

УДК 534.1

## ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА ИЗ ОТКРЫТОГО КОНЦА КЛИНОВИДНОГО ВОЛНОВОДА. II. АНАЛИЗ ЧИСЛЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В. Т. ГРИНЧЕНКО\*, В. Т. МАЦЫПУРА\*\*

\*Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

\*\*Национальный технический университет Украины “КПИ”, Киев

Получено 22.03.2000

Проанализированы количественные данные о структуре и энергетических характеристиках ближнего и дальнего поля при излучении звука из открытого конца клиновидного волновода. В качестве исходных расчетных соотношений использованы результаты работы [1]. Особенностью геометрии волновода является асимметрия стенок относительно вершины клина. Дополнительное удлинение одной из стенок рассматривается как экран и является важным элементом для управления структурой ближнего и дальнего поля. Даны количественные оценки влияния длины экрана на степень звукоизоляции в зоне акустической тени. Данные об изменении направленности излучения при изменении параметров волновода указывают на сложную структуру излученного поля и существенную ее зависимость от структуры поля в нормальной моде, переносящей энергию к раскрытию волновода. Количественное описание структуры дальнего поля дополнено данными о коэффициенте концентрации звуковой энергии и распределении энергии между прошедшей и отраженной волнами. Показано, что при определенных совокупностях исходных геометрических параметров увеличение длины экрана может приводить к уменьшению концентрации излучения.

Проаналізовані кількісні дані про структуру і енергетичні характеристики ближнього та дальнього поля при випромінюванні звуку з відкритого кінця клиноподібного хвилепроводу. Як вихідні співвідношень для розрахунків використано результати роботи [1]. Особливістю геометрії хвилепроводу є асиметрія меж відносно вершини клина. Додаткове продовження однієї з меж розглядається як екран і є важливим елементом в керуванні структурою ближнього і дальнього поля. Наведені кількісні оцінки впливу довжини екрану на величину звукоізоляції в зоні акустичної тіні. Дані про зміну напрямленості випромінювання при зміні параметрів хвилепроводу визначають складну структуру поля і її суттєву залежність від структури поля в нормальній хвилі, яка переносить енергію до розкриття хвилепроводу. Кількісний опис структури дальнього поля доповнено даними про коефіцієнт концентрації звукової енергії і розподіл енергії між хвилею, що пройшла, і відбитою хвилею. Показано, що при певних геометричних параметрах збільшення довжини екрану може приводити до зменшення концентрації випромінювання.

The problem of sound radiation from open edge of wedge-shaped waveguide is considered. Qualitative data about the structure and energy characteristics of the sound field are presented. As the initial calculating relationships the formulas from [1] are used. Geometric peculiarity of the waveguides under consideration is that the walls are asymmetric with respect to vertex of wedge. The additional elongation of either wall is considering as a screen and is important element in control mechanism of the near and far field characteristics. Qualitative estimations of the effect of the screen length on extent of sound insulation in the zone of acoustical shadow is presented. The data about change of the sound pattern when the parameters of the waveguides are changed illustrate a complex structure of radiated sound field and strong dependence of one on structure of normal wave carrying the energy to edge of waveguide. Qualitative description of the far field structure is complemented by data about concentration factor of the sound energy and distribution of energy between transmitted and reflected waves. It is shown that elongation of the screen can produce a decrease of the sound energy concentration.

### ВВЕДЕНИЕ

В предыдущей публикации [1] дана постановка задачи об излучении звука из открытого конца клиновидного волновода и описан метод решения соответствующих граничных задач. Значительное внимание уделено рассмотрению вычислительных аспектов метода, а также способов формирования основных алгебраических соотношений, обеспечивающих устойчивость и эффективность вычислительных алгоритмов. Рассмотрены критерии оценки точности результатов и даны конкретные рекомендации по формированию вычислительного процесса. В данной статье основное внимание уделено анализу численных результатов с целью оценки роли различных геометрических и физических факторов при формировании ближне-

го и дальнего поля излучения.

Изучение структуры волновых полей, формируемых при излучении энергии из открытого конца волновода, стимулируется большим количеством прикладных проблем акустики и электродинамики. В этом аспекте, кроме указанных в [1] публикаций, следует отметить обобщающие работы [2–4]. В последнее время анализ звуковых полей в открытых клиновидных и конических структурах стимулируется, в частности, такой важной экологической проблемой как создание барьеров для шума, генерируемого дорожным движением [5, 6]. При этом особый интерес представляют границы барьеров с переменными акустическими свойствами. Пути к обобщению развитого в [1] метода на задачи такого типа с возможностью полного учета неоднородности акустических свойств по высоте

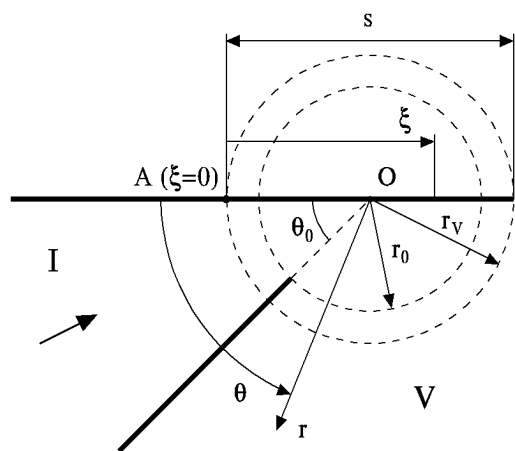


Рис. 1. Пример геометрии клиновидного волновода

барьера будут указаны ниже.

В данной статье объектом исследования является клиновидный волновод специальной формы. В нем за счет изменения относительной длины стенок волновода вблизи открытого конца возникает новая, по сравнению с варьированием углом раскрытия, возможность контроля характеристик ближнего и дальнего поля. Изменение двух упомянутых геометрических факторов позволяет исследовать ряд интересных предельных частных случаев.

Специфика зависимостей характеристик дальнего и ближнего поля от основных геометрических параметров рассматриваемой излучающей системы предопределяет структуру данной работы. В первом разделе обсуждаются данные, полученные в расчетах для ближнего поля. Особое внимание здесь уделено оценке локального экранирующего эффекта, оцениваемого по величине разности давлений на “освещенной” и “теневой” сторонах экрана (в дальнейшем используем эти термины без кавычек). Во втором разделе представлены данные о направленности излучения. Здесь интерес представляет также анализ качественных представлений о зеркальном отражении звука от экрана на раскрытие волновода. В третьем разделе проведена оценка такой интегральной характеристики поля как коэффициент концентрации.

## 1. АНАЛИЗ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ В ОКРЕСТНОСТИ РАСКРЫВА ВОЛНОВОДА

Предложенный и протестированный в [1] метод представления звукового поля, излучаемого из открытого конца клиновидного волновода, дает воз-

можность количественно проанализировать свойства звукового поля в широком диапазоне изменения геометрических параметров излучающей системы. Прежде всего, речь идет о таком важном параметре как степень асимметрии границ волновода. Именно за счет асимметрии можно существенно влиять на структуру ближнего поля.

На рис. 1 представлена типичная геометрия рассматриваемых открытых клиновидных волноводов. Круг радиуса  $r_0$  есть промежуточная зона между областью клиновидного волновода I и областью V, соответствующей внешнему пространству. Положение точки в пространстве задается полярными координатами  $r, \theta$ . Величины радиуса  $r_0$  и угла  $\theta_0$  определяют раскрытие клиновидного волновода. Степень асимметрии границ характеризуется линейным параметром  $s$ . Этот участок верхней границы волновода будем в дальнейшем называть экраном. Эффект экранирования оценивается на основе сравнения величины давления на поверхности экрана с освещенной и затененной стороны.

На рис. 2 показаны нормированные значения амплитуд акустического потенциала  $\Phi/\Phi_0$  вдоль экрана и на некотором отрезке на его продолжении. Нормировка проводилась по отношению к амплитуде набегающей волны  $\Phi_0 = |\Phi_0(r=r_0, \theta=0)|$ . Вдоль горизонтальной оси на рисунке отложено расстояние  $\xi$  от точки A, нормированное на длину волны. Распределение давления дано для трех значений угла раскрытия волновода  $\theta_0 = 30^\circ$  (рис. 2, а),  $\theta_0 = 60^\circ$  (рис. 2, б) и  $\theta_0 = 90^\circ$  (рис. 2, в). В расчетах принималось, что звуковое поле возбуждается набегающей из бесконечности нулевой модой волновода (номер набегающей моды в области I  $q=0^1$ ) при  $\lambda=r_0$ .

На всех трех графиках рис. 2 кривые 1 показывают распределение давления вдоль линии, продолжающей границу волновода  $\theta=0$  при отсутствии экрана (условие  $s=0$ ). На расстояниях, превышающих длину волны, для всех трех углов раскрытия давление плавно спадает при удалении от края волновода. Вблизи самого края наблюдаются выраженные дифракционные эффекты с характерным максимумом давления на некотором расстоянии. Для волновода с наибольшим раскрытием это повышение давления довольно существенно. Характерно также, что в самой угловой точке давление в поле меньше, чем давление в падающей волне.

Данные для волноводов с экраном ( $s \neq 0$ ) на рис. 2 представлены кривыми 2, 3 и 4 для длин экрана  $s=\lambda$ ,  $s=2\lambda$  и  $s=3\lambda$  соответственно. Части

<sup>1</sup>Подробнее о нумерации мод см. в [1].

кривых с индексом “а” показывают распределение давления на освещенной поверхности, а индекс “s” указывает на то, что данные относятся к теневой зоне. При анализе этих данных следует прежде всего обратить внимание на особое поведение кривых в освещенной зоне. Сравнение кривых 2а, 3а и 4а показывает, что при любом размере экрана распределение давления по его освещенной поверхности является практически равномерным, а резкое изменение давления наблюдается лишь вблизи края экрана. И хотя в поведении этих кривых также можно отметить влияние дифракционных эффектов, во всех рассматриваемых случаях значения давлений на освещенной стороне экрана практически равны удвоенным значениям в поле при его отсутствии. Ситуация подобна простейшему случаю, имеющему место при отражении плоской волны от жесткой границы. Части кривых с индексом “s” наглядно качественно и количественно иллюстрируют экранирующий эффект: чем длиннее экран, тем более высокий уровень ослабления звука можно наблюдать в теневой зоне. Вместе с тем видна важная роль дифракционных эффектов на острой кромке жесткого экрана. Так, в непосредственной близости от угловой точки сохраняется высокий уровень давления при любой длине экрана.

То, что значения давлений в угловой точке, вычисленные при подходе к ней по освещенной и теневой сторонам, совпадают, является вполне естественным. Интересно то, что каждый раз (т.е. для всех рассмотренных случаев) эти предельные значения совпадают с теми значениями давления, которые соответствуют излучению той же нормальной волны при отсутствии экрана. Действительно, как видно из рис. 2, кривые с индексами “а” и “s” встречаются на кривой 1. Еще более замечательным является то обстоятельство, что для любых размеров экрана значения давления для системы с экраном на линии, продолжающей экран, всегда совпадают со значением давления на этой линии при излучении из открытого конца без экрана. Нам представляется возможным дать достаточно наглядное качественное объяснение этому факту.

Рассмотрим звуковое поле, создаваемое парой синфазных монополей с объемной скоростью  $V/2$  (рис. 3, а). Создаваемое такой системой звуковое поле является симметричным относительно показанной на рисунке штриховой линии, причем значение давления в точках этой штриховой линии будет, очевидно, таким же как и в звуковом поле, создаваемом одним монополем с объемной скоростью  $V$ , расположенном ниже (или выше) штриховой

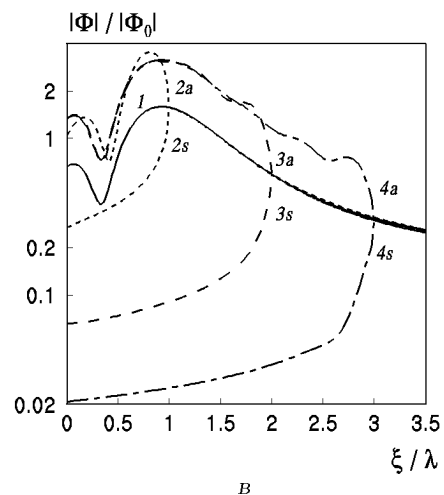
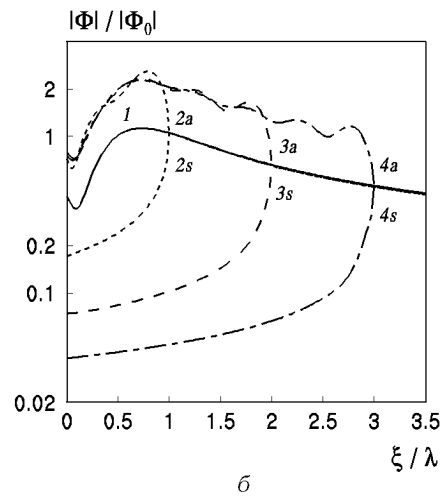
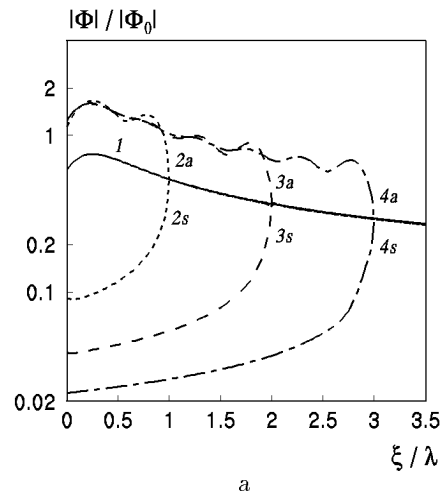


Рис. 2. Значения нормированной амплитуды потенциала вдоль линии расположения экрана при  $r_0 = \lambda$ ,  $q = 0$ :

$$a - \theta_0 = 30^\circ, \quad b - \theta_0 = 60^\circ, \quad v - \theta_0 = 90^\circ, \\ 1 - s = 0, \quad 2 - s = \lambda, \quad 3 - s = 2\lambda, \quad 4 - s = 3\lambda$$

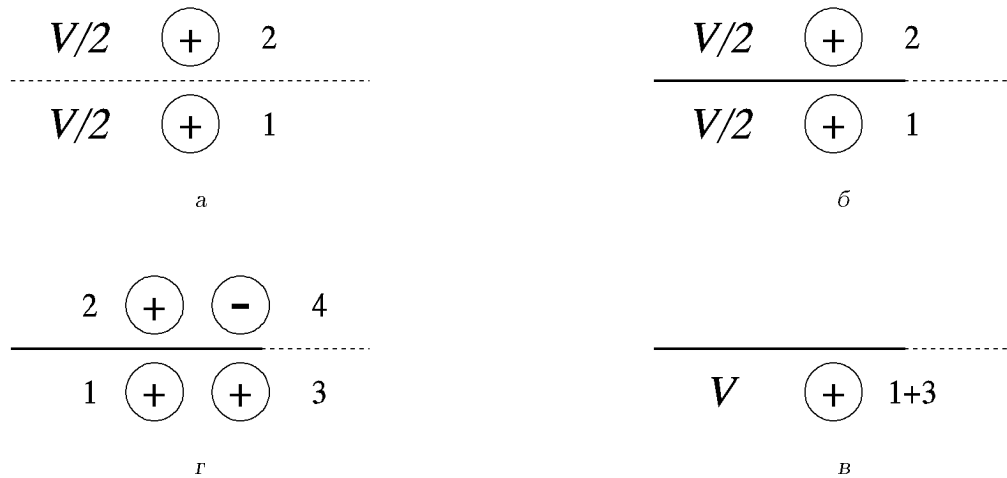


Рис. 3. Расположение монополей вблизи жесткого экрана

вой линии. Учитывая эту симметрию, можно заключить, что введение в систему жесткого экрана, показанного на рис. 3, б, никак не сказывается на характеристиках поля. Добавим теперь в излучающую систему пару противофазных монополей с той же объемной скоростью  $V/2$  (рис. 3, в). Такая антисимметричная система не изменяет значение давления на штриховой линии симметрии. Полученная в результате излучающая система эквивалентна единичному монополю, расположенному под жестким экраном (рис. 3, г). Отметим, однако, что после добавления пары противофазных монополей звуковое поле не удовлетворяет граничным условиям на жестком экране. Для выполнения этих условий в систему следует добавить дополнительные источники. Вместе с тем, совершенно ясно, что независимо от конкретной структуры этой дополнительной системы она должна создавать поле, антисимметричное по давлению относительно плоскости, в которой расположен экран. В этих рассуждениях длина введенного на рис. 3, б экрана может быть произвольной. Отсюда и следует, что в такой системе давление на линии, продолжающей экран, не зависит от длины экрана, т. е. от расстояния между монополем и краем последнего. Представляется очевидным, что подобные рассуждения можно повторить для любой системы источников. Это и объясняет полученный в рассмотренных задачах результат.

Во всех рассмотренных случаях волновой размер излучающей поверхности на открытом конце волновода ( $r_0 = \lambda$ ) достаточно велик и составляет порядка  $1 \div 2\lambda$ . В связи с этим структура

поля на обеих сторонах экрана может существенно меняться при изменении характера распределения поля в раскрыве. Об этом наглядно свидетельствуют данные рис. 4, полученные для случая, когда звуковое поле генерируется первой симметричной набегающей волной ( $q=2$ ). Расчеты выполнены для углов раскрыва  $\theta_0 = 60^\circ$  (рис. 4, а) и  $\theta_0 = 90^\circ$  (рис. 4, б). Здесь, как и на рис. 2, изображены распределения давления на освещенной и теневой сторонах экрана для тех же трех характерных значений длины экрана:  $s = \lambda$ ,  $s = 2\lambda$  и  $s = 3\lambda$  (кривые 2, 3 и 4 соответственно). Тот же смысл имеет и кривая 1, представляя распределение давления для системы без экрана ( $s=0$ ).

Существенная изменчивость в распределении давления по фронту падающей нормальной волны обуславливает наличие интерференционного минимума давления в точке  $O$  ( $\xi = r_0$ ) в системе без экрана (см. рис. 1). В соответствии с описанным выше свойством полей в системе с экраном этот минимум должен сохраниться и для случая  $s = \lambda$ . В этой точке минимума должны были бы встретиться и кривые 2а и 2s. Незначительное отклонение данных от нулевого значения для кривых 2s в точке  $O$  (напомним, здесь  $\xi/\lambda = 1$ ) указывает, по сути, на величину погрешности вычислений. Интересно отметить, что в этом частном случае соотношения длины экрана и длины волны обеспечивается очень высокий уровень экранирования теневой зоны. В целом можно отметить, что изменение распределения давления в падающей волне в раскрыве не изменяет свойств звуковых полей в освещенной и теневой зонах. Об этом свидетельствует подо-

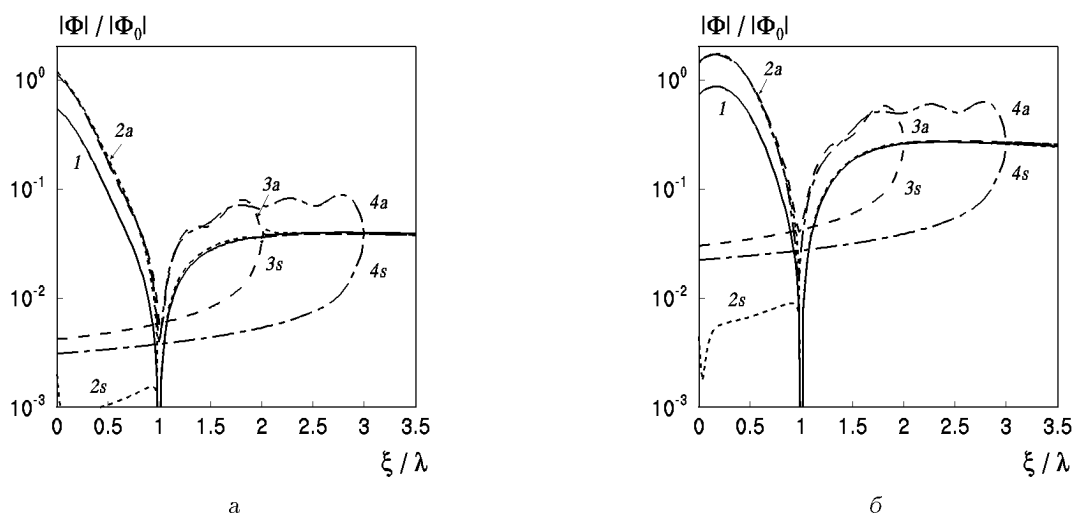


Рис. 4. Значения нормированной амплитуды потенциала вдоль линии расположения экрана при  $r_0 = \lambda$ ,  $q = 2$ :

а -  $\theta_0 = 90^\circ$ , б -  $\theta_0 = 60^\circ$ ,  
 1 -  $s = 0$ , 2 -  $s = \lambda$ , 3 -  $s = 2\lambda$ , 4 -  $s = 3\lambda$

бие в поведении кривых на рис. 2 и 4.

Определенную информацию о поведении поля в ближней зоне доставляет поведение кривой 1 на указанных рисунках, отражающее изменение давления в плоскости экрана. Поскольку при построении этих кривых значения давления нормируются к амплитудам падающей волны, можно говорить, что общий уровень давления на продолжении экрана характеризует эффективность излучения из открытого конца в окружающую среду. Более полно это свойство излучающей системы характеризуется энергетическими коэффициентами отражения и прохождения звука. Так, для случаев, представленных на рис. 4, значение коэффициента прохождения энергии  $\eta^{(q)}$ , определенного как отношение полной прошедшей в окружающую волновод среду энергии к энергии в падающей нормальной волне, равны  $\eta^{(2)} = 0.15$  ( $\theta_0 = 60^\circ$ ,  $s = 2\lambda$ ) и  $\eta^{(2)} = 0.6$  ( $\theta_0 = 90^\circ$ ,  $s = 2\lambda$ ). Этим различием в величине коэффициентов прохождения энергии вполне объясняется различие в уровнях давления на рис. 4.

Изложение в [1] метода решения задачи и анализ результатов расчета проведены применительно к случаю жестких стенок волновода. Часть стенки, рассматриваемая как экран, также предполагалась жесткой. Однако, анализируя суть выбранного способа аналитического описания звукового поля в [1], легко видеть, что эта техника может быть применена и для случая мягкого экрана (при сохранении стенок волновода жесткими). Построение общих решений в соответствующих частичных областях не вызывает каких-либо трудностей.

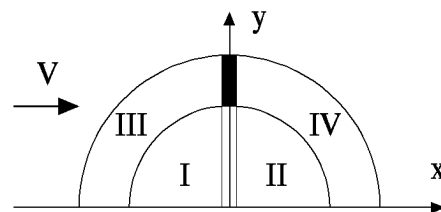


Рис. 5. Частичные области в модели экрана дорожного шума

Говоря о возможных обобщениях в использовании предложенного подхода, следует обратить внимание также на следующее обстоятельство. В [1] представлено решение для области с полубесконечными границами. Без особых трудностей в рамках описанного метода можно построить аналитическое решение для случая, когда одна из границ является конечной. Задачи такого типа представляют определенный практический интерес в связи с математическим моделированием работы акустических экранов для изоляции от дорожного шума [5, 6]. Подробное рассмотрение такой задачи выходит за рамки данной статьи, и здесь мы лишь наметим пути к обобщению разработанных в [1] подходов.

На рис. 5 показана геометрия расчетной модели. Здесь же дано разбиение всей области существования звукового поля на частичные подобласти, для которых легко строятся полные решения по

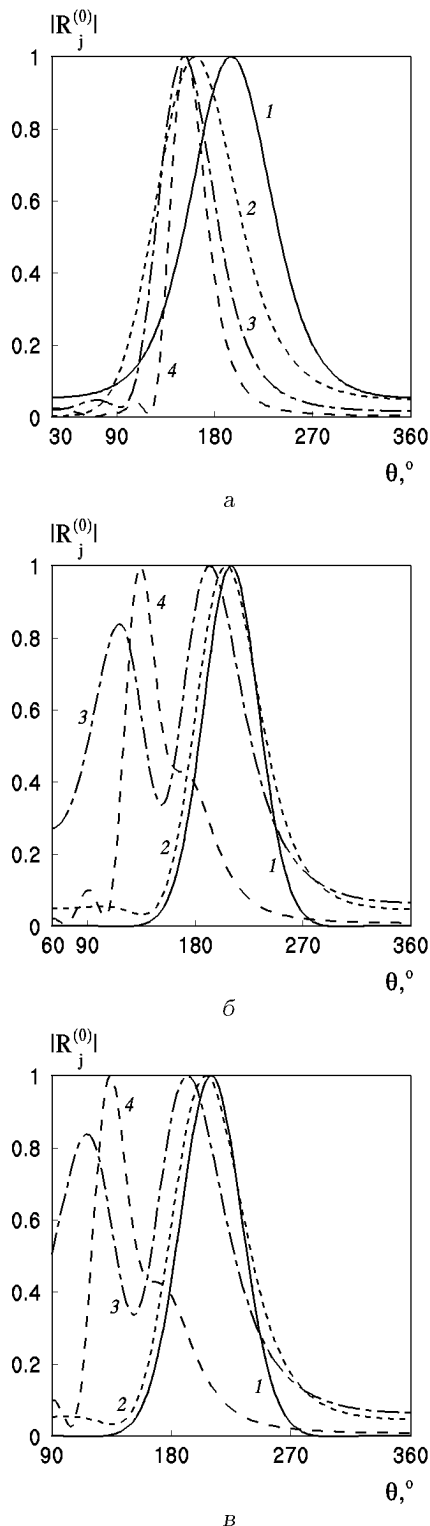


Рис. 6. Характеристики направленности по интенсивности для нулевой набегающей моды:  
 а -  $\theta_0 = 30^\circ$ , б -  $\theta_0 = 60^\circ$ , в -  $\theta_0 = 90^\circ$ ,  
 1 -  $s = 0$ , 2 -  $s = 0.5\lambda$ , 3 -  $s = \lambda$ , 4 -  $s = 2\lambda$

методике, изложенной в первой части работы [1]. Источник звука в области  $x < 0$  может моделироваться либо в виде плоской падающей волны, либо в виде некоторого сосредоточенного источника, находящегося на конечном расстоянии от экрана. Для повышения эффективности звукоизоляции было бы полезно выполнить часть экрана (затемненный участок на рис. 5) из акустически мягкого материала. Естественно трудно найти материал, который можно рассматривать как акустически мягкий в воздухе, однако использование эффектов резонансного рассеяния дает возможность создавать специальные объекты, близкие по свойствам к таким материалам [5].

## 2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАПРАВЛЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Обратимся к анализу дальнего поля во внешней по отношению к волноводу области V (см. рис. 1). На большом расстоянии от источника характеристика направленности по энергии  $R_j^{(q)}(\theta)$  может быть определена как отношение квадрата амплитуды давления в данном направлении  $\theta$  к квадрату амплитуды давления в направлении максимума излучения  $\theta^*$ :

$$R_j^{(q)}(\theta) = \frac{|\Phi_V(r, \theta)|^2}{|\Phi_V(r, \theta^*)|^2}. \quad (1)$$

Здесь  $q$  – номер набегающей моды в области I. С учетом асимптотических выражений для функции Ханкеля  $H_{\beta_n}^{(1)}(kr)$  при  $kr \rightarrow \infty$  в формуле (9) первой части работы [1], выражение (1) примет вид

$$R_j^{(q)}(\theta) = \frac{\left| \sum_{n=0}^{\infty} B_n \cos(\beta_n(\theta - \theta_0)) e^{-i\pi\beta_n/2} \right|^2}{\left| \sum_{n=0}^{\infty} B_n \cos(\beta_n(\theta^* - \theta_0)) e^{-i\pi\beta_n/2} \right|^2}. \quad (2)$$

Коэффициенты рядов  $B_n$  определяются в результате решения бесконечной системы (1) из [1], а параметр  $\beta_n$  имеет значение  $\beta_n = n\pi/(2\pi - \theta_0)$ .

На рис. 6 представлены характеристики направленности по интенсивности при набегаании на открытый конец волновода нулевой моды. Рис. 6, а соответствует  $\theta_0 = 30^\circ$ , рис. 6, б -  $\theta_0 = 60^\circ$ , и рис. 6, в -  $\theta_0 = 90^\circ$ . Изменяющимся параметром для рассмотренных случаев является длина экрана  $s$ . Кривая 1 показывает направленность излучения при отсутствии экрана ( $s = 0$ ). Можно отметить, что в этом случае направление максимального излучения определяется направлением прихода

нормальной волны. Кривые 2, 3 и 4 отражают влияние экранирования на направленность соответственно для экранов длины  $s=0.5\lambda$ ,  $s=\lambda$  и  $s=2\lambda$ . Для угла раскрыва  $\theta_0=30^\circ$  (рис. 6а) диаграмма направленности с ростом длины экрана сохраняет свою форму, а максимальное значение перемещается к углу  $\theta^* \approx 156^\circ$ . Это значение угла близко к значению угла зеркального отражения  $\theta_r=165^\circ$  плоской волны, падающей под углом  $\theta_i=15^\circ$ . Дальнейший рост экрана ( $s>2\lambda$ ) приводит лишь к обострению диаграммы направленности.

Для углов раскрыва  $60^\circ$ , и  $90^\circ$  наблюдается значительное влияние экрана на структуру дальнего поля. При длине экрана  $s$ , превышающей длину волны  $\lambda$ , наблюдается возникновение значительного по величине бокового лепестка в диаграмме направленности. Это приводит при дальнейшем увеличении  $s$  к быстрому переходу максимума диаграммы направленности в зону описываемого бокового лепестка. Особенно ярко этот эффект проявляется для угла раскрыва  $\theta_0=90^\circ$ . При дальнейшем увеличении длины экрана ( $s>2\lambda$ ) диаграмма направленности остается однонаправленной, а основной лепесток обостряется. Направление максимального излучения становится близким к направлению зеркального отражения плоской волны, падающей под углом, равным половине угла раскрыва волновода.

Физически ясно, что важными для формирования направленности излучения являются два фактора – влияние экрана и характер распределения давления в набегающей на открытый конец волновода нормальной волне. При этом дифракционные эффекты будут приводить к изменению углового распределения характеристик поля по отношению к распределению в падающей волне.

Количественный анализ был выполнен для случая падения на открытый конец волновода второй нормальной волны ( $q=2$ ). При отсутствии экрана ( $s=0$ ) распределение давления в раскрыве волновода задается функцией  $\cos(2\pi\theta/\theta_0)$ . В дальнейшем поле наблюдаются угловые распределения потока энергии с тремя относительными максимумами в направлениях, близких к  $\theta=180^\circ$ ,  $\theta=180^\circ+\theta_0/2$  и  $\theta=180^\circ+\theta_0$ . Однако относительная величина максимума в направлении  $\theta=180^\circ+\theta_0/2$  обнаруживает сильную зависимость от угла раскрыва волновода. Так, при  $\theta_0=90^\circ$  средний максимум достигает величины порядка 90 % от двух других равновеликих значений потока энергии. При уменьшении угла раскрыва волновода до  $\theta_0=70^\circ$  этот максимум хотя и остается заметным, но составляет менее 40 % от основных максимумов. Диаграмма направленности становится практически двугор-

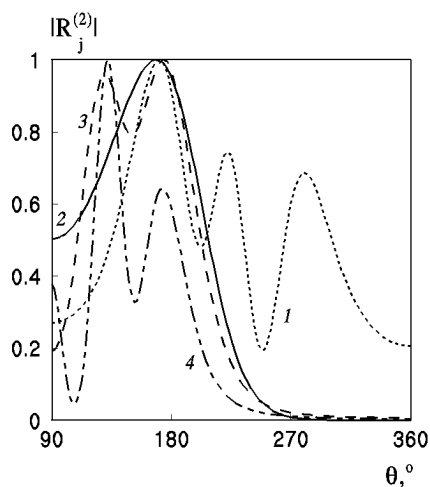


Рис. 7. Характеристики направленности по интенсивности для  $\theta_0=90^\circ$ ,  $r_0=\lambda$ ,  $q=2$ :

1 -  $s=0.15\lambda$ , 2 -  $s=\lambda$ ,  
3 -  $s=1.75\lambda$ , 4 -  $s=2.5\lambda$

бой с равновеликими потоками по направлениям, близким к  $\theta=180^\circ$  и  $\theta=180^\circ+\theta_0$ .

Для более полного описания процесса излучения из открытого неэкранированного конца волновода укажем энергетические характеристики излученного поля. Так, при угле раскрыва волновода  $\theta_0=70^\circ$  лишь немногим более половины энергии падающей волны переизлучается в окружающую среду:  $\eta^{(2)}=0.56$ . При увеличении угла раскрыва волновода эффективность излучения возрастает и характеризуется следующими значениями коэффициента прохождения:  $\eta^{(2)}=0.74$  при  $\theta_0=80^\circ$  и  $\eta^{(2)}=0.85$  при  $\theta_0=90^\circ$ .

На рис. 7 приведены диаграммы направленности излучения из волновода  $\theta_0=90^\circ$ ,  $r_0=\lambda$  при распространении в области I первой симметричной моды ( $q=2$ ). Различные кривые соответствуют различным длинам экрана. Как отмечалось выше, в системе без экрана падение второй моды генерирует направленное излучение с тремя практически равновеликими максимумами. Кривые 1, 2, 3 и 4 дают представление об изменении направленности излучения с последовательным увеличением длины экрана. Даже при небольшой волновой длине экрана ( $s=0.15\lambda$ ) основное излучение начинает концентрироваться в направлении  $\theta=180^\circ$ . Два других пика хотя и остаются заметными, но существенно снижаются. Уже при длине экрана, равной длине волны (кривая 2), формируется однонаправленное излучение в направлении  $\theta=180^\circ$ . Дальнейшее увеличение размеров экрана должно вести к перестройке диаграммы направленности,

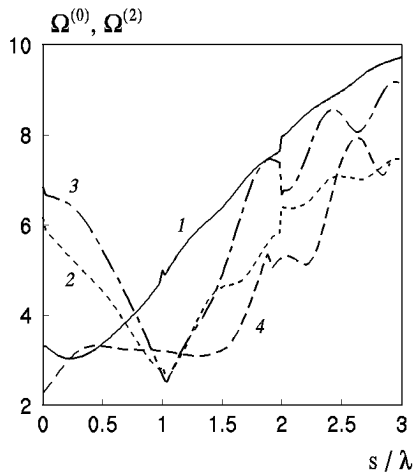


Рис. 8. Зависимости коэффициента концентрации  $\Omega^{(q)}$  от длины экрана  $s$  для набегающей нулевой и второй мод области I,  $r_0 = \lambda$ :  
 1 -  $\theta_0 = 30^\circ$ ,  $q = 0$ , 2 -  $\theta_0 = 60^\circ$ ,  $q = 0$ ,  
 3 -  $\theta_0 = 90^\circ$ ,  $q = 0$ , 4 -  $\theta_0 = 90^\circ$ ,  $q = 2$

приближая картину к случаю зеркального отражения звука. На промежуточных значениях длины экрана  $s = 1.75\lambda$  наблюдаются уже два преимущественных направления излучения. Одно из них близко к  $\theta = 180^\circ$ , а второе приближается к углу зеркального отражения  $\theta = 135^\circ$ . И, наконец, при  $s = 2.5\lambda$  основной лепесток диаграммы сужается и излучение в зеркальном направлении становится доминирующим.

### 3. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕННОГО ЗВУКОВОГО ПОЛЯ

О некоторых интегральных оценках энергии звуковых полей речь уже шла выше. Здесь мы остановимся более подробно не только на оценках энергии отраженного и излученного из открытого конца волновода поля но и рассмотрим данные о коэффициенте концентрации как практически важной интегральной характеристике направленности излучения. При вычислении коэффициента концентрации используются данные об общей излученной энергии и о максимальной интенсивности излучения, рассматриваемой как функция угла  $\theta$ . Для интегральной оценки излучения выбранной моды с номером  $q$  определим коэффициент концентрации  $\Omega^{(q)}$  как отношение интенсивности звука в области V в направлении максимального значения  $J_V(\theta^*)$  к интенсивности ненаправленного источника  $J_0$ , излучающего ту же общую энергию, что и

падающая волна из открытого конца волновода:

$$\Omega^{(q)} = J_V^{(q)}(\theta^*) / J_0^{(q)}. \quad (3)$$

Полная излученная из открытого конца волновода энергия может быть определена по значениям давления и колебательной скорости на различных поверхностях. В частности, по потенциалу  $\Phi_V^{(q)}(r, \theta)$  поля в области V излученная энергия  $P_0^{(q)}$  определяется соотношением

$$P_0^{(q)} = \frac{1}{2} \rho \int_{\theta_0}^{2\pi} \text{Re} \left[ i \omega \bar{\Phi}_V^{(q)} \frac{\partial \Phi_V^{(q)}}{\partial r} \right] r_V d\theta = P^{(q)} \eta^{(q)}. \quad (4)$$

Здесь  $r_V$  – радиус граничной окружности пятой частичной подобласти,  $\eta^{(q)}$  – коэффициент прохождения по энергии для  $q$ -ой моды. Черта над функцией потенциала указывает на комплексное сопряжение. Значения давления и скорости вычисляются при  $r = r_V$ . Интенсивность излучения эквивалентного ненаправленного источника равна  $J_0^{(q)} = P_0^{(q)} / 4\pi r$ . Интенсивность прошедшей волны в направлении максимума излучения определяется соотношением

$$J_V^{(q)}(\theta^*) = \frac{(\omega \rho)^2}{2\rho c} |\Phi_V^{(q)}(\theta^*)|^2. \quad (5)$$

Важной интегральной характеристикой процесса излучения из открытого конца волновода является отношение полной излученной энергии к энергии падающей волны, определенное выше как коэффициент прохождения. Эта величина зависит от волновых размеров излучающей поверхности, т.е. от раскрыва волновода и углового распределения характеристик поля в набегающей волне. В предыдущем разделе уже приведены данные о коэффициенте прохождения для второй нормальной волны. В этом случае, несмотря на значительный волновой размер излучающей поверхности, зависимость этого коэффициента от угла раскрыва существенна. Иная картина наблюдается в том случае, когда энергия к открытому концу переносится нулевой модой ( $q = 0$ ). Практически при всех углах раскрыва от  $30^\circ$  до  $90^\circ$  и размерах экрана до  $s = 2.5\lambda$  коэффициент прохождения имеет значение  $\eta^{(0)} \approx 0.9$ . Это значение хорошо согласуется с данными об эффективности излучения энергии из конца плоского волновода, нагруженного на клиновидный волновод [7].

Для интегральной оценки роли экрана в формировании дальнего поля следует рассмотреть такую важную его характеристику как коэффициент концентрации. На рис. 8 представлено изменение величины этого коэффициента как функции



длины экрана. Поведение этой функции в значительной мере определяется рассмотренными выше особенностями в характере диаграмм направленности. Как можно видеть из рис. 6, увеличение длины экрана не приводит к монотонному повышению концентрации излучения. В ряде случаев при изменении длины экрана происходит качественная перестройка направленности в виде, например, изменения количества лепестков и резкого изменения направления преимущественного излучения. Как следствие этого, на рис. 8 можно видеть такие случаи, когда концентрация излучения даже уменьшается с ростом длины экрана (кривые 2 и 3). Эти кривые относятся к случаю падения на раскрыт волновода нулевой моды. В случае распространения в волноводе второй моды имеется диапазон, в котором изменение длины экрана никак не сказывается на концентрации излучаемой энергии в дальнем поле (кривая 4).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В первой части работы [1] подробно изложен и протестирован с точки зрения эффективности и точности количественных оценок метод аналитического представления звукового поля вне открытого клиновидного волновода. В данной работе представлены обширные количественные данные о свойствах звуковых полей, излучаемых из открытого конца клиновидного волновода. Анализ ближнего по отношению к открытому концу волновода поля позволил оценить возможность управления структурой этого поля с помощью экрана. Подробно рассмотрен случай акустически жесткого экрана. Анализ процедуры построения общих аналитических решений показал, что она полностью применима и для случая акустически мягкого экрана.

Совокупность данных о зависимости характеристик дальнего поля от раскрытия волновода, распределения давления в падающей волне и волновых

размеров экрана показывает, что важным фактором является степень прохождения по энергии. Вычисления показали существенное различие в значениях этого коэффициента для нулевой и второй мод волновода. Если для нулевой моды во всех расчетных вариантах с раскрытием волновода в полдлины волны и больше наблюдается эффективное излучение звука, то значительная угловая изменчивость характеристик поля во второй падающей волне препятствует эффективному излучению. Интересно, что изменение размера экрана лишь незначительно влияет на величину коэффициента прохождения энергии.

Изменяя длину экрана, можно существенно влиять на структуру дальнего поля и степень локальной звукоизоляции в ближнем поле. Важным результатом расчетов является иллюстрация того факта, что увеличением длины экрана не всегда удается достичь роста концентрации излучения. В некоторых случаях наблюдается уменьшение коэффициентов концентрации при росте длины экрана.

1. *Гринченко В. Т., Мацыпура В. Т.* Излучение звука из открытого конца клиновидного волновода. I. Метод решения и алгоритм расчетов // Акуст. вісн.– 1999.– 2, N 4.– С. 32–41.
2. *Завадский В. Ю.* Вычисление волновых полей в открытых областях и волноводах.– М.: Наука, 1972.– 558 с.
3. *Шестопалов В. П.* Дифракционная электроника.– Харьков: Изд-во Харьков. ун-та, 1976.– 239 с.
4. *Proc. Int. Conf on Mathematic Methods in Electromagnetic Theory MMET-98.* Vol. 1, 2.– Kharkov: Ukraine, June 2–5, 1998.– 935 p.
5. *Müser M., Volz R* Improvement of sound barriers using headpieces with finite acoustic impedance // J. Acoust. Soc. Amer.– 1999.– 106, N 6.– P. 3049–3060.
6. *Morgan P. A., Hothersall D. C., Chander-Wilde S. N.* Influence of shape and absorbing surface – a numerical study of railway barriers // J. Sound Vib.– 1998.– 217, N 3.– P. 405–417.
7. *Мацыпура В. Т.* Прохождение звука через область сопряжения плоского и клиновидного волноводов // Акуст. вісн.– 1999.– 2, N 1.– С. 31–41.