

УДК 534.24

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА РЕШЕТКОЙ, ОБРАЗОВАННОЙ СООСНЫМИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИМИ ПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКИМИ ОБОЛОЧКАМИ С ТОРЦЕВЫМИ ЭКРАНАМИ. ЧАСТЬ IV. ИМПУЛЬСНЫЙ РЕЖИМ РАБОТЫ

И. В. ВОВК*, В. Т. МАЦЫПУРА**

*Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

**Национальный технический университет Украины "КПИ", Киев

Получено 15.03.2002

Решена задача об излучении звука решеткой, состоящей из соосных пьезокерамических оболочек и торцевых экранов в виде акустически мягких усеченных конусов, при возбуждении ее оболочек электрическим сигналом в форме периодической последовательности радиоимпульсов. На основе полученного решения проведен численный анализ колебательных скоростей оболочек и дальнего поля решетки в зависимости от времени и параметров радиоимпульсов. Показано, что при возбуждении всех оболочек одинаковыми радиоимпульсами закономерности изменения колебательных скоростей оболочек во времени (в пределах интервала действия радиоимпульса) существенно отличаются как от возбуждающего импульса, так и друг от друга. Особенно велики эти отличия в том случае, когда частота несущей радиоимпульса находится в области резонансных частот оболочек. Установлено, что закономерности изменения давления в дальнем поле от времени существенно зависят от направления и особенно сильно проявляются в секторах углов 45° , прилежащих к оси симметрии решетки. Выявлено, что в межимпульсном интервале наблюдается ярко выраженная акустическая реверберация, обусловленная обменом энергии между оболочками, совершающими в это время свободные колебания. Предложены и продемонстрированы некоторые способы практического оценивания акустических характеристик решетки при возбуждении ее радиоимпульсами. Показано, что такие оценки удовлетворительно согласуются с оценками, выполненными при условии возбуждения решетки монохроматическим сигналом.

Розв'язано задачу про випромінювання звуку ґраткою, яка складається зі співвісних п'єзокерамічних оболонок і торцевих екранів у вигляді акустично м'яких зрізаних конусів, при збудженні її оболонок електричним сигналом у формі періодичної послідовності радіоімпульсів. На основі отриманого розв'язку проведено чисельний аналіз коливальних швидкостей оболонок і дальнього поля ґратки в залежності від часу й параметрів радіоімпульсів. Показано, що при збудженні всіх оболонок однаковими радіоімпульсами закономірності зміни коливальних швидкостей оболонок у часі (у межах інтервалу дії радіоімпульсу) істотно відрізняються як від імпульсу збудження, так і один від одного. Особливо великі ці відмінності в тому випадку, коли частота-носії радіоімпульсу знаходиться в області резонансних частот оболонок. Встановлено, що закономірності зміни тиску в дальньому полі від часу істотно залежать від напрямку й особливо сильно проявляються в секторах кутів 45° , прилеглих до осі симетрії ґратки. Виявлено, що в міжімпульсному інтервалі спостерігається яскраво виражена акустична реверберация, обумовлена обміном енергії між оболонками, що здійснюють у цей час вільні коливання. Запропоновано й продемонстровано деякі способи практичного оцінювання акустичних характеристик ґратки при збудженні її радіоімпульсами. Показано, що такі оцінки задовільно узгоджуються з оцінками, виконаними за умови збудження ґратки монохроматичним сигналом.

A problem on the sound radiation by grating consisting of coaxial piezoceramic shells and end screens made of acoustically soft truncated cones is solved. The electric excitation of the shells was supposed to be in a form of periodic sequence of radio pulses. On the basis of the obtained solution the vibrational velocities of the shells and the grating's far field were analyzed as functions of time and parameters of radio pulses. It was shown that when all the shells are excited with identical radio pulses, the time dependencies of their velocities (within the action interval of the radio pulse) are essentially different both from the exciting pulse, and from each other. These differences are especially huge in the case when the pulse carrier frequency lays within the limits of resonant frequencies of the shells. It is established that the time trends of pressure changes in the far field are significantly dependent on the direction and are the most expressed in the 45° -sectors, adjacent to the grating's axis of symmetry. It was found that in a pulse-to-pulse interval the pronounced acoustical reverberation is observed. This effect is due to the power interchange between the shells performing free vibrations during this period. Some techniques for practical estimation of the grating's acoustical characteristics under the radio pulse excitation are proposed and demonstrated. It is shown that such estimates satisfactorily fit with the estimates made under monochromatic excitation of the grating.

ВВЕДЕНИЕ

В предыдущих наших публикациях [1–3] решена задача об излучении звука решеткой, образованной соосными цилиндрическими пьезокерамическими оболочками с торцевыми экранами в виде усеченных конусов, и дан подробный анализ ее ближнего и дальнего поля. При этом пред-

полагалось, что на электроды пьезокерамических оболочек подается монохроматический гармонический электрический сигнал, вызывающий вынужденные колебания оболочек и, как следствие, звуковые колебания в окружающей решетку среде. Целью данной работы является изучение акустических свойств решетки при возбуждении ее оболочек импульсными электрическими сигналами.

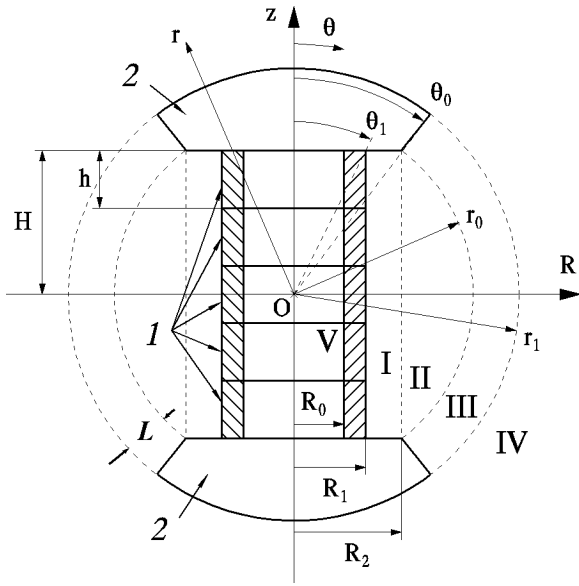


Рис. 1. Сечение решетки:

1 – пьезокерамические оболочки; 2 – торцевые экраны

Следует отметить, что к настоящему времени накоплен огромный объем данных об акустических свойствах различных электроакустических преобразователей и акустических антенн. При этом почти все они относятся к случаю, когда возбуждение проводится с помощью монохроматических гармонических сигналов¹. Однако на практике во многих случаях основным режимом работы преобразователей и антенн является импульсный. В частности, так работают антенны акустических и гидроакустических локаторов различного назначения [4]. Кроме того, в гидроакустической технике, как правило, измерение (тестирование) акустических характеристик антенн и преобразователей выполняется в ограниченных искусственных или естественных водоемах, что практически всегда предопределяет использование импульсного режима [5, 6].

С учетом сказанного возникают два важных вопроса, ответы на которых могут иметь важное теоретическое и практическое значение:

1. Какие особенности привносит импульсное возбуждение акустических антенн в колебания ее преобразователей и излучаемое ими поле?
2. Будут ли отличаться (и насколько) акустические характеристики, оцененные в импуль-

¹Используя терминологию, принятую в акустической технике, говорят, что такие антенны и преобразователи работают в непрерывном режиме

сном и непрерывном режимах работы антенны?

Попытка проиллюстрировать ответы на эти вопросы на конкретном примере цилиндрической антенной решетки и составляет содержательную часть данной статьи.

1. ТЕОРИЯ

Напомним кратко основные геометрические и физические параметры исследуемого объекта (рис. 1). Решетка состоит из M соосных низких тонких цилиндрических пьезокерамических оболочек 1, а на ее торцах размещены акустически мягкие экраны 2 в виде усеченных конусов. Количество оболочек при проведении конкретных расчетов принималось $M=5$ ($j=1, 2, \dots, M$, где j – номер оболочки, если вести отсчет сверху вниз). Собственная частота пульсирующих колебаний оболочек в вакууме составляла $f_0=7440$ Гц. Считалось, что вся решетка погружена в бесконечную водную среду, имеющую волновое сопротивление $\rho c=1.5 \cdot 10^6$ кг/м²с (более подробно см. [1, 2]). Заметим, что в силу симметрии задачи относительно плоскости $z=0$ все расчетные акустические характеристики будут приведены только для первых трех оболочек.

В отличие от [1], будем полагать, что электрическое напряжение $U_i(t)$ подается на электроды оболочек в виде периодически повторяющихся импульсов с периодом повторения T_i и длительностью τ_i (здесь t – время). Будем полагать, что функция $U_i(t)$ вполне физична (т. е. имеет достаточную степень гладкости, позволяющую разложение в хорошо сходящийся ряд Фурье [7]):

$$U_i(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \cos(n\Omega_i t) + b_n \sin(n\Omega_i t)]. \quad (1)$$

Здесь a_0, a_n, b_n – общепринятые обозначения коэффициентов ряда Фурье; $\Omega_i=2\pi F_i=2\pi/T_i$, F_i – частота следования импульсов.

Отклик антенны на воздействие такого импульса (т. е. колебательная скорость оболочек $V_j(t)$, либо звуковое давление в поле $p(t, r, \theta)$) может быть оценен с помощью следующих выражений:

$$V_j(t) = H_v(j, \omega=0) \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} H_v(j, \omega=n\Omega_i) \times [a_n \cos(n\Omega_i t) + b_n \sin(n\Omega_i t)], \quad (2)$$

$$p(t, r, \theta) = H_p(\omega=0) \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} H_p(\omega=n\Omega_i) \times [a_n \cos(n\Omega_i t) + b_n \sin(n\Omega_i t)]. \quad (3)$$

Здесь ω – текущая частота; $H_v(j, \omega)$ и $H_p(\omega)$ – передаточные функции по колебательной скорости для j -ой оболочки и давлению в поле соответственно, определяются численно на основании выражений, приведенных в [1] для случая возбуждения пьезокерамических оболочек гармоническим сигналом.

Укажем на следующее обстоятельство. Ряды (1)–(3) являются точными разложениями соответствующих функций, однако в практических расчетах их приходится обрывать при конечных значениях $n = N$. Естественно, возникает вопрос об оценке точности представления исходной функции $U_i(t)$ рядом (1). Мы использовали традиционную оценку точности приближения функции $U(t)$, реализуемую путем вычисления величины невязки по формуле [8]

$$\delta = \frac{\int_0^{T_i} |U_i(t) - U_i^*(t)|^2 dt}{\int_0^{T_i} |U_i(t)|^2 dt}. \quad (4)$$

Здесь $U_i^*(t)$ – приближенное значение функции $U_i(t)$, вычисленное с помощью отрезка ряда (1), в котором суммирование проведено при $1 \leq n \leq N$. Во всех приведенных ниже расчетах значение N выбиралось таким, чтобы выполнялось условие $\delta < 0.001$.

2. АНАЛИЗ ЧИСЛЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализ акустических свойств рассматриваемой решетки будем проводить, полагая, что на ее оболочку подается электрическое напряжение в виде радиоимпульса:

$$U_i(t) = \begin{cases} U_0 \sin \omega_r t, & 0 \leq t \leq \tau_i, \\ 0, & \tau_i \leq t \leq T_i. \end{cases} \quad (5)$$

Здесь U_0 – амплитуда несущей радиоимпульса; $\omega_r = 2\pi f_r = 2\pi/T_r$, f_r – частота, T_r – период несущей. Для удобства рассмотрения введем такие общепринятые в импульсной технике параметры как скважность импульсной последовательности $Q_i = T_i/\tau_i$ и количество периодов несущей в импульсе $N_i = \tau_i/T_r$ [7]. Выбор импульса такого типа обусловлен тем, что он наиболее часто используется в гидроакустической технике [4]. Кроме того, радиоимпульсы широко применяются при проведении измерений акустических характеристик антенн и преобразователей в ограниченных бассейнах и водоемах [5, 6].

Перейдем к анализу конкретных результатов расчета. При этом рассмотрим относительно более простую ситуацию, когда среда внутри решетки (область V) отсутствует, а $R_1 = R_2$, т. е. отсутствует область I ($\theta_1 = 31^\circ$). Дополнительно будем считать $V_1 = V_2 = V_4 = V_5 = 0$, $V_3 \neq 0$. Это означает, что колебания возбуждаются только в центральной оболочке, а остальные – полностью заторможены и, следовательно, акустическое взаимодействие между оболочками отсутствует. Относительная длина конической поверхности торцевого экрана L/R_1 во всех расчетах принималась равной 0.81.

Пусть на центральную оболочку подается электрический импульс вида (5), имеющий следующие параметры: $N_i = 10$, $Q_i = 3$. При этом будем рассматривать два характерных значения несущей частоты, наиболее интересные с практической точки зрения:

- 1) частота несущей совпадает с частотой резонанса оболочки в водной среде (в данном случае – $f_r/f_0 = 0.875$);
- 2) частота несущей ниже резонансной области частот оболочки (в данном случае мы приняли $f_r/f_0 = 0.5$).

Обратимся к рис. 2, а, б, на которых изображены точная зависимость электрического напряжения от времени (5) и ее аппроксимация отрезком ряда Фурье (1) при удержании 60 членов ряда. Заметим, что по оси абсцисс отложено нормированное время t/τ_i (на графиках показан отрезок времени чуть больше одного периода повторения импульса). Сравнивая обе зависимости, можно убедиться, что они весьма близки. Вместе с тем, отметим, что наибольшая невязка наблюдается в промежутках между импульсами. Этого следовало ожидать, поскольку здесь функция $U(t)$ равна нулю. Тем не менее, общая невязка невелика и не превосходит 0.001, что дает основание говорить о возможности проведения достаточно корректного анализа акустических свойств рассматриваемой антенны в импульсном режиме работы.

Рассмотрим рис. 2, в, г, на которых представлены относительное значение колебательной скорости центральной оболочки $\bar{V}_3 = V_3(t)/V^*$ и относительное значение давления $\bar{p} = p(t, r, \theta)/p^*$ в дальнем поле в плоскости $z=0$ соответственно ($V^* = NU_0/(\rho c S)$; S – площадь поверхности оболочки; $p^* = \rho c/r$). Оба графика иллюстрируют типичные искажения радиоимпульса при прохождении его через механическую (или электрическую) резонансную систему [5, 7]. Действительно, в тече-

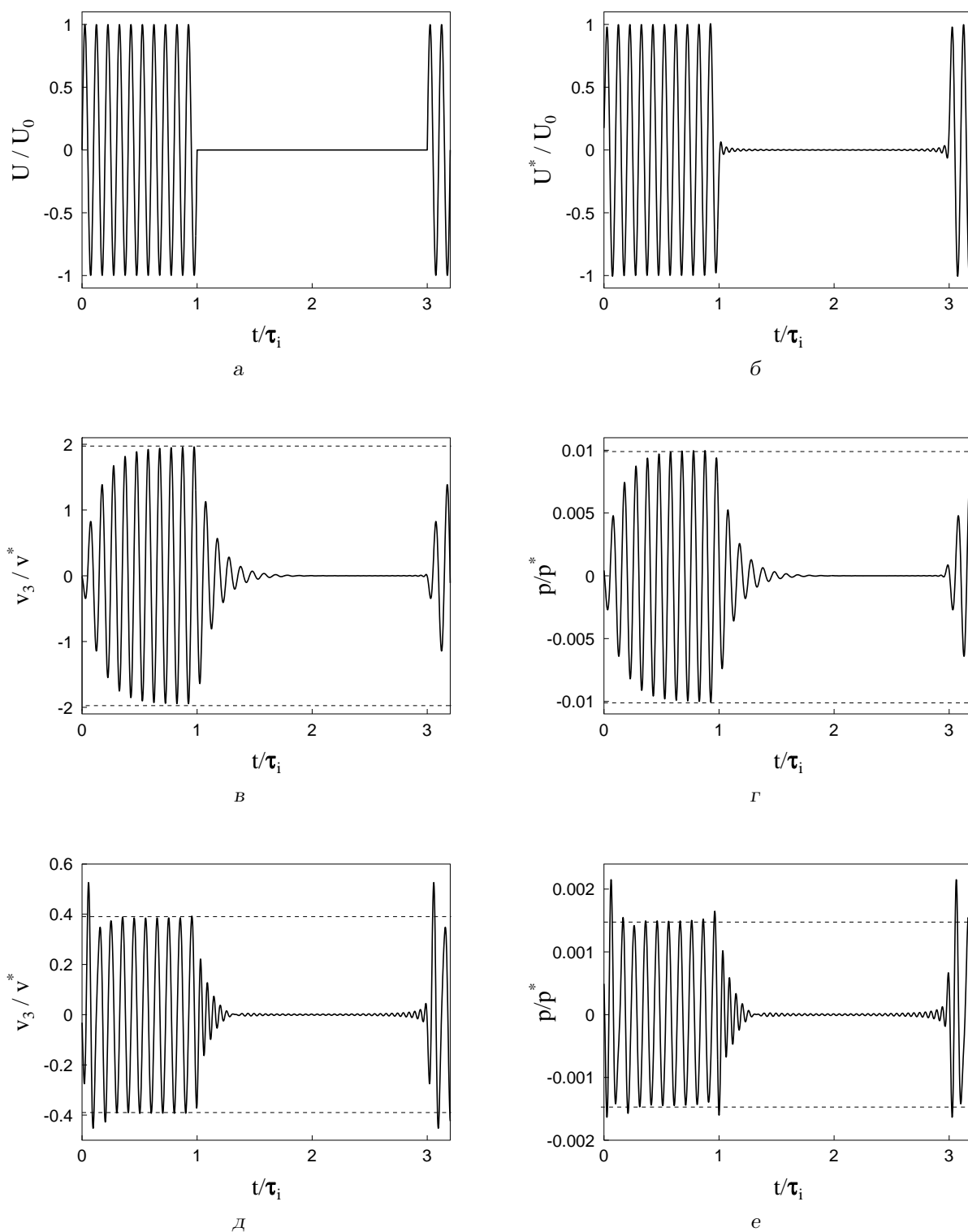


Рис. 2. Исходный сигнал и отклик системы
(возбуждается только центральная оболочка, остальные заторможены):

а – электрический импульс, соответствующий формуле (5); б – импульс, рассчитанный с помощью отрезка ряда (1);
в, г – колебательная скорость центральной оболочки и давление в дальнем поле для $f_r/f_0 = 0.875$; д, е – то же для $f_r/f_0 = 0.5$

ние первых нескольких периодов несущей происходит нарастание сигнала по экспоненте и система асимптотически приближается к установившемуся (непрерывному) режиму работы. Здесь и ниже штриховыми горизонтальными линиями указаны уровни колебательной скорости и давления, вычисленные в непрерывном режиме работы антенны (см. [2]).

Хорошо известно, что при переходных процессах амплитуда колебаний резонансной системы достигает уровня $\sim 99\%$ от установившегося режима через промежуток времени, равный $1.5Q_M T_r$, где Q_M – добротность системы [5]. Проведенные оценки показывают, что в нашем случае добротность третьей оболочки равна 3.9. Следовательно, амплитуда колебаний оболочки достигнет установившегося режима примерно через шесть периодов несущей. Именно этот вывод и проиллюстрирован на рис. 2, в. После окончания импульса возбуждения скорость и давление падают по экспоненте. Интересно отметить, что на частотах ниже резонансной области частот оболочки переходные процессы занимают очень малые отрезки времени и в целом формы импульсов скорости и давления мало отличаются от формы импульса возбуждающего сигнала (см. рис. 2, д, е). Это и следовало ожидать, поскольку передаточные функции антенны по скорости и давлению ниже зоны резонанса оболочки слабо зависят от частоты [2, 4]. Вместе с тем, в начале и в конце импульса могут наблюдаться короткие резкие всплески (“броски”) амплитуд колебательной скорости и давления. Именно такие “броски” могут негативно сказываться на эксплуатационной прочности реальных антенн и преобразователей, на чем мы несколько подробнее остановимся ниже.

Совершенно иначе обстоит дело, когда в формировании поля участвуют все оболочки и между ними имеет место сильное акустическое взаимодействие. Обратимся к рис. 3, на котором представлены временные зависимости колебательных скоростей оболочек и давления в дальнем поле в плоскости $z=0$ на частоте $f_r/f_0=0.875$, которая в данном случае соответствует максимуму излучаемой антенной мощности. Заметим, что указать резонансную частоту антенны не представляется возможным, поскольку при совместной работе оболочек каждая из них имеет свою резонансную частоту [2]. Легко видеть, что акустическое взаимодействие приводит к тому, что формы импульсов колебательных скоростей оболочек разнятся между собой и существенно отличаются от формы возбуждающего их электрического импульса. Кроме того, формы импульсов весьма далеки от класси-

ческой формы импульса скоростей, характерной для случая излучения одиночной оболочкой (ср. с рис. 2, в). Законы нарастания и спадания импульса в этом случае оказываются совершенно разными (и отличными от экспоненциального).

Еще одной весьма характерной особенностью являются сложные и отличные друг от друга по форме колебания оболочек после окончания импульса возбуждения практически на всем сравнительно большом межимпульсном временном интервале $1 < t/\tau_i < 3$. В акустике такое явление называют послезвучанием или реверберацией. Заметим, что в архитектурной акустике [11] это явление обуславливается многократным переотражением звуковой энергии от стен помещения, в гидроакустике [4] – переотражением от пузырьков воздуха в морской среде, от морского дна и т. п. В нашем случае оно вызвано многократным обменом (переотражением) звуковой энергией между оболочками через окружающую среду. Чтобы иметь более полную картину и выяснить, как долго может идти процесс реверберации после прекращения действия электрического импульса возбуждения, мы провели дополнительные расчеты колебательных скоростей первой и второй оболочек при скважности возбуждающего импульса $Q_i=5$ (см. рис. 3, д, е соответственно). Хорошо видно, что процесс реверберации длится достаточно долго (в течение почти $3\tau_i$), экспоненциально затухая.

Следует обратить внимание и на то, что амплитуды колебаний ближайших к торцевым экранам оболочек почти в полтора раза превышают таковые для случая непрерывного режима работы антенны. Следовательно, неучет этого явления, а также отмеченных уже выше “бросков” амплитуды колебательной скорости при проектировании антенн может привести к недопустимым растягивающим усилиям в пьезокерамическом материале оболочек и их разрушению в процессе эксплуатации. На этот факт уже было обращено внимание в работе [10].

Теперь посмотрим, как ведут себя скорости оболочек и давление в дальнем поле на частоте $f_r/f_0=0.825$. Эта частота интересна тем, что здесь центральная оболочка переходит из режима излучения звуковой энергии в режим ее поглощения из поля, см. [2]. Сравнивая рис. 4 с рис. 3, можно сделать вывод о том, что даже весьма небольшое изменение несущей частоты может приводить к значительным изменениям колебательных скоростей как во время воздействия электрического импульса, так и в межимпульсный промежуток времени. Что касается импульсов давления в дальнем поле (см. рис. 3, г и 4, г), то их формы

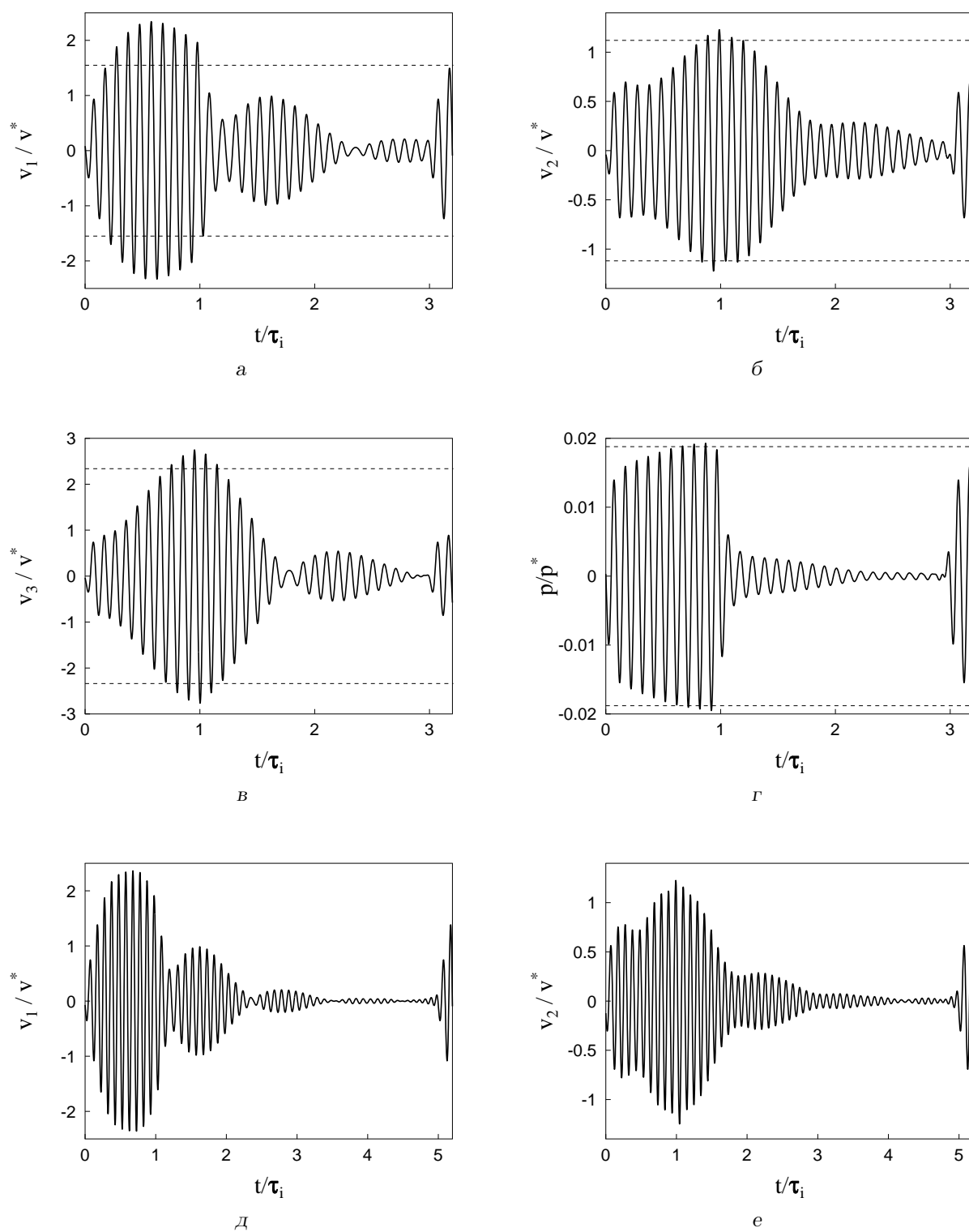


Рис. 3. Отклик системы (возбуждаются все оболочки, частота несущей $f_r/f_0 = 0.875$):
 а, б, в – колебательные скорости оболочек при $Q_i = 3$; г – давление в дальнем поле при $Q_i = 3$;
 д, е – колебательные скорости первой и второй оболочек при $Q_i = 5$

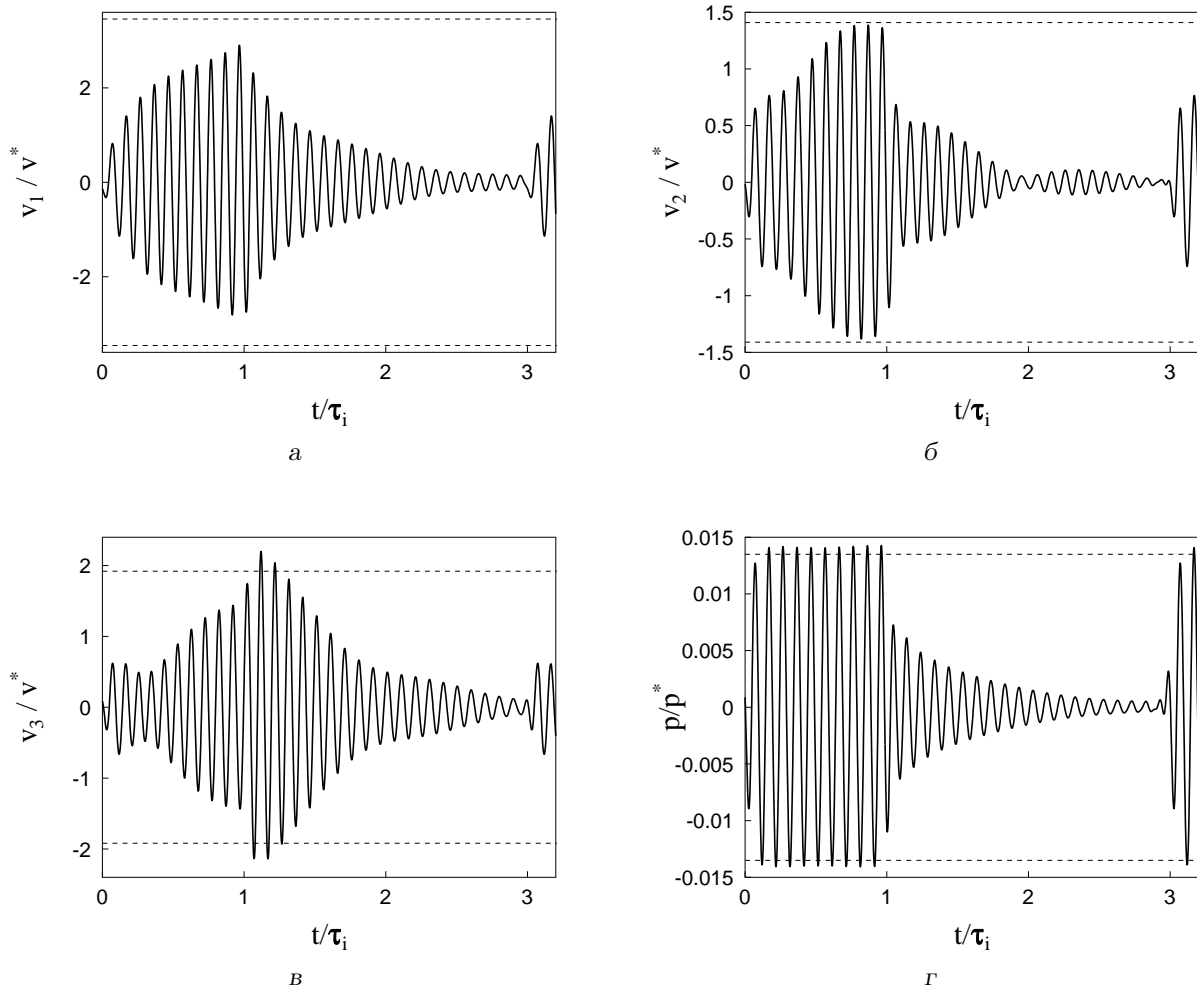


Рис. 4. Отклик системы (возбуждаются все оболочки, $f_r/f_0=0.825$, $Q_i=3$):
а, б, в – колебательные скорости оболочек; г – давление в дальнем поле

отличаются от формы импульса электрического возбуждения в значительно меньшей степени, хотя реверберационные процессы в межимпульсных промежутках времени, по крайней мере для частоты $f_r/f_0=0.825$, остаются значительными. Имея в виду это и учитывая предыдущий анализ, можно предположить, что значительные искажения формы импульса колебательных скоростей оболочек обусловлены волновыми процессами, происходящими преимущественно в ближнем поле антенны.

Проведенный выше анализ оказался бы неполным без данных о колебательных скоростях оболочек и давлении в дальнем поле на частотах выше и ниже области резонанса оболочек в воде. Поэтому на рис. 5 и 6 приведены такие данные для частот несущей $f_r/f_0=1.4$ и $f_r/f_0=0.5$ соответственно. Они позволяют заключить, что

искажения импульсов колебательных скоростей и давлений относительно невелики, а их амплитуды весьма близки амплитудам сигналов при работе антенны в непрерывном режиме. Вместе с тем, следует отметить важную закономерность, присущую случаю, когда частота несущей находится вне резонансной области оболочек: частота свободных колебаний оболочек в межимпульсном интервале не равна частоте несущей, а всегда принимает значение, близкое к частоте резонанса оболочек. Особенно отчетливо это видно на рис. 5, а–в, где период свободных колебаний оболочек в межимпульсном интервале времени явно больше, чем период вынужденных колебаний оболочек во время действия электрического импульса (рис. 6, а–в соответствуют обратному соотношению периодов).

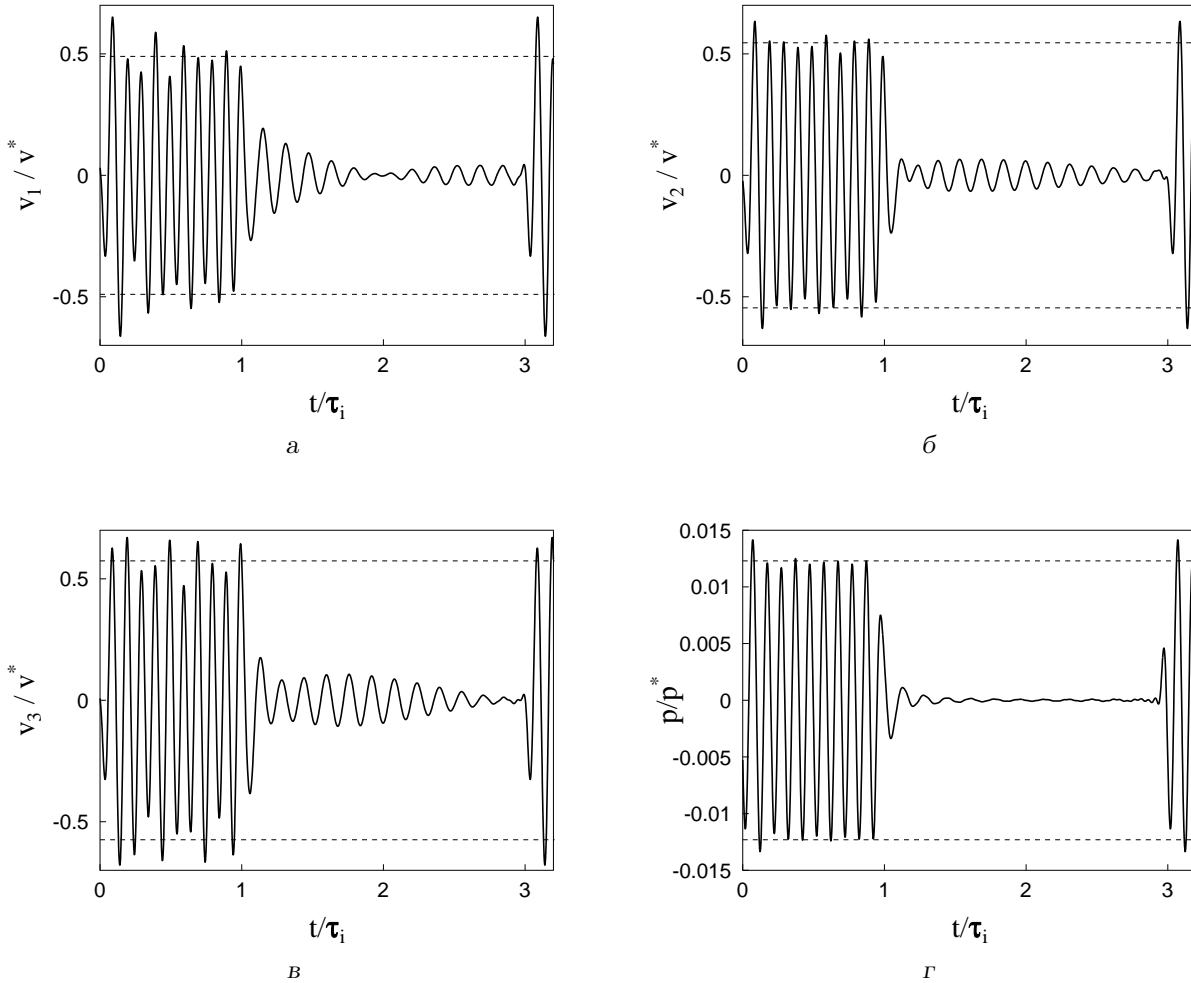


Рис. 5. Отклик системы (возбуждаются все оболочки, $f_r/f_0=1.4$, $Q_i=3$):
 а, б, в – колебательные скорости оболочек; г – давление в дальнем поле

Выше мы рассмотрели частный, хотя и довольно характерный при тестировании антенн и преобразователей, случай, когда длина электрического импульса возбуждения составляла 10 периодов несущей. Разумеется, в акустической технике, используются импульсы различной длины: от единиц до сотен периодов несущей. Нам представляется разумным при изучении реакции акустических антенн и преобразователей на воздействие импульсных электрических сигналов разделять их по длительности на три категории:

- 1) короткие импульсы, когда $\tau_i < 1.5Q_M T_r$ и преобразователи не успевают выйти на установившийся режим колебаний;
- 2) средние импульсы, для которых

$\tau_i \approx (3 \div 5)Q_M T_r$ и преобразователи успевают выходить на установившийся режим колебаний;

- 3) длинные импульсы $\tau_i > 10Q_M T_r$, когда переходными процессами уже можно пренебречь.

На основе предложенной классификации импульсов данные, приведенные на рис. 2–6, можно отнести к случаю воздействия на антенну импульсов средней длины. Представляется важным и интересным изучить закономерности воздействия на рассматриваемую антенну коротких импульсов. Отметим, что воздействие длинных импульсов менее интересно, поскольку этот случай близок к непрерывному режиму, который рассмотрен в публикациях [1–3]. Для примера исследуем воздей-

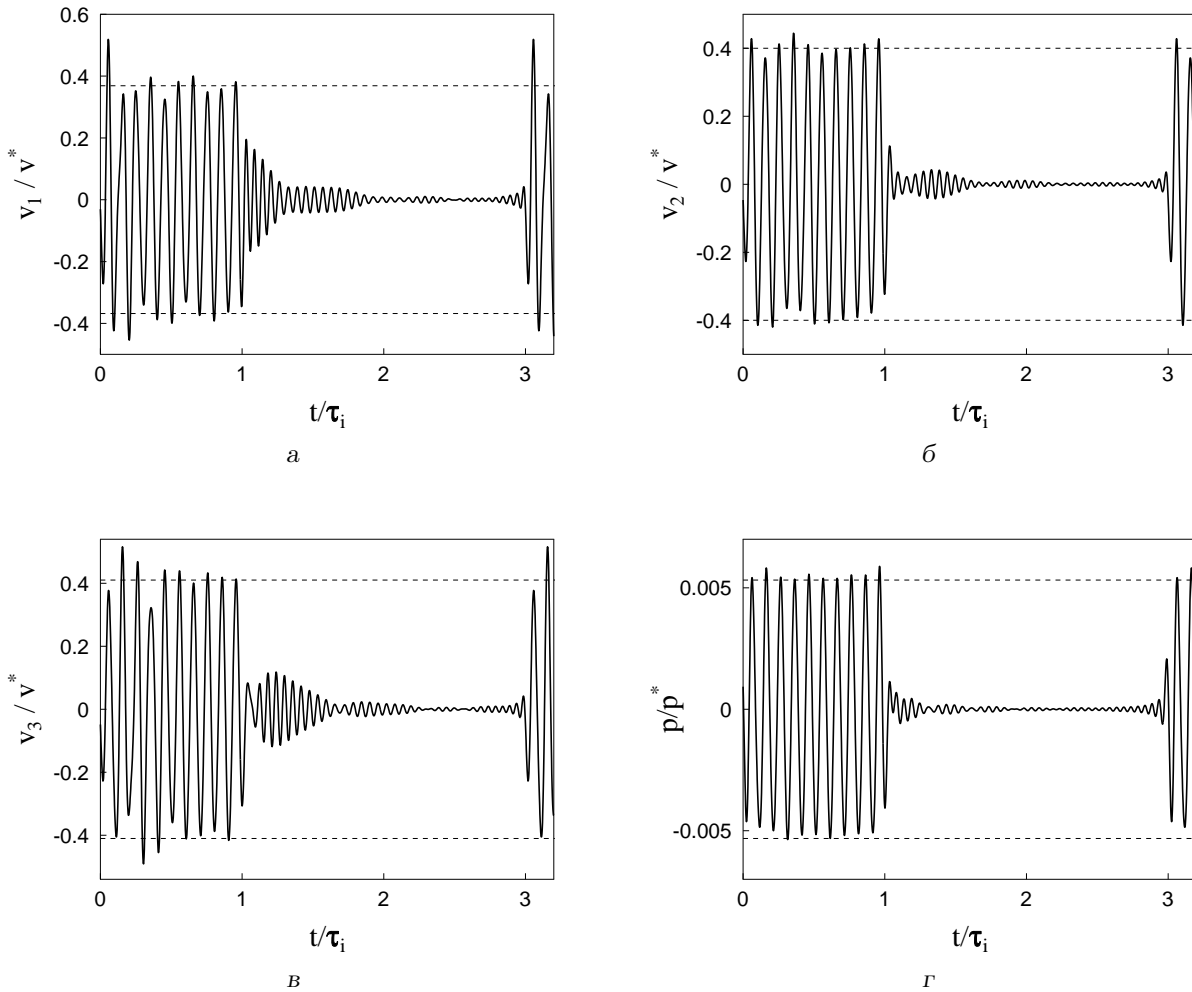


Рис. 6. Отклик системы (возбуждаются все оболочки, $f_r/f_0=0.5$, $Q_i=3$):
а, б, в – колебательные скорости оболочек; г – давление в дальнем поле

ствие импульса, длина которого составляет 4 периода несущей при скважности, равной 3, и частоте несущей $f_r/f_0=0.875$ (рис. 7). Хорошо видно, что процессы колебаний оболочек и давления в дальнем поле не успевают установиться, в результате чего мы можем наблюдать интенсивную реверберацию в межимпульсном временном отрезке, которая, по сути, не завершается до прихода следующего импульса возбуждения. Численные эксперименты, проведенные при других значениях длительности импульса и частоты несущей дают в целом подобную картину.

Выше мы ограничивались изучением формы импульса давления в дальнем поле в плоскости $z=0$, т.е. в направлении максимума излучения энергии антенной. Представляется весьма важ-

ным рассмотреть также закономерности изменения формы импульса давления от угла θ . Обратимся к рис. 8, на котором представлены импульсы давления в дальнем поле для нескольких значений θ при $f_r/f_0=0.875$ (случай $\theta=90^\circ$ представлен на рис. 3, г). Как видно, форма импульса давления и интенсивность реверберации существенно образом зависят от угла θ . Особенно значительные искажения формы импульса можно наблюдать при $\theta < 60^\circ$. В этой же зоне углов наблюдается и интенсивная реверберация. В связи с этим возникает вопрос: каким образом можно оценить такую важную акустическую характеристику антенны, как диаграмма направленности $R(\theta)$? Ведь при углах $\theta < 60^\circ$ невозможно однозначно оценить амплитуду импульса давления, поскольку

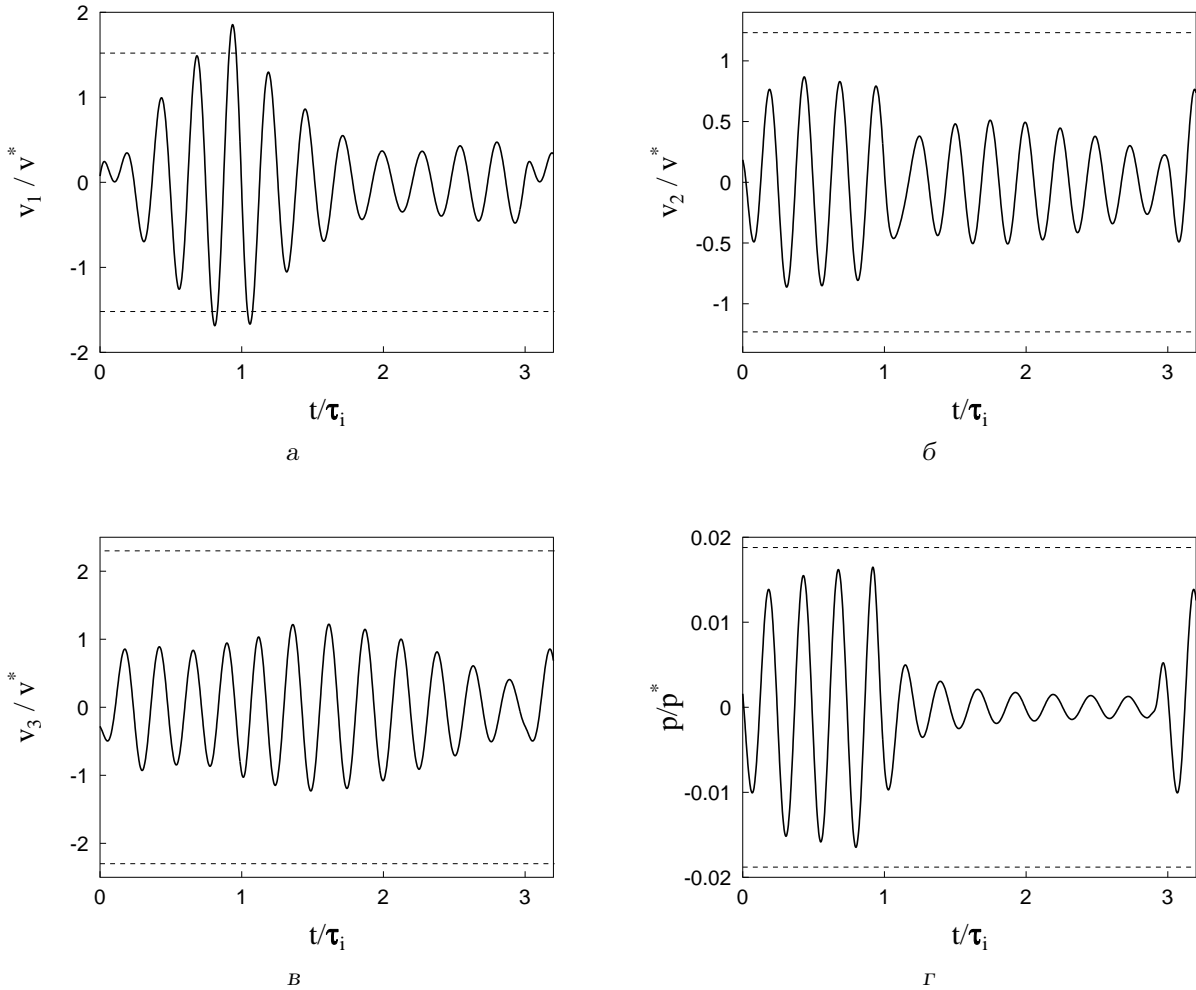


Рис. 7. Отклик системы (возбуждаются все оболочки, $f_r/f_0=0.875$, $N_i=4$, $Q_i=3$):
 а, б, в – колебательные скорости оболочек; г – давление в дальнем поле

ку она существенным образом зависит от времени. В результате проведенных численных экспериментов мы пришли к заключению, что удовлетворительную оценку диаграммы направленности антенны (по мощности) в импульсном режиме работы (в смысле ее максимального приближения к диаграмме направленности при работе антенны в непрерывном режиме, когда она определяется точно) можно получить с помощью выражения

$$R^2(\theta) = \frac{\int_0^{\tau_i} \bar{p}^2(\theta) dt}{\int_0^{\tau_i} \bar{p}^2(\theta=90^\circ) dt} . \quad (6)$$

В качестве иллюстрации на рис. 9 представлены диаграммы направленности по мощности, рассчитанные с помощью последнего выражения (сплошные линии), и диаграммы направленности, рассчитанные для непрерывного режима работы антенны (штриховые линии). Интересно, что и на низких, и на высоких частотах сплошные и штриховые кривые в целом достаточно удовлетворительно совпадают друг с другом. Исключение составляет зона частот резонансов оболочек $f_r/f_0 \approx 0.875$, где различия (особенно в области бокового поля антенны) могут достигать $7 \div 8$ дБ. К сожалению, предложить альтернативный способ оценки диаграммы направленности при работе антенны в импульсном режиме оказалось затруднительно.

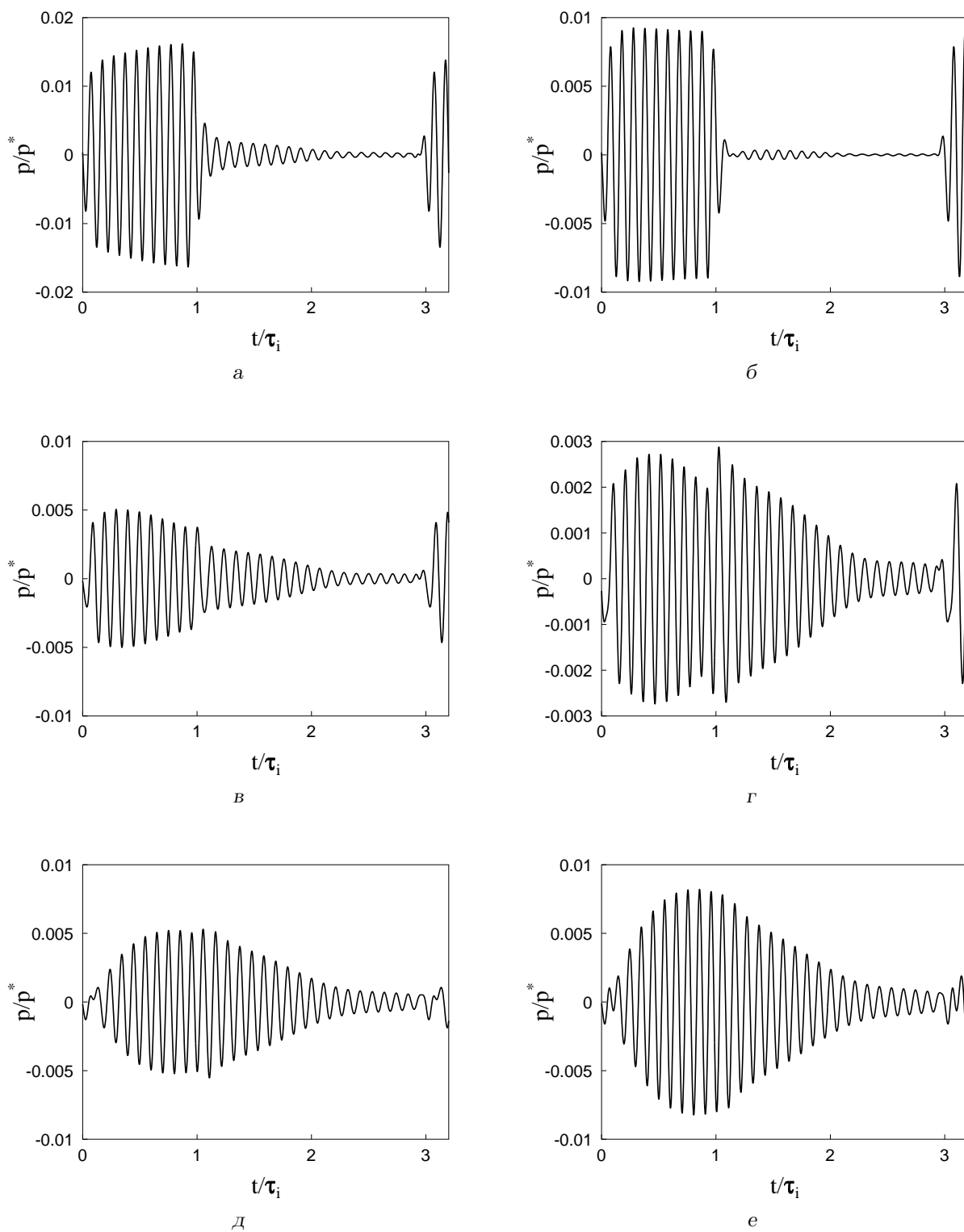


Рис. 8. Зависимость формы импульса давления в дальнем поле от угла θ при $f_r/f_0=0.875$ и $Q_i=3$:
 а - $\theta=75^\circ$; б - $\theta=60^\circ$; в - $\theta=45^\circ$; г - $\theta=30^\circ$; д - $\theta=15^\circ$; е - $\theta=0^\circ$

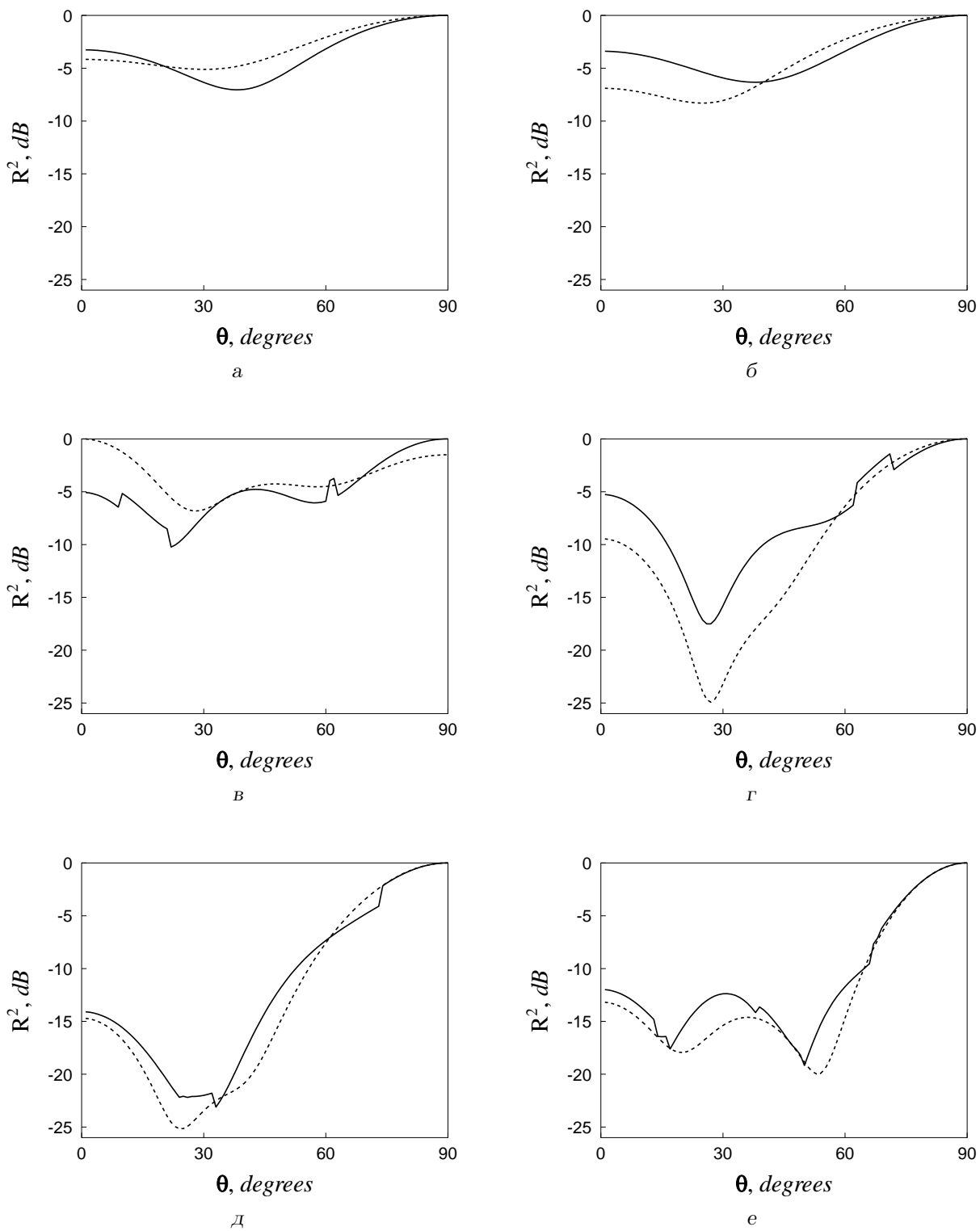


Рис. 9. Диаграммы направленности антенны при $Q_i = 3$, $N_i = 10$:
 а - $f_r/f_0 = 0.5$; б - $f_r/f_0 = 0.7$; в - $f_r/f_0 = 0.825$; г - $f_r/f_0 = 0.875$; д - $f_r/f_0 = 1.1$; е - $f_r/f_0 = 1.4$

В заключение приведем данные, касающиеся излучаемой акустической мощности антенны \bar{W} при ее работе в импульсном режиме. Оценка мощности проводилась по известной формуле [9]

$$\bar{W} = \frac{4\pi r^2 \bar{p}^2}{\rho c K_0} \quad (7)$$

Здесь

$$K_0 = 2 \left[\int_0^\pi R^2(\theta) \sin \theta d\theta \right]^{-1} -$$

коэффициент концентрации, который определялся численно после выполнения оценок диаграмм направленности (см. рис. 9). На рис. 10 представлены две частотные зависимости излучаемой антенной акустической мощности: в импульсном и непрерывном режимах (сплошная и штриховая соответственно). Каждая из мощностных характеристик нормирована на свое максимальное значение. Как видно, в целом кривые совпадают вполне удовлетворительно, особенно в области $f_r/f_0 < 0.85$. На более высоких частотах ситуация несколько ухудшается, однако и здесь расхождение не превышает 15 %.

ВЫВОДЫ

1. Решена задача об излучении звука решеткой, состоящей из соосных пьезокерамических оболочек и торцевых экранов в виде акустически мягких усеченных конусов, при возбуждении ее оболочек электрическим сигналом в форме периодической последовательности радиоимпульсов. На основе полученного решения проведен численный анализ колебательных скоростей оболочек и дальнего поля решетки в зависимости от времени и параметров радиоимпульсов.
2. Показано, что при возбуждении всех оболочек одинаковыми радиоимпульсами закономерности изменения колебательных скоростей оболочек во времени (в пределах интервала действия радиоимпульса) существенно отличаются как от возбуждающего импульса, так и друг от друга. Особенно велики эти отличия в том случае, когда частота несущей радиоимпульса находится в области резонансных частот оболочек. При некоторых значениях частоты несущей оказалось, что амплитуды колебательных скоростей отдельных оболочек могут заметно превышать значения соответствующих амплитуд, оцененные при работе решетки в непрерывном режиме.

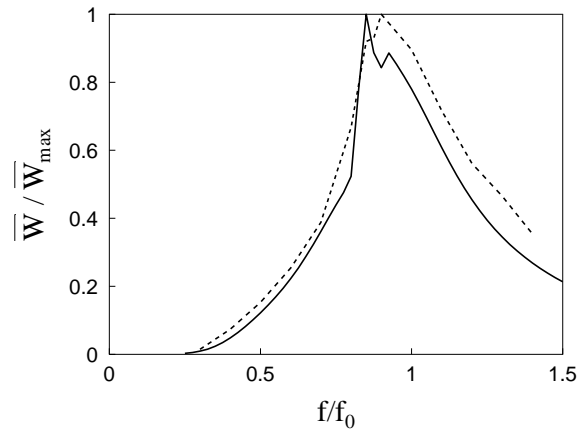


Рис. 10. Частотная зависимость излучаемой акустической мощности

3. Установлено, что закономерности изменения давления в дальнем поле от времени существенно зависят от направления распространения звука. Особенно они значительны в секторах углов 45° , прилежащих к оси симметрии решетки.
 4. Выявлено, что в межимпульсном интервале времени наблюдается ярко выраженная акустическая реверберация, обусловленная обменом энергии между оболочками, совершающими в это время свободные колебания. Показано, что время реверберации относительно велико и может достигать $(3 \div 4)\tau_i$.
 5. Предложены и продемонстрированы некоторые способы практического оценивания акустических характеристик решетки при возбуждении ее радиоимпульсами. Показано, что такие оценки удовлетворительно согласуются с оценками, выполненными при условии возбуждения решетки монохроматическим сигналом.
1. Вовк И. В., Мацьпура В. Т. Излучение звука решеткой, образованной соосными цилиндрическими пьезокерамическими оболочками с торцевыми экранами. Часть I. Теория // Акуст. вісн.— 2001.— 4, N 2.— С. 11–17.
 2. Вовк И. В., Мацьпура В. Т. Излучение звука решеткой, образованной соосными цилиндрическими пьезокерамическими оболочками с торцевыми экранами. Часть II. Анализ численных результатов: ближнее поле и излучаемая мощность // Акуст. вісн.— 2001.— 4, N 4.— С. 11–17.
 3. Мацьпура В. Т. Излучение звука решеткой, образованной соосными цилиндрическими пьезокерамическими оболочками с торцевыми экранами.

- Часть III. Анализ численных результатов: направленные свойства // Акуст. вісн.– 2002.– 5, N 1.– С. 37–41.
4. Евтюгов А. П., Колесников А. Е., Корешин Е. А. и др. Справочник по гидроакустике.– Л.: Судостроение, 1988.– 549 с.
 5. Боббер Р. Гидроакустические измерения.– М.: Мир, 1974.– 362 с.
 6. Клюкин И. И., Колесников А. Е. Акустические измерения в судостроении.– Л.: Судостроение, 1966.– 396 с.
 7. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. Часть I.– М.: Советское радио, 1967.– 439 с.
 8. Ректорис К. Вариационные методы в математической физике и технике.– М.: Мир, 1985.– 590 с.
 9. Свердлин Г. М. Прикладная гидроакустика.– Л.: Судостроение, 1976.– 279 с.
 10. Бабаев А. Э., Лейко А. Г., Савин В. Г. Излучение звука цилиндрическим пьезовибратором, экранированным металлической оболочкой, при нестационарных режимах работы // Акуст. ж.– 1988.– 34, N 3.– С. 408–413.
 11. Иофе В. К. Электроакустика.– М.: Связьиздат, 1954.– 184 с.