ), а минимальные значения – с антирезонансными ее частотами ( $l/\lambda_0 = 0.25(2n+1), n = 0, 1, 2, \dots$ ). Увеличение волнового размера камеры ( $h'_2 = 0.2$  на рис. 5, б) приводит к тому, что отмеченная простая закономерность нарушается. Здесь максимумы коэффициента прохождения почти совпадают

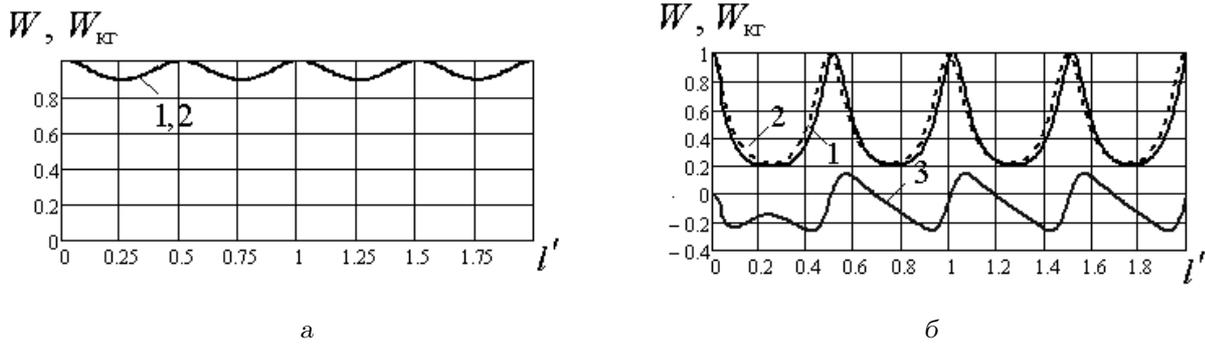


Рис. 3. Зависимости коэффициента прохождения  $W$  и коэффициента прохождения  $W_{KГ}$ , рассчитанного по формуле (13), от волновой длины  $l'$ :

$a - h_1' = 0.05, h_2' = 0.07, \quad б - h_1' = 0.05, h_2' = 0.2;$   
 $1 - W, 2 - W_{KГ}, 3 - \text{погрешность } \delta_W$

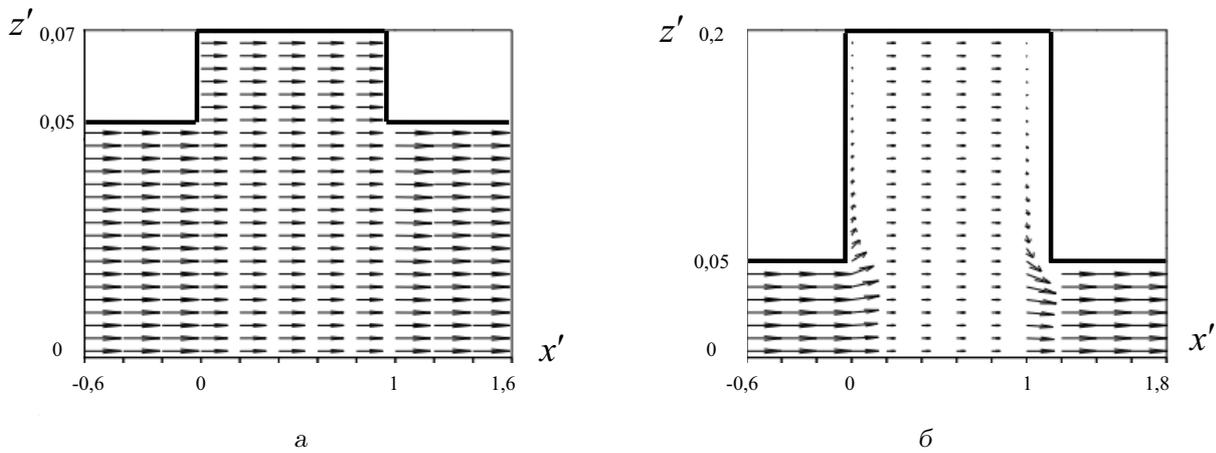


Рис. 4. Поле вектора интенсивности в окрестности камеры ( $h_1' = 0.05$ ):

$a - h_2' = 0.07, l' = 1.0; \quad б - h_2' = 0.2, l' = 1.017$

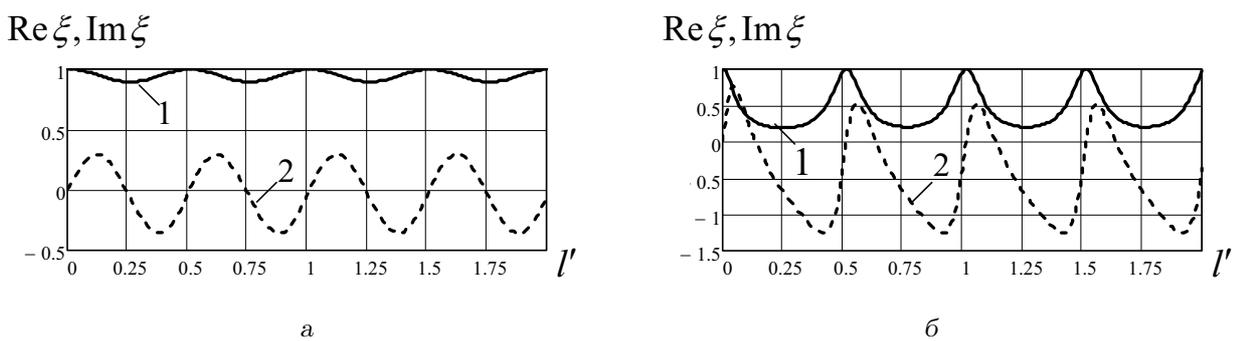


Рис. 5. Зависимости вещественной (1) и мнимой (2) частей комплексного импеданса  $\zeta$  в сечении  $x=0$  от волновой длины  $l'$ :

$a - h_1' = 0.05, h_2' = 0.07; \quad б - h_1' = 0.05, h_2' = 0.2$

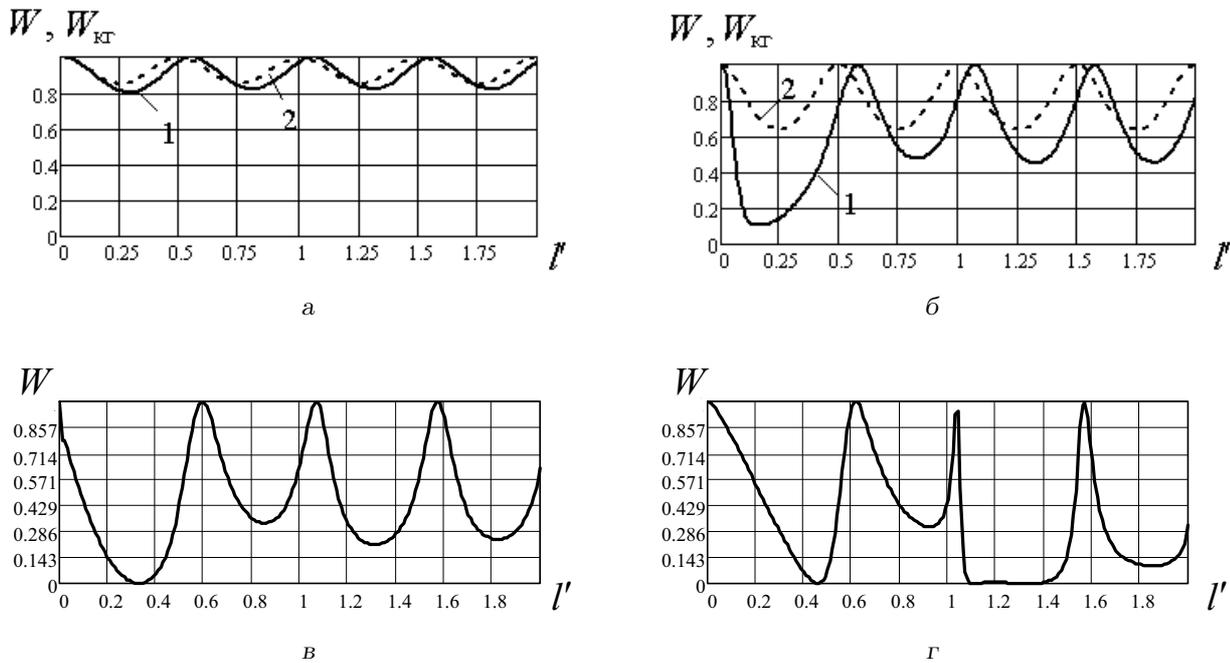


Рис. 6. Зависимости коэффициента прохождения  $W$  и коэффициента прохождения  $W_{кр}$ , рассчитанного по формуле (13), от волновой длины  $l'$  ( $h'_1=0.2$ ):

$a - h'_2=0.3, \quad б - h'_2=0.4, \quad в - h'_2=0.45, \quad г - h'_2=0.49;$   
 $1 - W, \quad 2 - W_{кр}$

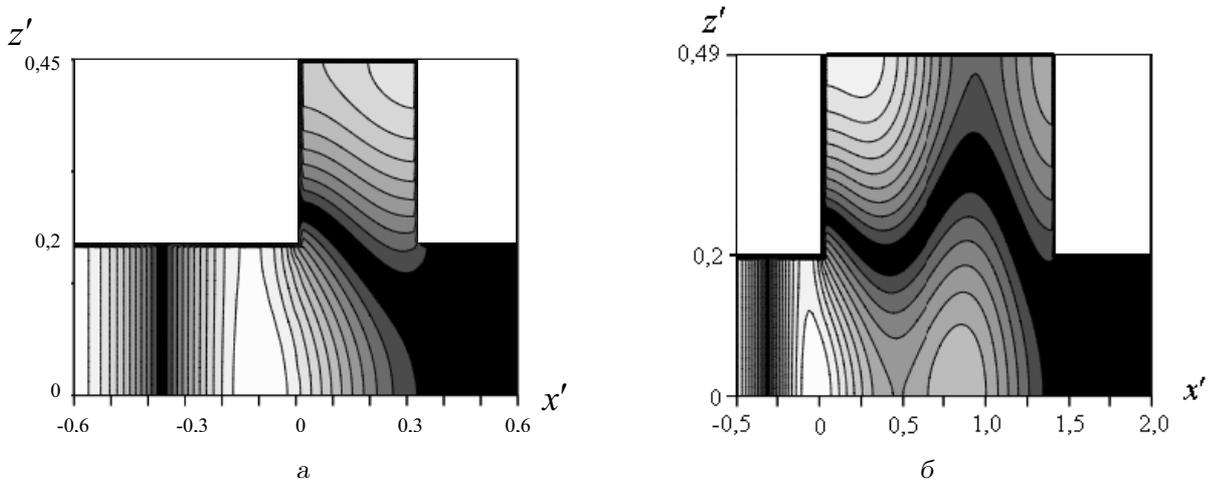


Рис. 7. Поле амплитуды давления в окрестности камеры ( $h'_1=0.2$ ):

$a - h'_2=0.45, \quad l'=0.33; \quad б - h'_2=0.49, \quad l'=1.34$

с частотами резонансов, однако его минимумы располагается уже заметно выше антирезонансных частот. Как уже отмечалось, это связано с растущей ролью неоднородных мод камеры. Если  $h_2/\lambda_0 > 0.5$ , то частоты максимума (минимума) коэффициента прохождения и соответствующие ча-

стоты резонанса (антирезонанса) связаны существенно более сложными соотношениями.

Увеличим волновой размер  $h_1$ , оставляя в то же время волновод одномодовым (например, пусть  $h'_1=0.2$ ). На рис. 6 показаны зависимости коэффициента прохождения  $W$  как функции волновой

длины  $l'$  при увеличении волнового размера камеры  $h_2$  с приближением его к  $\lambda_0/2$ . Как видно из графиков, наблюдается чередование значений коэффициента прохождения  $W$  от максимального (полное прохождение звука) до некоторого минимального значения. При этом с ростом величины  $h_2$  минимумы  $W$  становятся глубже и первый из них достигает нуля при  $h'_2=0.45$ ,  $l'=0.33$  (см. рис. 6, в).

Сконцентрируем наше внимание на ситуациях полного отражения и полного прохождения волны через камеру. На рис. 7 показано поле амплитуды давления в окрестности камеры в ситуации, когда коэффициент прохождения практически равен нулю (рис. 6, в –  $h'_1=0.2$ ,  $h'_2=0.45$ ,  $l'=0.33$  и рис. 6, г –  $h'_1=0.2$ ,  $h'_2=0.49$ ,  $l'=1.34$ ). В силу симметрии звукового поля относительно плоскости  $z=0$  координата  $z$  показана только на отрезке  $[0, h_2]$  (при этом поверхность  $z=0$  можно считать акустически жесткой). На графиках изменение амплитуды давления соответствует изменению насыщенности серого тона от черного цвета (нулевое звуковое давление) до белого цвета (максимальное значение давления). Линии на рис. 7 являются изобарами, т. е. линиями постоянной амплитуды давления. Как видно, в областях I и II формируются поля стоячих волн, однако их природа различна. Иллюстрацией к сказанному может служить рис. 8, который соответствует ситуации, изображенной на рис. 7, а.

На рис. 8 для фиксированного момента времени показаны относительные значения распределений давления (кривая 1) и компонент колебательной скорости вдоль осей  $Ox$  и  $Oz$  (кривые 2 и 3) в сечении  $z=0$  волновода (рис. 8, а) и в поперечных сечениях камеры: у входа –  $x'=0.05$  (рис. 8, б), у выхода –  $x'=0.32$  (рис. 8, в). Здесь и на последующих графиках серым фоном выделена область II вдоль оси  $Ox$  (рис. 8, а), а вертикальными штриховыми линиями обозначены границы зоны волновода в области II вдоль оси  $Oz$  (см. рис. 8, б, в). В области I (рис. 8, а) вследствие суперпозиции набегающей и отраженной плоских волн образуется чисто стоячая волна (сдвиг фаз между давлением и колебательной скоростью  $v_x$  равен  $\pi/2$ , а колебательная скорость  $v_z$  равна нулю). В области II поле в значительной степени определяется ее первой неоднородной модой (см. рис. 7). Рис. 8, б и в показывают, как меняется структура звукового поля в камере при перемещении сечения от ее входа к выходу. Вблизи входного сечения камеры (см. рис. 8, б) формируется стоячая вдоль оси  $Oz$  волна. При этом компонента  $v_x$  сохраняет знак вдоль сечения с наибольшими значениями в зоне волно-

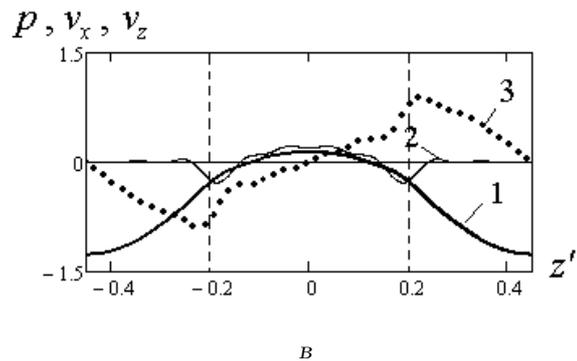
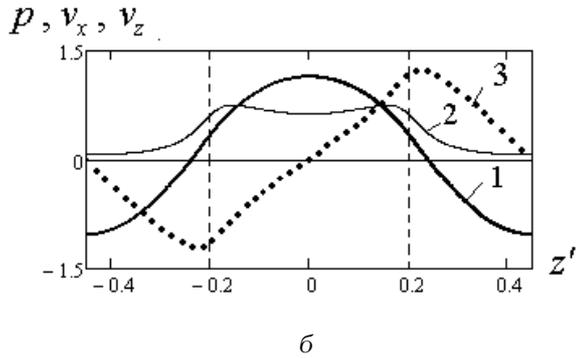
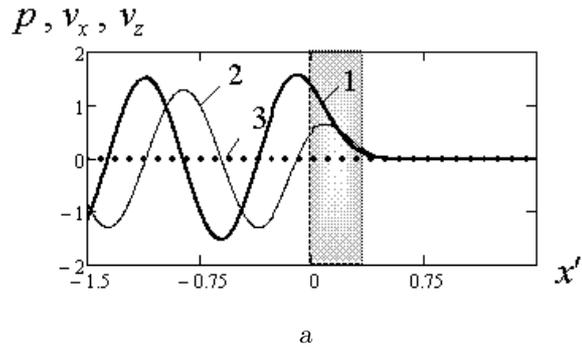


Рис. 8. Распределение в фиксированный момент времени давления и компонент колебательной скорости вдоль осей  $Ox$  и  $Oz$  ( $h'_1=0.2$ ,  $h'_2=0.45$ ,  $l'=0.33$ ):

а –  $z=0$ , б –  $x'=0.05$ , в –  $x'=0.325$ ;  
1 –  $p$ , 2 –  $v_x$ , 3 –  $v_z$

вода. При приближении к выходному сечению камеры (см. рис. 8, в) звуковое поле постепенно спадает до нуля. Понятно, что распределения амплитуды давления на рис. 7, а и б имеют одинаковую природу, а изменчивость поля вдоль оси  $Ox$  на рис. 7, б обусловлена увеличением длины камеры.

Особенности структуры поля, наблюдаемого в камере, и тот факт, что размеры последней не кра-

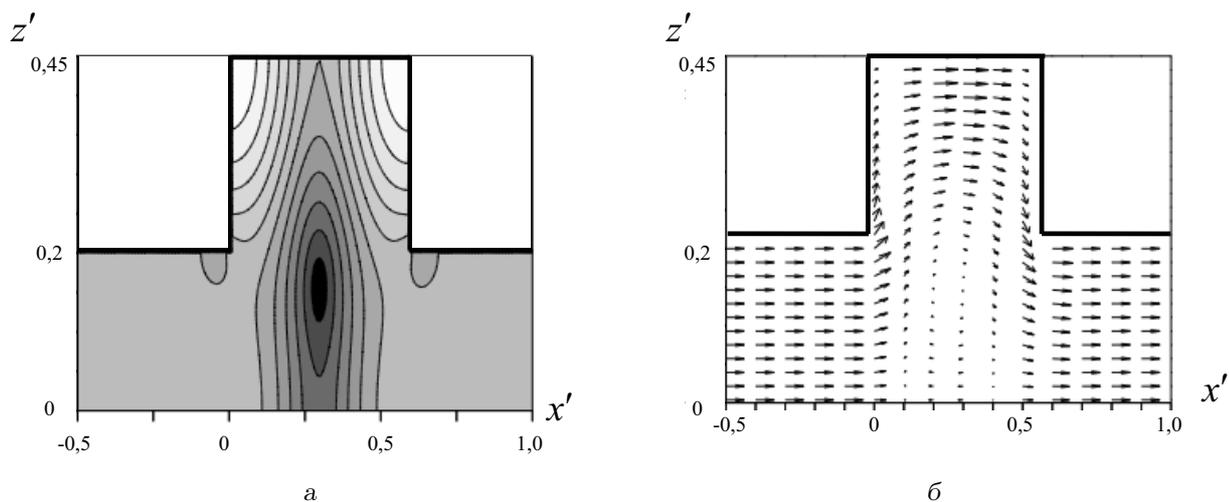


Рис. 9. Поля амплитуды давления (а) и вектора интенсивности (б) в окрестности камеры ( $h'_1=0.2, h'_2=0.45, l'=0.594$ )

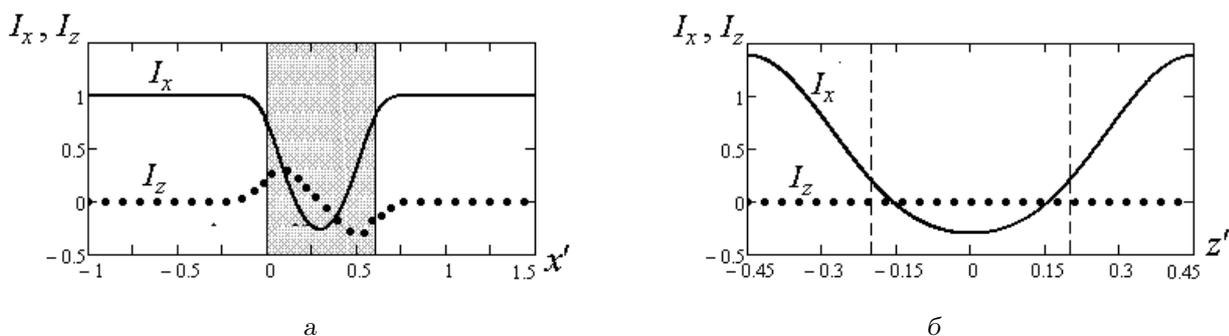


Рис. 10. Графики зависимостей компонент вектора интенсивности  $\vec{I}=(I_x, I_z)$ , нормированные к интенсивности набегающей на камеру плоской волны ( $h'_1=0.2, h'_2=0.45, l'=0.594$ ): а – в сечении  $z=0.3h_1$ ; б – в сечении  $x=l/2$

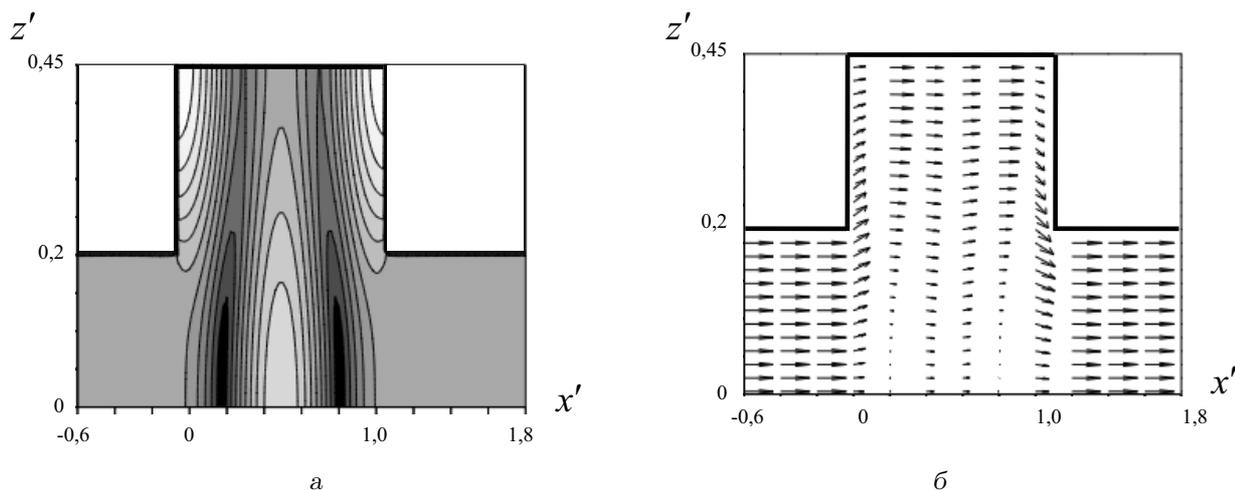


Рис. 11. Поля амплитуды давления (а) и вектора интенсивности (б) в окрестности камеры ( $h'_1=0.2, h'_2=0.45, l'=1.07$ )

тны половине длине волны, позволяют классифицировать ситуацию, представленную на рис. 7, как объемный резонанс камеры, при котором наблюдается полное отражение падающей на нее звуковой волны.

Теперь рассмотрим ситуацию полного прохождения волны сквозь камеру при  $h'_1=0.2$ ,  $h'_2=0.45$ ,  $l'=0.594$  (см. рис. 6, в). На рис. 9, а показано поле амплитуды давления, а на рис. 9, б – поле вектора интенсивности в окрестности камеры. В дополнение к ним на рис. 10 представлены зависимости компонент вектора интенсивности  $\vec{I}=(I_x, I_z)$ , нормированные к интенсивности набегающей на камеру плоской волны  $p_0(x, t)=\exp[-i(\omega_0 t - k_0 x)]$ , в следующих сечениях волновода: рис. 10, а –  $z=0.3h_1$ , рис. 10, б –  $x=l/2$ . Как видно из графиков, вне камеры имеет место чисто бегущая плоская волны. В области II (см. рис. 9, а) посередине камеры вблизи оси волновода формируется поле с характерной зоной нулевого давления. Эту зону энергетический поток обходит, углубляясь во внутренность области II (см. рис. 9, б). В камере вокруг зоны нулевого давления образуется циркуляция энергетического потока. К сожалению, этот эффект плохо просматривается на рис. 9, б, но зато на рис. 10 явно видны пространственные области, где компонента интенсивности  $I_x$  меняет свой знак. Аналогично ведет себя компонента  $I_z$  относительно срединного вертикального сечения камеры (см. рис. 10, а).

Аналогичные резонансные явления можно наблюдать и для ситуации полного прохождения волны сквозь камеру (см. рис. 6, в –  $h'_1=0.2$ ,  $h'_2=0.45$ ,  $l'=1.07$ ). На рис. 11 показаны поля амплитуды давления и вектора интенсивности в окрестности камеры. Здесь за счет большей протяженности камеры ( $l'=1.07$ ) вдоль оси волновода образовалось уже две зоны нулевого давления.

Представленные на рис. 9 и 11 примеры структуры поля в камере позволяют назвать данную ситуацию объемным резонансом камеры, при котором наблюдается полное прохождение сквозь нее падающей звуковой волны.

Зафиксируем теперь длину камеры –  $l'=0.33$  (она остается меньше  $\lambda_0/2$ ), и будем считать переменным размер  $h_2$ . На рис. 12, где показана зависимость коэффициента прохождения  $W$  как функция размера  $h_2$ , наблюдается практически периодическое чередование нулей и максимумов. Очевидно, что такой характер кривой связан с зарождением каждой следующей однородной моды в камере. На рис. 13 представлены зависимости амплитуд первых трех мод области II как функции размера  $h_2$ , согласно формуле (6) (рис. 13, а

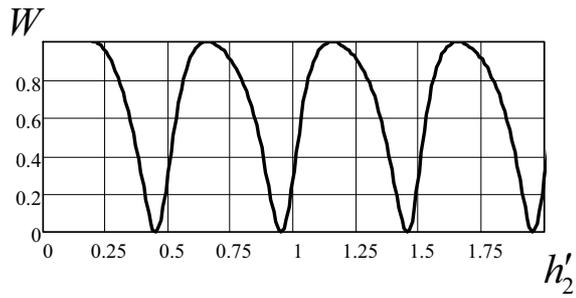
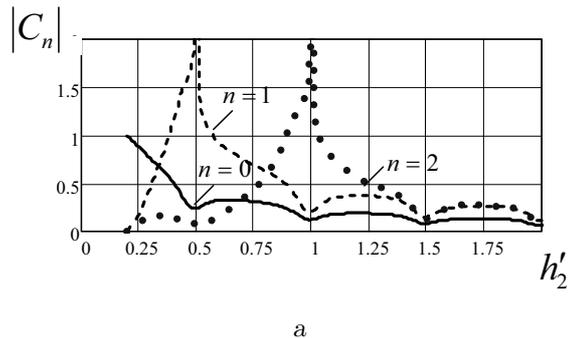
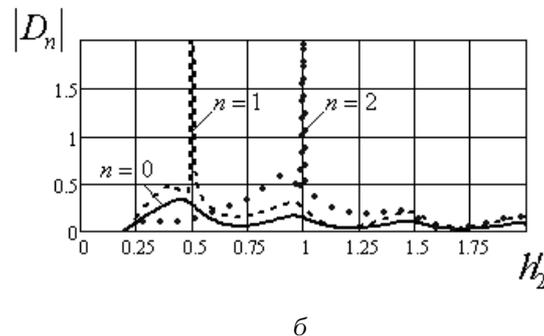


Рис. 12. Зависимость коэффициента прохождения  $W$  как функция размера  $h_2$  ( $h'_1=0.2$ ,  $l'=0.33$ )



а



б

Рис. 13. Зависимости амплитуд первых трех мод области II как функция размера  $h_2$  ( $h'_1=0.2$ ,  $l'=0.33$ ): а –  $|C_n|$ ,  $n=0, 1, 2$ ; б –  $|D_n|$ ,  $n=0, 1, 2$

соответствует волнам, бегущим в положительном направлении оси  $Ox$ , а рис. 13, б – в отрицательном). Заметим, что при величине  $h'_2=h'_1=0.2$  коэффициент  $C_0=1$ , а все остальные равны нулю. При волновом размере  $h_2$ , кратном половине длины волны, наблюдается резкое возрастание амплитуды очередной моды. Интересно отметить, что, согласно рис. 12, значения  $h_2$ , при которых наблюдается полное отражение волны, несколько сдвинуты влево от значений, кратных половине длины волны (см. рис. 13).

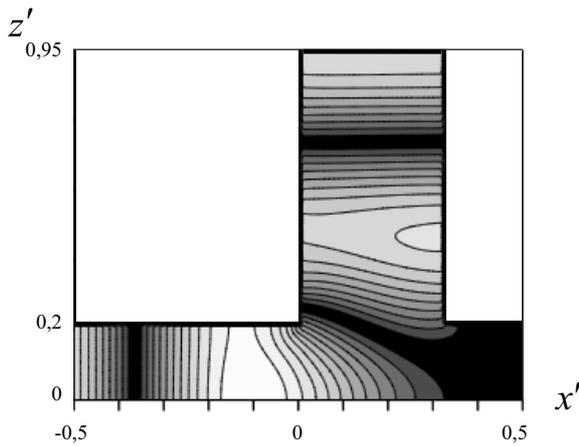


Рис. 14. Поле амплитуды давления в окрестности камеры ( $h'_1=0.2$ ,  $h'_2=0.95$ ,  $l'=0.33$ )

Картина поля амплитуды давления в окрестности камеры при  $h'_1=0.2$ ,  $h'_2=0.45$ ,  $l'=0.33$  (что соответствует первому нулю в характеристике коэффициента прохождения  $W$ , см. рис. 12) показана на рис. 7, а. Второй нуль кривой на рис. 12 соответствует значению  $h'_2=0.95$ . Именно эта конфигурация отображена на рис. 14. Очевидно, вторая неоднородная мода области II имеет значительную амплитуду и, взаимодействуя с другими модами, создает соответствующую структуру поля. Можно утверждать, что резонансные явления, представленные на рис. 7 и 14, имеют одинаковую природу.

Теперь посмотрим, как изменится структура поля при  $h'_2=1.155$ ,  $l'=0.33$ , когда наблюдается полное прохождение звука (см. рис. 12). На рис. 15, а представлено поле амплитуды давления, а на рис. 15, б – поле вектора интенсивности в окрестности камеры. Здесь вторая мода области II является однородной. Сравнивая ситуации полного прохождения звука через камеру, представленные на рис. 9, 11 и 15, можно отметить существенное различие структуры звукового поля. На рис. 9 и 11 (где  $h'_2 < 0.5$  и однородной является только нулевая мода) поток энергии заходит вглубь камеры, огибая область II, которая непосредственно примыкает к волноводу. На рис. 15, б, наоборот, энергетический поток распространяется в волновод, практически минуя полость камеры.

Мгновенные распределения давления (кривая 1) и компонент колебательной скорости вдоль осей  $Ox$  и  $Oz$  (кривые 2 и 3) в сечении  $x=l/2$  показаны на рис. 16. Как видим, в той части камеры, которая примыкает к волноводу,  $p$  и  $v_x$  синфазны, что характерно для бегущей плоской волны. Во внутренней области камеры значение компоненты  $v_x$

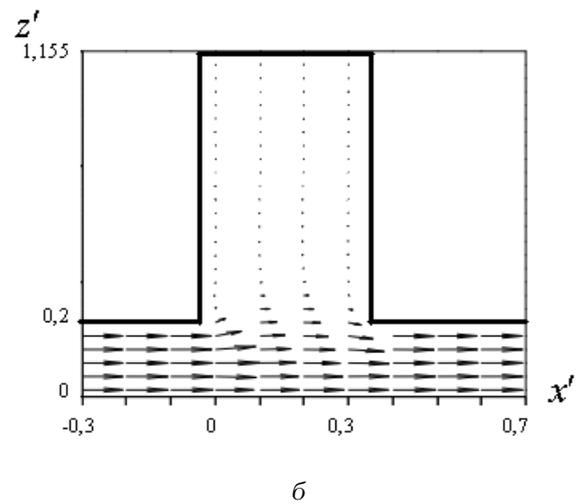
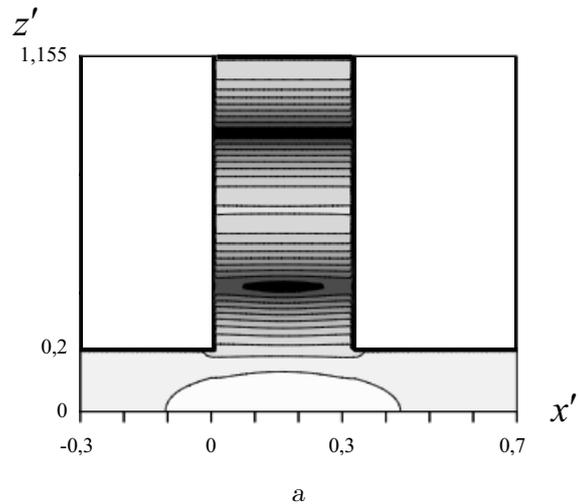


Рис. 15. Поле амплитуды давления (а) и поле вектора интенсивности (б) в окрестности камеры ( $h'_1=0.2$ ,  $h'_2=1.155$ ,  $l'=0.33$ )

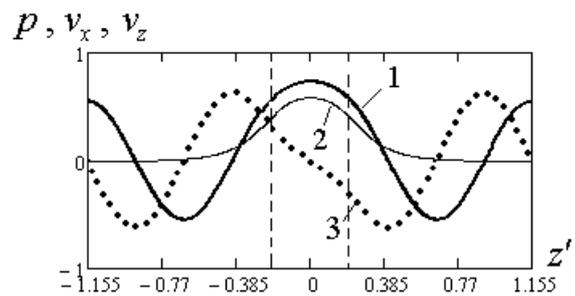


Рис. 16. Распределение величин в фиксированный момент времени давления и компонент колебательной скорости вдоль осей  $Ox$  и  $Oz$  в сечении  $x=l/2$  ( $h'_1=0.2$ ,  $h'_2=1.155$ ,  $l'=0.33$ ):  
1 –  $p$ ; 2 –  $v_x$ ; 3 –  $v_z$

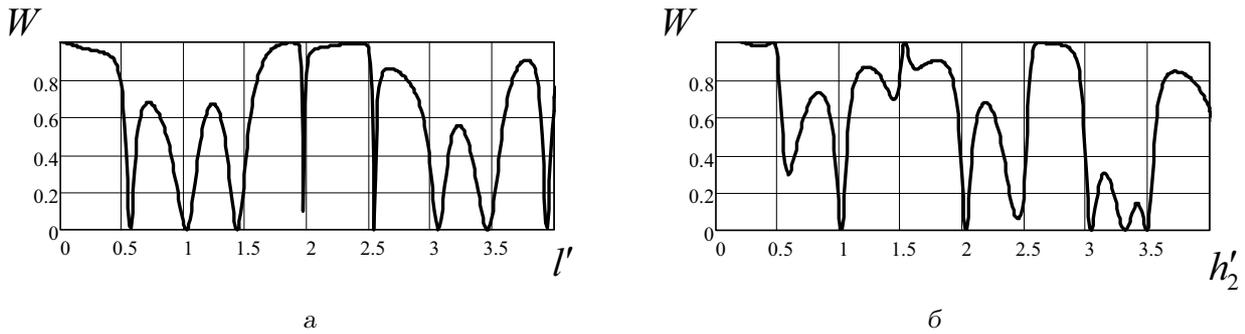


Рис. 17. Графики коэффициента прохождения  $W$ :  
 а -  $h_1' = 0.2$ ,  $h_2' = 0.6$ ; б -  $h_1' = 0.2$ ,  $l' = 0.6$

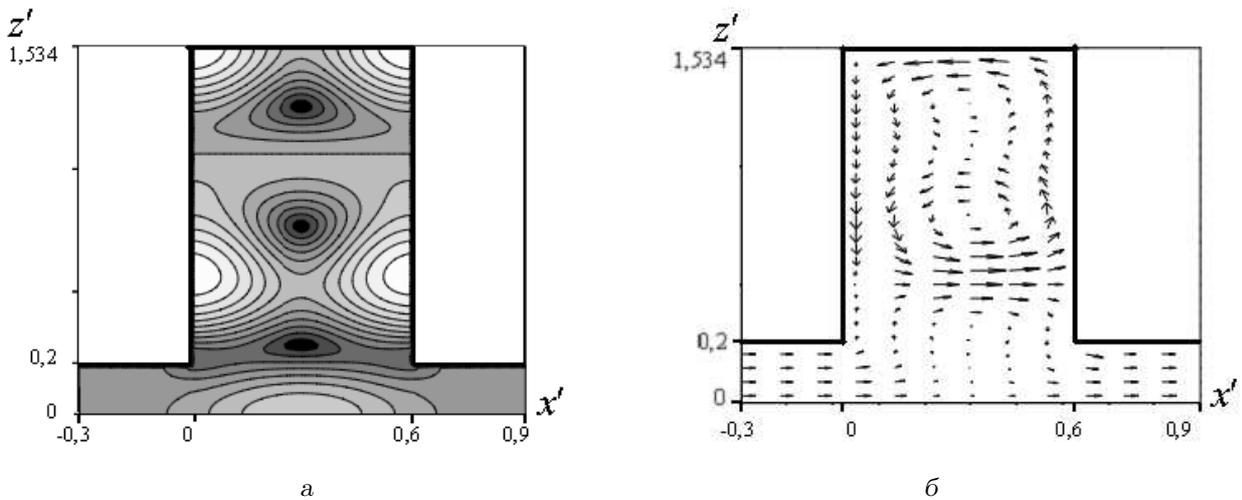


Рис. 18. Поле амплитуды давления (а) и поле вектора интенсивности (б)  
 в окрестности камеры ( $h_1' = 0.2$ ,  $h_2' = 1.534$ ,  $l' = 0.6$ )

падает до нуля и наблюдается распределение  $p$  и  $v_z$ , характерное для стоячей волны с двумя узловыми поверхностями давления в каждой внутренней области камеры.

Можно попытаться дать физическую интерпретацию описанным эффектам объемного резонанса камеры. На рис. 7 и 14 легко заметить, что в окрестности сечения  $z = h_1$  внутри камеры формируется зона нулевого давления, очерченная некоторой сложной кривой. Это в определенной мере эквивалентно случаю, когда в простейшем волноводе без камеры на его стенке  $z = h_1$ ,  $0 < x < l$  расположена акустически мягкая вставка, которая и создает условия для полного отражения звука, поскольку в области между такими вставками (при малой волновой ширине) все моды будут неоднородными, а нулевая мода отсутствует [7].

Если волновые размеры камеры  $h_2$  и  $l$  одновременно превышают половину длины волны, то частотные зависимости коэффициента прохождения звука усложняются. Примером служат графики, приведенные на рис. 17. Понятно, что структура поля в окрестности камеры при исследовании резонансных ситуаций полного отражения или полного прохождения звука усложнится, однако характерные черты, о которых мы говорили выше, очевидно, будут присутствовать. В качестве примера на рис. 18 показаны поля амплитуды давления и вектора интенсивности для ситуации полного прохождения звука сквозь камеру волновода (см. рис. 17, б,  $h_1' = 0.2$ ,  $h_2' = 1.534$ ,  $l' = 0.6$ ). Здесь явно просматриваются свойства камеры как объемного резонатора, отмеченные при анализе рис. 9, 11 и 15.

## 2.2. Импульсный сигнал

Перейдем к изучению особенностей распространения импульсного сигнала в волноводе с камерой. Пусть временная зависимость сигнала имеет вид бесконечной последовательности отрезков синусоиды [1, 2]:

$$p_0(t) = \begin{cases} \sin(\omega_0 t), & 0 \leq t \leq \tau_i, \\ 0, & \tau_i \leq t \leq T_i, \end{cases} \quad (17)$$

где частота несущей  $\omega_0$  на временном промежутке длительности импульса  $\tau_i$  постоянна;  $T_i$  – период следования импульсов.

Введем широко используемые в импульсной технике параметры: скважность  $q = T_i/\tau_i$  и  $N = \tau_i/T_0$  – количество периодов  $T_0$  несущей частоты  $\omega_0 = 2\pi/T_0$ , образующих импульс длительностью  $\tau_i$ . Этими безразмерными величинами удобно оперировать при проведении численных расчетов. Безразмерное время определим как нормированное к длительности импульса  $\tau_i = NT_0$ , то есть  $t' = t/\tau_i$ , а пространственные величины, как и ранее, будем нормировать к длине звуковой волны  $\lambda_0 = cT_0$  на частоте несущей  $\omega_0$ . Тогда формулу (17) можно переписать в виде

$$p_0(t') = \begin{cases} \sin(2\pi Nt'), & 0 \leq t' \leq 1, \\ 0, & 1 \leq t' \leq q. \end{cases} \quad (18)$$

Далее, как и в работе [2], сигнал (18) записываем в виде ряда Фурье по гармоническим составляющим. Частоты гармоник  $\omega_s = s\omega_1 = s\Omega_i$ ,  $s = 1, 2, 3, \dots$  кратны частоте следования импульсов  $\Omega_i = 2\pi/T_i$ . Согласно формуле (17), постоянная составляющая ( $s = 0$ ) в ряде Фурье отсутствует. Используя построенное для гармонического сигнала решение и руководствуясь принципом суперпозиции, получаем решение задачи о прохождении импульсного сигнала через камеру.

При расчетах выберем такие значения параметров сигнала (18):  $N = 10$ ,  $q = 10$  (см. работу [1]). Спектр такого сигнала можно считать узкополосным, поскольку 90 % его энергии удерживает полоса частот  $[\omega_{90}, \omega_{110}]$ . Отметим, что частота сотой гармоники равна частоте несущей, т. е.  $\omega_{100} = \omega_0$ .

Как и ранее, полагаем волновод одномодовым, т. е.  $h'_1 < 0.5$ . Следует ожидать, что на результат прохождения волны сквозь камеру будет влиять соотношение между длиной камеры  $l$  и пространственной протяженностью импульса  $c\tau_i = N\lambda_0$ . Поскольку количество периодов в импульсе  $N = 10$ , то безразмерная длина камеры  $l' = 10$  равна без-

размерной пространственной протяженности импульса:  $(c\tau_i)' = c\tau_i/\lambda_0 = N$ .

Пусть для начала волновая длина камеры достаточно мала, скажем  $l' < 0.5$ . В такой ситуации  $l$  будет значительно меньше пространственной протяженности импульса  $c\tau_i$ , поэтому следует ожидать, что характеры прохождения тонального сигнала на частоте  $\omega_0$  и узкополосного импульсного сигнала будут близки. Действительно, в качестве примера на рис. 19 показаны временные зависимости давления в волне, прошедшей сквозь камеру (здесь  $l' = 0.33$ ). При этом на рис. 19, а размер области II выбран  $h'_2 = 0.45$ , что соответствует полному запираению камеры для тонального сигнала на частоте  $\omega_0$ , а на рис. 19, б –  $h'_2 = 0.655$ , что соответствует полному прохождению тонального сигнала (см. рис. 12). В первом случае форма сигнала претерпела существенные изменения: по сути, от импульса остались только переходные процессы в его начале и конце. Во втором случае форма импульса практически не изменилась.

Столь разительные отличия временных характеристик импульса, показанных на рис. 19, а и б, находят свое объяснение при сопоставлении частотной характеристики энергетического коэффициента прохождения  $W(f)$  для волновода с камерой и спектра исходного сигнала (рис. 20, ). Рис. 20, а соответствует временной зависимости импульса, показанного на рис. 19, а, а рис. 20, б – на рис. 19, б. Здесь серым фоном около частоты несущей  $f_0$  выделена полоса частот исходного сигнала, в которой содержится 90 % всей энергии сигнала. Как видим, временные и частотные характеристики распространения импульса в волноводе с камерой полностью согласуются.

Дальнейшее увеличение длины камеры  $l'$  сопровождается изменениями в значениях коэффициента прохождения и формы импульсного сигнала, обусловленными интерференционными процессами при отражении импульса внутри камеры от ее входного и выходного сечений. Влияние на прошедший сигнал начинают оказывать также однородные моды области II. В целом совокупность отмеченных факторов будет определять форму прошедшего сигнала, поэтому сказать наперед что-либо о структуре прошедшей волны достаточно сложно. Иллюстрацией к сказанному являются графики, представленные на рис. 21, где показана временная зависимость давления прошедшего сигнала для двух значений длины  $l$  камеры при величине  $h'_2 = 0.6$ . В такой ситуации первая мода области II будет однородной на частотах  $\omega > \omega_{83}$ , входящих в энергонесущую часть спектра исходного импульсного сигнала [1]. В обоих случа-

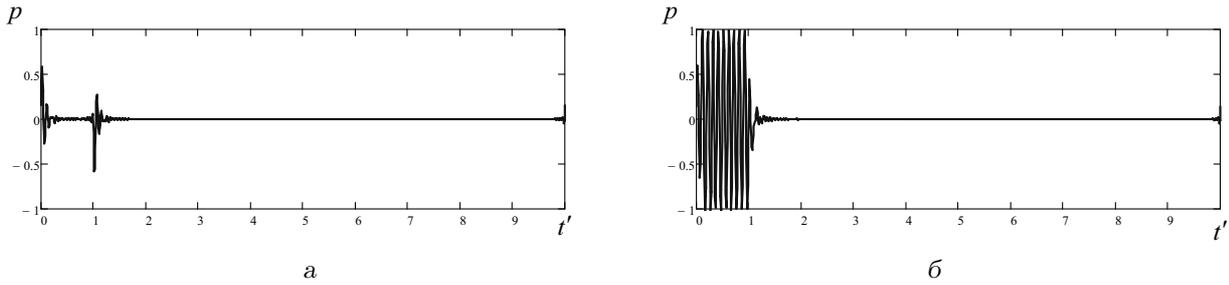


Рис. 19. Временная зависимость давления узкополосного импульсного сигнала, прошедшего сквозь камеру в волноводе ( $h_1' = 0.2, l' = 0.33$ ):

а -  $h_2' = 0.45$ ; б -  $h_2' = 0.655$

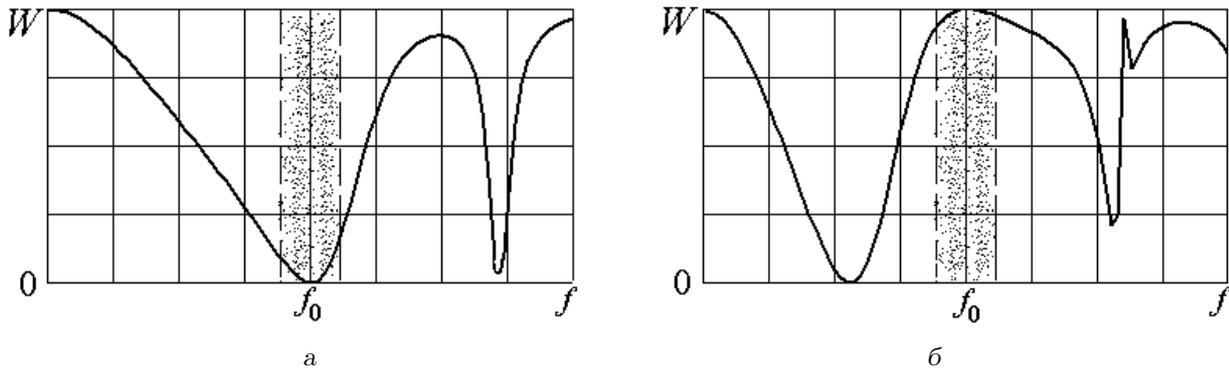


Рис. 20. Частотная характеристика энергетического коэффициента прохождения  $W(f)$  тонального сигнала в волноводе ( $h_1' = 0.2, l' = 0.33$ ):

а -  $h_2' = 0.45$ ; б -  $h_2' = 0.655$

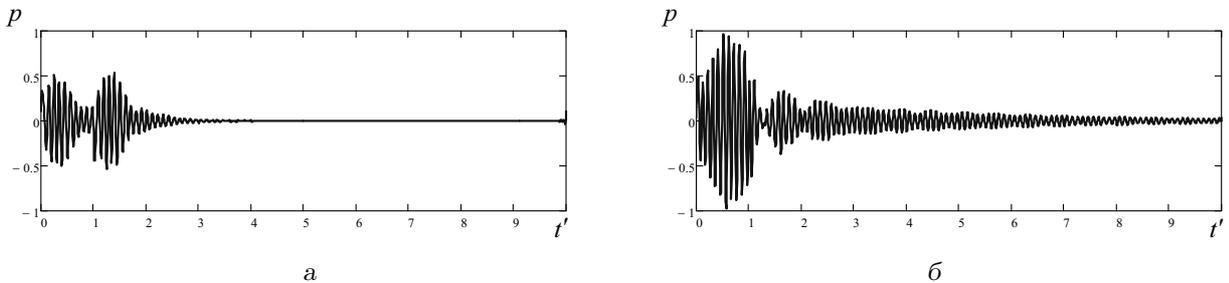


Рис. 21. Временная зависимость давления узкополосного импульсного сигнала, прошедшего сквозь камеру в волноводе ( $h_1' = 0.2, h_2' = 0.6$ ):

а -  $l' = 1.43$ ; б -  $l' = 2.54$

ях энергетический коэффициент прохождения тонального сигнала на частоте несущей равен нулю. Однако для импульсного сигнала временные зависимости прошедшей волны, представленные на рис. 21, существенно отличаются.

Ситуация изменится при длине камеры  $l \geq c\tau_i/2$  (или в безразмерных величинах при  $l' \geq 5$ ), поскольку интерференция импульсов многократного

отражения у входного и выходного сечений камеры отсутствует. На рис. 22, а, б показаны временные зависимости давления импульсного сигнала, прошедшего сквозь камеру при  $l' = 5$  (рис. 22, а) и  $l' = 14.07$  (рис. 22, б). Волновые размеры волновода и камеры  $h_1' = 0.2$  и  $h_2' = 0.4$  таковы, что в целом образуется практически одномодовая структура. Первая мода становится однородной в полости ре-

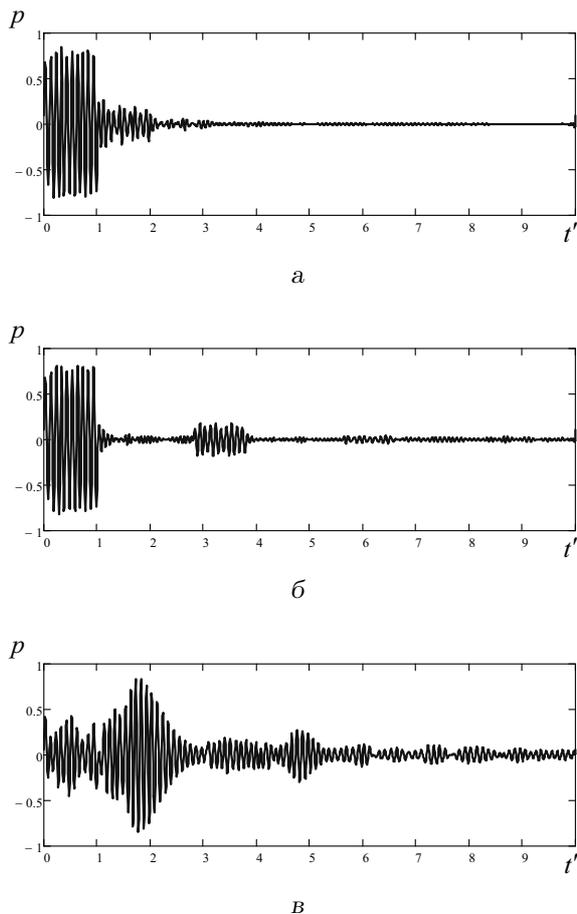


Рис. 22. Временная зависимость давления узкополосного импульсного сигнала, прошедшего сквозь камеру в волноводе:

а -  $h'_1=0.2, h'_2=0.4, l'=5$ ;  
 б -  $h'_1=0.2, h'_2=0.4, l'=14.07$ ;  
 в -  $h'_1=0.2, h'_2=0.6, l'=15.4$

зонатора на частотах  $\omega > \omega_{125}$ . Сравнивая графики на рис. 22, а, б, видим как исходный сигнал на рис. 22, а разделяется на отдельные импульсы, возникающие в результате многократного его отражения у входного и выходного сечений камеры. Временной интервал между импульсами примерно соответствует разности пространственной протяженности импульсного сигнала и длины камеры с учетом распространения сигнала со скоростью звука  $c$ .

Отметим, что графики на рис. 22, б, в соответствуют ситуации полного прохождения тонального сигнала на частоте несущей, а для графика на рис. 22, а этот коэффициент равен 0.815.

Увеличим ширину камеры до величины  $h'_2=0.6$ . В такой ситуации первая мода становится однородной на частотах  $\omega > \omega_{83}$ , т. е. будет энергоне-

сущей. Понятно, что в таком случае при изменении длины области II форма импульса, прошедшего через камеру, меняется вследствие дисперсионных свойств первой моды камеры. Наглядным примером может служить временная зависимость давления, представленная на рис. 22, в.

Интегральной характеристикой процесса прохождения импульсного сигнала сквозь камеру может служить энергетический коэффициент прохождения  $W_i$ . Определим коэффициент  $W_i$  как отношение энергии, которая проходит через произвольное сечение волновода в области III за промежуток времени  $[0, T_i]$ , к энергии  $E_i$  исходного импульсного сигнала в области I:

$$W_i = \frac{1}{E_i} \int_0^{h_1} \int_0^{T_i} \text{Re}(p_3) \text{Re}(v_{x3}) dt dz, \quad (19)$$

где

$$E_i = \int_0^{h_1} \int_0^{\tau_i} \text{Re}(p_0) \text{Re}(v_{x0}) dt dz;$$

$v_{x0}$  и  $v_{x3}$  – колебательные скорости в набегающей и прошедшей волнах.

Для количественного описания эффектов волноводного характера, наблюдаемых при прохождении импульсного сигнала сквозь область II, введем еще один энергетический коэффициент

$$W_{i0} = \frac{1}{E_i} \int_0^{h_1} \int_{t_1}^{t_2} \text{Re}(p_3) \text{Re}(v_{x3}) dt dz. \quad (20)$$

Здесь выбраны пределы интегрирования во времени  $t_1 = x/c, t_2 = x/c + \tau_i$ , где  $x$  – координата точки наблюдения в области III. Коэффициент  $W_{i0}$  определяет энергию прошедшей сквозь камеру волны, которая сосредоточена на интервале длительности импульса  $\tau_i$  при условии, что момент времени  $t_1$  соответствует времени распространения сигнала со скоростью звука  $c$ . Можно сказать, что сравнение между собой коэффициентов  $W_i$  и  $W_{i0}$  дает возможность оценить эффект “растягивания” импульсного сигнала в процессе его распространения в камере (разумеется, при наличии однородных высших мод камеры).

На рис. 23 показаны графики энергетических коэффициентов прохождения тонального сигнала  $W$  (кривая 1) на частоте несущей и узкополосного импульсного сигнала  $W_i$  (кривая 2),  $W_{i0}$  (кривая 3) от волновой длины  $l'$  камеры для двух значений размера  $h'_2$ . Как видно, характер кривых на двух рисунках различен.

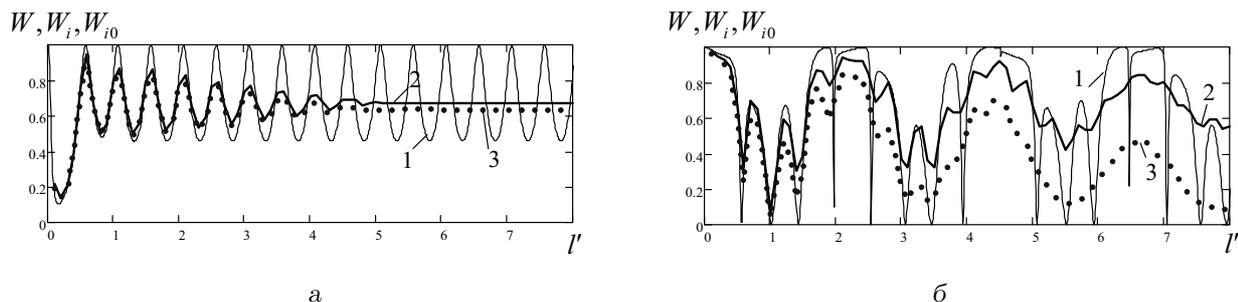


Рис. 23. Зависимость энергетических коэффициентов прохождения тонального сигнала  $W$  и узкополосного импульсного сигнала  $W_i, W_{i0}$  от волновой длины камеры  $l'$ :

$$a - h'_1 = 0.2, h'_2 = 0.4; \quad б - h'_1 = 0.2, h'_2 = 0.6$$

$$1 - W; \quad 2 - W_i; \quad 3 - W_{i0}$$

Рис. 23, а соответствует ситуации, при которой в области II (в энергонесущей части спектра исходного сигнала) однородной является только нулевая мода. Поэтому при длине камеры  $l' > 5$ , когда отсутствует взаимодействие многократно отраженных импульсов у входного и выходного сечений области II, форма прошедшего импульсного сигнала остается постоянной. Как следствие, при наличии столь длинной камеры коэффициент прохождения  $W_i$  остается постоянным и для случая  $h'_1 = 0.2, h'_2 = 0.4$  равен примерно 0.67. При этом величины  $W_i$  и  $W_{i0}$  отличаются незначительно. При  $l' < 5$  кривые 2 и 3 очень близки и их ход отслеживает изменения кривой 1 для тонального сигнала на частоте несущей. При этом амплитуда осцилляций падает с ростом длины камеры  $l'$  практически до нуля при  $l' > 5$ . Для  $l' < 1$ , что существенно меньше нормированной пространственной протяженности импульса  $ct_i/\lambda_0 = 10$ , все три кривые практически совпадают.

Рис. 23, б соответствует ситуации, когда в камере первая мода является однородной на частотах  $\omega > \omega_{83}$ , т.е. становится энергонесущей. Как следствие, дисперсионные свойства первой моды области II проявляются в полной мере. Хотя ход кривой 2 коэффициента прохождения  $W_i$  отслеживает изменения в кривой 1 коэффициента прохождения  $W$  тонального сигнала на частоте несущей, значения коэффициента  $W_{i0}$  (кривая 3) неуклонно падают. Здесь при  $l' > 5$  фактор взаимодействия многократно отраженных импульсов у входного и выходного сечений области II продолжает действовать, поскольку увеличивается протяженность импульса из-за дисперсии первой моды в камере. Однако при дальнейшем увеличении длины камеры, осцилляции коэффициентов прохождения уменьшаются. Для данного случая ( $h'_1 = 0.2, h'_2 = 0.6$ ) коэффициент  $W_i$  колеблется во-

круг средней величины 0.67, а коэффициент  $W_{i0}$  – примерно на порядок меньшей.

## ВЫВОДЫ

1. Решена задача о распространения тонального и импульсного сигналов в плоском волноводе с неоднородностью в виде скачкообразного расширения поперечного размера волновода на конечном участке его длины (камеры).
2. Для тонального сигнала получено низкочастотное приближенное решение и определен коэффициент прохождения звука, который совпадает с известной формулой для коэффициента прохождения в теории длинных линий. Сопоставление формул точной и приближенной теории позволило определить границы применимости теории длинных линий для расчета акустических волноводов.
3. Проведен анализ акустических свойств волновода с камерой в широком диапазоне его геометрических и частотных характеристик при возбуждении гармоническим сигналом и установлен ряд характерных особенностей волновода. В частности:
  - показано, что в низкочастотном приближении максимальные значения коэффициента прохождения (полное прохождение звука) совпадают с резонансными частотами системы камера – выходной участок волновода ( $l/\lambda_0 = 0.5n, n = 0, 1, 2, \dots$ ), а минимальные – с антирезонансными частотами системы камера – выходной участок волновода ( $l/\lambda_0 = 0.25(2n+1), n = 0, 1, 2, \dots$ ). При более высоких частотах (но для

$h_2/\lambda_0 < 0.5$ ) такая простая закономерность нарушается. Здесь максимум коэффициента прохождения располагается почти на частотах резонанса, а минимум располагается уже заметно выше частот антирезонанса. Это связано с растущей ролью неоднородных мод камеры. Если  $h_2/\lambda_0 > 0.5$ , то связи между частотами максимума и минимума коэффициента прохождения, а также частотами резонанса и антирезонанса существенно более сложны, поскольку определенную роль начинают играть однородные и неоднородные моды высших порядков;

- проведены подробные расчеты локальных значений давления и интенсивности поля в камере и примыкающих к ней участков волновода; показано, что изменение коэффициента прохождения связано со специфическими распределениями давления и интенсивности в этих областях; исследованные структуры звукового поля в случаях полного прохождения звука сквозь камеру и полного отражения позволяют охарактеризовать данные ситуации как объемные резонансы и антирезонансы камеры и прилегающих участков волновода.

#### 4. Проведен анализ процесса распространения узкополосного импульсного звукового сигнала в волноводе с камерой. В частности:

- показано, что если длина камеры значительно меньше пространственной протяженности звукового импульса ( $l \ll c\tau_i$ ), то в ситуации, когда для тонального сигнала на частоте несущей коэффициент прохождения максимален (полное прохождение звука), узкополосный импульсный сигнал проходит практически без искажений; если же для тонального сигнала коэффициент прохождения равен нулю, то узкополосный импульсный сигнал претерпевает значительные искажения и существенно уменьшается по амплитуде;
- если длина камеры изменяется в пределах  $0.5c\tau_i < l < 5c\tau_i$ , то форма импульса искажается и сам он растягивается; показано, что это является результатом взаимодействия волн при многократном отражении сигнала у входного и выходного

сечений камеры и дисперсионных свойств однородных мод камеры;

- если  $l > 5c\tau_i$  и  $h_2 < 0.5\lambda_0$ , то узкополосный импульсный сигнал, вследствие наличия только однородных нулевых мод, сохраняет свою форму; при этом возникают отраженные от границ камеры импульсы такой же формы, но меньшей амплитуды;
- при  $l > 5c\tau_i$  и  $h_2 > 0.5\lambda_0$  существенную роль играет первая однородная мода в камере, поэтому форма прошедшего через камеру импульсного сигнала претерпевает искажения по форме и протяженности.

#### 5. Проведены расчеты энергетических соотношений, которые дают возможность сравнить энергетические коэффициенты прохождения сквозь камеру тонального и узкополосного импульсного сигналов. В частности, показано, что для волновода с камерой как одномодовой структуры энергия прошедшего импульса на интервале изменения длины камеры от нуля до $5c\tau_i$ , осциллируя, постепенно уменьшается и далее при длине камеры $l > 5c\tau_i$ асимптотически приближается к некоторому постоянно значению. Это объясняется присутствием в камере прямого и отраженных импульсов и процессами их интерференции у ее входного и выходного сечений. Если ширина камеры такова, что в ней присутствуют однородные первые моды в энергонесущей части спектра исходного импульса, то вследствие дисперсии форма импульсного сигнала, набегающего на выходное сечение камеры, меняется. Это существенно усложняет интерференционные процессы, увеличивает протяженность импульса, уменьшая тем самым энергию сигнала на интервале первоначальной длительности импульса.

1. Буланая М. А., Гринченко В. Т., Вовк И. В., Мацьпура В. Т. Особенности распространения звукового импульсного сигнала в плоском регулярном волноводе // Акуст. вісн.– 2008.– 11, N 4.– С. 9–23.
2. Буланая М. А., Мацьпура В. Т. Распространение звукового сигнала в волноводе со скачкообразным изменением поперечного сечения // Акуст. вісн.– 2009.– 12, N 1.– С. 19–31.
3. Лапин А. Д. Звукоизоляция в волноводах // Акуст. ж.– 1975.– 21, N 3.– С. 337–350.
4. Боголепов И. И. Промышленная звукоизоляция.– Л.: Судостроение, 1986.– 368 с.

5. Кутищев М. А. Экспериментальное исследование эффективности отражателей в волноводах // Акуст. ж.– 1980.– **26**, N 1.– С. 99–103.
6. Шестопалов В. П., Кириленко А. А., Рудь Л. А. Резонансное рассеяние волн. Том 2. Волноводные неоднородности.– К.: Наук. думка, 1986.– 214 с.
7. Гринченко В. Т., Вовк И. В. Волновые задачи рассеяния звука на упругих оболочках.– К.: Наук. думка, 1986.– 240 с.
8. Гринченко В. Т., Вовк И. В., Мацшура В. Т. Основы акустики.– К.: Наук. думка, 2007.– 640 с.
9. Ржевкин С. Н. Курс лекций по теории звука.– М.: Изд-во МГУ, 1960.– 335 с.
10. Шендеров Е. Л. Излучение и рассеяние звука.– Л.: Судостроение, 1989.– 304 с.
11. Скучик Е. Простые и сложные колебательные системы.– М.: Мир, 1971.– 558 с.