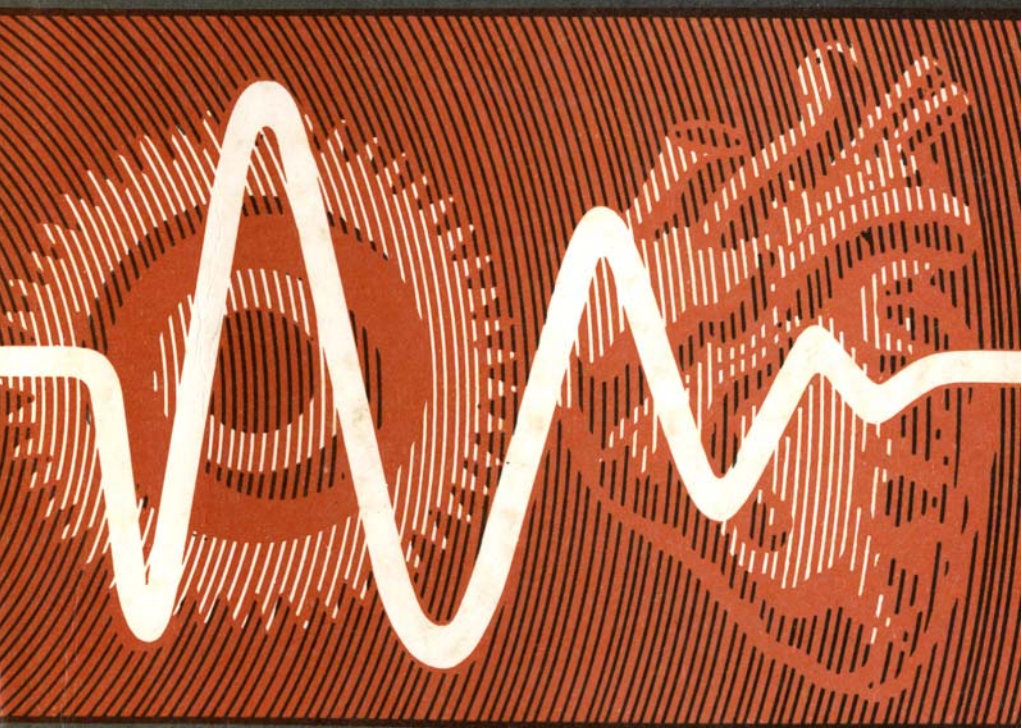




# УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ДИАГНОСТИКА



ГОРЬКИЙ 1983

**АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ**

**УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ДИАГНОСТИКА**

**Сборник научных трудов**

**Горький 1983**

Издано по решению Редакционно-издательского  
совета Института прикладной физики АН СССР

УДК 534-8: [61+62]

Сборник посвящен современным проблемам использования ультразвуковых методов для изучения движений, структур и для измерения параметров жидких и твердых сред, а также биологических тканей.

В ряде статей рассматривается приложение импульсно-когерентных и нелинейных методов для решения прикладных задач, например для исследования внутрисердечного кровотока, градуировки ультразвуковых преобразователей, исследуется поведение пузырьков в жидкости, а также использование их как источника информации о среде.

В сборник вошли также новые работы, связанные с применением традиционных методов интерферометрии и фазометрии

Сборник предназначен для специалистов и студентов, занимающихся медицинской и технической диагностикой, а также ультразвуковой акустикой и гидрофизикой.

Редакционная коллегия

М.Т.Грехова (отв. редактор), В.А.Зверев  
(отв. редактор), Л.А.Островский,  
Е.Д.Пигулевский, А.П.Сарвазян, И.И.Шмелев,  
А.Г.Санин, Н.А.Городецкая (отв. секретарь)

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Методы исследования свойств объектов с помощью различных видов проникающего излучения, в том числе ультразвукового, существенно шире начали внедряться в техническую, а в последнее время и медицинскую диагностику. Разрабатываются новые методы исследования, изменяются технические принципы построения аппаратуры и элементная база, совершенствуются также методы обработки информации на основе современной вычислительной техники. В орбиту деятельности по разработке, созданию и внедрению в практику ультразвуковых методов оказались вовлеченными специалисты разных областей знаний.

Широкому применению ультразвуковых методов диагностики способствуют, на наш взгляд, следующие факторы: высокая информативность методов и наглядность получаемой информации; сравнительная компактность, простота обслуживания и относительная дешевизна применяемых приборов; безвредность применяемого излучения для обслуживающего персонала; имеющийся у промышленности опыт создания соответствующей аппаратуры. Применению ультразвуковых методов диагностики в медицине благоприятствует, кроме перечисленных факторов, возможность многократного обследования, не нарушающего нормальной жизнедеятельности человека, что особенно важно при массовых обследованиях населения.

Ультразвуковые методы, разрабатываемые для целей как медицинской, так и технической диагностики, часто совпадают не только по используемым принципам, но и по применяемым техническим решениям. Учитывая реальные возможности взаимопроникновения методов, аппаратуры и идей, составители сборника сочли целесообразным объединить в нем статьи, посвященные вопросам как медицинской, так и технической диагностики.

Включенные в сборник оригинальные статьи объединены в три раздела, органически связанных между собой.

В первом разделе сборника рассматриваются принципы измерения параметров движения структур в медицине и технике (выбор параметров аппаратуры, методов обработки информации, обоснование функциональных схем) и описываются некоторые разработанные приборы. Ряд статей посвящен исследованиям методов построения и градуировки акустических преобразователей, а также перспективным направлениям развития ультразвуковых методов и аппаратуры, таким как ультразвуковая томография, которая в отличие от рентгеновской должна строиться на основе фазового, а не диссипативного метода. Раздел завершается описанием двух эхокардиографов, осваиваемых промышленностью.

Во втором разделе подробно освещаются биофизические и биохимические основы акустических параметров биологических сред (скорость звука, его поглощение, свойства сдвиговых колебаний и др.), кроме того, приводятся результаты применения в медицинской и биологической диагностике методов и приборов, описанных в первом разделе, а также обсуждается новое направление использования ультразвука, связанное с его воздействием непосредственно на нервные структуры.

Третий раздел содержит обзор методов диагностики газовых пузырьков, описание разработанных нелинейных методов и аппаратуры для обнаружения пузырьков в различных средах. Раздел завершают статьи, посвященные нетрадиционным методам ультразвуковой диагностики, применяемым для исследования сдвиговых течений и геометрии различных структур.

Очевидно, что в рамках настоящего издания невозможно даже кратко коснуться всех направлений исследований, методов и аппаратуры современной ультразвуковой диагностики. Цель предлагаемого читателям сборника — привлечь внимание к некоторым перспективным направлениям развития ультразвуковой диагностики в науке, технике и медицине.

## МЕТОДЫ И АППАРАТУРА УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ДИАГНОСТИКИ

---

### УЛЬТРАЗВУКОВЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДВИЖЕНИЯ

А.Д.Мансфельд, А.И.Зимнович, О.Н.Таратенкова,  
А.В.Шишков

Успехи ультразвуковой медицинской и технической диагностики связаны главным образом с применением эхолокационных методов, основанных на измерении параметров сигналов, отраженных или рассеянных исследуемыми объектами. Широкое использование этих методов объясняется тем, что они являются дистанционными, т.е. позволяют проводить измерения в области, удаленной от датчика, и не требуют непосредственного контакта с исследуемым объектом. В медицинской диагностике это ценное свойство обеспечивает бескровность исследования, в технике — неразрушающий контроль, а в гидродинамических экспериментах дает возможность проводить измерения, не возмущая исследуемое течение. В настоящей статье рассматриваются методы и аппаратура измерения скорости течений жидкости, в том числе кровотока в полостях сердца, а также методы и аппаратура для исследования параметров движения объектов, включая приборы для измерения скорости движения структур сердца.

В ультразвуковой диагностике используются практически все типы модуляции зондирующего сигнала известные в радио- и гидролокации. Однако наиболее широкое распространение получили методы, основанные на излучении простых сигналов — импульсных посылок с синусоидальным заполнением или непрерывного немодулированного излучения.

Для измерения параметров движения сложных объектов, таких как сердце, когда на пути ультразвукового пучка может находиться несколько структур, обычно используют им-

пульсный режим зондирования с измерением времени задержки отраженного сигнала. Этот метод получил широкое применение в приборах ультразвуковой дефектоскопии и в локаторах медицинского назначения (в частности, на этом принципе работает эхокардиограф УЗКАР [1] и модифицированный УЗКАР-3 [2]). Различие в приборах такого типа состоит лишь в параметрах излучаемых импульсов и способах отображения информации.

В эхокардиографии для регистрации движения структур сердца наибольшее распространение получило отображение информации в режиме М, т.е. в виде растрового изображения на экране электронно-лучевой трубки в координатах "дальность - время". Эхокардиограмма М-типа позволяет наблюдать осциллограммы движения структур, находящихся на пути ультразвукового пучка, и производить измерения размеров полостей сердца, скоростей движения и размеров сердечных структур в различные моменты сердечного цикла.

Как известно [3], разрешающая способность по дальности при импульсной локации определяется длительностью зондирующего импульса, а точность определения расстояния - длительностью импульса и отношением сигнал/шум. В локаторах медицинского назначения разрешающая способность составляет величину 0,5 - 1 мм и ограничивается шириной частотной характеристики преобразователя.

В ряде задач более информативными являются методы, использующие эффект Доплера, причем наиболее эффективен импульсно-доплеровский (когерентный) способ локации. Доплеровский метод локации позволяет производить измерения скорости течений, что невозможно сделать с помощью обычного эхолотатора, а импульсный режим работы, кроме того, дает возможность выделить сигнал из определенной точки пространства [4]. Импульсно-когерентная локация основана на сравнении фазы принятого сигнала с фазой сигнала гетеродина, когерентного излучаемой посылке. Эта операция осуществляется обычно с помощью фазового детектора, на выходе которого получается последовательность видеоимпульсов с амплитудами, зависящими от сдвига фаз между опорным и принятым сигналами. При движении отражающего объекта огчающаяся последовательности этих импульсов, выделяемая за много тактов повторения, имеет доплеровскую частоту, соответствующую скорости движения объекта. Выделение сигнала от нужной структуры или из точки потока

производится с помощью временного стробирования сигнала.

Разрешающая способность по дальности при импульсно-когерентной локации определяется суммарной длительностью зондирующего и стробирующего импульсов, причем зондирующий импульс может состоять из нескольких колебаний несущей частоты. Разрешение по скорости зависит от длительности последовательности импульсов, которая может быть подвергнута анализу. Существуют два типа измерителей скорости, в которых параметры разрешения определяются разными факторами: это измерители скорости движения объектов и измерители скорости течения.

При локации объектов, имеющих большую амплитуду движения, например структур сердца, длительность стробирующего импульса выбирается таким образом, чтобы импульс, отраженный от цели, не выходил за пределы стробируемого интервала и, следовательно, разрешающая способность по дальности в большей степени зависела от амплитуды смещения объекта. Если объект совершает неравномерное движение, длительность реализации, которую можно измерять, определяется ускорением объекта.

В случае измерения скорости потока, т.е. скорости частиц в выбранном объеме, разрешающая способность по дальности определяется длительностью зондирующего импульса, а длительность стробирующего импульса может быть как угодно мала. Длительность анализируемой реализации определяется временем пролета частицы через измерительный объем (ускорением частицы за время пролета обычно можно пренебречь). Существует соотношение неопределенности между разрешением по скорости и по дальности, из которого следует, что улучшение одного параметра приводит к ухудшению другого [5]:

$$\frac{\Delta v}{v} \cdot \Delta r = \frac{\lambda}{2}, \quad (1)$$

где  $\Delta v$  - разрешающая способность по скорости;  $\Delta r$  - разрешающая способность по дальности;  $v$  - скорость частицы;  $\lambda$  - длина волны.

Недостатком импульсно-когерентного способа локации является неоднозначность по скорости и по дальности, возникающая в результате импульсного характера работы локатора. При выбранной частоте локации для произведения максимальных однозначно измеряемых скоростей и расстояний выполняется следующее соотношение [6]:



$$V_{\max} \tau_{\max} \leq c^2 / f_{\text{нес}}, \quad (2)$$

где  $c$  - скорость звука;  $f_{\text{нес}}$  - несущая частота,  $V_{\max}$ ,  $\tau_{\max}$  - максимальная скорость и удаленность объекта. Неоднозначность особенно сильно проявляется при измерениях гидродинамических течений, когда требуются большие диапазоны по дальности. Неоднозначность по дальности можно устранить либо с помощью фокусировки приемно-передающего датчика, либо с помощью раздельных приемного и передающего датчиков, установленных под углом друг к другу. Неоднозначность по скорости может быть учтена, если примерно известен диапазон измеряемых скоростей.

Выбор основного параметра локатора - несущей частоты - зависит от исследуемого объекта и определяется рядом факторов. Для улучшения параметров разрешения необходимо выбирать несущую частоту как можно большей, однако рост затухания при этом приводит к ухудшению отношения сигнал/шум, и в конечном счете к ухудшению точности измерения. Если исходить только из энергетических соображений, то для измерителей скорости течений, работающих на рассеянии сигнала частицами, интенсивность рассеяния  $\Gamma$  растет пропорционально  $f_{\text{нес}}^4$  (рэлеевское рассеяние), а коэффициент затухания пропорционален  $f_{\text{нес}}^2$ , т.е.

$$\Gamma \sim f_{\text{нес}}^4 \exp(-4\alpha d) = f_{\text{нес}}^4 \exp(-4\alpha' f_{\text{нес}}^2 d), \quad (3)$$

где  $\alpha = \alpha' f_{\text{нес}}^2$  - коэффициент затухания,  $\alpha'$  - коэффициент пропорциональности,  $d$  - расстояние до измерительного объема. Отсюда можно получить следующее выражение для оптимальной частоты

$$f_{\text{опт}} = \frac{1}{\sqrt{2\alpha'd}}. \quad (4)$$

Аналогичные вычисления могут быть проделаны для измерителей кровотока с учетом линейной зависимости коэффициента затухания от частоты, т.е.  $\alpha = \alpha'' f_{\text{нес}}$  [7] ( $\alpha''$  - коэффициент пропорциональности),

$$f_{\text{опт}} = 1/\alpha'' d \quad (5)$$

При заданной разрешающей способности по дальности оптимальная частота локации может быть выбрана из условия минимума относительной ошибки при измерении доплеровской частоты. Абсолютная ошибка  $\Delta f_{\text{допл}}$  определяется временем наблюдения (в данном случае временем пролета час-

тицы) и отношением сигнал/шум [3] :

$$\Delta f_{\text{допл}} = \frac{1}{T_n \sqrt{\frac{E_s}{N}}} - \frac{1}{\frac{\Delta \tau}{v} \sqrt{\frac{E_s}{N}}}, \quad (6)$$

где  $E_s$  - спектральная плотность мощности сигнала, пропорциональная  $J$  ;  $N$  - спектральная плотность мощности шума;  $\Delta \tau$  - размер измерительного объема;  $v$  - скорость потока;  $T_n$  - время наблюдения.

Относительная ошибка

$$\Delta f_{\text{допл}} / f_{\text{допл}} = c / \Delta \tau f_{\text{нес}} \sqrt{E_s / N}.$$

Для квадратичной зависимости коэффициента затухания от частоты (3)

$$f_{\text{опт}} = \sqrt{3/4 \alpha' d}$$

При  $\alpha' = 2,3 \cdot 10^{-16} \text{ с}^2/\text{см}$  (затухание в воде) [8] и  $d = 10 \text{ см}$

$$f_{\text{опт}} = 18 \text{ МГц.}$$

Для линейной зависимости

$$f_{\text{опт}} = 3/2 \alpha'' d.$$

Последнее соотношение можно применять при расчете оптимальной частоты локации для сравнительно небольших глубин, однако при исследовании внутрисердечного кровотока, когда  $d = 15 - 17 \text{ см}$ , оптимальная частота получается настолько низкой (0,8 - 0,9 МГц), что не обеспечивается необходимое пространственное разрешение, Поэтому частота локации выбирается в 3 - 4 раза выше, т.е. 2 - 3 МГц.

Еще одним важным параметром является поперечная разрешающая способность, которая определяется диаметром ультразвукового пучка. В гидродинамических экспериментах при одноточечных измерениях целесообразно применять сфокусированные пьезопреобразователи с возможностью их перемещения по координатам. В эхокардиографии лучше применять набор датчиков с различными фокусными расстояниями. Характерные размеры пучка в области фокуса могут составлять величину 3 - 4  $\lambda$ .

На основе импульсно-когерентного способа локации построены ультразвуковой измеритель скорости гидродинами-

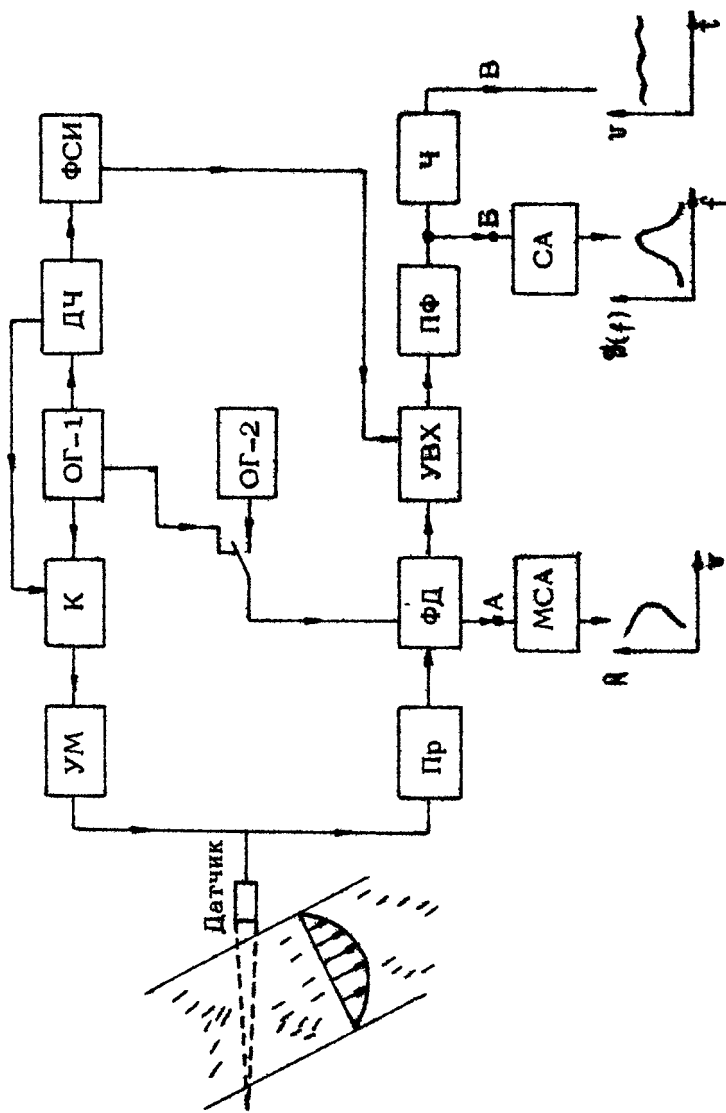
ческих течений в ультразвуковой кардиограф УЗКАР-Д и УЗКАР-ДС, описание которых приводится ниже.

В настоящее время ультразвуковые измерители скорости течений нашли применение в промышленности для измерения расхода жидкости. Принцип их действия основан на измерении времени задержки ультразвуковой посылки при распространении ее по направлению течения. Приборы, работающие на этом принципе, измеряют интегральную скорость и не позволяют исследовать тонкую структуру потока. Для диагностики течений в гидродинамических экспериментах широко используются термоанемометрические измерители, а в последние годы — лазерно-доплеровские измерители скорости (ЛДИС) [9]. Ультразвуковой доплеровский измеритель скорости потока (УДИС) является новым типом прибора. Некоторые особенности УДИСа могут дать дополнительные возможности при исследовании течений. В отличие от термоанемометра, УДИС, также как и ЛДИС, является бесконтактным измерителем, не вносит возмущения в измеряемый поток и позволяет определять знак измеряемой скорости. В сравнении с ЛДИСом ультразвуковой измеритель имеет следующие преимущества: простота реализации многоканального режима измерения, возможность работы в оптически непрозрачных средах, простота юстировки и компактность ультразвуковых датчиков. Вместе с тем УДИС имеет худшие параметры разрешения, так как используемые ультразвуковые волны значительно длиннее волн оптического диапазона. Нами были построены два измерителя скорости с несущими частотами 3 МГц и 10 МГц. Для измерения малых скоростей, определения знака скорости, а также для сужения относительного диапазона измеряемых доплеровских частот вместо когерентного гетеродина использовался дополнительный генератор, отстроенный от основного генератора на частоту 700 Гц. При этом происходит смещение диапазона доплеровских частот, и нулевой скорости потока соответствует частота расстройки (700 Гц).

Поперечные размеры измерительного объема зависят от применяемых датчиков. Для локатора с несущей частотой 3 МГц поперечный размер измерительного объема равен 4 мм, для 10 МГц — 1 мм. Продольные размеры в обоих случаях составляют величину 1 мм.

Блок-схемы измерителей (рис.1) подробно не обсуждаются и приводятся здесь лишь для иллюстрации общих принци-

10



Р и с. 1. Блок-схема прибора УДИС: УМ - усилитель мощности; К - ключ; ОГ-1, ОГ-2 - опорные генераторы; ДЧ - делитель частоты, ФСИ - формирователь стробящего импульса; Пр - приемный усилитель, ФД - фазовый детектор; УВХ - устройство выборки и хранения, ПФ - полосовой фильтр, Ч - частотомер; МСА - многоканальный спектранализатор, СА - спектральный анализатор СК 4-72

пов построения аппаратуры. Обработка доплеровского сигнала производится с трех выходов локатора (точки А, Б, В на рис.1). С выхода фазового детектора сигнал подается на многоканальный анализатор спектра, который осуществляет параллельный спектральный анализ сигнала во всех точках дальности. В результате на выходе анализатора получается изображение в координатах "дальность - скорость". В наших работах для такой обработки использовался оптический спектральный анализатор ОСА-13 [10], позволяющий получить распределение скорости вдоль оси ультразвукового пучка. Такой способ обработки сигнала дает возможность наблюдения за эволюцией течения в пространстве, измерять характерные размеры крупномасштабных структур и скорости их движения, а также оценивать среднюю скорость течения. Вместе с тем представление сигнала в виде изображения на экране затрудняет дальнейшую обработку. Поэтому основным режимом УДИСа является режим измерения скорости в одной точке потока, выбранной с помощью стробирования сигналов. В этом случае последующая обработка сигнала производится либо при помощи одноканального анализатора спектра, либо с помощью частотомеров различного типа.

Вопрос о выборе конкретного способа обработки доплеровского сигнала является весьма важным и зависит как от измеряемых параметров, так и от характера самого течения. Спектральный анализ доплеровского сигнала, подобного сигналам УДИСа, подробно исследовался в работах с лазерными измерителями скорости и с метеорадарами. Приведем лишь основные свойства спектра этого сигнала. При ламинарном безградиентном течении средняя частота спектра соответствует средней скорости потока, а его ширина обратно пропорциональна времени пролета частицы через измерительный объем. При наличии турбулентных пульсаций скорости спектр получает дополнительное уширение, измерение которого может дать основную характеристику турбулентности - ее интенсивность. Интересным является тот факт, что спектр доплеровского сигнала отражает всю совокупность турбулентных пульсаций, в том числе, имеющих пространственные размеры меньше размера измерительного объема [11,12]. Таким образом, при оценке интенсивности турбулентности по ширине доплеровского спектра доплеровский измеритель, в отличие от термоанемометра, не оказы-

вает осредняющего воздействия. В отсутствие турбулентных пульсаций, но при наличии градиента скорости, характеристики профиля скорости тоже могут быть получены при анализе спектра доплеровского сигнала [13]. Как видно, даже анализ спектра доплеровского сигнала позволяет получить некоторые характеристики потока, однако в ряде задач необходимо измерение самой скорости с последующей спектральной, корреляционной или какой-либо другой обработкой. Для этого измерение частоты производится с помощью частотомеров различного типа, из которых наибольшее распространение получили счетчики числа переходов доплеровского сигнала через нуль, либо измерители временных интервалов между соседними однонаправленными переходами сигнала через нуль. Измерения частоты с помощью частотомеров имеют свои особенности, которые должны учитываться при дальнейшей обработке сигнала и интерпретации результатов. Выбор схемы частотомера и вида дальнейшей обработки зависит от характера исследуемого течения, от концентрации рассеивателей и от параметров, подлежащих измерению. Это связано с тем, что измеритель частоты реагирует на средневзвешенную частоту в спектре, что при конечных размерах измерительного объема приводит к усреднению результата. Это усреднение вызывает потерю высокочастотных компонент в спектре пульсаций скорости и искажает оценку средней скорости при наличии градиента скорости в измерительном объеме. Кроме того, в последнем случае на выходе измерителя появляется так называемый градиентный шум, который возникает из-за различия скоростей частиц (вследствие наличия градиента скорости), проходящих через измерительный объем [14]. Другим типом шума, препятствующим измерению малых пульсаций скорости, является шум наложения, или фазовый шум, возникающий в результате наложения сигналов со случайными фазами от нескольких частиц. Это приводит к фазовой модуляции сигнала, и следовательно к отличию мгновенной частоты от доплеровской.

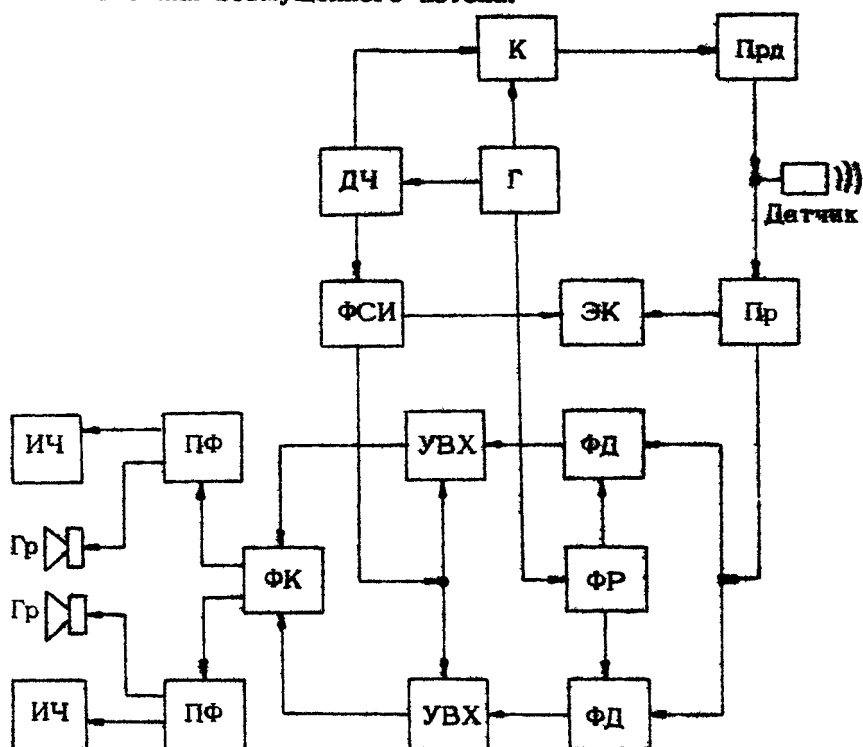
Существует ряд способов учета или снижения уровня фазового шума. Наиболее перспективным из них является способ, основанный на одновременном измерении в двух близких точках. При этом сигналы принимаются от разных ансамблей частиц, скорости которых коррелированы [11]. В работе [15] по диагностике когерентных структур для умень-

шения влияния фазовых и градиентных шумов использовалась синхронное накопление периодических сигналов с выхода измерителя.

В этой же работе приведены подробные результаты, полученные с помощью ультразвукового измерителя скорости при исследовании течения "затопленная струя".

Импульсно-когерентный эхокардиограф УЗКАР-Д предназначен для исследования кровотока в полостях сердца и крупных сосудах. Вместе с тем он позволяет проводить эхокардиографические измерения, такие же, как с помощью прибора УЗКАР. Блок-схема прибора (рис.2) несколько отличается от блок-схемы УДИСа. Отличие заключается в способе выделения знака скорости и в наличии дополнительного эхографического канала, который имеет как самостоятельное значение, так и служит для индикации положения измерительного объема на эхограмме типа М. Это позволяет легко устанавливать положение измерительного объема в нужной полости сердца или в нужном сосуде, ориентируясь по эхокардиограмме. Определение знака скорости в приборе осуществляется введением квадратурных каналов. Выделенные в зависимости от направления потока сигналы поступают через полосовые фильтры на громкоговорители и на измерители частоты. В фильтрах происходит подавление низкочастотных компонент доплеровского сигнала, связанных с движением структур сердца, которые могут попадать в измерительный объем. Высокочастотный срез фильтра имеет частоту  $f_{\text{ср}} = f_{\text{выт}} / 2$  и служит для устранения компонент  $f_{\text{выт}} - f_{\text{допл}}$ . Прослушивание доплеровского сигнала позволяет определить направление потока и его характер (ламинарный или турбулентный). Для измерения доплеровской частоты могут быть использованы либо спектральный анализ в скользящем режиме с представлением результата в координатах "доплеровская частота - время", либо измерение частотомерами различного типа. В работе [16], где получены интересные диагностические результаты, использовался первый способ - спектральный анализатор С4-54; он относительно дорог, поэтому в схему УЗКАР-Д для измерения доплеровской частоты введены частотомеры. Используются два типа частотомеров: счетчик числа переходов доплеровского сигнала через нуль и измеритель "мгновенной частоты", определяющий величину, обратную времени между двумя последующими пересечениями нулевого уровня. Первый измеритель

позволяет получить кривую скорости с небольшим усреднением по времени (обычно 20 - 40 мс), а второй - исследовать высокочастотные пульсации скорости в случае турбулентного или возмущенного потока.



Р и с. 2. Блок-схема прибора УЗКАР-Д: Прд - передатчик, Пр - приемник, Г - генератор, ДЧ - делитель частоты, К - ключ, ФСИ - формирователь стробирующего импульса, ЭК - эхографический канал, ФД - фазовый детектор, ФР - фазорасщепитель, УВХ - устройство выборки и хранения, ФК - фазокомпенсатор, ПФ - полосовой фильтр, ИЧ - измеритель частоты, Гр - динамический громкоговоритель

На экране эхокардиографа вместе с эхокардиограммой М-типа выносятся кривая электрокардиограммы, кривая скорости, метки для измерения размеров и временных интервалов, а также отметка измерительного объема.



Описанный прибор испытывался в клиниках Москвы и Горького. При работе с прибором были выявлены широкие возможности во диагностике различных пороков сердца.

Импульсно-когерентный эхокардиограф УЗКАР-ДС предназначен для измерения и непрерывной регистрации кривой скорости движения выбранного элемента сердца. В этом приборе эхокардиограмма может быть представлена в виде А- или М-типа (как в приборе УЗКАР). Возможность получения на выходе эхокардиографа УЗКАР-ДС напряжения, пропорционального скорости исследуемого объекта, позволяет производить дополнительную обработку сигнала по разнообразным программам, в том числе получать статистические характеристики длительных (по времени) реализаций кривых скорости, что существенно при оценках функционального состояния сердца.

Блок-схема эхокардиографа аналогична блок-схеме описанного выше УДИСа (см рис.1), за исключением анализаторов МСА и СА, которые в приборе УЗКАР-ДС отсутствуют. Приведем некоторые технические характеристики прибора УЗКАР-ДС: несущая частота 3 МГц, частота повторения импульсов 3 кГц (глубина локации до 20 см), длительность импульсов 5 мкс. Для определения знака скорости и измерения скорости медленных структур в приборе используется смещение частоты гетеродина на величину 700 Гц, что позволяет измерять скорости объектов в диапазоне  $\pm 20$  см/с.

При локации сложных структур, таких, как задняя стенка левого желудочка, слой которой расположены плотно друг к другу, но движутся с разными скоростями, получаемая кривая скорости является результатом усреднения скоростей всех структур с весом, определяемым амплитудой сигнала. Поэтому измеряемая скорость ближе к скорости структуры, имеющей больший коэффициент отражения. Результаты работы с прибором УЗКАР-ДС приведены в статье [17].

Рассматриваемые выше способы измерения скорости и координат можно успешно применять в том случае, если смещение объекта существенно превышает длину волны. Однако существуют задачи, когда необходимо измерять малые смещения, причем непосредственный контакт с объектом либо невозможен (вращающиеся механизмы), либо нежелателен, например оказывает сильное влияние на измеряемый объект (биологические объекты). В случае, когда смещение объекта много меньше длины волны локатора, можно исполь-

зовать измерение сдвига фаз между отраженным и излучаемым сигналами. Минимальная регистрируемая амплитуда колебаний объекта при этом зависит от длины волны и отношения сигнал/шум. Сигнал  $U$ , отраженный от объекта, можно представить в виде

$$U \sim U_0 \exp(-2\alpha' f^2 R) \sin \{ 2\pi f t - \kappa [R + \nu(t)] + \varphi_0 \},$$

где  $U_0$  - амплитуда зондирующего сигнала,  $R$  - среднее расстояние до объекта,  $\nu(t)$  - смещение объекта относительно среднего положения ( $\nu(t) \ll R$ ),  $f$  и  $\kappa$  - соответственно несущая частота и волновое число,  $\varphi_0$  - начальная фаза. Если принятый сигнал такого вида синхронно детектировать, то напряжение на выходе синхронного детектора

$U_{\text{сд}}$

$$U_{\text{сд}} \sim U_0 \exp(-2\alpha' f^2 R) \sin [\kappa \nu(t) + \kappa R + \varphi_0] = \\ = U_0 \exp(-2\alpha' f^2 R) \sin [\kappa \nu(t) + \psi],$$

где  $\psi = \kappa R + \varphi_0$ . Если положить  $\psi = 0$ , то при малых  $\nu(t)$

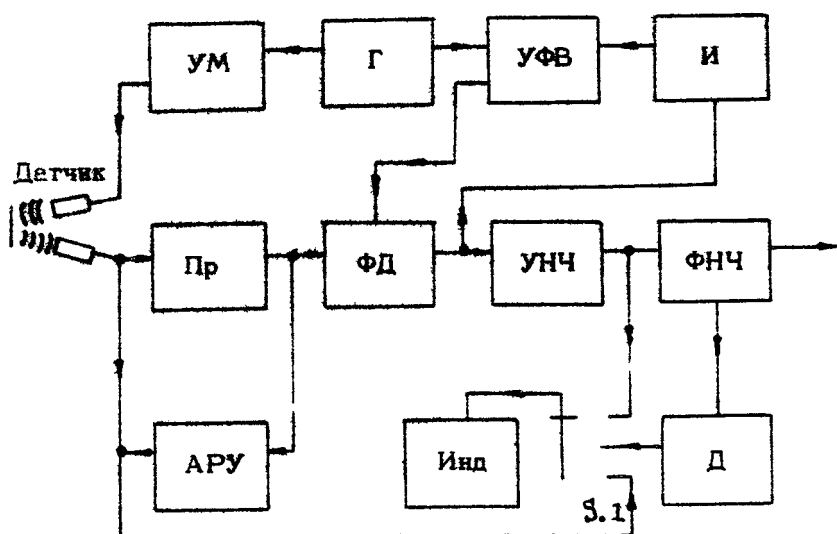
$$U_{\text{сд}} \sim U_0 \nu(t) \exp(-2\alpha' f^2 R),$$

т.е. сигнал на выходе синхронного детектора пропорционален смещению объекта. Оптимальная частота  $f_{\text{опт}}$  при заданном расстоянии  $R$  до объекта зависит также от поглощения в среде  $\alpha'$  и определяется выражением [18]

$$f_{\text{опт}} = \sqrt{1/4\alpha'R}.$$

При работе в воздухе  $\alpha' = 3 \cdot 10^{-13} \text{ с}^2/\text{см}$  [8] и расстоянии  $R = 1 \text{ см}$   $f_{\text{опт}} = 0,9 \text{ МГц}$ .

Блок-схема измерителя малых вибраций, работающего на этом принципе, показана на рис.3. Прибор работает в непрерывном режиме с несущей частотой 1 МГц. Он позволяет измерять смещения с амплитудой от 0,1 до 30 мкм, а также обнаруживать вибрации с амплитудой до 0,01 мкм. Компенсация фазы (установление величины  $\psi = 0$ ) производится с помощью высокочастотного фазовращателя, управляемого сигналом, поступающим с выхода фазового детектора через интегратор. Такой способ компенсации позволяет измерять высокочастотные (до 10 кГц) вибрации на фоне медленных перемещений лоцируемого объекта. Система АРУ (см. рис.3) поддерживает амплитуду принятого сигнала на заданном уровне.



Р и с. 3. Блок-схема измерителя малых вибраций. УМ - усилитель мощности, Г - генератор, УФВ - управляемый фазовращатель, И - интегратор, Пр - приемный усилитель, ФД - фазовый детектор, УНЧ - усилитель низкой частоты, ФНЧ - фильтр низкой частоты, АРУ - цепь автоматической регулировки усиления, Инд - индикатор, Д - детектор

С помощью описанного прибора проводились измерения параметров колебаний (частоты, амплитуды, а также формы колебаний) различных объектов, вращающихся шпинделей, поверхности диффузора громкоговорителя, грудной клетки человека [18].

#### Л и т е р а т у р а

1. Заренкий В.В., Бобков В.В., Мансфельд А.Д. и др. Ультразвуковой эхокардиограф (УЗКАР). Ультразвук в физиологии и медицине. - В кн.: Ультразвук в физиологии и медицине: Тез. 2-го Всесоюз. науч. конф. Ульяновск, 1975, с.140-141.
2. Николаев В.П., Катунцев В.П., Шишков А.В. и др. Обнаружение и регистрация газовых пузырьков в крови и

мягких тканях организма средствами ультразвуковой эхографии. - В наст. сборнике, с.117-128.

3. Финкельштейн М.И. Основы радиолокации. М.: Сов. радио, 1973.
4. Baker D.W. Pulsed ultrasonic Doppler blood-flow sensing. - IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics, SU-17, 1970, p.170-185.
5. Newhouse V.L., Bendick P.J., Varner L.W. Analysis of transit time effects on Doppler flow measurement. - IEEE Trans. Biomed. Eng., 1976, v.BME-23, p.381-387.
6. Bendick P.J., Newhouse V.L. Ultrasonic random-signal flow measurement sistem. - J. Acoust. Soc. Am., 1974, v.56, p.860
7. Wells P.N.T. Biomedical Ultrasonics. Academic Press, London-New York-San Francisco, 1977.
8. Ультразвук Маленькая энциклопедия /Под ред. И.П.Голыминой. М.. Сов. энциклопедия, 1979, с.257-263 (ст "Поглощение звука").
9. Лазерно-доплеровские измерители скорости /Под ред. Ю.Е.Нестерихина. Новосибирск Наука, 1975.
10. Зверев В.А., Орлов Е.Ф. Оптические анализаторы. М.: Сов. радио, 1971.
11. Garbini J.L., Forster F.K., Jorgensen J.E. Measurement of fluid turbulence based on pulsed ultrasound techniques. - J.Fluid Mech, 1982, v.118, p.445-470.
12. Ринкевичюс Б.С., Смирнов В.И. Анализ пространственного разрешения лазерного анемометра при исследовании турбулентности. - Тез. докл. 4-го Всесоюз. совещания "Экспериментальные методы и аппаратура для исследования турбулентности". Новосибирск, 1981, с.98-100.
13. Кашеева Г.А., Соболев В.С. Спектральный анализ сигнала лазерного доплеровского анемометра для потоков с градиентом скорости. - В кн.: Экспериментальные методы и аппаратура для исследования турбулентности: Материалы 3-го Всесоюз. совещания. Новосибирск, 1980.
14. Соболев В.С. Потенциальные возможности лазерной доплеровской анемометрии. - Тез. докл. 4-го Всесоюз. совещания "Экспериментальные методы и аппаратура

для исследования турбулентности". Новосибирск, 1981, с.92-93.

15. Кудряшов А.В., Манфельд А.Д., Рабинович М.И., Сушик М.М. Ультразвуковая диагностика сдвиговых течений. Исследование подавления турбулентности. - В наст. сборнике, с.182-199
16. Лукушкина Е.Ф., Романов Э.И., Вдовина Н.В. Диагностика пороков сердца с помощью ультразвуковой импульсно-доплеровской локации. - В наст. сборнике, с.106-112.
17. Матусова А.П., Аратен С.М., Хаймович М.М. Оценка функционального состояния сердца при физической нагрузке здоровых людей и больных ишемической болезнью сердца. - В наст. сборнике, с.113-116.
18. Исследование и разработка малогабаритных вибродатчиков для контроля вибраций малогабаритных подшипников и бесконтактных методов измерения виброактивных характеристик: Отчет ИПФ АН СССР. Шифр "Подшипник", т.2, №ГР 81092233. Горький, 1981.

## ГРАДУИРОВКА УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

А.Г.Санин, П.К.Чичагов, А.М.Рейман

Наиболее важными электроакустическими параметрами ультразвуковых преобразователей являются чувствительность в режиме излучения и приема, а также излучаемая акустическая мощность при заданном напряжении на входе. В большинстве случаев эти параметры могут быть связаны между собой с помощью принципа взаимности, поскольку на практике всегда известен или задан тип излучаемой волны (плоская, цилиндрическая, сферическая) и, следовательно, известен соответствующий параметр взаимности. Таким образом, градуировкой преобразователя можно в равной мере считать измерение любой из указанных характеристик

Отсутствие промышленных приборов для измерения указанных параметров преобразователей диагностической аппаратуры в диапазоне частот  $0,5, \dots, 10$  МГц при излучаемой мощности порядка  $0,1$  Вт [1,2] приводит к необходимости разрабатывать и применять устройства, которые, не будучи метрологически аттестованы, позволяли бы все же с достаточной обоснованностью полагаться на данные, полученные с их помощью.

Трудности использования известных методов градуировки для рассматриваемых преобразователей обусловлены малыми длинами излучаемых волн и малой излучаемой мощностью. Так, например, калориметрические методы [3] или радиометры [2,4,5] недостаточно чувствительны для указанных мощностей излучения. Метод прямого измерения колебательного давления с помощью зонда, помещаемого в поле излучателя [6], требует, в свою очередь, калибровки таких зондов, в то время как эталоны звуковых мощностей на диапа-

зон 0,5, ..., 10 МГц отсутствуют [1], к тому же чувствительность такого зонда с размерами, меньшими длины измеряемой волны, т.е. менее 1 мм, была бы низкой.

Наилучший с точки зрения метрологических возможностей метод градуировки, основанный на дифракции света на ультразвуке [1,5], сложен, применим только для квази-плоских волн и требует специального дорогостоящего оборудования. Таким образом, из числа известных методов, доступных в условиях исследовательской лаборатории или производства, остается метод взаимности, или его вариант - метод самовзаимности [7].

Целью настоящей работы была разработка ряда методов градуировки преобразователей, не требующих использования предварительно калиброванных шупов, весов и т.п. и пригодных в условиях исследовательской лаборатории и производства. Для оценки степени достоверности получаемых данных была также поставлена задача сравнения результатов градуировки разными методами.

Размеры апертуры преобразователей, применяющихся в диагностических приборах, как правило, много больше длины излучаемой волны, поэтому в дальнейшем будем полагать излучение поршневым.

Под градуировкой, как обычно, понимается измерение чувствительности преобразователя в режиме приема  $M$  или излучения  $T$ . По определению эти величины

$$M = E / P, \quad T = P / i, \quad (1)$$

где  $E$  - ЭДС на электродах приемника;  $P$  - амплитуда давления в акустической волне;  $i$  - ток, возбуждающий преобразователь при излучении.

Необходимо уточнить, какое давление здесь имеется в виду. Дело в том, что при поршневом излучении с заданной скоростью поверхности  $V$  давление вблизи поршня и во всей ближней зоне излучения весьма неравномерно. Тем не менее соотношение  $P = V \cdot \rho c$ , где  $\rho c$  - удельное волновое сопротивление среды, справедливо, если речь идет о давлении, усредненном по сечению, перпендикулярному к оси излучателя [8]. Именно это среднее давление определяется при градуировке описываемыми методами.

Методы самовзаимности и переменной нагрузки основаны на описании преобразователя в терминах линейного обратного четырехполюсника, переменные на сторонах которого

связаны матрицей  $\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$  :

$$\begin{bmatrix} u \\ i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F \\ V \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где  $u, i$  - напряжение и ток на входе (электрическая сторона);  $F, V$  - сила и скорость, развиваемые на выходе (механическая сторона). Полагая излучение поршневым, имеем известное соотношение  $F = \rho c \cdot V$ ,  $\rho = S \cdot \rho c$ , где  $\rho$  - сопротивление излучения поршня;  $S$  - площадь излучающей поверхности.

Можно показать, что одним из следствий принципа взаимности для такого четырехполюсника является связь его чувствительности при излучении  $T$  и приеме  $M$

$$M / T = J, \quad (3)$$

где  $J$  - параметр взаимности, не зависящий от свойств преобразователя-четырёхполюсника.

Для рассматриваемого случая поршневого излучения

$$J = 2S / \rho c \quad (4)$$

Градировка методом самовзаимности (№ 1) [7] сводится к измерению амплитуды тока  $i$ , возбуждающего преобразователь при излучении акустического импульса, и измерению ЭДС  $E$  на преобразователе при последующем приеме того же импульса, отраженного от плоской поверхности. По результатам этих измерений вычисляется чувствительность в режиме приема

$$M = \sqrt{\frac{E}{i}} J. \quad (5)$$

Очевидно, приближение поршневого излучения должно быть справедливо на всем пути пробега акустического импульса от излучателя до отражающей плоскости и обратно. Этим ограничивается максимальное удаление отражателя от излучателя, так как на расстоянии более  $a^2 / \lambda$  ( $a$  - радиус излучателя,  $\lambda$  - длина волны в среде) амплитуда начинает спадать. Минимальное расстояние между преобразователем и отражателем определяется длительностью применяемых импульсов. Следует отметить, что для градуировки методом самовзаимности слабо демпфированных преобразователей необходимо применять достаточно длинные импульсы с тем, чтобы измеряемые амплитуды соответствовали установившемуся режиму колебаний. Этот фактор необходи-



мо учитывать при разработке стробирующих устройств при автоматизации измерений этим методом.

Достоинством метода самовзаимности является простота его реализации, требующей измерения лишь амплитуд тока и напряжения. Недостатком метода является некоторая систематическая его погрешность, для учета влияния которой требуются дополнительные измерения. Дело в том, что при градуировке методом самовзаимности явно [9] или неявно [10] предполагается, что при приеме отраженного импульса амплитуда давления на поверхности приемной пьезопластины равна удвоенной амплитуде колебательного давления падающей волны, что соответствует абсолютно жесткой (заторможенной) диафрагме приемника. Однако слабо демпфированная пьезопластина на частотах вблизи резонанса отнюдь не является абсолютно жестким препятствием [11]. Давление на плоском препятствии с размерами, много большими длины падающей волны, равно [11]

$$P = 2P_0 / \left(1 + \frac{z_1}{z_{np}}\right),$$

где  $P_0$  - давление в падающей волне;  $z_1$  - сопротивление излучения;  $z_{np}$  - акустическое сопротивление приемной пластины.

Поэтому, полагая в соответствии с выражением (5), что ЭДС на электрической стороне принимающей пьезопластины порождается удвоенным давлением падающей волны, получим методом самовзаимности результат, заниженный в  $\sqrt{1 + \frac{z_1}{z_{np}}}$  раз. Величина  $z_{np}$ , входящая в поправочный коэффициент

$\sqrt{1 + \frac{z_1}{z_{np}}}$ , в терминах применяемой матрицы записывается так [11]:

$$z_{np} = (DW_{вх} + B) / (CW_{вх} + A),$$

где  $W_{вх}$  - импеданс электрической цепи, нагружающей преобразователь при приеме.

Очевидно, для ее вычисления нужно знать коэффициенты матрицы, для чего требуются дополнительные измерения, выходящие экспериментатора за рамки метода самовзаимности.

Следует отметить, что указанная погрешность существенна при условии  $|z_1/z_{np}| \sim 1$ , т.е. для преобразователей со

слабо демпфированными пьезопластинами на частотах вблизи резонансной. Для сильно демпфированных преобразователей эта погрешность незначительна. Вопрос о том, в какой степени следует учитывать погрешность метода для данного преобразователя, должен решаться в зависимости от конкретных условий: резонансная частота пьезопластины, частота градуировки, конструкция преобразователя, применяемый демпфер.

Градуировка преобразователей методом переменных нагрузок (№ 2) основана на использовании дробно-линейной связи входного электрического импеданса  $W$  преобразователя с его нагрузкой  $\lambda$

$$W = (A\lambda + B) / (C\lambda + D), \quad (6)$$

где  $A, B, C, D$  — коэффициенты матрицы (2).

Можно показать, что для взаимного преобразователя [12]

$$AD - BC = 1 \quad (7)$$

и при этом условии достаточно трех измерений входного импеданса при трех различных нагрузках, чтобы вычислить все элементы матрицы (2), а по ним — любые характеристики преобразователя, в том числе и чувствительность. Применение этого метода в электроакустике (в отличие от техники СВЧ, для которой он был разработан [13]) связано с трудностями изготовления акустических нагрузок известной величины. Так, например, нагрузки, описанные в [14], непригодны для применения в мегагерцевом диапазоне частот, так как клеевое крепление к диафрагме масс известной величины не будет соответствовать чисто инерционному импедансу из-за неконтролируемой упругости клеевого слоя, который, к тому же, по толщине сравним с длиной волны. Столь же ненадежны и технически сложны в реализации для малых длин волн нагрузки в виде резонаторов точно известной длины, применяемые в акустике [8].

В настоящей работе в качестве нагрузок использовались жидкие среды с известными удельными волновыми сопротивлениями. Для рассматриваемого случая поршневого излучения импедансы нагрузок не зависят от частоты  $\lambda = S \cdot \rho c$ . Следует отметить также простоту их "присоединения" к преобразователю. В то же время такие нагрузки имеют недостаток — малый диапазон возможных вариаций, который может оказаться существенным при измерениях, производимых

с сильно демпфированными преобразователями, слабо реагирующими на изменение нагрузки. Одной из трех требуемых нагрузок может служить воздух, волновое сопротивление которого можно в данном случае считать равным нулю.

Чувствительности преобразователя в режиме приема и передачи можно выразить через элементы матрицы (2) и измеряемые в эксперименте величины следующим образом:

$$M = \frac{2S}{|Cz_1 + D|} = 2 \sqrt{S \frac{\delta_{32} \Delta_{21} \Delta_{31}}{\delta_{31} \delta_{21} \Delta_{32}}}, \quad (8)$$

$$T = \frac{z_1}{S|Cz_1 + D|} = \frac{(\rho c)_1}{\sqrt{S}} \sqrt{\frac{\delta_{32} \delta_{21} \Delta_{31}}{\delta_{31} \delta_{21} \Delta_{32}}}, \quad (9)$$

где  $z_1 = S(\rho c)_1$  - импеданс излучения поршня в среду с волновым сопротивлением  $(\rho c)_1$ ;  $\Delta_{ij} = W_i - W_j$  - разности входных импедансов;  $\delta_{ij} = (\rho c)_i - (\rho c)_j$  - разности удельных волновых сопротивлений сред-нагрузок ( $i, j = 1, 2, 3; i \neq j$ ).

Необходимо отметить, что во все расчетные формулы данного метода входят разности измеряемых величин, поэтому способ измерения входного импеданса и его реализация должны обеспечивать необходимую точность. Как уже отмечалось, возможности применения этого метода определяются тем, насколько сильно входной импеданс преобразователя реагирует на изменение нагрузки, однако в большинстве практических ситуаций требуется определение характеристик преобразователей на частотах вблизи резонанса, где указанная реакция входного импеданса достаточно сильна. К достоинствам метода следует отнести возможность получения по трем замерам всех внешних характеристик преобразователя как четырехполюсника, в том числе и акустических импедансов. Техническая реализация метода достаточно проста: требуется лишь стандартный генератор ВЧ-сигнала и измеритель импеданса.

**Д и ф ф е р е н ц и а л ь н ы й м е т о д (№ 3),** являясь вариантом метода переменной нагрузки, основан на следующем. Известно [15], что производная функции (6)

$$dW/dz = (AD - BC) / (Cz_1 + D)^2$$

Сравнивая это выражение с (9) и учитывая (7), получаем

$$T = (\rho c)_1 \left| \sqrt{\left( \frac{dW}{dz} \right)_{z_1}} \right|,$$

где  $(dW/dz)_{z_1}$  - обозначение производной функции (6) в точке  $z_1$ . Поскольку модуль производной функции (6) не зависит от направления изменения аргумента [15], можно приближенно заменить дифференциалы конечными разностями

$$\left| \frac{dW}{dz} \right| \approx \left| \frac{\Delta W}{\Delta z} \right|. \quad (10)$$

Таким образом, для определения чувствительности при излучении достаточно измерить входные импедансы преобразователя при двух нагрузках, близких по величине, одна из которых должна быть рабочей средой

$$T = \frac{(\rho c)_1}{\sqrt{S}} \left| \frac{W_2 - W_1}{\sqrt{(\rho c)_2 - (\rho c)_1}} \right|.$$

Чувствительность в режиме приема определяется из последнего равенства на основании соотношения (3)  $M = J \cdot T$ .

Очевидно, в этом варианте градуировки определяется не вся функция (6), а лишь ее производная, отвечающая, как показано, искомой чувствительности при излучении. Поэтому можно ожидать, что определение производной описанным способом будет давать больший разброс результатов, нежели это получилось бы при определении всей функции (6), например, методом переменной нагрузки. Как показали эксперименты, такой разброс действительно наблюдается, что, по-видимому, не позволяет использовать дифференциальный метод для точных измерений. Тем не менее, поскольку аппаратная реализация дифференциального метода может быть той же, что и для трех нагрузок, этот метод градуировки можно использовать для предварительных замеров перед точными, а также для тех случаев, когда нужны оценки, не требующие больших затрат времени.

Резонаторный метод (№4) - также вариант градуировки методом переменной нагрузки, но он не требует точного знания величин нагрузок, за исключением волнового сопротивления рабочей среды. Градулируемый преобразователь нагружается при этом импедансом слоя воды (резонатора), образованного его диафрагмой и плоским отражателем, расположенным перпендикулярно к оси излучателя. Известно [16], что импеданс такого резонатора при отсутствии потерь в среде и идеальности отражателя имеет реактивный характер. Условие отсутствия потерь в среде и коэффициента отражения, близкого к единице, достаточно хорошо выполняется для границы воздух - вода. Изменяя расстояние до отражателя, можно варьировать нагрузку в очень

широких пределах (теоретически от  $-\infty$  до  $+\infty$ ). Значения входного электрического импеданса  $W$  преобразователя при изменении реактивной нагрузки лежат на так называемой [13] граничной окружности в плоскости переменного  $W$ .

Можно показать, что положение граничной окружности, входной импеданс при нагрузке преобразователя рабочей средой и условие взаимности (7) позволяют полностью характеризовать преобразователь как четырехполюсник.

Таким образом, градуировка здесь сводится к измерению ряда значений входных импедансов преобразователя при различных положениях отражателя, а также измерению входного импеданса  $W_1$  при нагрузке на рабочую среду (воду). По полученным данным строится граничная окружность так, чтобы была обеспечена возможно большая равномерность разброса измеренных относительно нее точек. Затем, определив радиус  $R$  и координату центра  $W_0$  граничной окружности, находят координату  $W_m$ , отвечающую максимально достижимому для данного четырехполюсника коэффициенту  $K_m$  передачи мощности в нагрузку, и величину этого коэффициента

$$W_m = \operatorname{Re} W_m + j \operatorname{Im} W_m = \sqrt{(\operatorname{Re} W_0)^2 - R^2} + j \operatorname{Im} W_0,$$

$$K_m = \frac{\operatorname{Re} W_0}{R} - \sqrt{\left(\frac{\operatorname{Re} W_0}{R}\right)^2 - 1},$$

и, наконец, вычисляется чувствительность при излучении  $T$

$$T = \sqrt{\frac{(\rho c)_1 \operatorname{Re} W_1}{S} \cdot \frac{K_m \alpha^2 - (K_m)^{-1}}{\alpha^2 - 1}},$$

$$\alpha = \left| \frac{W_1 + \operatorname{Re} W_m - j \operatorname{Im} W_m}{W_1 - \operatorname{Re} W_m - j \operatorname{Im} W_m} \right|.$$

Чувствительность в режиме приема вычисляется, как и ранее, на основании (3).

Несмотря на некоторую сложность процесса градуировки и вычислений, этот метод может оказаться в некоторых практических случаях единственно возможным, хотя на первый взгляд представляется, что, используя отражатель, градуировку можно произвести методом самовзаимности, который не нуждается в устройстве для параллельного переноса отражателя.

Очевидно, к недостаткам метода следует отнести все же сложность процесса градуировки и необходимость применения юстировочного устройства с плавным смещением отражателя. Достоинством метода является возможность получения характеристик, полностью описывающих преобразователь как четырехполосник. Следует отметить также, что расчеты, используемые в этом методе, можно применить для исследования характеристик не только преобразователя, но и резонатора, на который преобразователь нагружен.

Кроме указанных выше линейных методов градуировки преобразователей рассмотрим метод, основанный на использовании нелинейности рабочей среды. Предположим, что плотность, скорость звука и затухание, а также нелинейный параметр среды, в которой производится градуировка, известны.

В результате измерений, проводимых в рамках данного метода, который будем далее называть **нелинейным** (№5), вычисляется амплитуда акустического давления, создаваемого градуируемым в режиме излучения преобразователем при известном напряжении на его электрической стороне. Известен [17] способ определения амплитуды давления акустической волны, который основан на относительном измерении уровня второй гармоники, генерируемой волной при распространении в нелинейной среде.

Поскольку в процессе градуировки преобразователей нелинейным методом требуются измерения акустического давления, то здесь оказывается существенной неравномерность ближнего поля преобразователя, отличие его от поля плоской волны. Более приемлемая возможность реализовать нелинейный метод - проводить измерения в зоне Фраунгофера, вблизи оси преобразователя, где волну можно считать сферической. В сферической волне при  $2\pi r_0 / \lambda \gg 1$  амплитуда колебательной скорости волны второй гармоники равна [18]

$$V_2(r) = \epsilon \frac{2\pi f}{r^2} V_0^2 r_0^2 \frac{1}{r} \ln \frac{r}{r_0} + V_2^*, \quad (11)$$

где  $r$  - радиус-вектор, проведенный из центра сферического излучателя радиуса  $r_0$ ,  $V_0$  - амплитуда колебательной скорости его поверхности,  $V_2^*$  - фоновый уровень второй гармоники,  $\epsilon = 1 + \left. \frac{\beta_0}{\rho_0} \frac{dc^2}{d\rho} \right|_{\rho=\rho_0}$  - нелинейный параметр среды. Из (11) можно получить выражение для поля  $\rho_0$  вблизи поршневого излучателя через отношение амплитуд

второй и первой гармоник, измеренных в двух точках на оси в Фраунгоферовой зоне излучения

$$\rho_0 = \frac{\rho c^4}{2\pi \epsilon S f^2} \frac{1}{\ln|\tau_2/\tau_1|} \left| \frac{u_2(\tau_2)}{u_1(\tau_2)} - \frac{u_2(\tau_1)}{u_1(\tau_1)} \right|, \quad (12)$$

где  $S$  - площадь излучателя,  $\rho_0 = \rho c V_0$ . Здесь предполагается, что измерительный приемник достаточно широкополосный, так что  $\rho_2(\tau_{1,2})/\rho_1(\tau_{1,2}) = u_2(\tau_{1,2})/u_1(\tau_{1,2})$ , где  $\rho_{1,2}(\tau) = \rho c V_{1,2}(\tau)$

Следует отметить следующие ограничения на возможность применения нелинейного метода градуировки. Выражение (11) получено для идеальной среды, в которой отсутствует поглощение волн. Однако формула (12) будет справедлива и для широкого класса реальных жидких сред при выполнении условия  $\tau_p \ll 1/\gamma$ , которое означает, что характерное расстояние образования разрыва  $\tau_p$  много меньше длины затухания второй гармоники ( $\gamma$  - коэффициент затухания).

С другой стороны, должно выполняться условие  $\tau_p \gg S/\lambda$ , означающее, что разрыв не образуется на трассах измерения - в зоне Фраунгофера преобразователя и, тем более, в ближнем поле его, иначе нарушалась бы справедливость малости второй гармоники по отношению к первой, в рамках которого получены результаты. Эти два условия накладывают ограничения на амплитуду измеряемого акустического давления

$$\frac{2\pi f \eta}{\epsilon} \ll \rho_0 \ll \frac{\rho c^4}{2\pi \epsilon f^2 S}, \quad (13)$$

где  $\eta$  - динамическая вязкость жидкости.

На расстояния  $\tau_{1,2}$  (трассы измерения) также накладываются условия удаленности в зону Фраунгофера, с одной стороны, и малости по сравнению с  $1/\lambda$ , с другой:

$$S f / c \ll \tau_{1,2} \ll \rho \tau^3 / 8\pi^2 f^2 \eta. \quad (14)$$

Оценки показывают, что несмотря на ограничения (13) и (14), нелинейный метод градуировки работоспособен в широком диапазоне амплитуд и частот ультразвуковых волн.

На точность измерения данным методом сильно влияет, как видно из (12), точность величины скорости звука. Поэтому на практике необходимо либо измерять скорость звука в среде, либо контролировать постоянство скорости по трассе измерения с помощью, например, термостатирования. По-

добные флуктуации величин от измерения к измерению можно исключить также, получая данные не в двух точках по трассе, а в нескольких, усредняя затем по всем измерениям.

Таким образом, нелинейный метод градуировки выгодно отличается от других своей аппаратурной простотой, не требует набора различных сред и особенно удобен там, где размеры преобразователя не позволяют применять метод переменной нагрузки, например при градуировке гидроакустических антенн, в том числе и непосредственно установленных на судне.

Метод самовзаимности (№ 1) был реализован в соответствии с "классической" схемой, описанной в [9]. Амплитуда тока возбуждения измерялась по напряжению на дополнительном резисторе, включенном последовательно с градуируемым преобразователем. Экспериментальная проверка метода переменной нагрузки, дифференциального и резонаторного методов производилась с помощью разработанного для этой цели измерителя комплексных сопротивлений. Схема его достаточно проста и, вместе с тем, обеспечивает необходимую точность измерений. Равноплечный мост, в одно из плеч которого включается преобразователь, уравнивается ручной балансировкой с помощью эталонной  $RC$ -цепи. В диагональ моста включен дифференциальный усилитель с индикатором баланса. Рабочий диапазон частот прибора  $0,05 \div 10$  МГц. Относительная погрешность измерения активной составляющей импеданса 0,5%, реактивной - 1%. В качестве источника гармонического сигнала использовался стандартный генератор Г4-102.

В качестве акустических нагрузок использовались вода  $\rho c = 1,5 \cdot 10^6$  н·с/м<sup>3</sup>, воздух  $\rho c \approx 0$  и глицерин  $\rho c = 2,4 \cdot 10^6$  н·с/м<sup>3</sup> для метода переменной нагрузки и вода и глицерин - для дифференциального метода.

Градуировка нелинейным методом производилась в воде ( $\epsilon = 4$ ) на трассах  $7,5 \div 55,5$  см. Приемный преобразователь, выполненный на основе демпфированной пластины из цирконат-титаната свинца (ЦТС-19) диаметром 4 мм, можно было считать широкополосным. Измерения относительного уровня второй гармоники производились по спектроанализатору СК4-59.

Сравнение описанных методов иллюстрируется на примере двух преобразователей, характеристики которых были из-



меры в ходе экспериментальной проверки.

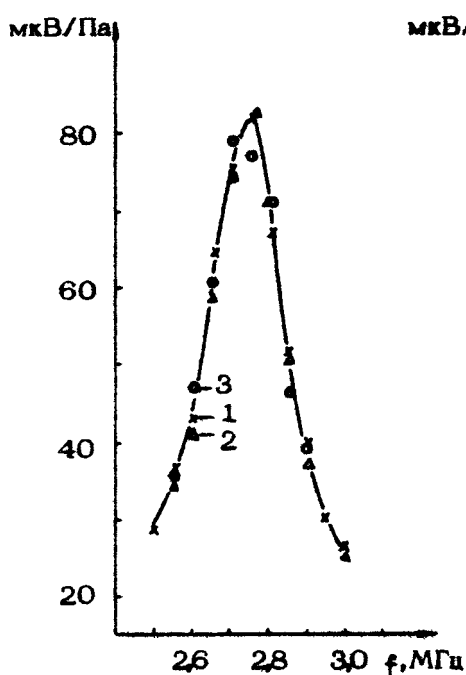
Один из выбранных преобразователей (1) был разработан для применения в импульсно-доплеровской диагностической аппаратуре на частотах 2,6+2,8 МГц. Диаметр пьезопластины преобразователя 1 см. Другой преобразователь (2) использовался для исследовательских работ, рабочая частота его 1,2 МГц, диаметр пьезопластины 2 см.

В ходе проверки были измерены частотные характеристики чувствительности приема преобразователя 1 методами № 1,2,3. Значения среднего разброса результатов при повторных измерениях составили для метода № 1 - 5%, № 2 - 4% и № 3 - 7%.

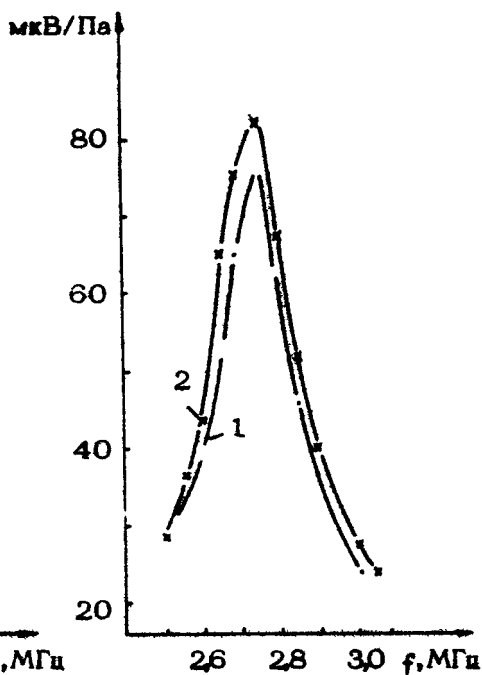
Частотные характеристики преобразователя 1 показаны на рис. 1, из которого видно, что результаты, полученные разными методами, практически совпадают. Относительные отличия результатов разных методов не превышают среднего разброса значений при повторных измерениях. При этом результаты, полученные методом самовзаимности в соответствии с выражением (5), были домножены на коэффициент коррекции  $\sqrt{1 + \lambda_1 / \lambda_{\text{пр}}}$ . Величина коэффициента коррекции вычислялась двумя способами: на основании измерений методом № 2, а также по методике и таблицам, приведенным в [11]. Оба способа дали практически одинаковые результаты. На рис. 2 приведены для сравнения частотные характеристики преобразователя 1, полученные методом № 2 (кривая 2) и методом № 1 без коррекции (кривая 1). Среднее отличие этих результатов порядка 15%.

В ходе экспериментальной проверки описанных методов была также измерена чувствительность в режиме излучения преобразователя 2. Измерения проводились методами № 1, 2,4,5. Результаты измерений методом самовзаимности были также скорректированы домножением на поправочный коэффициент  $\sqrt{1 + \lambda_1 / \lambda_{\text{пр}}}$ , поскольку чувствительность в режиме излучения  $T$  рассчитывалась на основании измерения  $M$  (см. (5)) в соответствии с выражением (3). Величина поправочного коэффициента вычислялась на основании данных, полученных при измерениях методом переменной нагрузки.

На практике чувствительность в режиме излучения принято определять по отношению размыкаемого преобразователем давления к напряжению на преобразователе в отличие от определения (1), поэтому результаты измерений были приведены к Па/В.



Р и с . 1



Р и с 2

В таблице представлены значения чувствительности преобразователя 2, измеренные разными методами, а также средний разброс результатов при повторных измерениях.

Метод градуировки	Среднее значение чувствительности, Па/В	Средний разброс результатов, %
Самовзаимности (№1)	4160	3
Переменной нагрузки (№2)	4170	3
Резонаторный (№4)	4020	2
Нелинейный (№5)	4200	7

Очевидно различие значений чувствительности, полученных разными методами, не превышает 4 %.

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы.

Описанные методы градуировки обеспечивают хорошую точность измерений с погрешностью не более 4 % (худший вариант – 7 %). Достоверность результатов подтверждается малым различием данных, получаемых разными методами: отличие составляет не более 4 – 5 %.

Отметим, что методы самовзаимности и переменной нагрузки взаимно дополняют друг друга по возможностям градуировки преобразователей, демпфированных в разной степени, нелинейный же метод вообще не зависит от степени демпфирования.

Метод самовзаимности, благодаря простоте аппаратуры, представляется перспективным в тех случаях, когда не требуется высокая точность измерений, например в условиях заводского производства преобразователей. Использование соответствующих устройств стробирования и индикации позволяет создать на основе этого метода аппаратуру для автоматического экспресс-контроля с получением на экране индикатора частотной характеристики преобразователя.

Аппаратура для точного измерения электрических импедансов в рассматриваемом диапазоне частот позволяет производить градуировку преобразователей тремя методами, в зависимости от специфики конкретной задачи. Кроме того, с помощью этой же аппаратуры можно решать задачи согласования преобразователей с электрической схемой (а применяя соответствующие вычисления – и с рабочей средой) и задачи согласования электрических трактов.

Представляет определенный интерес также возможность исследования с помощью этой аппаратуры свойств резонатора или заполняющей его среды, если таким резонатором нагружен преобразователь.

Таким образом, благодаря универсальности применения и простоте эта аппаратура может быть рекомендована для использования в условиях исследовательской лаборатории. Следует признать, что ручная балансировка моста и, следовательно, относительно большое время измерения являются, конечно, недостатком, однако введение автоматической балансировки сильно усложнило бы измеритель и представляется оправданным лишь в особых случаях.

Использование нелинейного метода градуировки имеет то преимущество, что для его реализации не требуется разработка и изготовление специальной аппаратуры. Метод удобен также в случае достаточно большой апертуры преобразователя.

### Л и т е р а т у р а

1. Варшавский Ю.И., Токмакова Е.И. Анализ методов измерения характеристик полей ультразвуковых медицинских приборов. – Тез. докл. 4-й Всесоюз. конф. "Измерения в медицине и их метрологическое обеспечение". М.: ВНИИФТРИ, 1981, с.74–75.  
Баратов Х.А., Туменюк П.В., Даниленко Н.Ф. Особенности разработки специализированных ультразвуковых диагностических аппаратов. – Тр. Всесоюз. научно-техн. конф. "Проблемы техники в медицине". Таганрог: РТИ, 1980, с.89–92.
3. Термоприемники. – В кн.: Ультразвук: Маленькая энциклопедия /Под ред. И.П.Голяминой. М.: Сов. энциклопедия, 1979, с.343–345.
4. Снытко А.Я. Градуировка применяемых в медицине ультразвуковых излучателей и приемных зондов методом акустической радиометрии. – Тез. докл. 4-й Всесоюз. конф. "Измерения в медицине и их метрологическое обеспечение". М.: ВНИИФТРИ, 1981, с.73–74.
5. Michael E. Haran, Bill D. Cook, Harold F. Stewart. Comparison of an acousto-optic and a radiation force method of measuring ultrasonic power. – J. of the Acoustical Society of America, 1975, v.57, N.6, Part II, June, p.1436–1440.
6. Романенко Е.В. Приемники ультразвука и методы их градуировки. – В кн.: Физика и техника мощного ультразвука. Т.1. Источники мощного ультразвука. М.: Наука, 1967
7. Боббер Р.Дж. Гидроакустические измерения. М.: Мир, 1974.
8. Ржевкин С.Н. Курс лекций по теории звука. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1960.
9. Урик Р. Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1978.

10. Гутин Л.Я. Избр. труды. Л.: Судостроение, 1977, с.587-596.
11. Домаркас В.И., Кажис Р.-И. Ю. Контрольно-измерительные пьезоэлектрические преобразователи. Вильнюс:Минтис, 1975.
12. Харкевич А.А. Теория преобразователей. М. - Л.:Госэнергоиздат, 1948, с.14.
13. Вайсфлор А. Теория цепей и техника измерений в дециметровом и сантиметровом диапазонах. М.: Сов. радио, 1961, с.41, с.110.
14. Чернышев К.В. Об экспериментальном определении параметров линейных электроакустических пьезопреобразователей. - Вестн. МГУ. Сер.3. Физика. Астрономия, 1966, №2, с.35-38.
15. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Методы теории функций комплексного переменного. М.: Наука, 1965.
16. Скучик Е. Основы акустики. Т.2. М.: ИЛ, 1958.
17. Рейман А.М., Чичагов П.К., Чичканов Ю.А. Способ абсолютного определения давления акустической волны. Авт. свид-во № 1021954. ГОИИ 3/10, ГОИИ 3/00. - БОИ, 1983, №21.
18. Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966.

## СИНТЕЗ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ МЕДИЦИНСКИХ ДИАГНОСТИЧЕСКИХ ПРИБОРОВ

А.А.Перрен, Е.Д.Пигулевский

Для улучшения фронтальной разрешающей способности диагностических приборов необходимо использовать приемно-излучающие преобразователи, обладающие достаточно высокой и равномерной осевой чувствительностью и хорошей разрешающей способностью на протяжении всей зоны контроля, которая большей частью включает в себя и ближнюю зону преобразователя.

Определение требуемых для решения этой задачи амплитудно-фазовых распределений (АФР) колебательной скорости на поверхности преобразователя проводится в работах [1,2]. Однако в этих работах поиск АФР осуществляется не путем решения задачи синтеза, а на основе анализа поля преобразователя при переборе различных задаваемых АФР на его поверхности.

Применение для этих целей численных методов решения задачи синтеза позволит существенно уменьшить время, затрачиваемое на проектирование преобразователя. При синтезе преобразователя по ближнему полю необходимо учитывать его неоднородность и задавать поля в ряде сечений, расположенных на различных расстояниях от преобразователя.

В статье рассматривается алгоритм синтеза плоского осесимметричного излучателя с использованием среднеквадратической аппроксимации в нестандартной форме, учитывающей большое количество точек (до 6000 и более), задаваемых в сечениях ближнего поля. В приборах с амплитудной регистрацией объектов фазовое распределение в ближ-

нем поле может быть произвольным и использоваться как свободный параметр при синтезе электроакустического преобразователя.

Исходным уравнением для решения задачи синтеза является формула Гельмгольца - Кирхгофа, позволяющая рассчитать акустическое поле в произвольной точке пространства. Давление, создаваемое преобразователем радиусом  $R$  в точке поля с координатами  $x$  и  $y$ , можно записать в виде выражения [3]

$$P(x, y) = ik\rho_{cp}c \int_0^R V_n(\rho) \frac{\exp(-ikr)}{r} J_0(\xi) \rho d\rho, \quad (1)$$

где  $\xi = \frac{\kappa \rho x \cos \gamma}{\sqrt{\rho^2 + x^2}}$  - обобщенная координата;  $r = \sqrt{x^2 + y^2} + \frac{(x \cos \gamma)^2}{2\sqrt{x^2 + y^2}}$  - расстояние от точки преобразователя до выбранной точки поля;  $V_n(\rho)$  - искомая функция, описывающая радиальное распределение колебательной скорости на поверхности преобразователя;  $J_0(\xi)$  - функция Бесселя нулевого порядка;  $\kappa = 2\pi/\lambda$  - волновое число;  $\rho_{cp}c$  - волновое сопротивление среды;  $\gamma$  - угол между осью преобразователя и направлением на выбранную точку поля;  $x = x \cos \gamma$  - расстояние от оси до точки поля в плоскости сечения.

Для численного решения задачи синтеза уравнение (1) удобно заменить дискретным аналогом вида

$$\beta(x, y) = \sum_{j=1}^{\ell} \alpha_j \beta_j, \quad (2)$$

где  $\beta = \frac{P(x, y)}{\rho_{cp}c} = |\text{Re} \exp i\psi|$ ;  $\alpha_j = \frac{V_n(\rho_j)}{V_{nA}} |\alpha_j| \exp i\psi_j$ ;

$\beta_j = ik \frac{\exp(-ikr)}{r} J_0(\xi) \rho_j \Delta\rho$ ;  $\ell$  - число элементарных колец;  $\Delta\rho$  - расстояние между кольцами;  $x$  и  $y$  - координаты, определяющие расстояние до  $\eta$  сечений в ближнем поле и угловое положение  $\eta$  точек в каждом сечении. В случае сплошного преобразователя погрешность формулы тем меньше, чем больше интервалов дискретизации  $\ell$ .

Математическая постановка задачи синтеза сводится к наилучшему приближению левой, задаваемой, и правой частей уравнения (2) по критерию среднеквадратической аппроксимации, которая приводит к решению симметричной системы  $l$  линейных алгебраических уравнений с комплексными коэффициентами, где неизвестными параметрами являются  $l$  комплексных чисел  $\alpha_j$ . Количество выбранных точек аппроксимации влияет только на коэффициенты системы и не изменяет ее порядка, который удваивается при переходе к системе уравнений с вещественными функциями и параметрами.

Учитывая возможность варьирования формой фазового распределения поля при решении задачи использовался итеративный метод, аналогичный использованному в работе [4], позволяющий путем многократного решения задачи синтеза и анализа найти такое фазовое распределение в поле, при котором среднеквадратическое отклонение задаваемых и получаемых характеристик ближнего поля минимально. При этом полученное в результате предыдущего решения задачи синтеза и анализа фазовое распределение в поле является исходным для последующей итерации. Итеративный процесс прекращается, если величина отклонения не изменяется с заданной точностью  $\varepsilon$ .

Для уменьшения объема памяти и времени счета решение задачи среднеквадратической аппроксимации осуществлялось путем обращения основной матрицы системы линейных алгебраических уравнений, которая не изменялась от итерации к итерации, а соответствующее каждой итерации решение задачи синтеза получалось путем перемножения двух матриц, без решения системы уравнений.

Проверка данного алгоритма осуществлялась по результатам решения задачи синтеза плоского фокусирующего излучателя с радиусом  $R = 10$  мм, эквивалентного по своим характеристикам сферическому сегменту с углом раскрытия  $\theta_0 = 0,4$  рад и фокусным расстоянием  $F = 25$  мм ( $\lambda = 0,6$  мм). Для длиннофокусного излучателя нормированное к плоской волне распределение давления в фокальной плоскости  $\beta$  с точностью до постоянного фазового множителя описывается выражением [5]

$$\beta = \exp\left(-ik \frac{r^2}{F}\right) \frac{2J_1(kr \sin \theta_0)}{kr \sin \theta_0}, \quad (3)$$



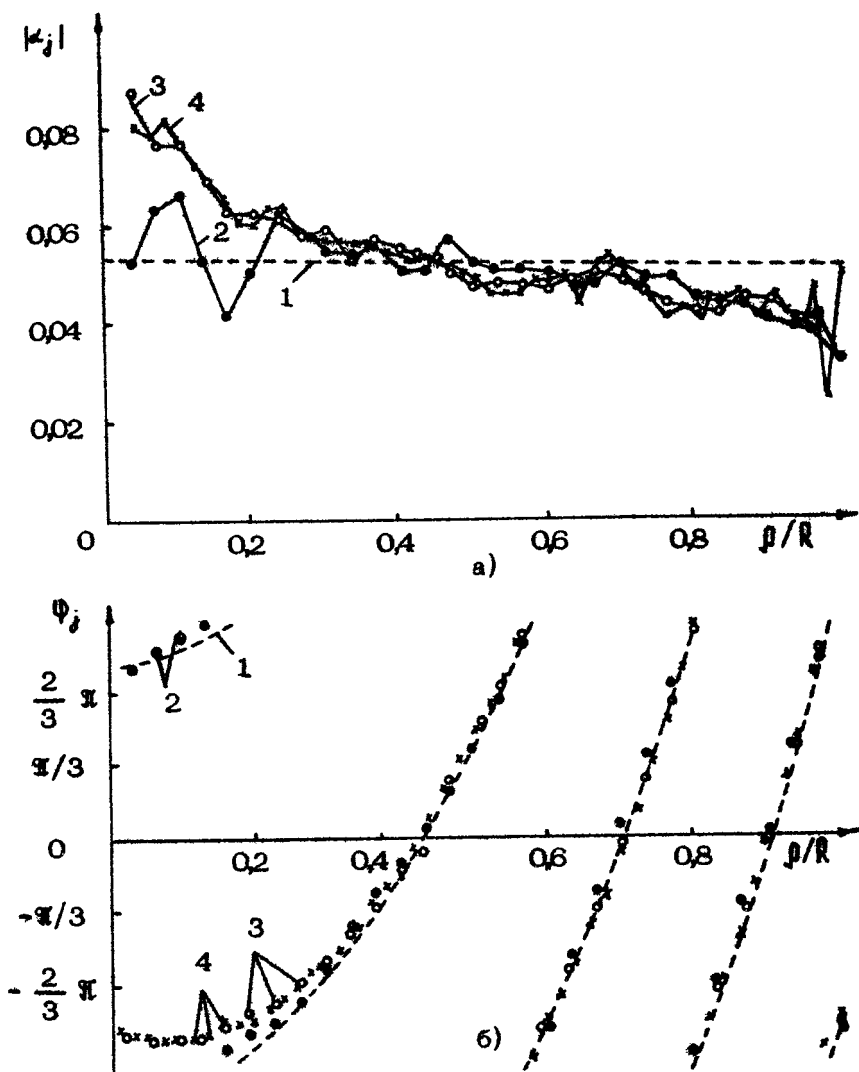
если коэффициент  $\kappa$ , характеризующий распределение колебательной скорости на поверхности излучателя, обратно пропорционален коэффициенту усиления излучателя по давлению  $\kappa F(1 - \cos^2 \theta_0)$ . В соответствии с формулой (3) значения модуля давления задавались в 320 точках фокальной плоскости с интервалом  $\Delta t = 0,25$  мм. При этом фаза во всех точках поля полагалась одинаковой либо дискретно изменялась на  $\pi$  при перемене знака функции Бесселя (кривая 1 на рис. 2,б). Для решения задачи с точностью  $\epsilon = 0,01$  в первом случае потребовалось три итерации, во втором — одна.

На рис. 1 для сравнения приведены синтезированные значения амплитуды и фазы колебательной скорости при однородном исходном фазовом распределении (кривые 3 и 4, соответственно для  $\beta$  равного 30 и 50) и дискретно изменяющимся на  $\pi$  (кривая 2 для  $\beta = 30$ ). Здесь же приведено рассчитанное по формуле (3) однородное амплитудное и приведенное к плоскости излучателя фазовое распределение колебательной скорости (кривая 1), создающее аналогичное сферическому сегменту распределение давления в фокальной плоскости.

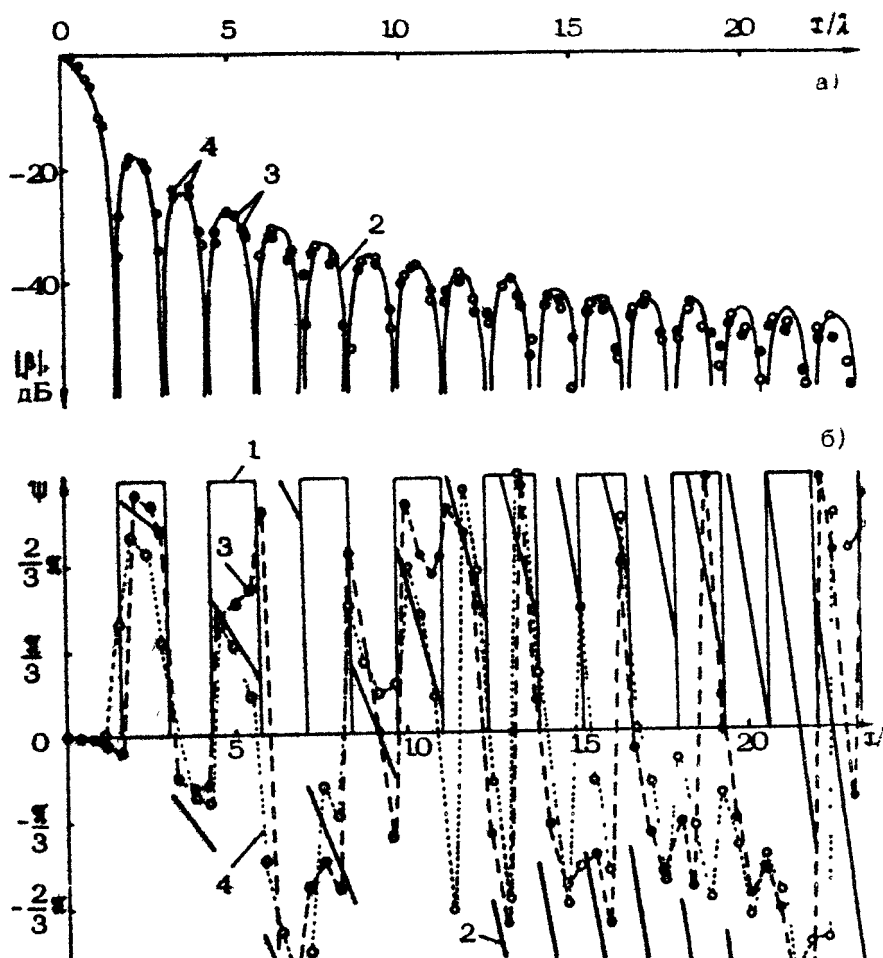
Значения амплитуды и фазы давления в фокальной плоскости при однородном и дискретно меняющемся на  $\pi$  исходном фазовом распределении показаны на рис. 2 соответственно светлыми и темными кружками, которые для наглядности на рис. 2,б соединены пунктирными линиями (кривые 4 и 3). Как видно из рисунка, произвольный характер задания фазового распределения приводит к отклонению в области максимумов распределения не более 1–2 дБ до уровня –40 дБ. Учитывая приближенный характер исходных расчетных формул совпадение полученных данных можно считать удовлетворительным.

Ниже в качестве примера приведены результаты синтеза АФР колебательной скорости на элементах плоского осесимметричного излучателя, когда распределение давления в ближнем поле описывается функцией вида  $\beta(\gamma, z) = 2J_1(\xi_R) / \xi_R$ , где  $\xi_R = \kappa R z \operatorname{tg} \gamma / \sqrt{z^2 + R^2}$ ,  $\lambda = 0,6$  мм,  $R = 10$  мм.

При подобном распределении давления в ближнем поле формируется узкий слаборасходящийся ультразвуковой пучок с постоянной амплитудой давления на оси.

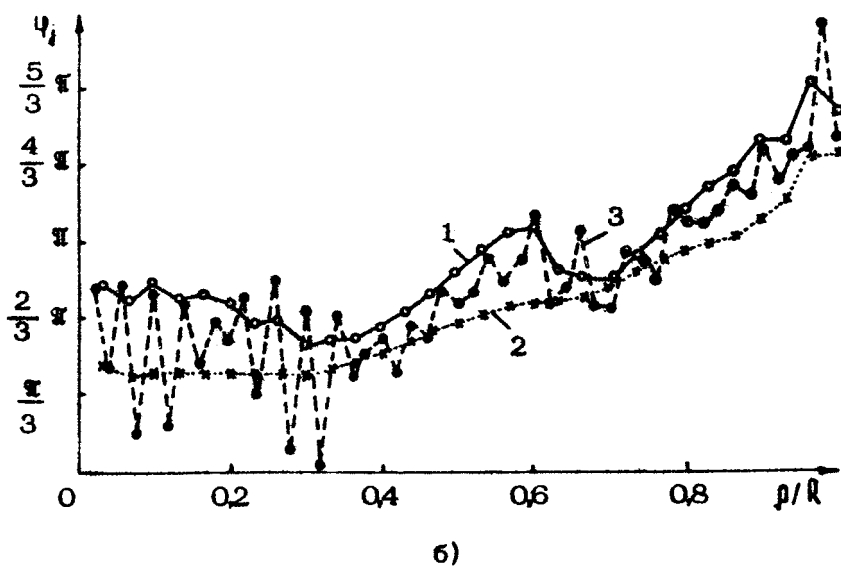
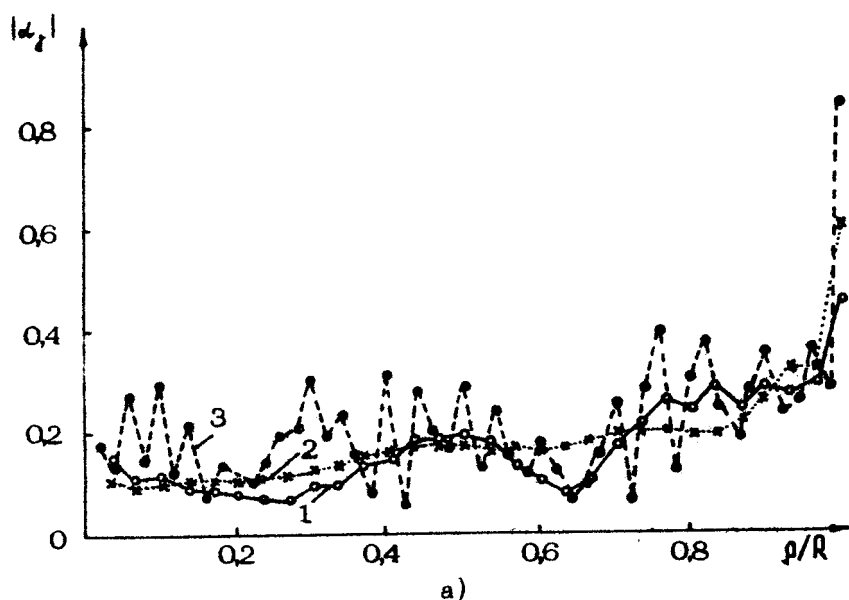


Р и с. 1. Амплитудные (а) и фазовые (б) распределения нормированной колебательной скорости на поверхности фокусирующего излучателя. Рассчитанное амплитудное и приведенное к плоскости излучателя фазовое распределение скорости - кривая 1; синтезированные распределения ( $n = 320$ ,  $m = 1$ ,  $\Delta z = 0,25$  мм): 2 -  $\ell = 30$  (дискретная начальная фаза); 3 -  $\ell = 30$  (однородная фаза); 4 -  $\ell = 50$  (однородная фаза)



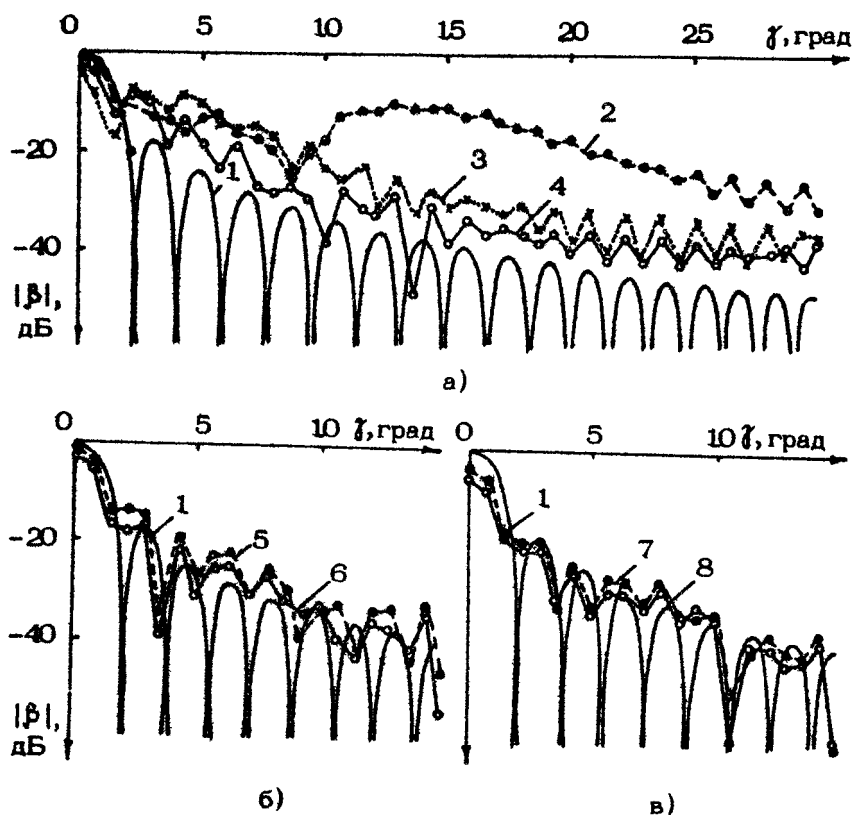
Р и с. 2. Амплитудные (а) и фазовые (б) распределения давления в фокальной плоскости излучателя: 1 - задаваемое дискретное фазовое распределение, 2 - АФР в фокальной плоскости сферического сегмента. Синтезированные АФР давления в поле: 3 -  $l = 30$  (дискретная фаза), 4 -  $l = 30$  (однородная фаза)

Результаты решения задачи синтеза приведены на рис. 3. В двух из рассмотренных случаев (кривые 1 и 3) при дискретизации АФР излучателя на 30 или 50 интервалах амплитуда и фаза задавались в восьми сечениях ближнего поля (25, 50, ..., 200 мм). При этом угловое расположение 80 точек поля в каждом сечении задавалось с шагом 0,01



Р и с. 3. Амплитудные (а) и фазовые (б) распределения нормированной колебательной скорости на поверхности излучателя: 1 -  $\beta = 30$ ,  $\lambda = 80$ ,  $m = 8$ ,  $\Delta\gamma = 0,01$ ; 2 -  $\beta = 30$ ,  $\lambda = 150$ ,  $m = 40$ ,  $\Delta\gamma = 0,01$ ; 3 -  $\beta = 50$ ,  $\lambda = 80$ ,  $m = 8$ ,  $\Delta\gamma = 0,019$

и  $0,019$  рад соответственно. Для решения задачи с точностью  $\varepsilon = 0,1$  потребовалось четыре итерации. В третьем случае (кривая 2) АФР колебательной скорости получено при 30 интервалах дискретизации, когда амплитуда и фаза давления задавались в 40 сечениях поля (25, 30, 35, ..., 220 мм). При этом для исключения "реактивного" решения поле в каждом сечении задавалось в 150 точках видимой области углов от 0 до  $\pi/2$  и интервалом  $\Delta\gamma = 0,01$  рад. Для решения задачи с точностью  $\varepsilon = 1$  в этом случае потребовалось шесть итераций. Как видно из рисунка, с уве-



Р и с. 4. Угловое амплитудное распределение давления в сечениях ближнего поля излучателя: 1 - задаваемое распределение, 2,3,4 - синтезированное в сечениях 25, 55, 85 мм (а); 5,6 - 115 и 145 мм (б); 7,8 - 175 и 205 мм (в)

личением числа точек и уменьшением дискретности выборки поля АФР колебательной скорости сглаживается, сохраняя свои особенности.

Результаты анализа одного из рассмотренных выше АФР (кривая 1 на рис.3) в сечениях 25, 55, ..., 205 мм приведены на рис.4 (кривые 2 - 8) в виде точек, соединенных для наглядности пунктирными и сплошными линиями. Наибольшие отклонения от задаваемого распределения (кривая 1) наблюдались при изменении положения сечения от 40 до 70 мм. В этой области провал в осевом распределении давления достигает уровня 0,7. Наибольшие отличия в распределениях поля, полученных при использовании других АФР колебательной скорости (кривые 3 и 2 на рис.3), составляли в первом случае 5%, в другом - 15-20%. Рассмотренный в работе алгоритм синтеза позволяет выбрать АФР, близкое к оптимальному, и может быть использован при синтезе ультразвуковых преобразователей других типов.

#### Л и т е р а т у р а

1. Кондратьев Ю.А., Карпельсон А.Е. Формирование узких слаборасходящихся ультразвуковых пучков. - Дефектоскопия, 1978, №10, с.95-102.
2. Королев М.В., Карпельсон А.Е., Стариков Б.П. Акустические поля резонансных пьезопреобразователей, возбуждаемых неоднородным электрическим полем. - Дефектоскопия, 1981, №11, с.22-32.
3. Киров Е.А., Перрен А.А. Структура поля кольцевого преобразователя ультразвукового интроскопа. - Изв. ЛЭТИ. Л.: ЛЭТИ, 1979, вып.252, с.32-35 (Научн. тр.).
4. Чони Ю.И. Синтез антенн по заданной амплитудной диаграмме направленности. - Радиотехника и электроника, 1971, т.16, №5, с.726-734.
5. Каневский И.Н. Фокусирование звуковых и ультразвуковых волн. М.: Наука, 1977.

## МНОГОЧАСТОТНАЯ ГОЛОГРАФИЯ В СИСТЕМАХ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ИНТРОСКОПИИ

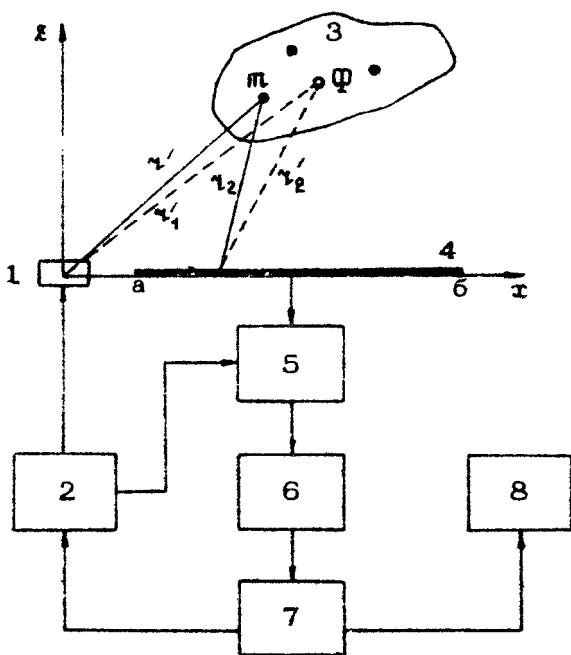
Е.Д.Пигулевский, А.Ф.Рыжков

Применение методов голографии и реконструктивной томографии позволяет повысить информативность и качество изображений в системах ультразвуковой интроскопии. Однако традиционные моночастотные методы голографии обладают двумя существенными недостатками – плохим продольным разрешением и необходимостью осуществления большого числа пространственных выборок поля, рассеянного объектом.

Одним из путей преодоления указанных недостатков является дополнение пространственных выборок поля частотными выборками, т.е. многочастотная голография, являющаяся разновидностью пространственно-временной корреляционной обработки сигналов, хорошо известной в антенной технике [1,2]. Как и в моночастотной голографии, обработка сигналов ультразвукового поля в этом случае осуществляется в два этапа. На первом этапе осуществляется регистрация и накопление данных о пространственном и частотном распределении амплитуд и фаз исследуемого поля. На втором этапе производится восстановление изображения объекта при корреляции зарегистрированного поля с некоторой когерентной исследуемому полю тест-функцией.

Метод пространственно-частотного сканирования ультразвукового поля в многочастотной голографии [3] поясняется структурной схемой рис. 1. Электроакустический преобразователь (ЭАП) 1, возбуждаемый генератором с перестраиваемой частотой 2, облучает объект 3 сигналами, частота которых меняется в пределах от  $\omega_1$  до  $\omega_2$ . Приемная ан-

тенна 4 регистрирует сигналы, рассеянные объектом 3, и путем сравнения с опорным сигналом от генератора 2 в блоке измерения 5 определяется пространственное и частотное распределение амплитуд и фаз рассеянного поля. Измерительный блок обычно выполняется в виде двухканального амплифазометра, осуществляющего измерение квадратурных составляющих поля. После аналого-цифрового преобразования в блоке 6 квадратурные составляющие записываются в памяти ЭЦВМ 7. Восстановленное в ЭЦВМ изображение регистрируется в блоке 8. Описанная схема предназначена для получения изображений в плоских срезах объекта, т.е. в системах ультразвуковой реконструктивной томографии, однако она может быть модифицирована и для случая трехмерных объектов, если линейная антенна будет заменена плоской антенной, расположенной перпендикулярно оси  $\tilde{x}$ .



Р и с . 1



Для исследования основных характеристик системы ультразвуковой многочастотной реконструктивной томографии, представленной на рис. 1, рассмотрим двухмерную функцию взаимной корреляции сигнала, рассеянного произвольным линейным элементом объекта, перпендикулярным плоскости  $z_0z_1$ , с эффективным сечением рассеяния  $Q_m$ , и тест-сигнала, имитирующего рассеяние на фиктивном элементе с эффективным сечением  $Q_{\varphi} = 1$ . Звуковое давление, создаваемое в точке приема сигналами от элемента объекта  $m$ , с точностью до постоянных множителей может быть определено в соответствии с обозначениями рис.1 как

$$p_m(x, k) = \frac{k Q_m}{\sqrt{r_1 r_2}} \exp\left\{j[\omega t - k(r_1 + r_2)]\right\} = \frac{k Q_m}{\sqrt{r_1 r_2}} \exp[j(\omega t - kr)],$$

где  $k = \omega/c$  - волновое число на круговой частоте  $\omega$ ;  $c$  - скорость звука в среде.

После нормировки в блоке измерения амплитуд и фаз опорным сигналом генератора  $U_{0n} = U_0 e^{-j\omega t}$  и коррекции множителя  $k$  получим на выходе блока 5 аналоговые квадратурные составляющие сигнала

$$U_m(x, k) = \frac{\nu Q_m}{\sqrt{r_1 r_2}} e^{-jkx},$$

где  $\nu$  - чувствительность приемных элементов антенны. Эти сигналы после преобразования в двоичный цифровой код в аналого-цифровом преобразователе 6 записываются в память ЭЦВМ 7.

На стадии восстановления осуществляется корреляция этих сигналов с тест-сигналом, запрограммированным в ЭЦВМ 7 и имитирующим сигнал от фиктивного элемента с

$$Q_{\varphi} = 1, \text{ т.е. с } U_{\varphi}(x, k) = \frac{\nu}{\sqrt{r_1' r_2'}} e^{-jkx'}.$$

Двухмерная функция корреляции этих сигналов и образует функцию неопределенности системы в виде восстановленного изображения одного элемента объекта

$$\chi(\Delta x, \Delta z) = N \int_{k_1}^{\omega_1} \int_{k_2}^{\omega_2} U_m(x, k) U_{\varphi}^*(x, k) dx dk, \quad (1)$$

где  $k_{1,2} = \omega_{1,2}/c$ ,  $\omega_{1,2}$  - границы полосы частот;  $\Delta x$  и  $\Delta z$  - разности координат действительного и фиктивного элемента объекта;  $N$  - нормировочный множитель, выбираемый так, чтобы  $\chi(0, 0) = 1$ .

После подстановки в (1) значений  $U_m$  и  $U_\Phi$  и выполнения интегрирования по частоте (при условии частотной независимости  $Q_m$ )

$$x(\Delta x, \Delta z) = N' \int_a^b \frac{Q_m}{\sqrt{r_1 r_2 r_1' r_2'}} e^{j k_0 (r' - r)} \frac{\sin \Delta k (r' - r)}{\Delta k (r' - r)} dx, \quad (2)$$

где  $k_0 = (k_1 + k_2) / 2$ ;  $\Delta k = (k_2 - k_1) / 2$ .

Если в пределах основного пика функции неопределенности пренебречь изменением знаменателя первого множителя подынтегральной функции, то видно, что изображение восстанавливается с точностью до аппаратной функции

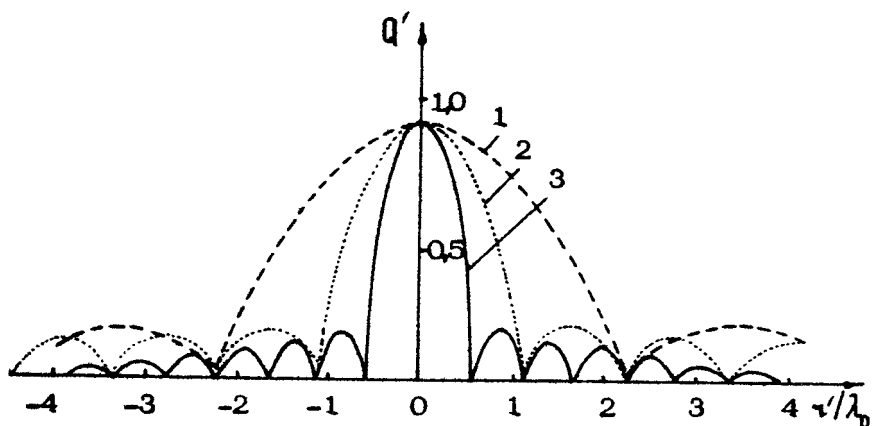
$$F_a = \text{ETP} \left[ j k_0 (r' - r) \right] \frac{\sin \Delta k (r' - r)}{\Delta k (r' - r)}, \quad (3)$$

состоящей из огибающей, ширина которой определяется шириной полосы частотных выборок, и высокочастотным заполнением. При математическом моделировании и экспериментальной проверке соотношения (2) в работах [1,4] рассмотрены случаи, когда объекты расположены с интервалами, значительно превышающими ширину главного пика тела неопределенности. Естественно, что при этом объекты изображаются (по интенсивности) модулем аппаратной функции (3) и фазовый множитель не участвует в формировании изображения.

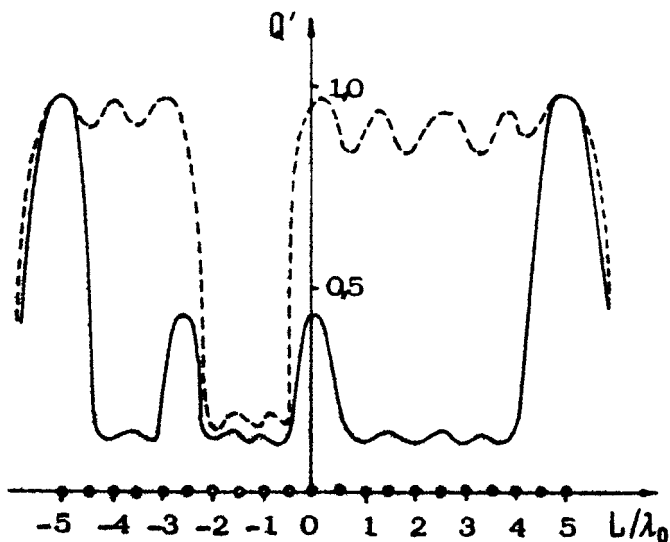
Однако в практических приложениях гораздо интереснее случай, когда рассеивающие звук объекты расположены непрерывно или с интервалами, меньшими ширины тела неопределенности. В этом случае существенную роль в формировании изображения принимает фазовый множитель аппаратной функции (3), приводящий к интерференции тел неопределенности в изображении различных элементов объекта.

Для исследования этого практически интересного режима многочастотной голографии было проведено математическое и физическое моделирование восстановления изображения линейной системы "самосветящихся" когерентных ультразвуковых источников при регистрации сигналов одиночным гидрофоном, расположенным на линии источников. В этом случае разрешение источников должно определяться только частотными выборками и радиальные сечения модуля тела неопределенности при различных значениях ширины полосы частот

ультразвука представлены на рис.2, где 1 -  $\Delta\omega/\omega_0=0,25$ ;  
 2 -  $\Delta\omega/\omega_0=0,5$ ; 3 -  $\Delta\omega/\omega_0=1$ .



Р и с . 2



Р и с . 3

На рис.3 представлены результаты восстановления изображения 21-элементного линейного ЭАП ультразвукового реконструктивного томографа; элементы расположены с шагом  $d$ , и четыре элемента, показанные белыми кружками, не работают. Штриховая линия соответствует такому выбору полосы частот, при которой происходит компенсация линейного ЭАП на контрольный гидрофон на центральной частоте  $\omega_0 = 2\pi c / d$ . В этом случае фазовый множитель в аппаратной функции скомпенсирован и происходит восстановление распределения производительностей источников с точностью, определяемой шириной модуля аппаратной функции. Сплошная кривая соответствует такому выбору полосы частот, при котором центральная частота  $\omega_0 = \pi c / d$ . При этом фазовый множитель остается некомпенсированным и восстанавливается не само распределение источников, а градиент распределения. Поскольку изображения в системах "звуковидения" обычно обладают очень низким контрастом, такое "градиентное" восстановление изображений может значительно повысить распознаваемость неоднородностей наблюдаемых сред за счет подчеркивания контуров неоднородностей.

В заключение остановимся на путях практической реализации методов многочастотной голографии в устройствах ультразвуковой интроскопии и медицинской диагностики. Наиболее просто этот метод применим в системах, отображающих изображения плоских срезов исследуемых сред, т.е. в системах бокового обзора и реконструктивной томографии. При этом приемные элементы должны выполняться в виде узких и длинных полосок для приема сигналов из относительно узких слоев, перпендикулярных длинным сторонам приемников. При контроле линейных распределений объектов или источников, например при контроле линейных ЭАП ультразвуковых томографов, возможно применение чисто частотных выборок. В отличие от традиционных моночастотных методов голографии, где возможно оптическое восстановление изображений, в многочастотной голографии восстановление возможно только цифровыми методами на ЭВМ. В наших экспериментальных исследованиях восстановление изображений осуществлялось неспециализированной мини-ЭВМ типа Д-3-28 с регистрацией восстановленных распределений на цифрочатающем устройстве типа "Консул-360". При этом время обработки и восстановления изображения

21-элементного ЭАП (см. рис.3) не превышало 13 мин. В работе [4] указывается, что при использовании специализированного высокоскоростного мини-процессора восстановление 80x80 точек изображения может быть осуществлено за время порядка 1 мин. В то же время методы многочастотной голографии могут существенно упростить создание и эксплуатацию приемных решеток, а главное - повысить распознаваемость локальных малоподвижных неоднородностей за счет их "оконтуривания".

#### Л и т е р а т у р а

1. Ermert H., Karg R. Multifrequency acoustical holography. - IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics, 1979, v.SU-26, p.279-286.
2. Брусин И.Я., Власова Т.Г., Гельфер Э.М. и др. Метод частотного сканирования в радиовидении. - Изв. вузов. Радиофизика, 1980, т.23, №8, с.934-941.
3. Пигулевский Е.Д. Частотно-пространственная эквивалентность при измерении характеристик направленности в ближнем поле антенн. - Изв. вузов. Радиофизика, 1980, т.23, №9, с.83-86.
4. Miyashita T., Nakayama J., Ogura H. Acoustical imaging by means of multifrequency holography matrix. - Acoustical Imaging, v.9, Plen. Press, New York - London, 1981, p.49-55.

## АПЕРТУРНЫЕ ИСКАЖЕНИЯ В ФАЗОВОМ МЕТОДЕ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ РЕКОНСТРУКТИВНОЙ ТОМОГРАФИИ

Д.А.Макарычев, В.А.Мальхин, Ю.Н.Хомяков,  
Л.Д.Песок, А.С.Химуниш

Известно, что эхолокационные методы ультразвуковой визуализации внутренних органов позволяют регистрировать границы (контуры) областей с различными акустическими импедансами в исследуемом сечении объекта. При этом скорость ультразвука во всем объекте принимается постоянной. Принципиальным отличием ультразвуковой реконструктивной томографии является возможность получения пространственного распределения (поля) какого-либо из параметров распространения ультразвука – скорости или коэффициента поглощения (или импеданса), причем принятие априорного постоянства одного из параметров в общем случае не является обязательным.

В работах [1,2] показано, что ультразвуковая реконструктивная томография, основанная на данных о коэффициентах поглощения (аттенюационная томография), обладает низкой точностью из-за трудностей учета отражения, преломления и дифракции акустических волн. Метод реконструкции поля скоростей (рефракционная томография [2]) менее подвержен вредному влиянию отражений и преломлений, поскольку отклонение скорости в мягких тканях от среднего значения не превышает 5%. Регистрация данных в методе рефракционной томографии осуществляется путем измерения времени распространения ультразвука через исследуемый объект.

В приближении бесконечно тонкого волнового пучка и его траектории, соответствующей распределению скорости в объ-

екте, известны методы реконструкции [3], позволяющие по результатам измерений (в каждой точке сканирования) минимального времени распространения сигнала по кратчайшему акустическому пути между преобразователями восстановить поле скорости ультразвука. Измеряемый интервал называют временем пролета (time-of-flight) и фиксируют его по моменту пересечения принятым сигналом заданного порогового уровня. Однако в большинстве применений [4-6] реконструкцию проводят по более простым алгоритмам [7], предполагающим прямолинейную траекторию лучей. Реализация времяпролетного метода в этом случае усложняется следующими факторами:

- чем выше требуемая точность, тем короче (широкополоснее) должен быть акустический импульс и тем в большей степени возможно отклонение его траектории от прямолинейной при распространении этого импульса в неоднородной среде;

- вследствие больших изменений амплитуды принимаемого сигнала (порядка 60 дБ и более) и его спектрального состава момент времени пересечения им фиксированного порога будет подвержен неконтролируемым флуктуациям.

При интерпретации результатов измерений влияние указанных факторов может быть ошибочно отнесено к изменениям скорости ультразвука в исследуемых тканях. Следует также особо отметить принципиальную невозможность улучшения пространственного разрешения времяпролетного метода с помощью фокусирующих акустических систем без одновременного ухудшения временного разрешения.

Стремление уменьшить поперечные размеры волнового пучка приводит к необходимости применения достаточно узкополосных акустических сигналов и, соответственно, прямолинейной аппроксимации траекторий. Измерение времени распространения сигнала в этом случае может быть выполнено путем регистрации фазового сдвига в несущих частотах излученного и прошедшего исследуемый объект импульсных сигналов [8]. Улучшение пространственного разрешения при этом достигается ценой усложнения методов точного определения временного положения протяженного сигнала.

Остановимся подробнее на характеристиках фазового метода в ультразвуковой реконструктивной томографии. Пусть в однородной среде, характеризуемой скоростью распространения  $c_0$ , имеется возмущающая область с постоянной плот-

ностью  $\rho$  и заданным распределением скорости ультразвука  $c_p(x, y, z)$ . Зондирующий сигнал – радиопульс квазимонохроматических колебаний с несущей частотой  $\omega_x$ . Ультразвуковые колебания распространяются от передающего ЭАП к приемному в направлении оси  $z$  (рис.1); многократные отражения не учитываются. Тогда для квазистационарного режима колебаний фазу прошедшей возмущение волны в плоскости приемного ЭАП можно записать в виде [5]

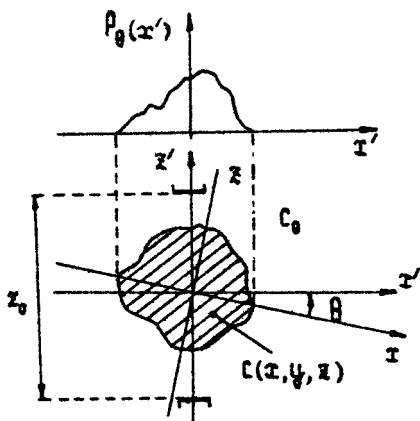
$$\varphi(t) = \omega_x \left[ t - \frac{1}{c_0} \int_{-z_0/2}^{+z_0/2} \bar{n}(z) dz \right], \quad (1)$$

где

$$\bar{n}(z) = \frac{1}{S} \iint_S \frac{c_0}{c_p(x, y, z)} dx dy$$

– среднее по сечению луча значение возмущения,  $S$  – площадь поперечного сечения луча,  $z_0$  – расстояние между сканирующими жестко соединенными соосными и параллельными излучающим и приемным ЭАП. В отсутствие возмущения фаза прошедшей волны равна

$$\varphi_0(t) = \omega_x (t - z_0/c). \quad (2)$$



Р и с. 1. Лучевая схема сканирования

Значение проекционного интеграла от функции, описывающей возмущение в виде нормированного коэффициента реф-



рации  $[n(x, y, z) - 1]$ , совпадает с разностью (1) и (2):

$$\varphi(t) - \varphi_0(t) = -\frac{\omega z}{c_0} \int_{-z_0/2}^{+z_0/2} [\bar{n}(z) - 1] dz \quad (3)$$

и может быть получено регистрацией фазового сдвига волны, прошедшей возмущающую область, относительно фазы волны, прошедшей однородную акустическую среду (имерсионную жидкость, окружающую исследуемый объект).

Если принять, что отображается сечение исследуемого объекта, описываемое функцией  $[n(x, z) - 1]$  (например в плоскости  $y = 0$ , см. рис.1), то проекция под углом  $\theta$  есть

$$P_\theta(x') = -\kappa_0 \int_{-z_0/2}^{+z_0/2} [n(x', z')] dz', \quad (4)$$

где  $\kappa_0 = \omega z / c$  - волновое число имерсионной жидкости; координаты  $(x', z')$  и  $(x, z)$  связаны между собой оператором поворота  $x' = x \cos \theta + z \sin \theta$ ,  $z' = -x \sin \theta + z \cos \theta$ . Приближение (4) будет выполняться только для объектов с очень малыми изменениями скорости распространения ультразвука по пространству, когда в проекциях на ширине луча  $|\text{grad } P(x)| \ll P(x)$ .

Учитывая конечные размеры волнового пучка, сигнал на выходе приемного ЭАП при его перемещении относительно объекта (координата  $x'$ ) можно записать в виде

$$Q_\theta(x') = \int_{-\infty}^{+\infty} A(x' - x_\tau) \exp[i P_\theta(x_\tau)] dx_\tau \quad (5)$$

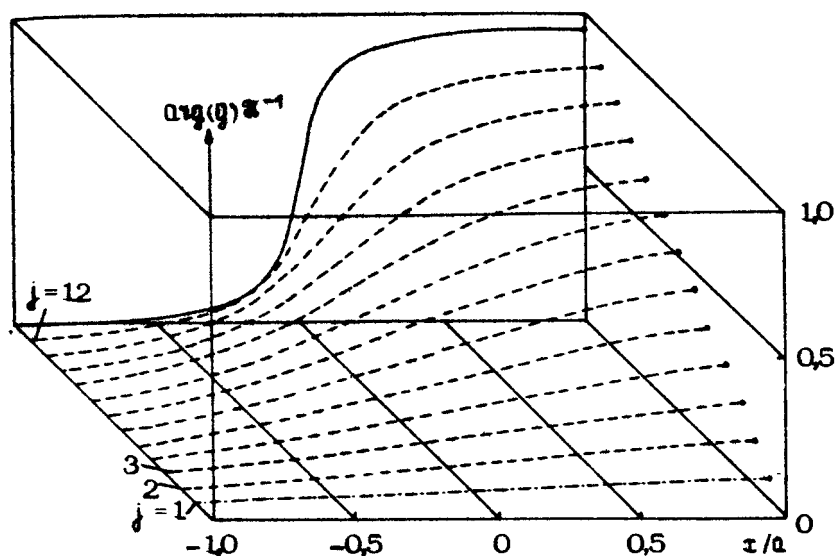
Здесь  $P_\theta(x)$  - лучевая проекция (4),  $A(x)$  - аппаратная функция акустического звена томографа. Регистрируемая фазовая проекция есть аргумент  $Q_\theta(x)$ . Рис.2 иллюстрирует характер влияния конечного размера волнового пучка при измерениях  $\Delta \tau Q [Q(x)]$  для апертуры вида

$$A(x) = \begin{cases} 1, & |x| \leq a \\ 0, & |x| > a \end{cases} \quad (6)$$

и набора объектов в виде фазовых экранов

$$P_j(x) = \begin{cases} 0, & x \leq 0 \\ \Psi_j, & x > 0 \end{cases} \quad (7)$$

где  $\Psi$  изменяется от  $0,07\pi$  до  $\pi$  с дискретом  $0,07\pi$  радиан,  $j = 1, \dots, 12$ . Семейство переходных характеристик периодически с периодом  $2\pi$  по значениям  $\Psi_j$ ; кругизна передачи идеального ступенчатого перепада  $P_j(x)$  определяется его величиной  $\Psi_j$ .

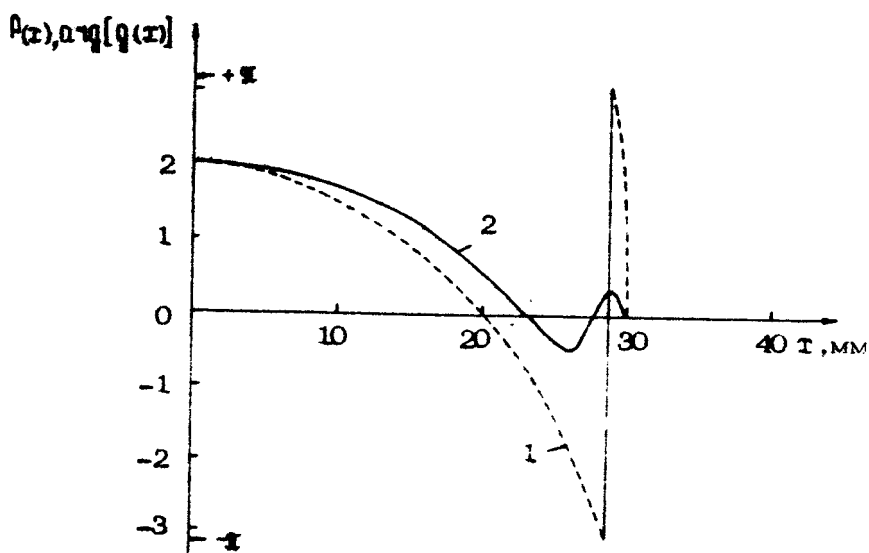


Р и с. 2. Семейство переходных характеристик для прямоугольной апертуры и высокой частоты  $\omega_2$

На рис. 3 приведены идеализированная лучевая (1) и фазовая (2) проекции для объекта в виде цилиндра радиуса 30 мм со скоростью ультразвука в нем  $c_p = 1510$  м/с ( $t_0 = 1500$  м/с) и апертурой  $A(x)$  реального кольцевого электроакустического преобразователя [9] радиусом 9 мм на частоте 5 МГц. В фазовой проекции из-за апертурных искажений полностью утеряно приращение фазы в  $2\pi$ , что привело примерно к трехкратной ошибке в центральной области проекции цилиндра.

Существенное уменьшение подобных ошибок может быть достигнуто путем измерения разности фаз, по крайней мере, на двух близких несущих  $\omega_{z_1}$  и  $\omega_{z_2}$  и регистрации двух фазовых проекций  $\alpha \gamma q [q_1(x)]$  и  $\alpha \gamma q [q_2(x)]$ , что эквивалентно введению фиктивной низкой частоты  $\omega_{\Delta} = \omega_{z_1} - \omega_{z_2}$ . Разность лучевых проекций (4) определяет лучевую проекцию на фиктивной низкой частоте

$$P_{\Delta\theta}(x') = -\frac{\omega_{\Delta}}{c} \int_{-z_0/2}^{+z_0/2} [n(x', z') - 1] dz' \quad (8)$$



Р и с. 3. Проекция цилиндра для бесконечно тонкой (1) и конечной реальной (2) апертур

Значения  $P_{\Delta\Delta}(x')$  во всем возможном диапазоне изменений  $\rho(x, z)$  легко получить не превышающим  $\mathfrak{K}$  радиан соответствующим выбором  $\omega_{z_1}$  и  $\omega_{z_2}$ . Низкочастотная фазовая проекция определяется как разность фазовых проекций на частотах  $\omega_{z_1}$  и  $\omega_{z_2}$ , т.е.

$$aTg[q_A(x)] = aTg[q_1(x) \cdot q_2^*(x)], \quad (9)$$

где \* - знак комплексного сопряжения.

На рис. 4 приведено семейство переходных характеристик низкочастотных фазовых проекций для прямоугольной апертуры (6).

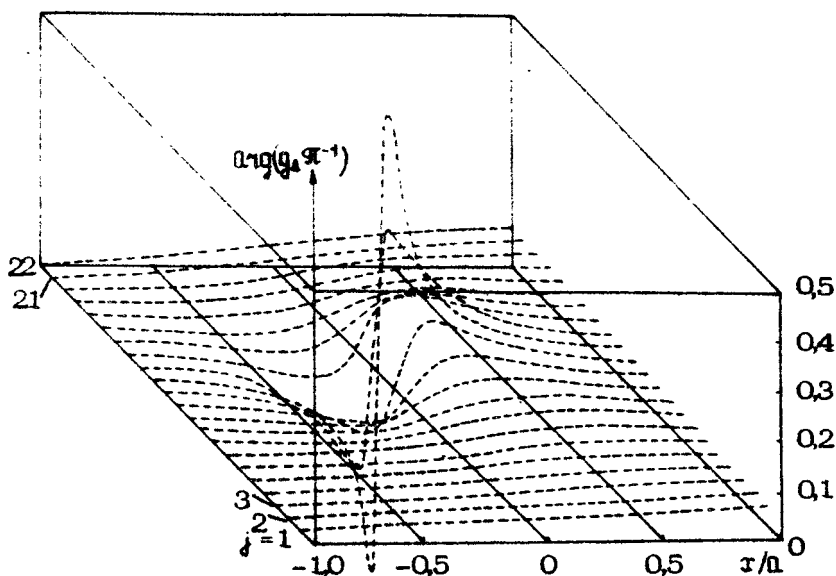
Поведение полученных зависимостей для переходных характеристик определяет следующие свойства искажений:

- при значениях  $\Psi_j$  на высоких частотах, не превышающих  $\pm \mathfrak{K}/2$  (близких к четному числу  $\mathfrak{K}$ ) - это обычные апертурные искажения, преобразующие ступенчатое возмущение (7) в плавный перепад с протяженностью, равной ширине апертуры;

- при значениях  $\Psi_j$  на высоких частотах, близких к не-

четному числу  $\mathfrak{K}$ , на переходных характеристиках появляются выбросы, подчеркивающие перепад, причем область выбросов расширяется с увеличением  $\Psi_i$  (значения фазового сдвига, близкие к нечетному числу  $\mathfrak{K}$ , на каждой из высоких частот все более удаляются друг от друга);

- максимальное значение выброса зависит от  $\Psi_i$ , но не превышает  $\mathfrak{K}$  радиан на фиктивной низкой частоте  $\omega_\Delta$ .

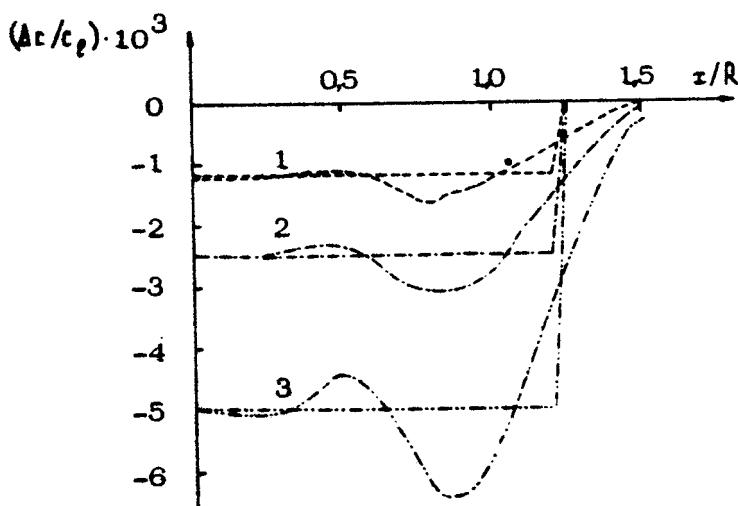


Р и с. 4. Семейство переходных характеристик для прямоугольной апертуры и фиктивной низкой частоты  $\omega_\Delta$

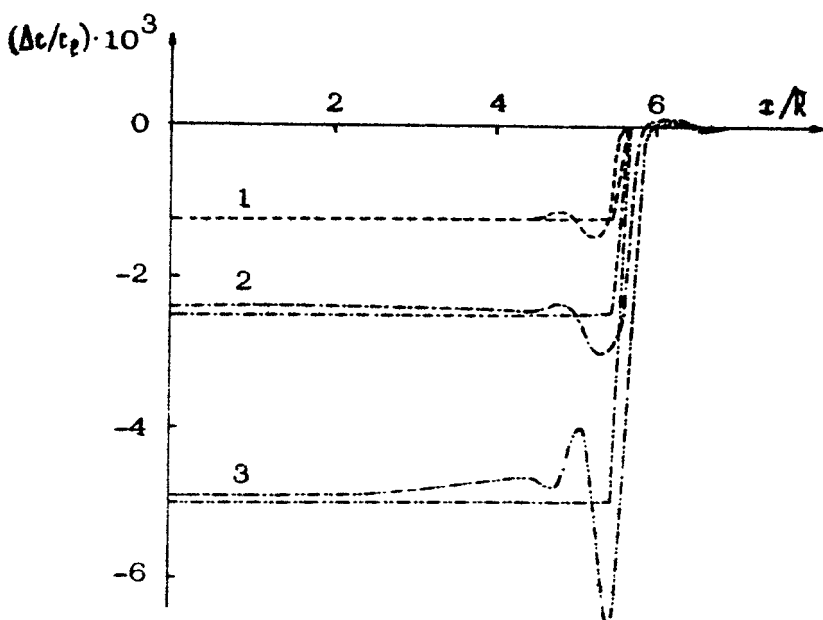
Для оценки степени искажения исходного поля скоростей в двухчастотном методе фазовых измерений проведено численное моделирование на ЦВМ процедуры получения проекций и реконструкции изображений простых объектов с круговой симметрией. Функция апертуры  $A(x)$  была принята близкой к реальной и задавалась аналитически в виде

$$A(x) = \begin{cases} 0,5 \left[ 1 + \cos(\pi x/R) \exp(i\pi \sqrt{x^2 + R^2} - x) \right], & |x| \leq R \\ 0, & |x| > R. \end{cases}$$

Здесь  $x = 0.5(R^2 - 1)/\lambda$  и  $R$  — эффективный размер пучка, равный  $16\lambda$  на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$  при  $c_0 = 1500$  м/с. При получении проекций предполагалось, что объект "прозвучивается" (со скоростью в нем  $c_p$ ) на двух близких высоких частотах; регистрируются, в соответствии с (5), проекции  $\sigma_1 q [q_1(x)]$  и  $\sigma_1 q [q_2(x)]$ , по которым как разность определяется низкочастотная фазовая проекция  $\sigma_1 q [q_A(x)]$ , принимаемая за оценку лучевой проекции (8) на фиктивной низкой частоте  $\omega_A$ . Реконструкция осуществлялась методом свертки и суммирования обратных проекций [7]. Полученные оценки скорости ультразвука в сечениях цилиндрических объектов представлены на рис. 5 и 6 ( $c_0 = 1500$  м/с). Координата по радиусу нормирована к эффективному размеру апертуры  $R$ , значения скорости ультразвука приведены в единицах нормированного коэффициента рефракции ( $c_0 c_p^{-1} - 1$ ). Здесь же, для оценки характера апертурных искажений, нанесены постоянные по радиусу цилиндров истинные значения коэффициентов рефракции (скорости ультразвука).



Р и с. 5. Результат моделирования апертурных искажений для однородных цилиндров со скоростью ультразвука  $c_p$ : 1 — 1501,8 м/с; 2 — 1503,75 м/с; 3 — 1507,53 м/с. Отношение радиуса цилиндров к эффективному размеру апертуры равно 1,25



Р и с. 6. Результат моделирования апертурных искажений для однородных цилиндров со скоростью ультразвука  $c_p$ : 1 - 1501,8 м/с; 2 - 1503,25 м/с; 3 - 1507,53 м/с. Отношение радиуса цилиндров к эффективному размеру апертуры равно 5,625

Конечная ширина акустического луча в ультразвуковой томографии при использовании метода двухчастотных фазовых измерений искажает истинное распределение скоростей ультразвука (коэффициента рефракции) в визуализируемой плоскости. Характер и степень этих искажений определяются скоростью изменения функции лучевой проекции  $d[\rho(x)]/dx$  на ширине акустического пучка. Апертурные искажения для объектов малых размеров (по сравнению с эффективными размерами акустического пучка) и очень малых контрастов (см. рис.5) эквивалентны низкочастотной фильтрации идеального изображения фильтром с частотой среза, определяемой размером акустического пучка. Увеличение контрастов или размеров и контраста объекта (рис.6) изменяет характер апертурных искажений: происходит подчеркивание границ (контуров) отображаемых структур, которое сопровождается колебательным процессом с периодом, примерно

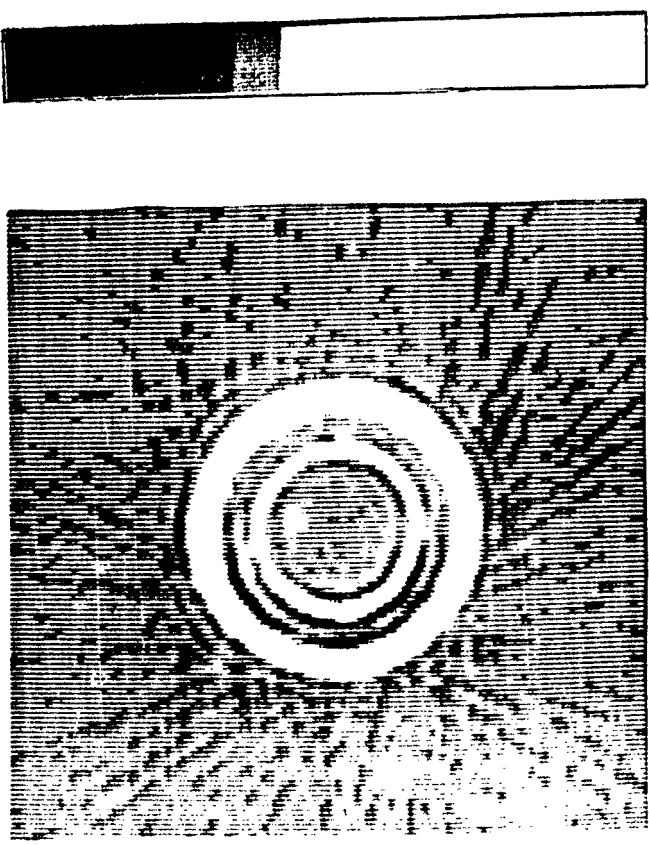
соответствующим эффективному размеру пучков. Положение подчеркнутой границы объекта относительно идеального изображения сечения смещается незначительно.

Экспериментальные исследования двухчастотного фазового метода формирования проекций скорости ультразвука в ультразвуковой реконструктивной томографии проводились с различными фантомными объектами. Один из них был выполнен в виде двух полых фторопластовых цилиндров ( $c_2 = 1340$  м/с) с внутренними диаметрами  $d_1 = 30$  мм и  $d_2 = 18$  мм и толщиной стенок  $b_1 = 4,5$  мм и  $b_2 = 2$  мм. Полость цилиндров заполнялась жидкостью, акустический импеданс которой варьировался относительно импеданса иммерсионной среды (дистиллированная вода,  $c_0 = 1480$  м/с). Акустическая система томографа содержала два идентичных преобразователя, выполненных в виде аксиально-симметричных двухзонных линз Френеля. При расстоянии между преобразователями 200 мм и фокусном расстоянии каждого преобразователя  $z_f = 70$  мм ширина акустического пучка не превышала 4 мм ( $14\lambda$ ) при протяженности результирующей фокальной области около 100 мм.

Диапазон сканирования составлял 128,5 мм с интервалом между отсчетами 0,5 мм. Регистрировались 102 угловых проекции объекта, каждая из которых содержала 256 отсчетов. Излучающий ЭАП возбуждался последовательно из двух радиопульсов с длительностью огибающих 50 мкс каждая и несущими частотами  $\omega_1 = 4,55$  МГц и  $\omega_2 = 4,328$  МГц. Оценка времени распространения волнового пакета через объект осуществлялась по фазовому сдвигу несущих частот принятого сигнала в соответствии с выражением (9).

Пример результата реконструкции изображения соосно расположенных цилиндров, полости которых заполнены водой, представлен на рис.7. Несмотря на некоторую зашумленность полученного изображения, следует отметить достаточно хорошее воспроизведение тонкой (около  $7\lambda$ ) стенки малого цилиндра и незначительные искажения в геометрии при удовлетворительном качестве передачи локальных значений скорости ультразвука.

Зашумленность томограммы объясняется неучтенным в рассмотренной модели влиянием переотражений на границах внутри фантома. Двухчастотные фазовые измерения предполагают линейную связь задержки сигнала и его фазового



Р и с . 7 . Реконструированное изображение фантомного объекта



сдвига, которая нарушается "многолучевым" характером распространения вследствие многократных отражений. Расширение динамического диапазона измерений в  $\omega_x/\omega_\Delta$  раз за счет введения фиктивной низкой частоты привело к снижению точности оценки проекций примерно во столько же раз по сравнению с измерениями на несущих частотах.

В рамках фазовых измерений при получении проекций улучшения качества томограмм можно достигнуть введением трех- или четырехчастотного измерения. Выбор несущих при этом должен быть осуществлен таким образом, чтобы образовавшиеся  $\omega_{\Delta 1,4}$  позволили получить результат оценки проекций с точностью фазовых измерений на высоких частотах и в то же время в требуемом динамическом диапазоне задержек сигнала. При двухчастотном зондирующем сигнале несущие  $\omega_{x1}$  и  $\omega_{x2}$  должны быть раздвинуты так, чтобы ошибка оценки по разностной частоте  $\omega_\Delta$  не превысила половины периода несущей  $\omega_x$ . Тогда, введя дополнительный грубый канал для оценки времени распространения по огибающей сигнала, можно выполнить последовательное уточнение оценки сначала по фазовому сдвигу разностной частоты  $\omega_\Delta$ , а затем по фазе несущих.

Строгий статистический анализ характеристик распространения акустического сигнала применительно к мягким биологическим тканям позволит оптимизировать параметры зондирующих сигналов (длительность, полосу частот и форму импульса), а также устройств их обработки с целью достижения максимально возможной разрешающей способности при допустимом уровне шумов в реконструированном изображении.

#### Л и т е р а т у р а

1. Greenleaf J.F., Johnson S.P., Lee S.J. et al. Algebraic reconstruction of spatial distributions of acoustic absorption within tissue from their two dimensional acoustic projections. - In: Acoustical Holography. V.5, New York; Plenum Press, 1974, p.591-603.
2. Greenleaf J.F., Johnson S.P., Samayoa W.F., Duck F.P., Algebraic reconstruction of spatial distributions of acoustic velocities in tissue from their time-of-flight profiles. - In: Acous-

- tical Holography. V.6. New York, Plenum Press, 1975, p.71-89.
3. Schomberg H. An improved approach to reconstructive ultrasound tomography. - J.Appl.Phys, 1978, v.D11, N15, L181-L185.
  4. Glover G.H., Sharp J.C. Reconstruction of ultrasound speed distributions in soft tissue; time-of-flight tomography. - IEEE Trans. Sonics and Ultrason., 1977, v.SU-24, N4, p.229-234.
  5. Мюллер Р.К., Кавех М., Уэйд Г. Реконструктивная томография и ее использование в ультразвуковой технике. - ТИИЭР, 1979, т.67, с.146-170.
  6. Greenleaf J.F., Bahn R.C. Clinical imaging with transmissive ultrasonic computerized tomography. - IEEE Trans. Biomed. Eng., 1981, v.BME-28, N2, p.177-185.
  7. Shepp L.A., Logan B.F. The Fourier reconstruction of a head section. - IEEE Trans. Nucl. Science, 1974, v.N-21, N1, p.21-43.
  8. Макарычев Д.А. Фазовые измерения в ультразвуковой рефракционной томографии. - Изв. ЛЭТИ, 1981, вып.297, с.97-103 (Научн. тр.).
  9. Львова Е.А., Химуни А.С. Структура акустического поля кольцевых излучателей конечной ширины. - Дефектоскопия, 1980, №12, с.75-84; 1981, №6, с.103-105.

## ФАЗОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ В УЛЬТРАЗВУКОВОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ

А.С.Химуни, Е.А.Львова

Прецизионные методы абсолютных и относительных измерений фазовой скорости ультразвука широко применяются в различных областях молекулярной акустики и биологии, при идентификации тканей, в вычислительной томографии [1,2] и т.п. Особенно высокие требования к разрешающей способности аппаратуры предъявляются в биофизике в исследованиях растворов предельно малых концентраций (например, аминокислот или полипептидов) при экстраполяции результатов к бесконечному разбавлению [3]. Как правило, в таких исследованиях используют многочисленные разновидности интерферометрического метода, принадлежность результатов измерения которого именно к фазовой скорости не вызывает сомнений.

Вместе с тем интерферометрическому методу присущи специфические погрешности измерения, обусловленные дифракционной структурой акустического поля в измерительной камере интерферометра. Эти погрешности имеют общую природу в любых методах измерения, однако проявляются они существенно по-разному в режиме бегущей волны или в поле стоячих волн. В отличие от методов измерения в режиме бегущей волны, в интерферометрических измерениях пренебрежение дифракционными эффектами, наиболее ярко выраженными при малых волновых размерах преобразователей, может привести не только к снижению точности абсолютных измерений, но и к значительному ухудшению разрешающей способности. Ниже рассматривается метод учета дифракционных

погрешностей в ультразвуковом интерферометре с круглым излучателем конечного размера и плоским подвижным рефлектором.

В классическом варианте акустического интерферометра носителем информации об измеряемых параметрах распространения является кривая реакции по высокочастотному напряжению на излучателе (или по току через него) при перемещении рефлектора относительно излучателя. Измеряемая длина волны определяется при этом по положениям экстремумов кривой реакции — максимумов или минимумов. Известно, однако, что использование фазовых соотношений в интерферометрических измерениях обеспечивает более высокую чувствительность аппаратуры по сравнению с амплитудными измерениями. Наиболее просто фазовые измерения реализуются в интерферометрах с излучающим и приемным преобразователями, и именно этим объясняется их широкое применение. В то же время современная элементная база располагает разнообразными схемными решениями для разработки каскадов с практически идеальной пентодной характеристикой (идеальный генератор тока) и весьма малой обратной проводимостью. Применение таких каскадов позволяет осуществлять корректные фазовые измерения также в интерферометре с излучателем и рефлектором. Блок-схема аппаратуры для фазовых измерений приведена на рис.1.

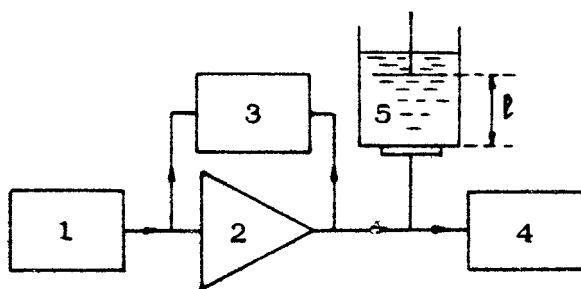


Рис.1. Реализация фазовых измерений в ультразвуковом интерферометре (1 — генератор; 2 — усилитель; 3 — фазометр; 4 — схема регистрации; 5 — измерительная камера)

Излучатель интерферометра соединен с задающим генератором через усилительный каскад с малой проходной ем-

костью, внутреннее сопротивление которого значительно превышает максимальное значение результирующего импеданса излучателя. Регистрируемой величиной в этих измерениях является фазовый сдвиг  $\bar{\varphi}$  между высокочастотным напряжением на излучателе и на выходе стабилизированного по частоте задающего генератора. Единственное специальное (и обязательное) требование к фазометрической схеме заключается в обеспечении высокого сопротивления соединенного с излучателем измерительного входа относительно модуля импеданса пьезопреобразователя в максимумах кривой реакции. Искомая длина волны определяется здесь по положениям нулей фазового сдвига в экстремумах кривой реакции при изменении расстояния  $l = z/2$  между излучателем и рефлектором.

Изменение высокочастотного напряжения на излучателе в этих условиях пропорционально импедансу интерферометра [4], который определяется результирующим давлением на излучателе  $\bar{p}_z / \rho_{0z}$ . Последнее может быть найдено суммированием среднего давления на излучателе  $(\bar{p} / \rho_{0z})_{z=0}$  со средними давлениями всех многократно отраженных волн, пути которых в исследуемой среде равны  $2l, 4l, 6l, \dots$

$$\frac{\bar{p}_z}{\rho_{0z}} = \left( \frac{\bar{p}}{\rho_{0z}} \right)_{z=0} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{\bar{p}}{\rho_{0z}} \right)_{z=2nl} \cdot \exp[-(\alpha + ik)2nl]. \quad (1)$$

Здесь  $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$  — волновое число,  $\lambda$  — длина волны,  $n$  — номер отражения от рефлектора,  $\omega = 2\pi f$  — круговая частота,  $\rho_{0z} = \rho c \exp\{i[\omega t - (k - i\alpha)z]\}$  — давление затухающей плоской волны,  $\rho$ ,  $c$  и  $\alpha$  — плотность, фазовая скорость и коэффициент затухания в исследуемой среде соответственно. Верхний предел суммы в выражении (1) определяется расстоянием, на котором вклад среднего давления всех последующих отраженных волн будет исчезающе малым из-за поглощения и дифракционных потерь.

Численное значение  $\bar{p}(z)/\rho_{0z}$  полагается равным среднему давлению на приемном преобразователе одинакового с излучателем радиуса  $a$  и коаксиальном ему, расположенном на расстоянии  $z$  от излучателя [5] ( $\theta$  — интеграл Вильямса [6] для  $\alpha \neq 0$ )

$$\frac{\bar{p}}{\rho_{0z}} = 1 - \frac{4}{\pi} \exp(ikz) \int_0^{z/2} \exp[-ik(z^2 + 4a^2 \cos^2 \theta)^{1/2}] \cdot$$

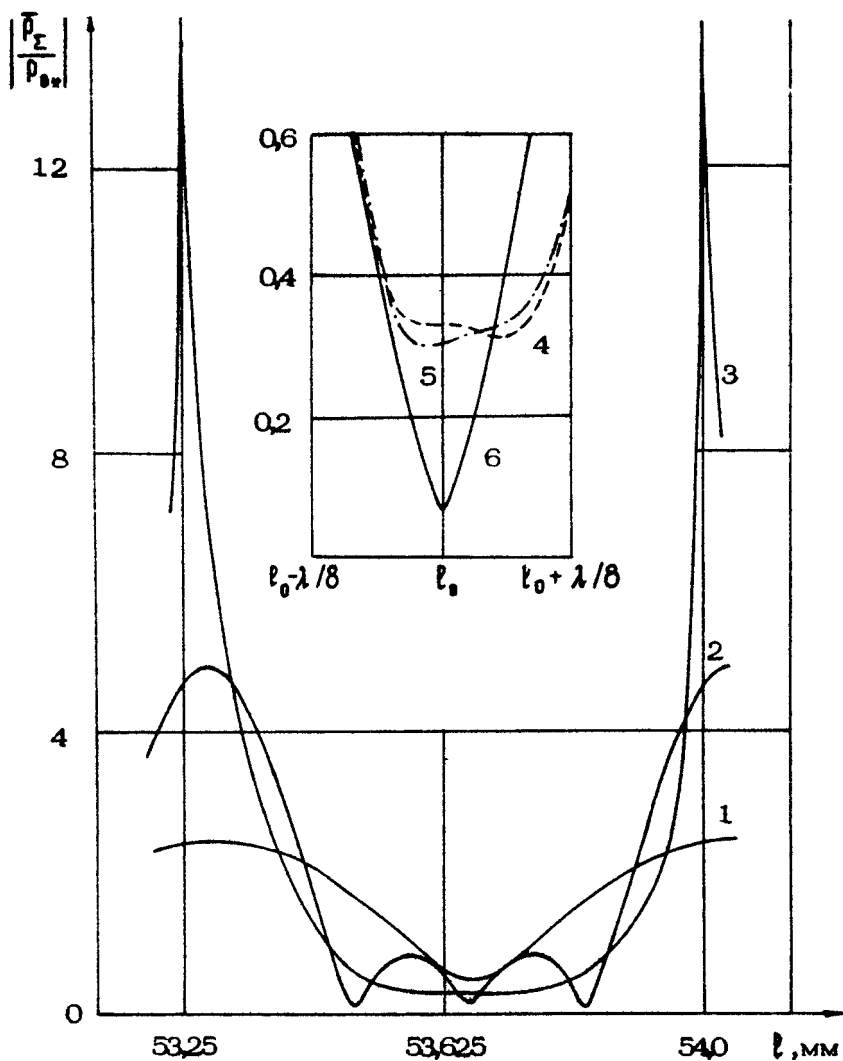
$$= \exp \left[ -\alpha z \left( 1 + \frac{4\alpha^2 \cos^2 \theta}{z^2} \right)^{1/2} \right] \sin^2 \theta d\theta. \quad (2)$$

В принятой модели распределение колебательной скорости  $u_0$  на поверхности абсолютно жесткого излучателя принимается равномерным; коэффициент отражения от излучателя, окружающего его экрана и рефлектора равен единице. Кривая реакции по напряжению на излучателе пропорциональна модулю выражения (1), зависимость же фазового сдвига высокочастотного напряжения на излучателе относительно фазы плоской волны (фазы напряжения на генераторе) в функции от расстояния между излучателем и рефлектором определяется как

$$\bar{\varphi}_z = \alpha z \operatorname{ctg} \left[ I_m(\bar{p}_z / \rho_{0z}) / R_2(\bar{p}_z / \rho_{0z}) \right]. \quad (3)$$

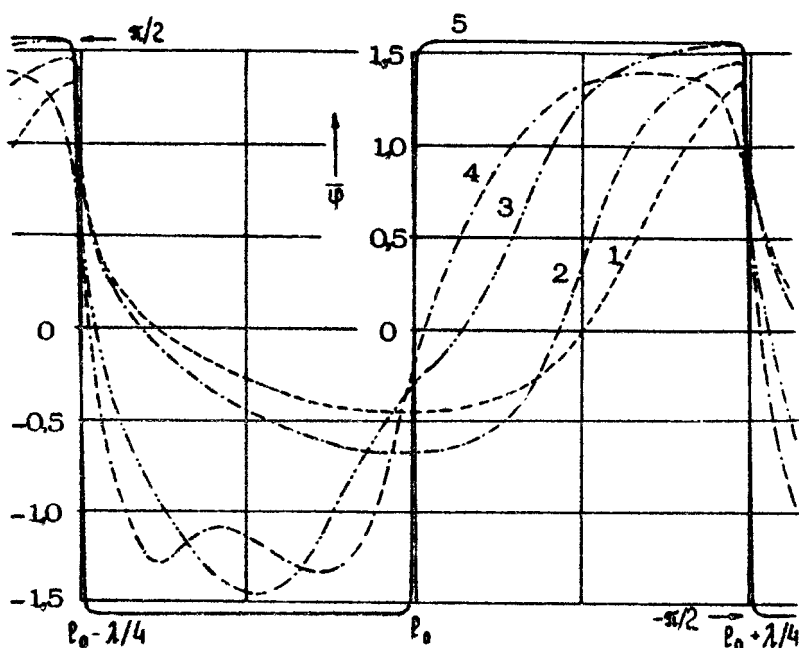
На рис.2 приведены результаты расчета структуры кривой реакции, иллюстрирующие процесс формирования экстремумов при увеличении числа многократных отражений. Расчет выполнен для следующих параметров:  $c = 1,5 \times 10^5$  см/с,  $f = 1,0$  МГц,  $a = 10$  мм,  $\alpha = 4\alpha_0$  ( $\alpha_0/f^2 = 25 \times 10^{-17}$  см $^{-1}$ с $^2$  - частотно-независимый коэффициент затухания ультразвука для воды). Кривые 1-3 соответствуют  $N = 1, 3$  и 2000. Увеличение числа отражений до  $N = 5000$  не изменяет максимальной амплитуды экстремумов (13,944 и 13,745) и не меняет вида кривой 3. Кривые 4 и 5 соответствуют минимумам для расстояний  $l = 53,625$  и 55,875 мм; кривая 6 рассчитана для одномерного решения ( $\bar{p} / \rho_{0z} = 1$ ) при  $\alpha = 50\alpha_0$ .

Результаты расчета дифракционной структуры фазовой кривой реакции  $\bar{\varphi}_z(l)$  при различных расстояниях между излучателем и рефлектором приведены на рис.3. Кривые 1-4 рассчитаны для расстояний  $l \approx 300, 200, 50$  и 20 мм; кривая 5 соответствует одномерному решению для  $l = 51,375$  мм и  $\alpha = 50\alpha_0$ . В этих зависимостях обращает на себя внимание существенно разная крутизна изменения фазового угла в экстремумах кривой реакции при разных расстояниях. Более того, наибольшей крутизне фазовой кривой реакции (в максимумах модуля результирующего среднего давления) не соответствует минимальное отклонение положения нулей средней фазы относительно таковых для одномерного решения  $\delta\bar{\varphi} = \bar{\varphi}_z - \bar{\varphi}_0$ .



Р и с.2. Формирование экстремумов амплитудной кривой реакции при различном числе отражений

Зависимость от расстояния величины дифракционного сдвига нулей средней фазы в минимумах кривой реакции относительно их положения в одномерном решении представлена кривой 1 на рис.4 ( $\alpha = \alpha_0$ ). Эта зависимость слабо меняется при изменении коэффициента затухания: отличие

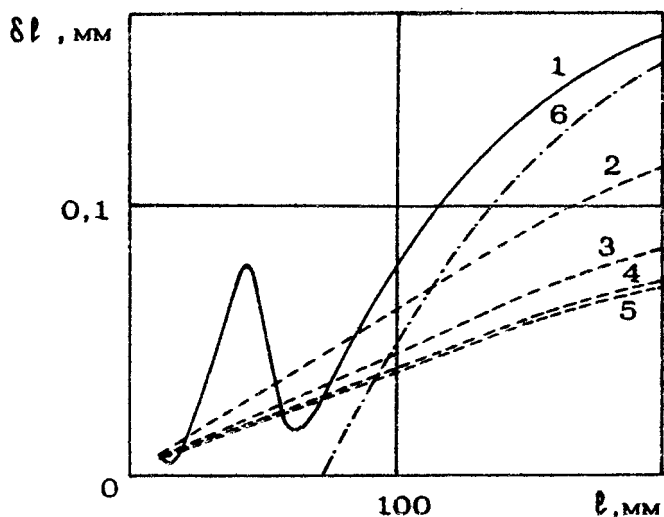


Р и с.3. Фазовая кривая реакции

аналогичных зависимостей для  $0 \leq \alpha \leq 20\alpha_0$  от кривой 1 не превышает 5%. Кривые 2-5 соответствуют дифракционным сдвигам нулей средней фазы в максимумах амплитудной кривой реакции и рассчитаны для  $\alpha = 100\alpha_0, 20\alpha_0, 4\alpha_0$  и  $\alpha_0$ . Здесь же для сравнения приведены практически не зависящие от  $\alpha$  дифракционные приращения в режиме бегущей волны, рассчитанные по данным работы [7] для  $\alpha = 2\beta$  (условно опущенная на 0,1 мм кривая 6). Нетрудно заметить, что с увеличением расстояния и коэффициента поглощения все дифракционные приращения стремятся к поправкам для режима бегущей волны, однако при малых расстояниях их поведения значительно различаются.

Рассмотренный здесь численный метод расчета величины фазового сдвига нулей средней фазы в экстремумах кривой реакции позволяет определить предельно достижимое значение дифракционных приращений при фазовых измерениях абсолютного значения скорости ультразвука  $\Delta c/c = (\delta l_1 - \delta l_2)/(l_1 - l_2)$ , где  $\delta l_1$  и  $\delta l_2$  - дифракционные сдвиги нулей





Р и с.4. Дифракционный сдвиг нулей средней фазы в экстремумах амплитудной кривой реакции

при расстояниях  $l_1$  и  $l_2$ . Анализ поведения фазовой кривой реакции дает возможность рассчитать разрешающую способность аппаратуры и найти оптимальные условия измерений, соответствующие наибольшей чувствительности к предполагаемому изменению измеряемой величины.

Предложенный метод может быть также использован и при анализе дифракционных приращений для интерферометра с постоянным расстоянием между излучателем и рефлектором (приемником). Искомая поправка в этом случае будет равна  $\Delta c/c = \delta\bar{\varphi}/\lambda \Delta k$ , где  $\delta\bar{\varphi}$  — разность фазовых сдвигов, соответствующая приращению волнового числа  $\Delta k$ . В этих расчетах при измерении абсолютного значения скорости ультразвука следует учитывать также и фазочастотную характеристику применяемых пьезопреобразователей.

#### Л и т е р а т у р а

1. Клемин В.А., Майоров Е.А., Ручкин В.В., Сарвазян А.П. Исследование частотных зависимостей акустических ха-

рактистик биологических тканей резонаторным методом. - Акуст. журн., 1981, т.27, №6, с.895-900.

2. Glover G.H., Sharp J.C. Reconstruction of propagation speed distribution in soft tissue: time-of-flight tomography. - IEEE Trans. on Sonics and Ultrason., 1977, ч.SU-24, N.4, p.229-234. -
3. Сарвазян А.П., Харакоз Д.П. Скорость ультразвука и кажущаяся молярная адиабатическая сжимаемость аминокислот в растворе. - В кн.: Вопросы методики и техники ультразвуковой спектроскопии. Каунас, 1973, с.329-330.
4. Borgnis F.E. Theory of the acoustic interferometer for plane waves. - Acoustica, 1957, v.7, N 3, p.151-174.
5. Khimunin A.S. Numerical calculation of the diffraction corrections for the precise measurement of ultrasound absorption. - Acoustica, 1972, v.27, N4, p.173-181.
6. Williams A.O., Jr. The piston source at high frequencies. - J. Acoust. Soc. America, 1951, v.23, N1, p.1-6.
7. Khimunin A.S. Numerical calculation of the diffraction corrections for the precise measurement of ultrasound phase velocity. - Acoustica, 1975, v.32, N3, p.192-200.

## ЭХОТАХОКАРДИОГРАФ ЭТК-04

А.Я.Анисимов, А.Л.Луковников, В.П.Бакулин,  
Б.Я.Минц, В.А.Середнев, Г.В.Сакурин, Е.Н.Втюрина

Эхотахокардиограф ЭТК-04 ( УЗКАР-3 ) предназначен для получения и регистрации кривых перемещений акустически контрастных анатомических структур сердца (М-эхокардиограмма) относительно ультразвуковой диагностической головки (УЗДГ) и получения одного из стандартных отведений электрокардиограммы (ЭКГ). М-эхокардиограмма и ЭКГ отображаются на экранах двух электронно-лучевых трубок (ЭЛТ), регистрация производится фотографированием. Для измерения интервалов времени, расстояний и перемещений на эхокартину может быть наложена шкала из яркостных калибровочных меток (КМ).

УЗКАР-3 используется для диагностики функциональной деятельности сердца путем визуального изучения с экрана и по фотоснимкам траекторий движения клапанов, межжелудочковой перегородки, измерения размеров полостей сердца и магистральных сосудов с привязкой к фазам сердечной деятельности с помощью ЭКГ.

Конструктивно прибор собран в типовом корпусе, который состоит из двух боковых несущих кронштейнов, лицевой и задней панелей, верхней и нижней крышек.

На лицевой панели (см. рисунок) расположены две электронно-лучевые трубки: левая с послесвечением - для визуального наблюдения и правая - для регистрации идентичного изображения с помощью фотоаппарата, который присоединяется к прибору при помощи съемного тубуса.

## УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ИМПУЛЬСНО-КОГЕРЕНТНЫЙ ДОПЛЕРОВСКИЙ ЭХОКАРДИОСКОП

А.Я.Анисимов, В.П.Бакулин, Е.Н.Втюрина,  
А.Л.Луковников, Б.Я.Минц, В.А.Середнев,  
Ю.Н.Иванов, Ю.Д.Миرونв

Ультразвуковой импульсно-когерентный доплеровский эхокардиоскоп (опытный образец прибора УЗКАР-Д) предназначен для диагностики заболеваний сердца на основе изучения динамических и геометрических характеристик сердца, а также для анализа результатов импульсно-доплеровской локализации внутрисердечных потоков крови.

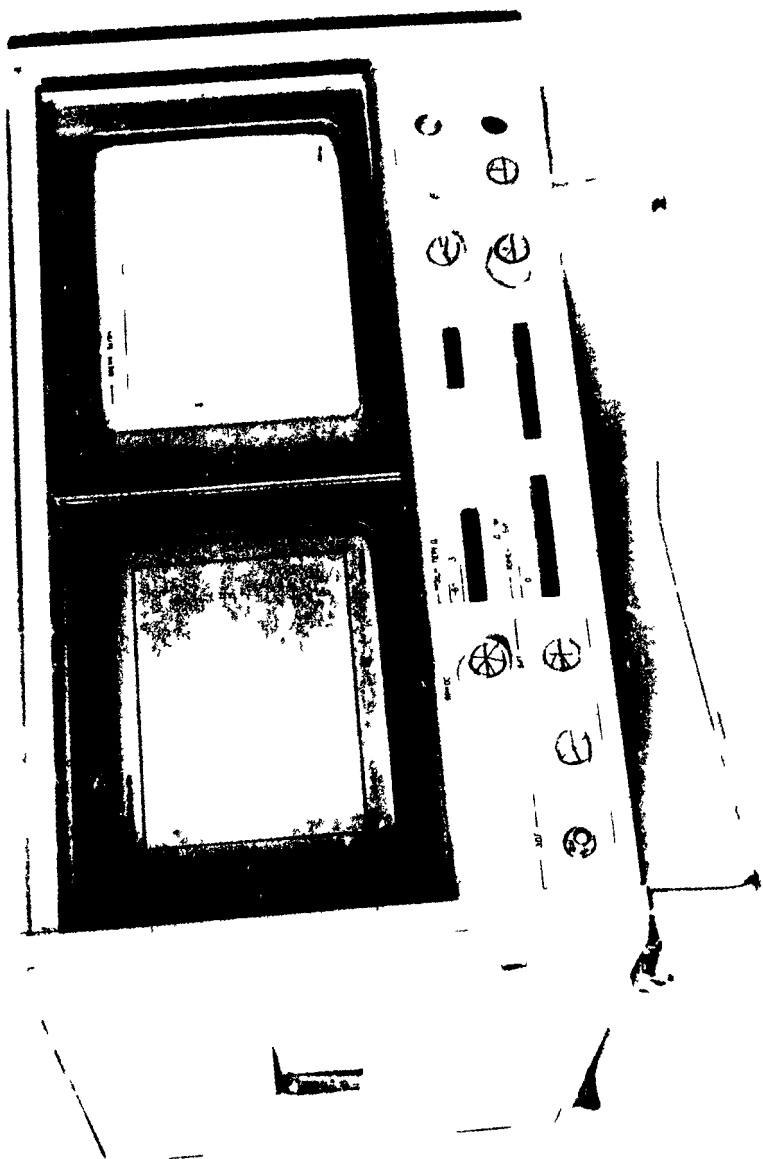
Структурная схема прибора приведена на рис.1. Работой всех систем прибора управляет синхронизатор, который осуществляет временную программу их функционирования. Основным рабочим циклом прибора является строчный цикл с частотой 3,3 кГц. Синхронизатор формирует двухполярное строчное пилообразное напряжение и радиопульс запуска передатчика (ВРЗП). Количество ВЧ-колебаний заполнения в РЗП может быть одно, два или четыре.

Передатчик вырабатывает соответственно один, два или четыре мощных импульса, которые подаются на ультразвуковую диагностическую головку и преобразуются в акустическую волну, которая распространяется в теле человека. Отраженные от объекта исследования акустические колебания принимаются УЗДГ и усиливаются в приемном устройстве. Для приема отраженных сигналов из ближней зоны локализации и расширения динамического диапазона принимаемых сигналов в приемник введены временная и мгновенная автоматические регулировки усиления. После усиления эхосигнал

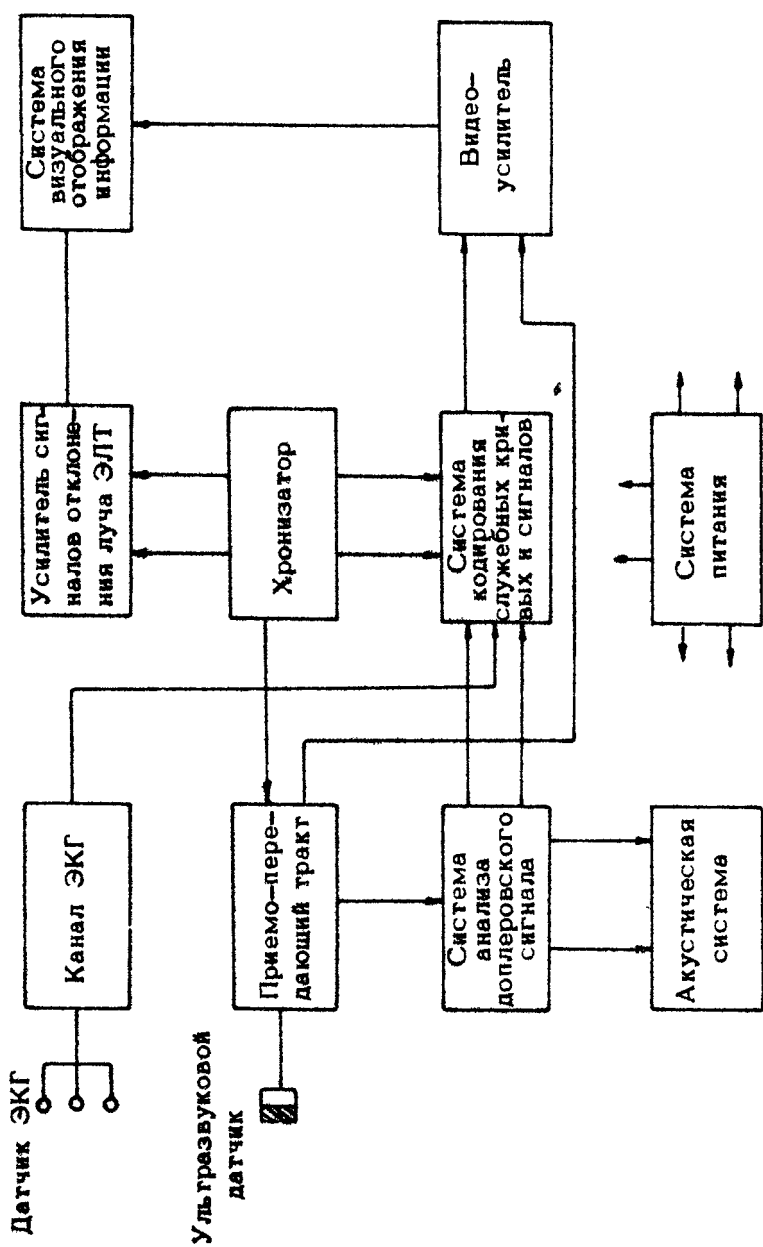
### Основные технические характеристики

Частота ультразвуковых колебаний, МГц	2,64 ± 10 %
Интенсивность излучаемых колебаний не более, мВт/см <sup>2</sup>	10
Протяженность мертвой зоны не более, мм	20
Диапазон измерений глубины, мм	20 - 175
Разрешение по глубине, мм	1,5
Погрешность измерения глубины, %	5
Диапазон измерения временных интервалов, с	0 - 6
Погрешность измерения временных интервалов, %	5
Цена деления меток по глубине, мм	10
по времени, с	0,5
Верхний предел рабочей области акустических затуханий не менее, дБ	60
Чувствительность канала ЭКГ не менее, мм/мВ	5
Номинальное напряжение питания, В	220
Потребляемая мощность не более, Вт	170
Габариты, мм	480x295x475

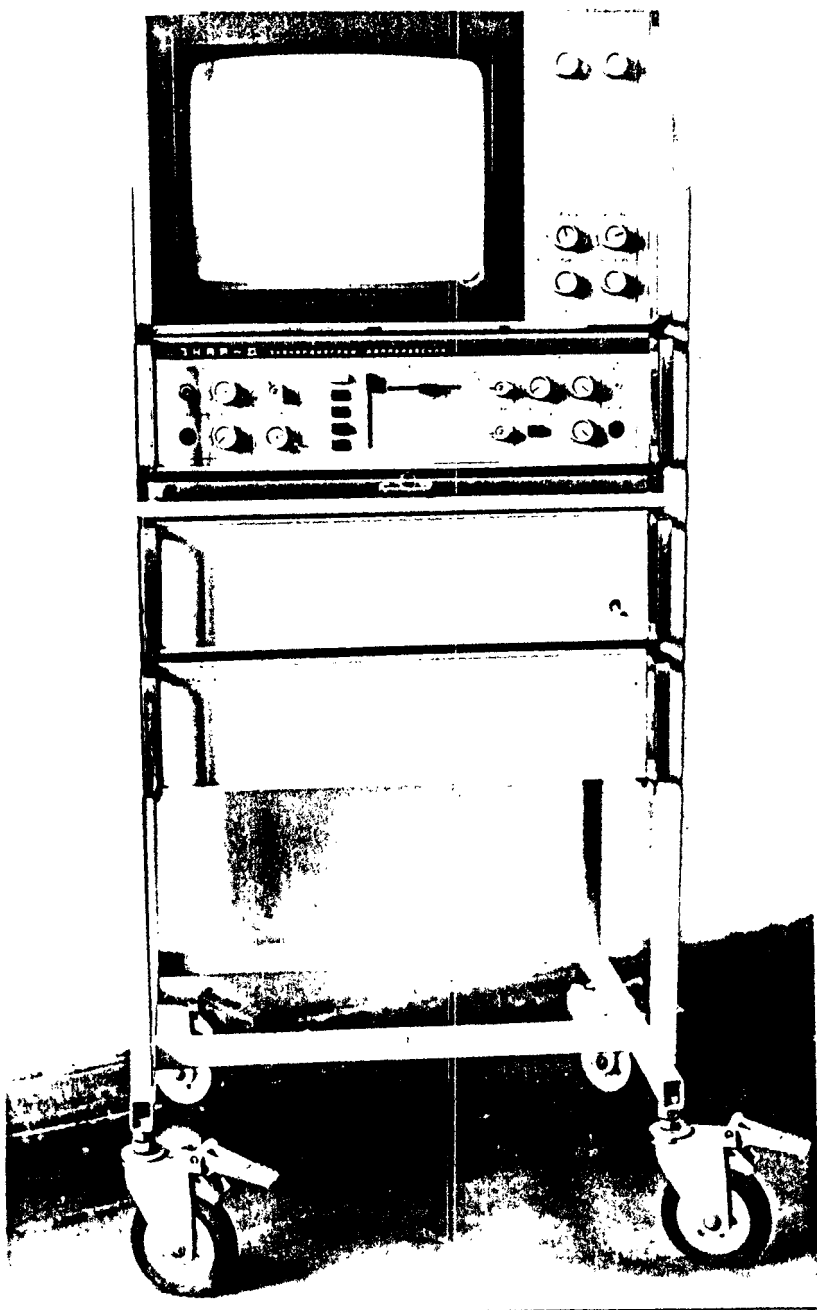
Прибор внедрен в серийное производство.



Внешний вид прибора УЗКАР-3



Р и с.1. Структурная схема прибора УЗКАР-Д



Р и с. 2. Внешний вид прибора УЗКАР-Д



интегрируется (выделяется огибающая сигнала), дифференцируется, производится ограничение его снизу, и с выхода приемника через видеоусилитель он поступает в систему отображения.

Эхосигнал, появившийся в результате отражения от подвижных объектов исследования, поступает с приемного устройства на систему выделения и анализа доплеровского сигнала. В системе анализа используется квадратурное детектирование сигнала приемника. Сигнал с приемника подается на два идентичных фазовых детектора, на вторые входы которых поступают сигналы гетеродинов, формируемые в системе хронизации и сдвинутые по фазе на  $\pi/2$ . На выходе каждого фазового детектора наблюдаются одновременно сигналы, отраженные от различных участков исследуемого объекта по всей его глубине. Выходной сигнал каждого фазового детектора стробируется узким импульсом ("строб-доплер"), что позволяет исследовать кровотоки в малом объеме, перемещая последний по всей глубине зондирования. Импульсный сигнал с выхода ключа восстанавливается интегратором и превращается в непрерывный. С выходов интеграторов сигналы, сдвинутые относительно друг друга на  $\pi/2$ , поступают на полосовые фильтры. Анализ доплеровских частот осуществляется в диапазоне 400-1500 Гц, это соответствует радиальным скоростям кровотока 0,12-0,46 м/с. В системе анализа определяется знак скорости кровотока, который зависит от направления движения кровотока относительно датчика. Выделенные доплеровские частоты находятся в звуковом диапазоне, поэтому их можно прослушивать через акустическую систему.

Для определения характера кровотока осуществляется анализ доплеровских частот в двух режимах: "частотомер" и "гистограф". В режиме частотомера измеряется число пересечений огибающей доплеровской частоты с нулевым уровнем.

Время усреднения выбрано равным 30 мс. За каждый период доплеровской частоты пороговым устройством системы анализа вырабатывается один счетный импульс. В режиме "частотомер" кривая средней скорости через системы кодирования кривых выводится на экран видеоконтрольного устройства.

В режиме "гистограф" осуществляется измерение каждого периода доплеровской частоты сигнала, вычисляется величина, обратная периоду доплеровской частоты, и результирующая кривая измерения мгновенной скорости выводится на экран видеоконтрольного устройства. Кривые мгновенной и средней скорости можно наблюдать на экране одновременно. Сравнение этих двух кривых позволяет определить характер движения кровотока: если кривая мгновенной скорости совпадает с кривой средней скорости, движение ламинарное, если кривые резко отличаются - турбулентное. Информационные кривые поступают в устройство кодирования кривых, где они преобразуются в позиционный код и через видеоусилитель поступают на экран индикатора типа М. На систему отображения вместе с эхокардиограммой, кривыми амплитуды и скорости доплеровского сигнала поступают кривые электрокардиографического канала.

Прибор УЗКАР-Д представляет собой стойку этажерочного типа (рис.2), состоящую из видеоконтрольного устройства, эхокардиографа доплеровского, блока питания, ящика приборного. Для удобства эксплуатации в стойке имеется выдвигной столик.

#### Основные технические характеристики

Диапазон измерения линейных размеров, мм	от 20 до 200
Частота зондирования, кГц	3,3 $\pm$ 5%
Длительность зондирующего радиоимпульса в зависимости от режима, нс	400; 800; 1600
Номинальное значение частоты, МГц	2,64 $\pm$ 5%
Максимальная средняя мощность излучения не более, мВт/см <sup>2</sup>	50
Разрешающая способность по глубине не более, мм	1,5
Масштаб меток по глубине, мм	10 $\pm$ 10%
Масштаб меток по времени, с	0,5 $\pm$ 10%
Диапазон измерения радиальной скорости с учетом знака, м/с	0,12-0,46
Длительность строба анализа кровотока, нс	1600 $\pm$ 10%
Разрешающая способность по глубине для анализа кровотока, мм	1,25

Для регистрации информации в приборе используется фотоаппарат "Смена-8М", а также предусмотрен выход на регистратор.

Прибор находится на стадии внедрения, выпускается опытная партия.

# МЕДИЦИНСКАЯ И БИОЛОГИЧЕСКАЯ УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ДИАГНОСТИКА

---

## БИОФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ МЕДИЦИНСКОЙ ДИАГНОСТИКИ

А.П.Сарвазян

В основе ультразвуковых методов медицинской диагностики лежит зависимость акустических характеристик биологических тканей от их состава, структуры и состояния.

Все известные достижения ультразвуковой медицинской диагностики на сегодняшний день относятся к визуализации внутренних структур организма методами эхолокации и томографии, к исследованиям движущихся объектов (крови, стенок сосудов, участков сердца) доплеровскими методами [1-3]. В последние годы стала намечаться еще одна область ультразвуковой медицинской диагностики, связанная с непосредственными измерениями акустических характеристик некоторых биологических тканей и жидкостей и основанная на том, что эти характеристики — информативные показатели состояния биологического объекта [4-8].

Для описания распространения ультразвука в биологических средах необходимо исследовать скорость, поглощение, рассеяние, отражение и преломление упругих волн в различных биологических объектах. Основным биофизическим вопросом является выяснение связи скорости и поглощения ультразвука в тканях с их составом и структурой, с их молекулярными и клеточными характеристиками.

В последние годы стали появляться единичные публикации, касающиеся распространения сильнозатухающих сдвиговых (поперечных) волн в тканях [5,6,9-11]. Скорость сдвиговых волн на 2-3 порядка ниже скорости продольных волн, ее величина определяется слабыми структурно-функцио-

нальными связями в объекте и поэтому она может иметь диагностическую ценность. Изучение распространения сдвиговых волн в тканях и выяснение связи скорости и поглощения этих волн со свойствами объекта — одна из важных биофизических задач, решение которой может лечь в основу создания новой области ультразвуковой медицинской диагностики.

Настоящая работа посвящена рассмотрению биофизических основ ультразвуковой медицинской диагностики — анализу факторов, определяющих величины скорости и поглощения упругих волн в биологических объектах.

Анализу факторов, определяющих скорость и коэффициент поглощения ультразвука в биологических средах, посвящена обширная литература [12-17].

Еще в начале пятидесятых годов, после работы Карстенсена и Швана [13], у исследователей стало складываться мнение, что акустические характеристики тканей определяются в основном на макромолекулярном уровне. Карстенсен и Шван показали, что скорость и поглощение ультразвука в крови в значительной степени определяются содержанием гемоглобина и коэффициент поглощения ультразвука в исследуемой среде пропорционален концентрации этого белка, независимо от того, находится ли он в составе эритроцита или просто в растворе. Последующие исследования, связанные преимущественно с измерениями поглощения ультразвука в тканях, подтвердили эту зависимость. Структурный вклад в величину коэффициента поглощения ультразвука, обусловленный появлением новых релаксационных процессов при организации молекулярных компонентов ткани в тканевую структуру, невелик. Так, в работе [14] было показано, что затухание ультразвука в целой печени всего на 20% выше, чем в ее гомогенате. Поскольку в целой ткани возможны дополнительные (по сравнению с гомогенатом) потери ультразвуковой энергии на процессы рассеяния, полученное различие является верхней границей возможного диапазона изменений поглощения при переходе от ткани к бесструктурному гомогенату. Вэмбер с соавторами [15], изучая изменения поглощения ультразвука в тканях мозга, печени и селезенки в процессе хранения, показали, что полный автолиз этих тканей не приводит к достоверным изменениям поглощения.

В настоящее время уже можно считать твердо установленным, что поглощение ультразвука в тканях определяется

на макромолекулярном уровне [16]. Основной вклад в величину поглощения в тканях вносят релаксационные процессы в биополимерах, соответственно эта величина определяется преимущественно концентрацией белков и нуклеиновых кислот в ткани и коэффициент поглощения ультразвука  $\alpha$  будет:

$$\alpha = \sum \alpha_i c_{fi}, \quad (1)$$

где  $c_{fi}$  — концентрация  $i$ -го макромолекулярного компонента ткани;  $\alpha_i$  — удельное поглощение ультразвука для  $i$ -го биополимера.

Величины  $\alpha_i$  можно получить измерением коэффициента поглощения ультразвука в водных растворах белков и нуклеиновых кислот. Величины  $\alpha_i$  для разных биополимеров отличаются мало.

При анализе возможных вкладов различных составляющих тканей в величину скорости ультразвука все низкомолекулярные компоненты (за исключением воды) выпали из рассмотрения. Практически не анализировался и возможный вклад структурных факторов в величину скорости ультразвука в ткани, несмотря на то что во всех обзорах отдельными пунктами приводятся скорости ультразвука вдоль и поперек мышечных волокон [18,19].

Учитывая все возможные факторы, определяющие величину скорости ультразвука в тканях, можно записать следующее выражение:

$$U = U_0 \left( 1 + \sum A_i c_i \right) + \sum \Delta U_{\text{ст}} + \Delta U_{\text{ст}}, \quad (2)$$

где первый член правой части описывает молекулярные факторы, определяющие скорость ультразвука, и  $U_0$  — скорость ультразвука в воде;  $c_i$  — концентрация  $i$ -го молекулярного компонента в ткани,  $A_i$  — концентрационный инкремент скорости ультразвука для данного молекулярного компонента. Второй и третий члены правой части описывают вклады в скорость, обусловленные надмолекулярной структурной организацией ткани, и  $\sum \Delta U_{\text{ст}}$  — "структурно-релаксационный" член (уменьшение скорости благодаря появлению новых релаксационных процессов на надмолекулярном уровне);  $\Delta U_{\text{ст}}$  — "структурно-упругий" член (увеличение скорости, обусловленное вкладом структурной организации ткани в ее эффективный модуль упругости).

Рассмотрим возможные вклады в скорость ультразвука в ткани каждого из представленных членов, начиная с последнего.

1.  $\Delta U_{stt}$ . Механические свойства и характерная структура ткани, определяемые совокупностью надмолекулярных и клеточных взаимодействий, проявляются в величине модуля сдвига ткани  $G$ , и соответственно в величине скорости сдвиговых волн  $U_t = \sqrt{G/\rho}$ .

В гелеобразных коллоидных системах, являющихся механическими моделями тканей, при образовании трехмерной макромолекулярной сетки в процессе застудневания, модуль объемного сжатия остается неизменным, а модуль сдвига может вырасти на порядок и более [20].

Предположим, что все структурные связи в ткани разрушены и ткань превратилась в жидкость с модулем сдвига равным нулю. В такой "бесструктурной" ткани модуль одноосного сжатия  $M = K + \frac{4}{3}G$ , определяющий величину скорости ультразвука  $U = \sqrt{(K + \frac{4}{3}G)/\rho}$ , будет равен модулю объемного сжатия  $K$ , а скорость ультразвука  $U_1 = \sqrt{K/\rho}$ . Тогда, учитывая что  $G \ll K$  и  $U_t \ll U_1$ , для структурного склада можно записать

$$\begin{aligned} \Delta U_{stt} &= U - U_1 = \sqrt{(K + \frac{4}{3}G)/\rho} - U_1 = \sqrt{U_1^2 + \frac{4}{3}U_t^2} - U_1 = \\ &= \frac{4}{3}U_t^2 / (\sqrt{U_1^2 + \frac{4}{3}U_t^2} + U_1) \approx \frac{2}{3}U_t^2 / U \end{aligned} \quad (3)$$

В работе [21] было теоретически получено выражение, связывающее скорости ультразвука вдоль и поперек мышечных волокон. При выводе этого выражения были учтены различия в величинах модулей Юнга мышцы вдоль и поперек волокон. Если обозначить разность между скоростями ультразвука в перпендикулярных направлениях в мышце через  $U'_{stt}$  и переписать полученное в работе [21] выражение в тех же величинах, что и (3), то получим

$$U'_{stt} \approx \frac{1}{3}U_t^2 / U. \quad (4)$$

Выражения (3) и (4) качественно согласуются.

Сделаем численную оценку величины  $\Delta U_{stt}$ . Из ряда литературных [9] и наших собственных данных по скорости сдвиговых волн в тканях следует, что величина  $U_t$  для большинства мягких тканей, таких как печень, мышца, почка и т.п. не превышает 10-50 м/с. Тогда в соответствии с

(3), полагая для тканей  $U \approx 1600$  м/с, получаем, что  $\Delta U_{st} \approx 1$  м/с. Такой величиной структурного вклада обычно можно пренебречь.

Однако существует ряд экспериментальных данных, свидетельствующих о заметном структурном вкладе в скорость ультразвука в мышечной ткани (до нескольких десятков м/с) [21-23]. Критическое рассмотрение этих работ показывает, что в каждом конкретном случае были возможны артефакты, обусловленные условиями эксперимента. Нет серьезных экспериментальных результатов, противоречащих выводу о малости структурного вклада в скорость. С другой стороны, есть экспериментальные данные, подтверждающие этот вывод. Например, в работе [21] было показано, что с точностью до погрешности метода измерения, равной 1 м/с, скорость ультразвука в мышце при ее сокращении не изменяется. Наши собственные измерения скоростей ультразвука вдоль и поперек мышечных волокон также не выявили различий в этих скоростях.

2.  $\sum_i \Delta U_{vi}$ . Для оценки величины "структурно-релаксационного" члена необходимы экспериментальные данные о том, как дисперсия скорости ультразвука в тканях, измеренная в широком диапазоне частот, зависит от структуры и состояния ткани. В литературе нет таких данных, но необходимую оценку можно сделать косвенным образом, воспользовавшись уже установленным фактом, что поглощение ультразвука в тканях определяется, главным образом, на макромолекулярном уровне и связано с релаксационными процессами в биополимерах. Следовательно, релаксационный вклад в скорость ультразвука будет также преимущественно определяться процессами на уровне биополимеров, а вклад релаксаций на уровне надмолекулярных структур составит лишь малую долю молекулярного вклада. Количественные оценки этих молекулярных релаксационных вкладов в скорость ультразвука для случая растворов биополимеров были получены нами в работе [24]. Используя данные этой работы можно показать, что искомый релаксационно-структурный вклад в скорость ультразвука в ткани будет составлять не более 1% от молекулярного вклада биополимеров. Если учесть, что в составе тканей содержатся еще и низкомолекулярные компоненты, приводящие к увеличению скорости ультразвука, но



не влияющие на величину его поглощения, то доля структурно-релаксационного члена окажется еще меньше. Следовательно, в величине  $U-U_0$ , составляющей для большинства тканей 60-100 м/с, вклад члена  $\sum_i \Delta U_i$  меньше нескольких десятых м/с.

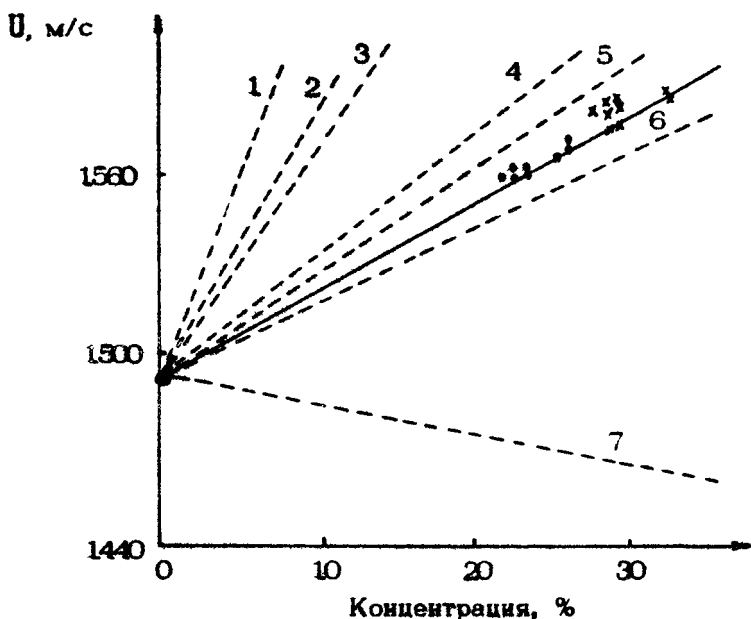
Из проведенного рассмотрения можно заключить, что скорость ультразвука в тканях определяется вкладами молекулярных составляющих тканей и крайне слабо зависит от структуры. В этом случае выражение (2) преобразуется к следующему виду:

$$U = U_0 + \sum_i k_i c_i, \quad (5)$$

где  $c_i$  - концентрация  $i$ -го молекулярного компонента в весовых процентах,  $k_i$  - эмпирические коэффициенты, имеющие размерность скорость/концентрация. Коэффициенты  $k_i$  определяются из измерений концентрационных зависимостей скорости ультразвука в водных растворах молекулярных компонентов тканей. Эти зависимости для ряда компонентов тканей показаны на рис.1. пунктирными линиями. Точками показаны результаты измерения скорости ультразвука в печени кроликов и крыс в зависимости от сухого веса ткани. Эти измерения были проведены в нашей лаборатории С.Е.Гореловым. Определение сухого веса ткани проводилось с помощью ее высушивания в течение 10-15 ч при  $110^{\circ}\text{C}$ . Поскольку соотношение концентраций биохимических компонентов для одного типа тканей в определенных пределах постоянно, можно предположить, что скорость ультразвука в конкретном типе ткани будет в первом приближении являться линейной функцией сухого веса. Данные на рис.1 подтверждают это предположение.

Используя литературные данные по биохимическому составу ткани [25] и показанные на рис.1 пунктирными линиями зависимости, можно теоретически рассчитать скорость ультразвука в данной ткани. Результат такого расчета для печени показан на рис.1 сплошной линией. Согласно расчета с экспериментальными данными подтверждает правильность исходных посылок.

В работе [26] исследовались акустические характеристики печени человека (post-mortem) и была также выявлена корреляция между скоростью ультразвука в ткани и содержанием воды. Однако разброс точек на графике "скорость ультразвука - содержание воды", приведенном в рабо-



Р и с. 1. Зависимость скорости ультразвука в печени крыс (•) и кроликов (х) от сухого веса ткани. Пунктирными линиями показаны концентрационные зависимости скорости ультразвука в водных растворах основных молекулярных компонентов печени: 1 -  $\text{NaCl}$ ; 2 -  $\text{KCl}$ ; 3 - коллаген; 4 - углеводы; 5 - нуклеиновые кислоты; 6 - глобулярные белки; 7 - жиры. Сплошная линия соответствует расчетным значениям скорости ультразвука в печеночной ткани

те [26], значительно больше, чем на рис.1, хотя различия в методике эксперимента несущественные. Объяснение качественно лучшей корреляции, полученной нами между скоростью ультразвука и сухим весом ткани, заключается в различии исследованных объектов. Печень животных, выросших в виварии в одинаковых условиях и при одинаковом питании, имеет более постоянный биохимический состав, чем печень человека. Постоянство соотношений концентраций биохимических компонентов ткани является необходимой предпосылкой для получения линейной зависимости скорости ультразвука в ткани от содержания воды. Значительные вариации био-

химического состава объектов, исследованных авторами работы [26], видны из их же данных: например, концентрация жира в образцах печени менялась в пределах 1-20%.

Выяснение определяющей роли биохимического состава в величине скорости ультразвука в тканях крайне существенно для корректного анализа причин изменений скорости ультразвука в тканях при различных физиологических и патологических процессах. Однако в целом анализ и систематизация обширного литературного материала по акустическим характеристикам биологических объектов не становится проще из-за большой вариабельности биохимических показателей тканей. Например, концентрации жира и коллагена, существенно влияющие на скорость ультразвука в ткани, меняются в печени человека при различных формах опухолевой патологии в пределах 1-20% и 1-28% соответственно [26].

В отличие от характеристик продольных ультразвуковых волн в биологических тканях, измерениями которых занимались многие исследователи, характеристики сдвиговых (поперечных) волн в большинстве тканей до недавнего времени были неизвестны даже по порядку величины. В единственном известном в зарубежной литературе исследовании сдвиговых свойств мягких тканей, проведенном Фризелем, Карстенсом и Диро [9], удалось лишь грубо оценить порядки величин анализируемых характеристик. Все исследованные объекты - печень, гомогенат печени, мышца и почка - имели одинаковые в пределах чувствительности метода сдвиговые характеристики на частотах 2-14 МГц: динамический модуль сдвига  $G < 10^6 \text{ Н/м}^2$ , динамическую сдвиговую вязкость  $\eta = 0,04-0,3 \text{ П}$ , скорость сдвиговых волн  $C_t = 9-100 \text{ м/с}$  и коэффициент поглощения сдвиговых волн  $\alpha_t = (2-30) \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}$ . Авторы высказали предположение, что сдвиговые характеристики тканей в мегагерцевом диапазоне частот, так же как скорость и поглощение продольных упругих волн в тканях, определяются главным образом на макромолекулярном уровне.

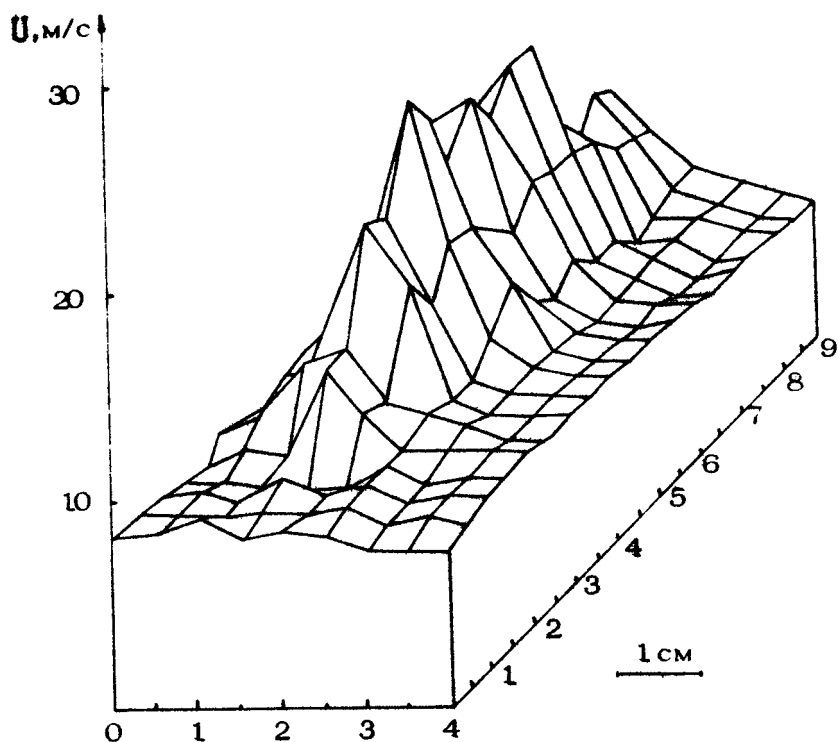
В последние годы, после появления новых методов измерения, стали накапливаться данные по сдвиговым характеристикам тканей, по зависимости этих характеристик от состояния и структуры тканей. Первые же измерения показали, что скорости сдвиговых волн, измеренные в одной и той же ткани различных животных одного вида, могут различаться в полтора-два раза, в то время как скорости продольных

волн различаются не более чем на несколько процентов. Этот результат является косвенным свидетельством структурной чувствительности сдвиговых характеристик тканей. Другим свидетельством в пользу структурной чувствительности сдвиговых характеристик тканей является их значительное изменение при деструктивных процессах, происходящих в извлеченных из животного тканях при хранении [27]. Скорость сдвиговых волн может вырасти за 1 ч хранения свежезвлеченных тканей при комнатной температуре на 30-60%. В то же время коэффициент поглощения продольных ультразвуковых волн в тканях, зависящий от их молекулярного состава, почти не меняется в течение многодневного хранения извлеченной ткани [15].

Была выявлена существенная зависимость сдвиговых характеристик тканей от их функционального состояния. Исследования изменений сдвиговых характеристик кожного покрова при псориазе [6] показали, что эти характеристики могут служить индикатором структурных изменений, приводящих к патологии, и также могут быть использованы для контроля за ходом лечения. Существенно то, что значительное повышение сдвиговой упругости и сдвиговой вязкости (до 200%) наблюдается не только на псориазической бляшке, но вокруг нее на площади радиусом в несколько сантиметров, где кожа визуально не отличается от нормальной [6].

В работе [5] были исследованы сдвиговые характеристики кожного покрова молочной железы при различных опухолевых и предопухолевых заболеваниях в выявлены значительные изменения этих характеристик, коррелирующие с развитием патологического процесса.

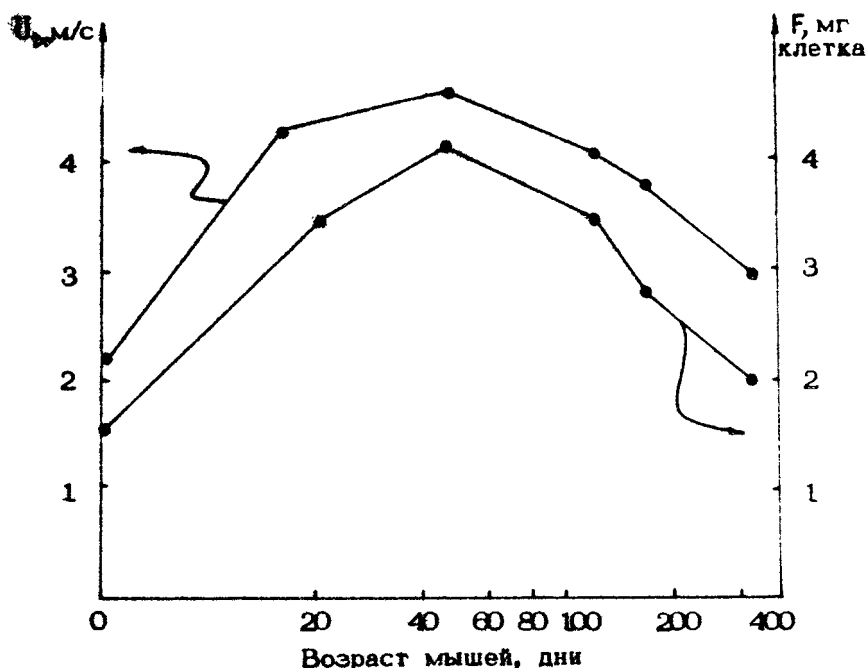
Зависимость скорости сдвиговых волн от структурной организации тканей хорошо видно в ее измерениях на кожном покрове человека. Структурные изменения на коже в процессе заживления ран, образования рубцов и т.п. приводят к значительной гетерогенности кожного покрова на пораженном участке по скорости сдвиговой волны. На рис.2 показано распределение скоростей сдвиговых волн на поверхности послеоперационного рубца на коже живота человека. В то время как близлежащие неповрежденные участки кожи совершенно однородны по своим акустическим свойствам, скорость сдвиговой волны в области рубца варьирует более чем в два раза.



Р и с.2. Распределение скоростей сдвиговых волн на поверхности послеоперационного рубца на коже живота человека

Совокупность данных о сдвиговых характеристиках тканей свидетельствует о надмолекулярной, клеточной природе факторов, определяющих значения этих характеристик. В работе [29] было проведено исследование взаимосвязи сдвиговых свойств тканей с силами клеточного сцепления. Сила клеточного сцепления определялась методом Комана [30]. Было показано, что сила клеточного сцепления однозначно коррелирует со сдвиговыми характеристиками печени.

Изменение силы клеточного сцепления в процессе развития опухолевой патологии и в процессе онтогенеза происходит симбатно с изменением динамического модуля сдвига ткани. На рис.3 приведены построенные по данным работы [29] зависимости скорости сдвиговой волны в печени и



Р и с.3. Зависимости скорости сдвиговой волны в печени на частоте 28 кГц и силы клеточного сцепления ( $F$ ) от возраста мышей

силы клеточного сцепления от возраста мышей. На основании полученных результатов был сделан вывод, что сдвиговые характеристики печени определяются, в основном, свойствами высокоадгезивных участков межклеточного контакта. Ясно, однако, что этот вывод не универсален и для каждого типа ткани задача должна решаться отдельно.

Дальнейшее развитие существующих и возможности создания новых ультразвуковых методов медицинской диагностики определяются в значительной степени состоянием биофизических исследований по выявлению связей между акустическими характеристиками биологических тканей и их составом, структурой и состоянием. Важность таких исследований для повышения информативности ультразвуковых методов визуализации внутренних структур организма, для создания так называемой ультразвуковой телегистологии тканей обсуждается многими авторами [2,31].

В настоящей работе намечены только некоторые вехи по возможным направлениям необходимых биофизических исследований. Для полного ответа на стоящие вопросы еще требуется большая работа по установлению строгих количественных соотношений между физическими характеристиками, описывающими распространение упругих волн в тканях, и их биохимическим составом и структурными особенностями в норме и при различной патологии.

То, что параметры продольных ультразвуковых волн и параметры сдвиговых волн определяются качественно различными свойствами ткани и связаны с разным уровнем ее структурной организации, может, видимо, открыть ряд новых, неиспользованных возможностей по применению акустических методов в медицинской диагностике.

#### Л и т е р а т у р а

1. Мюллер Р.К., Кавех М., Уэйд Г. Реконструктивная томография и ее применение в ультразвуковой технике. - ТИИЭР, 1979, т.67, с.146-169.
2. Хевлайс Дж.Ф., Тейнзер Дж.К. Ультразвуковая визуализация в медицине: принципы и аппаратура. - ТИИЭР, 1979, т.67, с.209-234.
3. Мэгиннесс М.Г. Ультразвуковые системы визуализации в медицинской диагностике: методы и терминология. - ТИИЭР, 1979, т.67, с.235-250.
4. Klemin V.A., Karev I.D., Sarvazyan A.P. et al. Relation of acoustic characteristics of human gastric juice to its composition for some stomach diseases. - *Studia Biophysica*, 1981, v.84, N2, p.139-144.
5. Asoyan K.V., Chalov M.-H.B., Malenkov A.G., Sarvazyan A.P. Ultrasound shear characteristics of the human skin as an indicator of the functional changes. - In: *Ultrasound interaction in biology and medicine: Abstracts of Int. symposium.* - Reinhardtbrunn, GDR, 1980.
6. Мордовцев В.Н., Асоян К.В., Айрапетян Г.А. и др. Динамические вязкоупругие характеристики кожи больных псориазом. - *Вестн. дерматологии и венерологии*, 1981, №11, с.14-16.

7. Merton J., Nicholas D., Hill C.K. et al. Ultrasonic diffraction scanning of the thyroid. - *Ultrasound Med.Biol.*, 1982, v.8, p.145-153.
8. Nassiri D.K., Hill C.R. Evaluation of tissue structure parameters and absolute scattering coefficients from angular scattering measurements. - *Ultrasound Med.Biol.*, 1982, v.8, Suppl.1, p.139.
9. Frizzell L.A., Carstensen E.L., Dyro J.E. Shear properties of mammalian tissues at low megahertz frequencies. *J.Acoust.Soc.Am.*, 1976, v.60, p.1409-1411.
10. Сарвазян А.П., Шноль С.Э., Пасечник В.И. Акустические свойства гелей и биологических тканей в низкочастотном звуковом поле. - В кн.: Свойства и функции макромолекул и макромолекулярных систем. М.:Наука, 1969, с.121-134.
11. Sarvazyan A.P. Acoustic properties of tissues relevant to therapeutic applications. - *Br.J.Cancer*, 1982, N45, Suppl.V, p.52-54.
12. Dunn F. Ultrasonic attenuation, absorption, and velocity in tissues and organs. - In: *Ultrasonic tissue characterization/ Ed. Linzer M.* - Washington, D.C.: National Bureau of Standards, Spec. publ. 453, 1976, p.21-28.
13. Carstensen E.L., Li K., Schwan H.P. Determination of the acoustic properties of blood and its components. - *J.Acoust.Soc.Am.*, 1953, v.25, p.286-289.
14. Pauly H., Schwan H.P. Mechanism of absorption of ultrasound in liver tissue. - *J.Acoust. Soc.Am.*, 1971, v.50, p.692-699.
15. Bamber J.C., Fry M.J., Hill C.R., Dunn F. Ultrasonic attenuation and backscattering by mammalian organs as a function of time after excision. - *Ultrasound Med.Biol.*, 1977, v.3, p.15-20.
16. Goss S.A., Frizzell L.A., Dunn F. Dependence of the ultrasonic properties of biological tissue on constituent proteins. - *J.Acoust.Soc. Am.*, 1980, v.67, p.1041-1044.
17. Bamber J.C., Hill C.R. Acoustic properties of normal and cancerous human liver. I. Depen-



- dence on pathological condition. - *Ultrasound Med.Biol.*, 1981, v.7, p.121-133.
18. Chivers R.C., Parry R.J. Ultrasonic velocity and attenuation in mammalian tissues. - *J. Acoust.Soc.Am.*, 1978, v.63, p.940-953.
  19. Goss S.H., Johnston R.L., Dunn F. Comprehensive compilation of empirical ultrasonic properties of mammalian tissues. - *J.Acoust. Soc.Am.*, 1978, v.64, p.423-467.
  20. Ферри Дж. Вязкоупругие свойства полимеров. - М.:ИЛ, 1963.
  21. Mol C.R., Breddels P. Ultrasound velocity in muscle. - *J.Acoust.Soc.Am.*, 1982, v.71, p.455-461.
  22. Goldman D.E., Richards J.R. The measurement of high frequency sound velocity in mammalian soft tissue. - *J.Acoust.Soc.Am.*, 1954, v.26, p.981-984.
  23. Tamura Y., Hatta I., Matsuda T. et al. Changes in muscle stiffness during contraction recorded using ultrasonic waves. - *Nature*, 1982, v.299, p.631-633.
  24. Sarvazyan A.P., Hemmes P. Relaxational contributions to protein compressibility from ultrasonic data. - *Biopolymers*, 1979, v.18, p.3015-3024.
  25. Асатиани В.С. Биологические таблицы. Часть 1. Тбилиси: Изд-во АН Груз.ССР, 1960.
  26. Bamber J.C., Hill C.R., King J.A. Acoustic properties of normal and cancerous human liver. II. Dependence on tissue structure. - *Ultrasound Med.Biol.*, 1981, v.7, p.135-144.
  27. Асоян К.В., Табидзе А.А., Сарвазян А.П. Сдвиговые характеристики биологических тканей на низких ультразвуковых частотах. - В кн.: Взаимодействие ультразвука с биологической средой: Тез. докл. Всесоюз. симпозиума с межд. участием. Пушино, 1979, с.62-66.
  28. Сарвазян А.П. Основные проблемы в исследовании акустических свойств биологических объектов. - В кн.: Взаимодействие ультразвука с биологической средой: Тез. докл. Всесоюз. симпозиума с межд. участием. Пушино, 1979. с.62-66.

29. Маленков А.Г., Асоян К.В. Корреляция акустических характеристик и вероятности возникновения опухоли печени мышей. - Биофизика, 1983, т.28, с.326-329.
30. Coman D.R. Decreased mutual adhesiveness, a property of cells from Squamous cell carcinomas. - Cancer Res., 1944, v.4, p.625-629.
31. Chivers R.C., Hill C.R. An approach to telehistology: ultrasonic scattering by tissues. - Br. J.Radiol., 1973, v.46, p.567.

## УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ МЯГКИХ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ

В.А.Клемин, А.П.Сарвазян

Работа посвящена анализу существующих методов и результатов измерений ультразвуковых характеристик тканей внутренних органов млекопитающих. Детально описан наиболее адекватный метод измерения скорости и затухания ультразвука в мягких тканях — метод интерферометра фиксированной длины, или резонаторный метод. Представлены некоторые результаты измерений ультразвуковых характеристик тканей резонаторным методом и рассматриваются перспективы его использования в биологических исследованиях и медицине.

Большинство методов, которые используются в физической акустике для измерения ультразвуковых характеристик различных сред, мало пригодны при исследованиях биологических мягких тканей. Пространственное разрешение метода должно составлять величину порядка 3–5 мм, т.е. быть сравнимо с разрешением ультразвуковых систем визуализации. Поскольку многие функциональные и патологические изменения в тканях сопровождаются изменениями скорости ультразвука в пределах  $5-50 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$ , то необходимая точность измерения скорости ультразвука в тканях должна составлять  $\pm (0,02-0,04)\%$ , что соответствует  $\pm (0,3-0,6) \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$ . Точность измерения коэффициента затухания ультразвука должна быть  $\pm (3-5)\%$ .

Перечисленным выше требованиям потенциально могут удовлетворять следующие методы измерения:

а) импульсные методы, при которых скорость ультразвука определяется по времени пробега ультразвукового импульса

са через исследуемую среду, а коэффициент затухания - по уменьшению амплитуды импульса;

б) фазовые методы, основанные на измерении фазового сдвига высокочастотного сигнала, прошедшего через исследуемую среду;

в) метод интерферометра фиксированной длины, или резонаторный метод, при котором ультразвуковые характеристики исследуемой среды определяются по параметрам АЧХ ультразвукового резонатора, представляющего собой столбик исследуемой среды между двумя параллельными пьезопреобразователями.

Точность измерения скорости ультразвука в мягких тканях импульсным методом колеблется в пределах от 0,2 до 3 %, а коэффициента затухания - от 5 до 10 % [1,2,3].

Фазовые методы могут дать более высокую точность измерения скорости ультразвука, но для измерений на мягких тканях они не применялись.

Существенным недостатком как импульсных, так и фазовых методов, ограничивающим их применение для локальных измерений в мягких тканях, является большая база в исследуемой среде, которая необходима для точных измерений скорости ультразвука, а использование большой базы приводит к значительным размерам образца ткани вдоль пути ультразвукового пучка и затрудняет термостатирование образца.

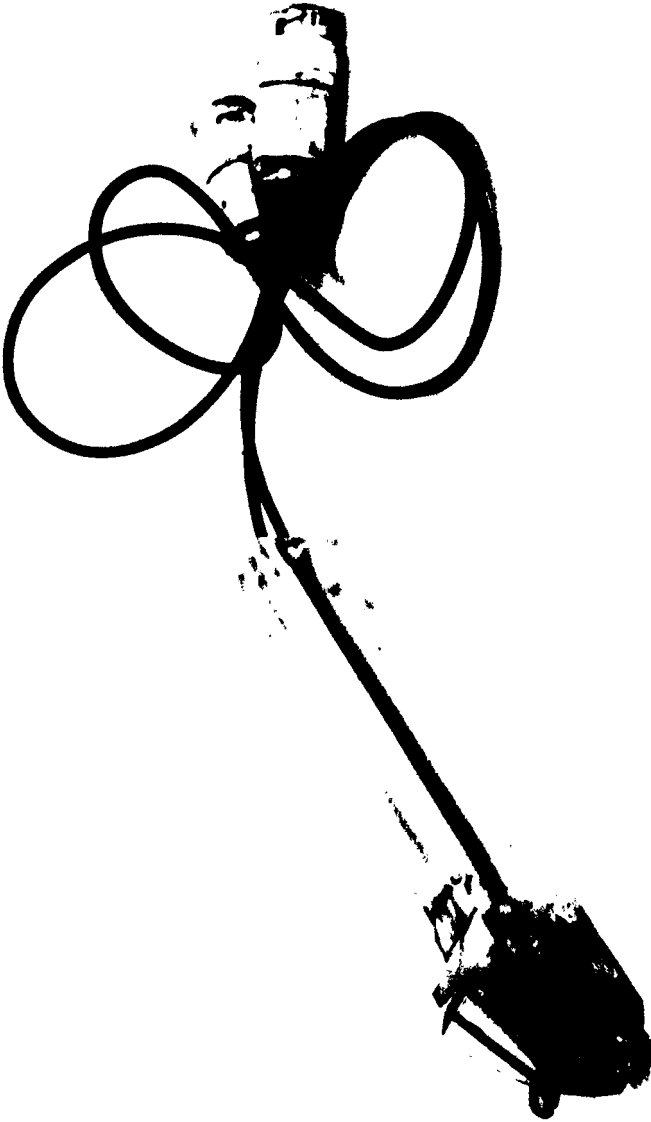
Резонаторный метод, основанный на использовании стоячих ультразвуковых волн в цилиндрическом резонаторе, позволяет определять скорость и затухание ультразвука в малых объемах образца по положению и ширине характеристических резонансных пиков [4].

Параметры идеального интерферометра фиксированной длины, образованного столбиком исследуемой среды диаметром  $d \gg \lambda$  ( $\lambda$  - длина волны ультразвука), расположенным между двумя параллельными пьезопреобразователями, связаны простыми соотношениями со скоростью ультразвука  $v$  и поглощением на длину волны  $\alpha \lambda$  в среде [4]:

$$v = \frac{2f_d}{\delta} l, \quad \alpha \lambda = \frac{\Delta F_d}{f_d}, \quad (1)$$

где  $f_d$  - центральная частота  $\delta$ -го резонансного пика.  
 $\Delta F_d$  - ширина резонансной кривой.  $l$  - расстояние между преобразователями.

Эти формулы справедливы в диапазоне частот  $0,2 < f_d / f_0 < 0,6$



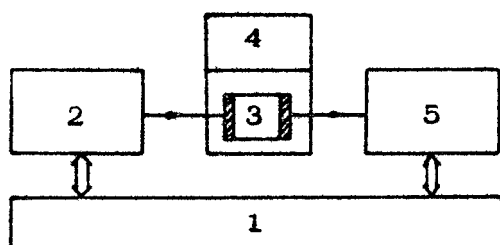
Р и с . 1

( $f_0$  – собственная частота преобразователей) [5]. Вследствие конечности значения акустического импеданса преобразователей формулы верны с точностью до 0,1%, поэтому для более точных измерений скорости ультразвука в исследуемой среде необходима калибровка интерферометра фиксированной длины с использованием жидкостей с известными ультразвуковыми свойствами.

Впервые интерферометр фиксированной длины для измерений скорости и затухания ультразвука в биологических тканях был применен одним из авторов данной работы [6, 7]. Между пьезопреобразователями датчика специальной конструкции (рис.1) [8] располагался образец ткани. Расстояние между преобразователями (диаметром 4 мм) датчика составляло 1,5 мм. Минимально необходимый объем образца ткани составлял не более 0,1 см<sup>3</sup>. Датчик, представляющий собой акустический резонатор, включался в цепь положительной обратной связи полосового усилителя. Когда датчик погружался в ткань, в системе устанавливалась генерация с частотой, соответствующей максимуму заданного резонансного пика, находящегося в полосе пропускания усилителя. Частота генерации регистрировалась электронно-счетным частотомером. Скорость ультразвука в ткани определялась по установившейся частоте генерации с помощью калибровочного графика, построенного по измерениям в эталонных водносолевых растворах. Величина коэффициента затухания ультразвука в ткани регистрировалась по смещению частоты генерации при введении фиксированного сдвига фазы сигнала в цепь обратной связи усилителя. Диапазон рабочих частот 7–8 МГц. Погрешность измерения скорости ультразвука составила 0,02% (0,3 м·с<sup>-1</sup>), что на порядок ниже погрешности известных методов. Погрешность измерения затухания – 3–5% в зависимости от типа ткани [7].

Для проведения автоматизированных измерений ультразвуковых характеристик мягких биологических тканей в широком диапазоне частот была разработана установка на основе интерферометра фиксированной длины [9]. Блок-схема установки приведена на рис.2. В мини-ЭВМ 1 вводились начальная и конечная частоты исследуемого частотного диапазона и шаг перестройки по частоте. После запуска установки в блоке 1 вырабатывались цифровые коды, обеспечивающие перестройку программируемого генератора 2 в за-

данном диапазоне частот с выбранным по исходным данным шагом перестройки по частоте. Высокочастотное напряжение поступало на пьезоизлучатель ультразвукового интерферометра 3 с исследуемым образцом ткани, в котором формировалась стоячая ультразвуковая волна. Интерферометр термостатировался ультратермостатом 4. Сигнал с пьезоприемника интерферометра усиливался, детектировался и преобразовывался в цифровой код в блоке связи и сопряжения с мини-ЭВМ 5. Этот цифровой код подавался в мини-ЭВМ.



Р и с . 2

Величины  $f_i$  и  $\Delta f_i$  использовались для определения скорости  $v$  и коэффициента затухания  $\alpha$  соответственно по калибровочным таблицам, хранящимся в памяти мини-ЭВМ. Аналогичным образом определялись скорость и коэффициент затухания ультразвука по соответствующим параметрам других резонансных пиков в заданном диапазоне частот. Калибровка интерферометрического датчика по скорости ультразвука проводилась с помощью водных растворов хлорида натрия различной концентрации, а по затуханию ультразвука — с помощью глицерина. Для каждого пика резонатора в исследуемом диапазоне частот определялось соответствие скорость ультразвука  $v$  — центральная частота пика  $f_i$  и коэффициент затухания ультразвука  $\alpha$  — ширина пика  $\Delta f_i$ . Эти соответствия фиксировались в памяти мини-ЭВМ. Точность метода измерения скорости и затухания ультразвука и их частотных зависимостей была определена сравнением результатов, полученных для водного раствора  $0,5 \text{ M MnSO}_4$  в диапазоне частот  $1,6-17 \text{ МГц}$ , с опубликованными в литературе данными [10]. Точность для скорости составила  $\pm 0,04\%$ , для коэффициента затухания —  $\pm 10\%$ . Как показал эксперимент, для достижения точности измерений скорости

не хуже  $\pm 0,02\%$  необходимо поддерживать температуру образца ткани с точностью  $\pm 0,1^\circ\text{C}$ .

Почти все измерения скорости и коэффициента затухания ультразвука в мягких тканях выполнены на вырезанных из организма образцах. Значительное число данных по ультразвуковым характеристикам тканей получено на фиксированных в формалине и спирте образцах. Фиксирование же мягких тканей, как показано в работе [11], существенно изменяет их механические свойства и информация о нативной структуре тканей теряется. Многие из исследований ультразвуковых характеристик тканей были сделаны при комнатной температуре без специального термостатирования образца; в некоторых случаях температура, при которой проводились измерения, не указана. В то же время в недавних работах [7,12] было показано, что затухание ультразвука на 20–30 % выше, а скорость – на 0,15–0,20 % ниже при  $20^\circ\text{C}$ , чем при  $37^\circ\text{C}$ . Поэтому для корректности измерений ультразвуковых характеристик мягких тканей температуру, при которой проводятся измерения, необходимо всегда учитывать.

Разработка датчика для контроля биологических тканей [8] и соответствующих устройств [6,9] решила основные технические трудности, возникающие при измерениях ультразвуковых характеристик тканей.

Наиболее важным преимуществом резонаторного метода оказывается возможность использования его для решения задач, связанных с ультразвуковой визуализацией внутренних органов, так как пространственное разрешение резонаторного метода сравнимо с разрешением ультразвуковых систем визуализации.

Используемые в настоящее время системы ультразвуковой визуализации работают на различных частотах. Кроме того, большое практическое значение для медицинской диагностики приобретает спектральный анализ сигналов, рассеянных тканевыми структурами. Для выяснения информативности спектров рассеяния и сопоставимости данных по визуализации, полученных на различных частотах, необходимы измерения зависимостей скорости и коэффициента затухания ультразвука от частоты в наиболее интересном с диагностической точки зрения диапазоне частот 1–20 МГц. Важно также определить, что наиболее чувствительно к типу и состоянию ткани – скорость, коэффициент затухания или их частотные зависимости.



С помощью резонаторного метода были исследованы частотные зависимости скорости и коэффициента затухания ультразвука в тканях печени, селезенки и сердца белых крыс в диапазоне частот 1,5–18 МГц [13]. Величины  $\Delta v/\Delta f$  и  $\Delta \alpha/\Delta f$ , характеризующие соответственно наклоны кривых  $v(f)$  и  $\alpha(f)$  к частотной оси, определялись по коэффициенту затухания и скорости ультразвука в интервалах частот 1,7–3,3 МГц, 8,4–9,5 МГц, 13,4–17,4 МГц. Частотные зависимости скорости ультразвука в сердечной мышце и в тканях печени и селезенки трех крыс изображены на рис.3 (крысы обозначены  $\bullet$ ,  $\ast$ ,  $\Delta$ ). Для тех же тканей на рис.4 представлены зависимости  $(\Delta v/\Delta f)(f)$  и  $(\Delta \alpha/\Delta f)(f)$ , которые усреднены по данным для трех крыс.

Результаты, полученные для  $\alpha$  и  $\Delta \alpha/\Delta f$ , находятся в удовлетворительном согласии с соответствующими литературными данными [2,3]. Сравнение результатов по  $v$  и  $\Delta v/\Delta f$  [14] показало, что резонаторный метод позволяет получить данные на порядок точнее, причем изменение скорости с частотой отражается более достоверно. Доказательством этому может также служить непротиворечивость полученной нами величины дисперсии скорости ультразвука общезначимым представлением о соотношении величины коэффициента затухания и дисперсии скорости ультразвука, выраженном в локальном варианте формул Крамерса – Кронига [15]:

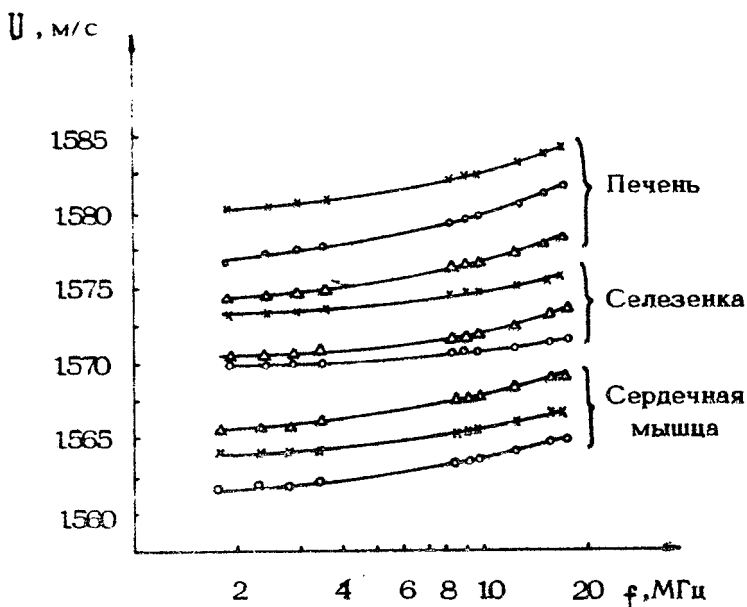
$$\alpha(\omega) = \frac{\pi \omega^2}{2v_0^2} \frac{dv(\omega)}{d\omega}, \quad (2)$$

$$\Delta v = v(\omega) - v_0 = \frac{2v_0^2}{\pi} \int_{\omega_0}^{\omega} \frac{\alpha'(\omega')}{\omega'^2} d\omega', \quad (3)$$

где  $\omega_0$  – начальная частота исследуемого диапазона;  $v_0 = v(\omega_0)$ ;  $\omega = 2\pi f$ ;  $dv(\omega)/d\omega$  – дисперсия скорости ультразвука.

Анализ результатов исследования частотных зависимостей ультразвуковых характеристик тканей внутренних органов крыс показал, что абсолютное значение  $v$  сравнительно с  $\alpha$ ,  $\Delta v/\Delta f$  и  $\Delta \alpha/\Delta f$  – наиболее чувствительный параметр по отношению к типу и индивидуальным особенностям тканей.

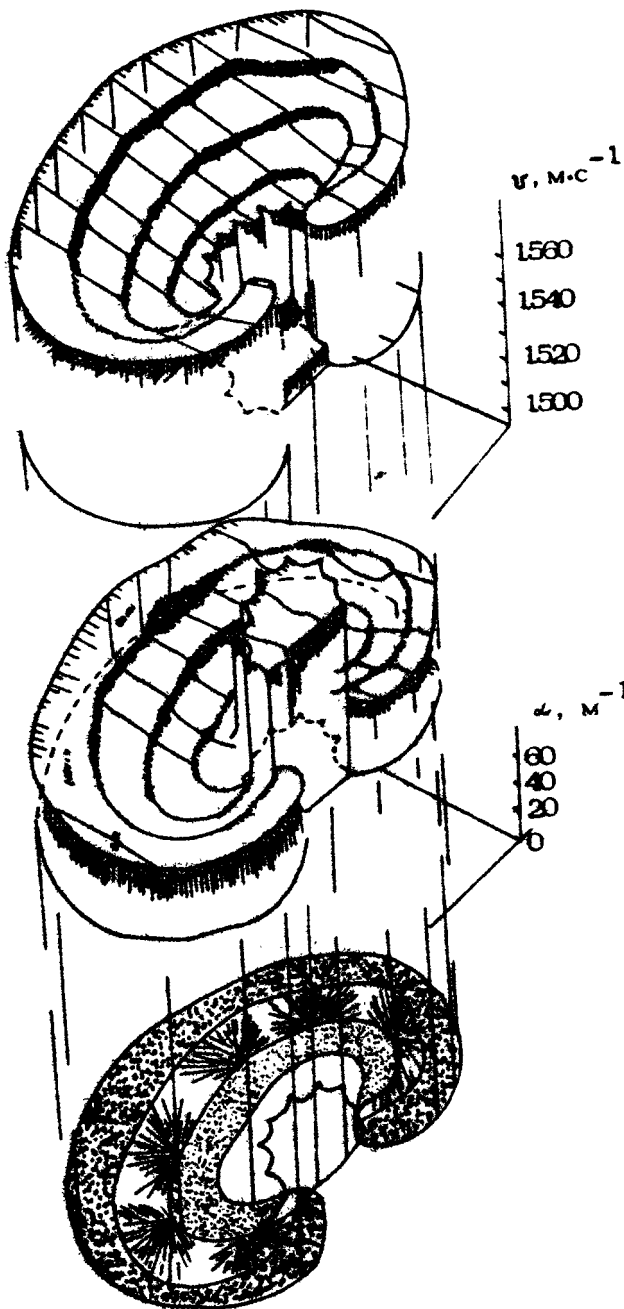
Возможность получения ультразвукового изображения структуры органов и тканей основана на их акустической гетерогенности. Поэтому важным этапом в исследовании ульт-



Р и с. 3



Р и с. 4



Р и с. 5

гравзуковых свойств биологических тканей является изучение их акустической топографии, т.е. распределения величин скорости и коэффициента затухания ультразвука в тканях, а также выяснение пределов их изменения в различных структурах внутренних органов. Традиционные методы измерения ультразвуковых характеристик тканей, требующие больших объемов исследуемого образца, не могут быть использованы для локальных измерений, необходимых при изучении акустической топографии тканей. Для исследования распределения ультразвуковых характеристик в гетерогенном органе – нормальной почке млекопитающего – нами был использован резонаторный метод. На рис.5 представлено топографическое изображение распределения величины скорости  $v$  и коэффициента затухания ультразвука  $\alpha$  во фронтальном сечении почки. Четко видны зоны с различными ультразвуковыми характеристиками, отделенные друг от друга областями повышенной гетерогенности. В этих областях происходит дополнительное рассеяние ультразвуковой энергии, которое должно приводить к формированию ультразвукового изображения внутритканевых структур почки.

Результаты измерений распределения скорости и коэффициента затухания ультразвука в почке свидетельствуют о значительной акустической гетерогенности органа, коррелирующей с его анатомо-гистологической структурой.

Резонаторный метод, реализованный с помощью датчика для контроля биологических тканей, позволяет использовать ультразвуковые топографические изображения в хирургической практике для объективной оценки зоны поражения органа, например, при операциях по удалению злокачественной опухоли [16], изучать связи ультразвуковых характеристик тканей внутренних органов человека в норме и при патологии с их биохимическим составом и структурой.

## Л и т е р а т у р а

1. Хэвлайс Дж.Ф., Тейзер Дж.К. Ультразвуковая визуализация в медицине: принципы и аппаратура. – ТИИЭР, 1979, т.67, №4, с.209-234.
2. Chivers R.C., Parry R.J. Ultrasonic velocity and attenuation in mammalian tissues. – J. Acoust. Soc. Am., 1978, v.63, p.940-953.

3. Goss S.A., Johnston R.L., Dunn F. Comprehensive compilation of empirical ultrasonic properties of mammalian tissues. - J. Acoust. Soc. Am., 1978, v.64, p.423-467.
4. Эггерс Ф., Функ Т. Ультразвуковые измерения на жидких образцах объемом порядка миллилитра в диапазоне частот 0,5-100 МГц. - Приборы для научных исследований, 1973, т.44, №8, с.38-47.
5. Сукацкас В.А., Яромис Э.П. Резонансное условие для интерферометра постоянной длины. - Акуст. журн., 1979, т.19, №1, с.96-100.
6. Sarvazayn A.P. A high resolution and low volume method for tissue characterization. - In: Abstracts of 4-th world congress. Ultrasound in medicine. Miyazaki, Japan, 1979, p.357.
7. Сарвазян А.П., Айрапетян Г.А. Акустические характеристики мягких тканей экспериментальных животных. - Механика композитных материалов, 1980, №3, с.514-518.
8. Сарвазян А.П. Датчик для контроля биологических тканей: А. с. №665 261 (СССР). - БОИПОТЗ, 1979, №20.
9. Горский С.М., Клемян В.А., Майоров Е.А., Ручкин В.В. Устройство для измерения ультразвуковых параметров веществ: А. с. №838 548 (СССР). - БОИПОТЗ, 1981, №22.
10. Labhart A., Schwarz G. A high resolution and low volume ultrasonic resonator method for fast chemical relation measurements. - Ber. Bunsen.Ges., 1976, B80, N.1, p.83-93.
11. Bamber J.C., Hill C.R. Ultrasonic attenuation and propagation speed in mammalian tissues as a function of temperature. - Ultrasound in Med.& Biol., 1979, v.5, p.149-157.
12. Bamber J.C., Hill C.R., King J.A., Dunn F. Ultrasonic propagation through fixed and unfixed tissues. - Ultrasound in Med. & Biol, 1979, v.5, p.159-165.
13. Клемян В.А., Майоров Е.А., Ручкин В.В., Сарвазян А.П. Исследование частотных зависимостей акустических характеристик биологических тканей резонаторным методом. - Акуст. журн., 1981, т.27, №6, с.895-900.

14. Bhagat P., Kadaba M., Ware R., Cockerill W. Frequency dependence of acoustic parameters of freshly excised tissues of Sprague dawley rats. - Ultrasonics, 1977, v.15.
15. O'Donnell M., Jaynes E.T., Miller J.G. General relationships between ultrasound absorption and dispersion. - J.Acoust. Soc. Am., 1978, v.63, N.6, p.1935-1937.
16. Клемин В.А., Шалыгина Е.В., Карев И.Д., Ручкин В.В. Акустическая топография слизистой оболочки желудка при язвенной болезни и раке. - В кн.: Ультразвук в биологии и медицине: Тез. докл. 5-го симпозиума. Пушкино, 1981, с.49-51.

## ДИАГНОСТИКА ПОРОКОВ СЕРДЦА С ПОМОЩЬЮ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ИМПУЛЬСНО-ДОПЛЕРОВСКОЙ ЛОКАЦИИ

Е.Ф.Лукушкина, Э.И.Романов, Н.В.Вдовина

Разработка новой медицинской аппаратуры на основе современных достижений науки и техники, а также разработка и внедрение в практику здравоохранения новых диагностических методик является основой совершенствования диагностики заболеваний сердечно-сосудистой системы.

В 1972 году В.А.Зверев с соавторами [1] впервые применили для исследования движения структур сердца импульсно-когерентный локатор и доказали его преимущество перед системами непрерывного излучения. Позднее сотрудниками ИПФ АН СССР был разработан ультразвуковой импульсно-доплеровский локатор, предназначенный для исследования внутрисердечного кровотока.

В нашей стране ультразвуковая импульсно-доплеровская локация используется для исследования сердца с 1976 года [2]. За последние годы метод ультразвуковой импульсно-доплеровской локации находит все более широкое распространение в кардиологии [3-8].

Целью настоящей работы явилось изучение возможности диагностики врожденных пороков сердца методом ультразвуковой импульсно-доплеровской локации. В работе использовался импульсно-когерентный эхокардиограф УЗКАР-Д, разработанный и изготовленный в ИПФ АН СССР [9].

Работа проводилась на базе Детской областной клинической больницы г.Горького (главный врач В.И.Резайкин) и Межобластного кардиохирургического центра (руководитель - академик АМН, профессор Б.А.Королев).

Обследовано 410 пациентов с функциональными шумами, здоровых, а также с различными врожденными пороками сердца (дефект межжелудочковой перегородки, дефект межпредсердной перегородки, открытый артериальный проток, аортальные пороки и др.). У всех больных диагноз врожденного порока сердца подтвержден результатами зондирования полостей сердца или во время операции в условиях кардиохирургического центра. Такая верификация диагноза необходима, чтобы считать достоверными диагностические признаки, выявляемые при ультразвуковой импульсно-доплеровской локации.

Импульсный режим локации позволяет выделять доплеровские частоты в сигнале, отраженном от объектов, расположенных на любой заданной глубине. Меняя угол локации и глубину положения выделяемого (стрибируемого) объема, проводится исследование внутрисердечного кровотока во всех полостях сердца и в магистральных сосудах: в полостях левого и правого предсердий, в полостях левого и правого желудочков, в устьях аорты и легочной артерии.

Обследование проводится в положении пациента лежа на спине. Датчик устанавливается во 2-6 межреберье слева у края грудины. Вначале проводится эхокардиографическое обследование, что позволяет получить информацию о размерах полостей сердца, движении клапанов и стенок камер сердца. На экране эхокардиографа одновременно с эхокардиограммой высвечиваются отметки положения стробируемого объема, что позволяет, ориентируясь по эхокардиограмме, контролировать положение исследуемого потока крови. Для определения фазы кардиоцикла (систола — сокращение, диастола — расслабление) служит ЭКГ в одном из стандартных отведений.

Доплеровские частоты лежат в звуковом диапазоне (0,3-2,0 кГц), что дает возможность прослушивать их через динамик и регистрировать на магнитную ленту вместе с частотно-модулированной электрокардиограммой.

При прослушивании оценивается тембр и продолжительность звуковых сигналов. Оценка на слух является субъективной, однако информация получается в привычном для врача виде и часто имеет решающее диагностическое значение. Как правило, у больных с пороками сердца при локализации внутрисердечных потоков крови доплеровские частоты



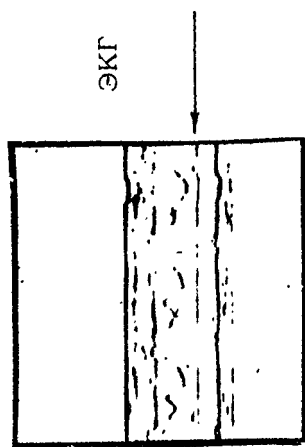
воспринимаются на слух как грубые (скрежещущие) продолжительные шумы, у здоровых пациентов доплеровские частоты характеризуются как мягкие (шипящие) непродолжительные шумы.

Записанные на магнитную ленту доплеровские сигналы подвергаются спектральному анализу, в результате которого получаются скользящие спектры (графическое изображение в координатах "частота - время" приведено на рисунке). Спектральный анализ доплеровских частот осуществляется с помощью спектроанализатора С4-54. По спектрограммам определяются ширина спектра, верхняя граница доплеровских частот, а также их отношение к фазам кардиоцикла. Обычно у больных доплеровские сигналы имеют широкий спектр с высокой верхней границей (1,8-2,0 кГц), в то время как у здоровых доплеровские частоты могут иметь как узкий, так и широкий спектр, однако верхняя граница, как правило, не превышает 1,2-1,6 кГц. Таким образом, спектральный анализ позволяет объективизировать диагностические признаки, выявляемые при ультразвуковой импульсно-доплеровской локации.

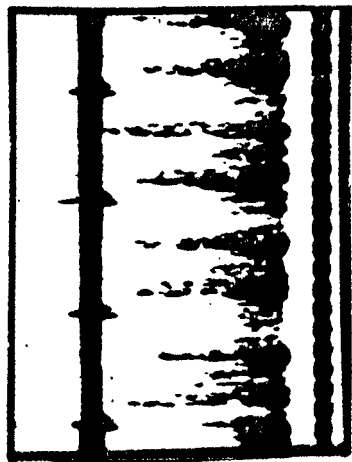
Спектрограммы, а также эхокардиограммы с отметками глубины стробирования регистрируют на фотопленку с помощью фоторегистратора

**1. Функциональные шумы.** Под функциональными понимают также шумы сердца, возникновение которых не связано с наличием порока или другого заболевания сердца. Возникновение функциональных шумов у детей обычно объясняют диспропорцией роста магистральных сосудов и полостей сердца, а также нарушениями функции клапанов (например, неполное смыкание митрального клапана в систолу).

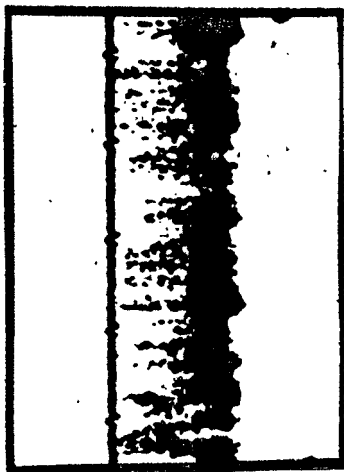
У пациентов с функциональными шумами доплеровские частоты, отражающие движение потоков крови в полостях сердца и магистральных сосудах, на слух воспринимаются как мягкие, тихие, шипящие шумы. На спектрограммах доплеровские частоты регистрируются в обе фазы кардиоцикла (систолю и диастолу). При этом верхняя граница спектра систолических сигналов (0,8-1,2 кГц) ниже верхней границы спектра диастолических сигналов (1,0-1,6 кГц), что, очевидно, объясняется большей скоростью наполнения полостей сердца в диастолу по сравнению со скоростью изгнания крови в систолу



а)



б)



в)

Эхокардиограмма с отметками глубины стробирования, положение отметок на уровне полости правого предсердия (а). Спектрограммы доплеровских частот, отражающих движение потоков крови в полости правого предсердия у пациента с функциональным шумом (б) и с дефектом межпредсердной перегородки (в)

В устьях магистральных сосудов (аорта, легочная артерия) доплеровские частоты регистрируются только в период систолы, так как во время диастолы клапаны аорты и легочной артерии сомкнуты и движение крови в этой зоне практически отсутствует. В устье аорты на спектрограммах доплеровские частоты у большинства пациентов имеют широкий спектр, что соответствует возмущенному характеру потока, верхняя граница спектра в систолу колеблется в пределах 1,3—1,6 кГц. В устье легочной артерии доплеровские частоты кровотока имеют узкополосный спектр, т.е. поток ламинарный, верхняя граница его составляет 1,5—1,7 кГц. Учитывая, что возникновение шума связывают с наличием возмущенных потоков крови, функциональные шумы у обследованных пациентов, вероятно, объясняются наличием возмущенного потока крови в устье аорты.

2. Дефект межжелудочковой перегородки. (врожденное отверстие в перегородке, разделяющей полости левого и правого желудочков). При этом пороке кровь попадает из полости левого желудочка в правый (в соответствии с градиентом давления). Сброс крови через дефект происходит преимущественно в период систолы.

При ультразвуковой импульсно-доплеровской локации доплеровские частоты, отражающие движение потока крови в полости правого желудочка, воспринимаются на слух как грубые, продолжительные шумы, совпадающие по тембру с шумами, выслушиваемыми над областью сердца. На спектрограммах систолический сигнал кровотока в полости правого желудочка был широкополосным и имел высокую верхнюю границу спектра (до 2,0 кГц).

3. Открытый артериальный проток (сосудистый канал между аортой и легочной артерией, по которому кровь поступает из аорты в легочную артерию).

Наиболее отчетливо изменения внутрисердечного кровотока при этом пороке обнаруживаются при локации легочной артерии. При прослушивании доплеровских частот, отражающих движение крови в устье легочной артерии, выявляется грубый непрерывный систоло-диастолический шум. На спектрограмме регистрируется широкополосный высокочастотный систоло-диастолический сигнал с верхней границей спектра 1,8—2,0 кГц.

4. Дефект межпредсердной перегородки (отверстие в межпредсердной перегородке). Наличие дефекта межпредсердной перегородки создает условия для потока крови слева направо (из левого предсердия в правое) как в период систолы, так и в период диастолы.

При локации кровотока в полости правого предсердия выслушивается доплеровский сигнал, не грубый, но более интенсивный и продолжительный, чем у пациентов с функциональными шумами. На спектрограммах регистрируется высокочастотный (1,8–2,0 кГц) широкополосный сигнал кровотока в полости правого предсердия.

5. Аортальные пороки. У пациентов со стенозом (сужением) аорты в устье аорты определяется грубый систолический сигнал, имеющий на спектрограмме вид широкополосного высокочастотного (1,8–2,0 кГц). При недостаточности (неполном смыкании) аортального клапана в устье аорты и в выходном отделе левого желудочка выслушивается негрубый, умеренной интенсивности "льющийся" систоло-диастолический шум с преобладанием диастолического компонента. Постоянным признаком недостаточности аортального клапана является вибрация митрального клапана в период диастолы. При прослушивании доплеровского сигнала, отражающего движение митрального клапана, при наличии вибраций определяется грубый жужжащий звук ("дребезг"), в то время как у пациентов с функциональными шумами или другими пороками сердца слышны короткие шелчки открытия и закрытия клапана. Важно отметить, что признаки недостаточности аортального клапана выявляются даже у пациентов со сложными, комбинированными пороками, а также сопутствующими дефектами перегородок (например, при дефекте межжелудочковой перегородки).

В результате проведенных исследований в каждой группе больных с различными пороками сердца обнаружены отличительные особенности внутрисердечного кровотока, обусловленные анатомическими дефектами перегородок или клапанов сердца. Полученные результаты свидетельствуют о высокой диагностической информативности ультразвуковой импульсно-доплеровской локации в диагностике пороков сердца. Этот метод позволяет улучшить бескровную диагностику дефектов перегородок сердца и клапанных пороков, сократить время обследования детей с функциональными шумами. Ультразву-

ковая импульсно-доплеровская локация сердца безопасна и необременительна для больного, не сопровождается неприятными ощущениями в момент обследования и может повторяться многократно. Эти преимущества позволяют рекомендовать метод ультразвуковой импульсно-доплеровской локации в широкой медицинской практике.

### Л и т е р а т у р а

1. Зверев В.А., Матусова А.П., Шмелев И.И. и др. Применение оптических модуляционных схем спектрального анализа для измерения скорости движения клапанов и мышцы сердца. - В кн.: Биологическая и медицинская электроника: Материалы 4-й Всесоюз. конф. Свердловск, 1972, с.117.
2. Лукушкина Е.Ф., Мансфельд А.Д. Возможности ультразвуковой диагностики врожденных пороков сердца у детей. - В кн.: Раннее выявление, диагностика и реабилитация (в санаторно-курортных условиях) больных заболеваниями сердечно-сосудистой системы. Новосибирск, 1976, с.55-57.
3. Зарецкий В.В., Бобков В.В., Мансфельд А.Д. и др. Импульсно-доплеровская локация внутрисердечного кровотока. - Мед.журн. Узбекистана, 1978, №12, с.54-56.
4. Горячева Н.В., Ефимова Е.А., Лукушкина Е.Ф. и др. Дифференциальная диагностика функциональных шумов и некоторых пороков сердца с помощью ультразвуковой импульсно-доплеровской локации. - Кардиология, 1983, №3, с.80-84.
5. Лукушкина Е.Ф., Романов Э.И., Горячева Н.В. Импульсно-доплеровская локация в диагностике врожденных пороков сердца. - Кардиология, 1981, №11, с.116-118.
6. Константинов Б.А., Бобков В.В., Зарецкий В.В. и др. Возможность диагностики врожденных пороков сердца с помощью метода доплер-эхокардиографии. - Терап. архив, 1982, №5, с.134-137.
7. Baker D.W. et al. Pulsed Doppler echocardiography: principles and applications. - Am. J. Med., 1977, N.63, p.69-80.
8. Magnin P.A. et al. Combined Doppler and Phased-array Echocardiographic Estimation

of cardiac output. - Circulation, 1981, v.63,  
N2, p.388-392.

9. Максфельд А.Д., Зыкович А.И., Таратенкова О.Н., Шиш-  
ков А.В. Ультразвуковые методы измерения параметров  
движения. - В наст. сборнике, с. 5-20.

## ОЦЕНКА ФУНКЦИОНАЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ СЕРДЦА ПРИ ФИЗИЧЕСКОЙ НАГРУЗКЕ ЗДОРОВЫХ ЛЮДЕЙ И БОЛЬНЫХ ИШЕМИЧЕСКОЙ БОЛЕЗНЬЮ СЕРДЦА

А.П.Матусова, С.М.Аратен, М.М.Хаймович

Настоящая работа является попыткой применения метода спектрального анализа сигналов скорости движения миокарда задней стенки желудочка (СДЗС) с целью разработки критериев оценки функционального состояния сердца при физической нагрузке у здоровых лиц и больных ишемической болезнью сердца (ИБС).

Целесообразность измерения скорости движения миокарда определяется тем, что увеличение скорости релаксационно-сократительных движений является одним из основных механизмов адаптации сердца к нагрузке. У больных ИБС изменение скорости релаксационно-сократительных движений является также чувствительным индикатором ишемии миокарда, развивающейся при выполнении физической нагрузки, поскольку скорость процессов сокращения и расслабления миокарда сильно зависит от величины миокардиального потребления кислорода [1].

Исходя из задач нашего исследования, мы измеряли СДЗС левого желудочка [2].

С целью обеспечения помехоустойчивой и стандартной обработки информации о скорости движения миокарда сигналы СДЗС анализировали на спектральном анализаторе С4-54, с разрешением по частоте 0,1 Гц, длительность 1 реализации сигнала составляла 10 с, погрешность измерения спектральной амплитуды не превышала 6%. Алгоритм кодирова-

ния параметров спектра малой универсальной ЭВМ обеспечивал измерение в реальном масштабе времени амплитуд первой  $A_1$ , второй  $A_2$ , третьей  $A_3$  гармоник спектра и их отношений.

### Материалы и методы исследования

Велоэргометрические пробы (ВЭП) проведены у 85 здоровых лиц и 45 больных ИБС. Интенсивность физической нагрузки составляла 25-200 Вт. Для контроля состояния сердца регистрировали ЭКГ, измеряли артериальное давление и поглощение кислорода ( $V\dot{O}_2$ ). Рассчитывали индекс кислородной потребности сердца  $(\text{АДС} \times \text{ЧСС})/100$ , где АДС - систолическое артериальное давление, ЧСС - частота сокращений сердца; рассчитывали величину минутного (МО) и ударного (УО) объемов сердца.

36 острых экспериментов выполнено на собаках. Статистический анализ включал в себя вычисление средних значений и их отклонений и проведение корреляционного анализа.

### Результаты и обсуждение

Исследования здоровых лиц. В условиях покоя спектр СДЗС здоровых лиц характеризуется следующими средними значениями:  $A_1 = 53 \pm 3$  усл.ед. (усл.ед. - условные единицы);  $A_2 = 22 \pm 1,5$  усл.ед.;  $A_3 = 14 \pm 1,7$  усл.ед.;  $A_1/A_2 = 323 \pm 37\%$ ;  $F_1 = 12,5 \pm 1,4$  Гц ( $F_1$  - частота 1-й гармоники).

Выполнение ВЭП мощностью от 50 до 200 Вт вызывает увеличение амплитуды  $A_1$  на 43-59% ( $P$  - уровень доверительной вероятности,  $P < 0,01$ ); амплитуда  $A_2$  не изменяется статистически достоверно при нагрузках мощностью до 125 Вт, а при нагрузках мощностью 150-200 Вт амплитуда  $A_2$  уменьшается в среднем на 34% ( $P < 0,01$ ); амплитуда  $A_3$  не изменяется статистически достоверно при нагрузках мощностью до 200 Вт. Отношение  $A_1/A_2$  увеличивается в 1,8-1,9 раза, при этом выполнение нагрузок наиболее высокой интенсивности характеризуется наибольшим увеличением степени синусоидальности движения. Применение корреляционного анализа показало, что взаимосвязи  $A_1$  с гемодинамическими показателями зависят от амплитуд  $A_2$  и  $A_3$ .



При изменении диапазона  $A_2$  от 22-40 до 1-15 усл.ед. и при изменении диапазона  $A_3$  от 15-20 до 1-10 усл.ед. прямая корреляция  $A_1$  с  $V O_2$ ,  $UO$ ,  $MO$  существенно ослабляется (изменение диапазона составляет от  $0,65 \pm 0,80$  до  $0,33 \pm 0,52$ ,  $P < 0,05$ ). Ослабление этих корреляций свидетельствует о том, что уменьшение  $A_2$  и  $A_3$  есть энергетически экономные формы адаптации сердца к физической нагрузке, поскольку в этих условиях поддержание высокого уровня системной гемодинамики возможно без строго детерминированного увеличения скорости движения.

Исследование больных ИБС. В покое спектр СДЗС больных ИБС характеризуется следующими средними значениями  $A_1 = 36 \pm 6$  усл.ед.;  $A_2 = 18 \pm 4$  усл.ед.;  $A_3 = 9 \pm 3$  усл.ед.;  $A_1/A_2 = 255 \pm 48\%$ ;  $f_1 = 14,5 \pm 2,3$  Гц.

При физической нагрузке, как и у здоровых лиц, увеличивается  $A_1$  и уменьшается  $A_2$ . Но абсолютные значения  $A_1$  при ВЭП мощностью 50-75 Вт у здоровых лиц на 33% больше, чем у больных ИБС ( $P < 0,001$ ), а при ВЭП мощностью 100 Вт и больше  $A_1$  на 14% больше у здоровых лиц, чем у больных ИБС ( $P < 0,05$ ).

В периоде, предшествующем появлению электрокардиографических признаков ишемии миокарда, или непосредственно после исчезновения этих признаков на ЭКГ отмечается статистически достоверное уменьшение амплитуды  $A_1$  при ВЭП мощностью 25 и 50 Вт (в среднем на 40%,  $P < 0,01$ ). Амплитуда  $A_2$  в условиях развития ишемии миокарда уменьшается при ВЭП мощностью 25, 50 и 75 Вт в среднем на 47, 43 и 24% соответственно ( $P < 0,01 \pm 0,001$ ). Прогноз развития ишемии миокарда на основе измерения текущего значения амплитуды  $A_2$  возможен в диапазоне интенсивности ВЭП 50-75 Вт в 76% случаев.

Исследования на животных. Острые эксперименты, принятые на 36 собаках, имели целью изучить спектры движения стенок сердца при других формах гиперфункции. Установлено, что увеличение систолического давления в левом желудочке на 46% вызывает увеличение амплитуды  $A_1$  в среднем на 70% ( $P < 0,05$ ) при практически неизменной амплитуде  $A_2$ .

При сильной перегрузке левого желудочка давлением (150-300 мм рт.ст.) амплитуда  $A_1$  уменьшается до 85% от исходного уровня, а  $A_2$  - на 50% ( $P < 0,01$ ), что

сохраняет высокую степень синусоидальности кривых движения.

На модели компенсаторной гиперфункции миокарда показано, что синусоидальность движения участков миокарда, функционирующих в режиме гиперфункции, по показателю  $A_1/A_2$  увеличивается в среднем на 80%.

Таким образом, клинические и экспериментальные исследования показывают, что увеличение синусоидальности движения стенок сердца является существенным компонентом их адаптации к большой нагрузке. Метод автоматического спектрального анализа позволяет оценивать изменение синусоидальности движения непосредственно в ходе ВЭП, что позволяет использовать его для определения функционального состояния сердца при нагрузке.

### Л и т е р а т у р а

1. Меерсон Ф.З. Адаптация сердца к большой нагрузке и сердечная недостаточность. М.: Наука, 1975. 263 с.
2. Мансфельд А.Д., Зимнович А.И., Таратенкова О.Н., Шишков А.В. Ультразвуковые методы измерения параметров движения. - В наст. сборнике, с. 5-20.

## ОБНАРУЖЕНИЕ И РЕГИСТРАЦИЯ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ В КРОВИ И МЯГКИХ ТКАНЯХ ОРГАНИЗМА СРЕДСТВАМИ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ЭХОГРАФИИ

В.П.Николаев, В.П.Катуицев, А.В.Шишков, Р.Т.Казакова,  
К.С.Юрова, Ю.А.Чичканов

Обнаружение и измерение количества и размеров газовых пузырьков (ГП) в крови и тканях организма составляют основу качественно нового подхода к разработке методов объективной диагностики и предотвращения декомпрессионной болезни, которая может возникать у водолазов и кессонных рабочих, а в некоторых ситуациях, у летчиков и космонавтов. Созданные к настоящему времени ультразвуковые эхографические приборы, в том числе и эхокардиографы, позволяют обнаружить в организме как движущиеся, так и неподвижные ГП. При этом, в отличие от ультразвуковой доплеровской аппаратуры [1-5], пригодной для индикации лишь движущихся вместе с кровью ГП сравнительно крупного размера (диаметром более 50 мкм), приборы такого типа способны различать ГП существенно меньшего размера [6, 7]. Кроме того, они указывают точное местоположение ГП в лоцируемых участках организма. Однако изображение ГП на эхограммах, получаемых на стандартной аппаратуре, затушевывается изображениями структурных элементов окружающих их тканей. По этой причине идентификация ГП на эхограммах традиционными методами [6, 7] зачастую вызывает сомнение в ее достоверности.

Задачами настоящего исследования являлись получение незатушеванных эхографических изображений ГП в организме и экспериментальная проверка возможности использования

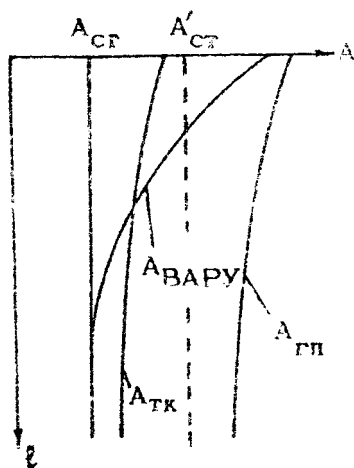
для этих целей модернизированного нами эхокардиографа УЗКАР-3 .

### Условия получения незатухающих эхографических изображений ПП в мягких тканях организма

В любой ткани организма, подвергаемой ультразвуковой локации, происходит отражение зондирующего ультразвука как от элементов ее структуры, так и от имеющихся в ней инородных тел (например от ПП). Если локация ткани осуществляется в импульсном режиме, то возникающие при этом отраженные импульсы ультразвука (эхо-сигналы) поступают на приемное устройство локатора с задержкой, соответствующей удалению их источников от поверхности приемно-излучающего датчика. Структурные элементы мягких тканей организма являются менее эффективными отражателями ультразвука по сравнению с образовавшимися в них или принесенными извне включениями свободного газа. Поэтому эхо-сигналы от ПП, достигающих некоторого сравнительно крупного размера, оказываются больше эхо-сигналов от элементов структуры тканей этого типа. В то же время из-за поглощения зондирующего и отраженного ультразвука в толще ткани эхо-сигнал от любого источника ослабляется с его удалением от поверхности датчика. В связи с этим максимально возможные амплитуды эхо-сигналов от структурных элементов мягких тканей и от имеющихся в них и разрозненных друг от друга ПП изменяются с увеличением глубины их залегания в ткани (глубины локации) в соответствии с кривыми типа  $A_{ТК}$  и  $A_{ПП}$  на рис.1.

При одномерной ультразвуковой локации тканей организма наиболее удобным способом наблюдения и регистрации эхо-сигналов является их отображение на экране осциллоскопа в виде эхограммы М-типа. На эхограммах этого типа отдельные источники эхо-сигналов изображаются в виде ярких точек, которые с течением времени перемещаются по экрану и образуют сплошные линии. Если минимальная амплитуда эхо-сигналов, воспринимаемых приемным устройством локатора, соответствует указанному на рис.1 уровню  $A_{ст}$ , то изображения появляющихся в ткани ПП накладыва-

Р и с. 1. Качественные характеристики работы ультразвукового импульсного локалятора:  $A$  – амплитуда эхо-сигналов;  $\xi$  – глубина локализации;  $A_{\text{ТК}}$  и  $A_{\text{ГП}}$  – максимальные амплитуды эхо-сигналов от структурных элементов ткани и от ГП в зависимости от  $\xi$ ;  $A_{\text{СТ}}$  и  $A'_{\text{СТ}}$  – минимальные амплитуды различных эхо-сигналов при работе локалятора в стандартном режиме и при равномерном по глубине локализации снижении чувствительности его приемника,  $A_{\text{ВАРУ}}$  – минимальная амплитуда эхо-сигналов, различных модифицированным прибором УЗКАР-3 при введении в действие системы ВАРУ



ются на изображения ее структурных элементов. По изменению количества и яркости линий на эхограмме исследуемой ткани можно судить о появлении в ней новых источников эхо-сигналов и об образовании в ней ГП при декомпрессии. Однако если количество отражающих ультразвук элементов тканевых структур велико, то идентификация в ткани новых, и тем более единичных, источников эхо-сигналов является весьма проблематичной. Особые сложности возникают при идентификации новых эхо-сигналов в ближнем к датчику слое исследуемой ткани, поскольку соответствующая полоса эхограммы сильно искажается многократно переотраженными эхо-сигналами от неоднородностей структуры тела датчика.

Визуальную идентификацию ГП в мягких тканях организма по вызываемому ими изменению эхограммы можно частично упростить путем снижения чувствительности приемного устройства локалятора, поскольку при этом повышается минимальный уровень различных эхо-сигналов и эхограмма очищается от изображений части элементов тканевых структур. Более того, при повышении  $A_{\text{СТ}}$  до уровня выше  $A_{\text{ТК}}$  (например до указанного на рис.1 уровня  $A'_{\text{СТ}}$ ) исходная эхограмма исследуемой ткани должна быть полностью темной, и если бы после декомпрессии на ней появлялись какие-либо видимые эхо-сигналы, то это несомненно свидетельствовало

бы об образовании или поступлении в эту ткань извне сравнительно крупных ГП. Однако отсутствие на темной эхограмме каких-либо опорных изображений тканевых структур лишает уверенности в сохранении контакта датчика с исследуемой тканью и в неизменности выбранного места и направления локации. Поэтому для получения незатушеванных и не вызывающих сомнения эхографических изображений ГП в организме необходимо использовать такие ультразвуковые локаторы, которые позволяют выборочно устранять фоновые изображения тканевых структур лишь в ограниченной по ширине полосе эхограммы.

### Принцип действия модифицированного эхокардиографа УЗКАР-3

Указанным выше требованиям удовлетворяет модифицированный нами серийный эхокардиограф УЗКАР-3. В схему этого ультразвукового локатора мы внесли систему временной автоматической регулировки усиления (ВАРУ), которая снижает заданную чувствительность приемного устройства во время поступления на него эхо-сигналов из ближней зоны локации. Кроме того, с целью снижения помех, создаваемых эхо-сигналами от неоднородностей тела датчика, мы разработали для этого прибора принципиально новый датчик. В отличие от стандартного, этот датчик имеет раздельные и утопленные в его теле передающий и приемный пьезопреобразователи, которые расположены под углом друг к другу с таким расчетом, чтобы их геометрические оси пересекались в непосредственной близости от поверхности датчика.

При введении в действие системы ВАРУ чувствительность приемного устройства становится неравномерной и минимальная амплитуда различных прибором эхо-сигналов в зависимости от глубины локации приобретает вид кривой типа  $A_{ВАРУ}$ . На некоторой глубине локации эта кривая пересекает кривую  $A_{ТК}$  и в дальнейшем переходит в линию  $A_{СТ}$ . Поэтому в дальней полосе эхограммы изображения тканевых структур остаются неизменными, и по их местоположению и характерным особенностям можно судить о сохранении выбранного места и направления локации ткани в процессе какого-либо эксперимента. В то же время эхо-сигналы от

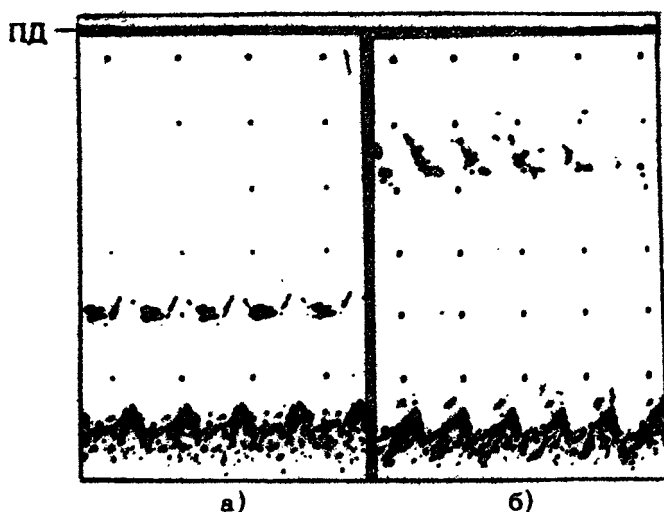
элементов структуры ближнего к датчику слоя ткани оказываются невидимыми, поскольку в ближней зоне локации кривая  $A_{\text{ВАРУ}}$  расположена выше кривой  $A_{\text{ТК}}$ . В зависимости от настройки системы ВАРУ ширина начальной, экспоненциальной ветви кривой  $A_{\text{ВАРУ}}$ , а следовательно, и ширина темной полосы эхограммы лоцируемой ткани могут изменяться в широких пределах.

### Локация легочной артерии и аорты у собак при внутривенной инфузии воздуха

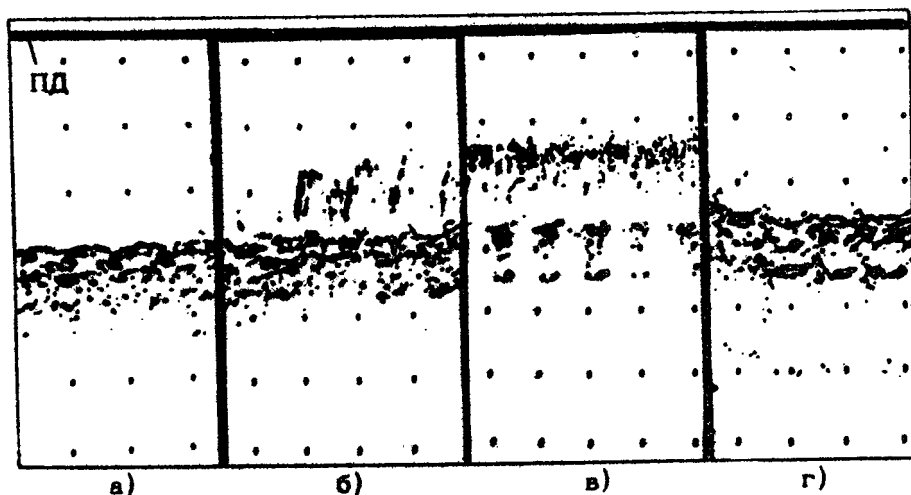
С целью проверки возможности регистрации на модифицированном приборе УЗКАР-3 незатушеванных эхографических изображений ПП в кровеносных сосудах организма мы провели серию экспериментов на 8 беспородных собаках, у которых искусственно создавали газовую эмболию путем внутривенной инфузии воздуха. Другой целью этих экспериментов являлось изучение условий прохождения венозных ПП через легкие в большой круг кровообращения.

На рис. 2, а представлен фрагмент эхограммы, полученной при локации легочного ствола у одного из животных до внутривенного введения воздуха. Из-за действия системы ВАРУ изображения стенок этого сосуда диаметром около 1 см на эхограмме отсутствуют. Жирные колеблющиеся линии на расстоянии 3 и 5 см от уровня ПД являются изображениями структур сердца, расположенного под легочным стволом. Фрагмент эхограммы, полученной при локации легочного ствола спустя несколько секунд после поступления в него ПП, представлен на рис. 2, б. Из-за поглощения пучками энергии зондирующего ультразвука видимые ранее структуры сердца на глубине локации 3 см стали невидимыми. После прекращения потока ПП через легочный ствол эхограмма вновь приобретала исходный вид (рис. 2, а).

На рис. 3 представлены фрагменты эхограмм, полученных при локации дуги аорты у того же животного. Диаметр этого, не видимого на эхограмме сосуда, составлял около 1 см. До и при малой длительности введения воздуха на эхограмме (рис. 3, а) видны лишь структуры расположенного под аортой сердца. На фотокадре 3, б нам случайно удалось запечатлеть момент начала поступления ПП в аорту. При уве-



Р и с. 2. Локация легочного ствола у собаки при искусственно вызываемой у нее газовой эмболии: а - до, б - через 20 с (ПД - местоположение поверхности датчика)



Р и с. 3. Локация дуги аорты у собаки при искусственно вызываемой у нее газовой эмболии: а - до, б - через 2 мин 30 с, в - через 3 мин 20 с после начала, г - через 20 с после окончания 4-минутного цикла внутривенной инфузии воздуха (ПД - местоположение поверхности датчика)



личении количества проходящих через нее ГП низлежащие структуры сердца становились менее контрастными (рис.3,в). После окончания введения воздуха в венозное русло массивное поступление ГП в аорту прекращалось и в дальнейшем, пока сохранялась эмболизация легких, в нее эпизодически проникали лишь единичные ГП (две яркостные точки на рис.3,г на расстоянии 1,0 и 0,6 см от уровня ПД).

Таким образом, представленные на рис.2 и 3 эхограммы наглядно иллюстрируют возможность регистрации на модифицированном приборе УЗКАР-3 незатушеванных изображений ГП в кровеносных сосудах, расположенных в ближней зоне локации.

Проникновение ГП в аорту обычно происходило в интервале времени от 2 до 3 мин второго и последующих циклов введения воздуха со скоростью 5 мл/мин. У животных, которым однократно вводили воздух со скоростью 10 мл/мин, ГП в аорте появлялись примерно через 1,5 мин после начала этой процедуры. При обеих скоростях инфузии воздуха появление в аорте различными прибором ГП наблюдалось в тот момент времени, когда доза введенного воздуха достигала 12-15 мл. Однако вполне возможно, что поступление в аорту неразличимых прибором в ближней зоне локации мелких ГП начиналось при меньшей дозе введенного воздуха, т.е. при меньшей степени эмболизации легких.

При обсуждении причин проникновения ГП из венозного русла в артериальное, прежде всего, необходимо отметить, что у физиологов сложилось общепризнанное представление о легких как о фильтре, который не пропускает через себя ГП в левые отделы сердца. Из-за наличия сил поверхностного натяжения проталкивание крупных (по сравнению с эритроцитами крови) ГП через капиллярное русло было бы возможным лишь при повышении давления в легочных артериях до уровня 150 мм рт.ст. [8,9], но правый желудочек сердца не может создать столь высокое давление в малом круге кровообращения. Из закупоренных пузырьками капилляров газ диффундирует в альвеолярное пространство легких и выводится наружу с выдыхаемым воздухом. В то же время соизмеримые с эритроцитами ГП, казалось бы, могут беспрепятственно проходить по легочным капиллярам. Однако согласно математическим моделям [10,11], описывающим эволюцию ГП в физических и биологических средах, длитель-

ность жизни мелких ГП представляется весьма ограниченной. Так, в насыщенной воздухом воде сферические пузырьки диаметром 10 мкм (что несколько больше диаметра капилляра) рассасываются примерно за 1 сек, т.е. за время прохождения кровью легочных капилляров.

Тем не менее некоторая часть венозных ГП все же способна проникать в артериальную систему и не только у токсикомированных животных, но и у интактных животных, а также у человека. Об этом свидетельствуют исследования [1-3] на овцах и свиньях с имплантированными на поверхности полых вены и аорты ультразвуковыми датчиками доплеровской аппаратуры.

Возможно, что при эмболизации легких условия проникновения ГП в аорту облегчаются за счет расширения просвета действующих и раскрытия ранее нефункционирующих легочных шунтов. Однако ГП могут проходить из венозного в артериальное русло не только через анатомические легочные шунты и незаращенное овальное отверстие сердца, но, по-видимому, и через капиллярное русло легких. В сосудах малого диаметра движущиеся ГП окружены ограниченным количеством крови, и поэтому, как отмечено в работе [12], их рассасывание, вызывая локальное пересыщение крови газами, может полностью приостановиться или протекает медленнее, чем в крупных сосудах [10,11]. Рассасывание ГП замедляется также при наличии у них оболочки из поверхностно-активных веществ, имеющих малую величину коэффициента поверхностного натяжения. При замедленной скорости рассасывания мелкие ГП успевают проскочить через легочные капилляры и оказываются в легочных венах. Особенно благоприятные условия для их прохождения создаются в капиллярах тех участков легких, в которых вентиляция полностью или частично отсутствует. В легочных венах поступающие одновременно из разных капилляров мелкие ГП могут сливаться в более крупные, а следовательно, и более длительно существующие ГП. Кроме того, сравнительно крупные ГП при наличии у них оболочки из поверхностно-активных веществ, по-видимому, могут проталкиваться через капилляры даже при незначительном повышении давления в легочных артериях [9]. Так, в экспериментах Spencer, Oyama [3] проникновение в аорту ГП начиналось, когда систолическое давление в легочных артериях достигало 35 мм рт.ст.

## Локация мягких тканей бедра у собак при воздействии декомпрессии

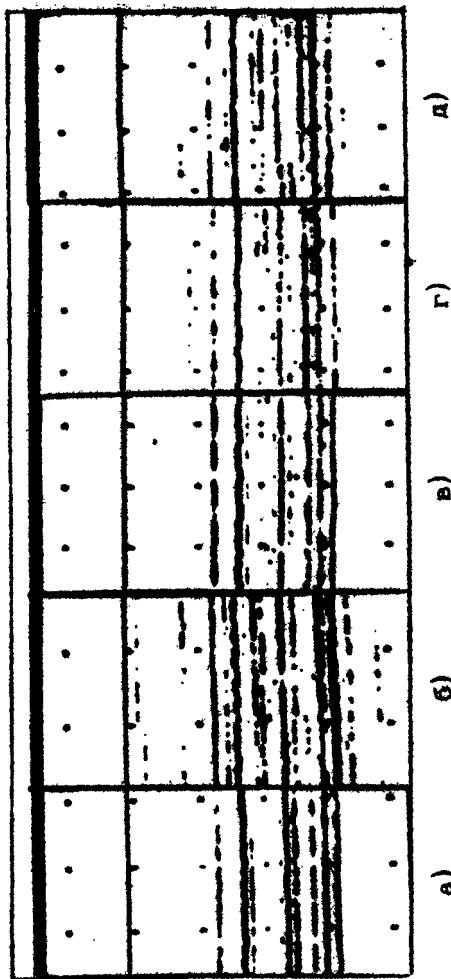
Возможность использования модифицированного прибора УЗКАР-3 для обнаружения и регистрации ГП, образующихся в мягких тканях организма при декомпрессии, была апробирована нами в экспериментах на 15 беспородных собаках с массой тела от 9,1 до 20 кг.

В барокамере РКМ-2 создавали давление 0,5 мПа и после 2-часового пребывания животного под этим давлением производили декомпрессию до наземного давления (0,1 мПа) со скоростью 0,1 мПа/мин. Наблюдение и фоторегистрацию эхограммы прекращали через 1,5 часа после окончания декомпрессии.

В процессе эксперимента видимые эхо-сигналы в ближней полосе эхограммы тканей бедра появились у трех из 15 животных. Последовательность происходивших изменений эхограммы у одного из этих трех животных представлена на рис.4. Вторая сверху линия на эхограммах 4,а-4,д указывает местоположение поверхности лоцируемой ткани.

Режим работы был выбран таким образом, чтобы на исходной эхограмме (рис.4,а) отсутствовало изображение структурных элементов ближнего к датчику слоя ткани толщиной 1,2 см. Эхограмма лоцируемой ткани сохраняла вид 4,а во время компрессии, в течение 2-часового пребывания животного под давлением 0,5 мПа, а также при декомпрессии и некоторое время после ее завершения.

Первые признаки появления ГП в ближнем к датчику слое ткани стали заметными примерно через 9 мин после окончания декомпрессии. В течение короткого периода времени (2-3 мин) эхо-сигналы от них были нестабильными (рис. 4,б). Затем появилось стабильное изображение одного (рис.4,в), а еще через 2 мин другого ГП (рис.4,г). Однако примерно через 1 час после окончания декомпрессии эхографические изображения этих ГП, удаленных на расстояние 0,4 и 1,0 см от поверхности датчика, кратковременно стали нестабильными (рис.4,д) и вскоре полностью исчезли. У двух других животных появление и исчезновение в ходе эксперимента изображений ГП в ближней полосе эхограммы происходило аналогичным образом.



Р и с. 4. Изменение эхограммы мягких тканей бедра у собаки, подверженной воздействию декомпрессии: а - до и во время компрессии, в течение 2-часового пребывания животного под давлением 0,5 мПа, а также при декомпрессии до 0,1 мПа и некоторое время после ее завершения; после окончания декомпрессии: б - через 9 мин, в - через 12 мин, г - через 14 мин, д - через 63 мин

## Заключение

Результаты проведенных нами исследований подтверждают возможность использования модифицированного прибора УЗКАР-3 для обнаружения и регистрации вне- и внутрисосудистых ПП в организме. Система ВАРУ, внесенная в схему этого прибора, устраняет изображения структурных элементов участков организма, расположенных в ближней зоне локации, и тем самым обеспечивает получение незатушеванных изображений ПП в соответствующей полосе эхограммы. Однако таким простым и однозначным способом можно идентифицировать лишь сравнительно крупные ПП. Оценка размеров отчетливо различимых прибором ПП в зависимости от создаваемой системой ВАРУ ширины первоначально темной полосы эхограммы, а также от интенсивности зондирующего ультразвука, общего усиления приемника и уровня отсечки эхо-сигналов требует проведения специальных исследований. Следует ожидать, что успехи в разработке такого рода аппаратуры, способной контролировать степень "эмболизации" различных участков организма, позволили бы оперативно прогнозировать угрозу возникновения декомпрессионной болезни в любой ее форме.

## Л и т е р а т у р а

1. Spencer M.P., Campbell S.D. Development of bubbles in venous and arterial blood during hyperbaric decompression. - Bull. of the Mason Clinic, 1968, v.22, p.26-32.
2. Smith K.N., Spencer M.P. Doppler indices of decompression sickness: their evaluation and use. - Aerospace med., 1970, v.41, p.1396.
3. Spencer M.P., Oyama Y.T. Pulmonary capacity for dissipation of venous gas emboli. - Aerospace med., 1971, v.42, p.822-827.
4. Сапов И.А., Волков Л.М., Меньшиков В.В., Юркин И.П. Исследование закономерностей декомпрессионного газообразования с помощью ультразвука. - ДАН СССР, 1975, т.222, №2, с.506-508.
5. Казакова Р.Т. Ультразвуковой метод регистрации газовых пузырьков в венозной крови животных в условиях

разреженной атмосферы. - Космич. биология и авиакосмич. медицина, 1980, №3, с.74-76.

6. Mackay R.S., Rubissow G.J. Detection of bubbles in tissues and blood. - In: Proc. of the 4-th Symp. on underwater physiology. New York, Academic Press, 1971, p.151-161.
7. Rubissow G.J., Mackay R.S. Decompression study and control using ultrasonics. - Aerospace med., 1974, v.45, p.473-478.
8. Butler B.D., Hills B.A. The lungs as a filter for microbubbles. - J.Appl.Physiol. : Expirat. Environ. and Exercise Physiol., 1979, v.47, p.537-543.
9. Hills B.A., Butler B.D. Migration of lung surfactant to pulmonary air emboli. - In: Proc. of the 7-th Symp. on underwater physiology. Bethesda, Maryland, 1981, p.741-751.
10. Epstein P., Plesset M. On the stability of gas bubbles in liquid-gas solutions. - J. Chem.Phys., 1950, v.18, p.1505-1509.
11. Николаев В.П. Математическая модель обмена инертным газом между кровью и тканями, содержащими газовые пузырьки. - ДАН СССР, 1980, т.250, №6, с.1493-1497.
12. Николаев В.П. Условия роста и сжатия газовых пузырьков в физических системах и тканях живого организма. - Космич. биология и медицина, 1970, №5, с.70-76.

## УЛЬТРАЗВУКОВАЯ МЕДИЦИНСКАЯ ДИАГНОСТИКА, ОСНОВАННАЯ НА РАЗДРАЖЕНИИ НЕРВНЫХ СТРУКТУР

Л.Р.Гаврилов

Под ультразвуковой медицинской диагностикой обычно понимают совокупность методов исследования организма человека, основанных на изучении акустических свойств биологических тканей. При всем разнообразии способов получения и характера воспроизведения диагностической информации эти методы по существу объединяет хорошо известный принцип эхолокации среды.

Однако в последние годы именно в нашей стране возникло и сформировалось новое направление ультразвуковой медицинской диагностики, основанное на принципиально ином подходе. Сущность его состоит в раздражении ультразвуковыми стимулами нервных структур человека [1], измерении порогов различных ощущений, возникающих у человека, и сравнении данных, полученных при той или иной патологии, с порогом в норме. Разница порогов в норме и патологии и служит диагностическим показателем, позволяющим в ряде случаев выявлять заболевание и оценивать его тяжесть.

Характерной особенностью разработанного ультразвукового метода диагностики является использование для стимуляции нервных структур фокусирующих ультразвуковых систем [1], работающих в мегагерцевом диапазоне частот.

Возможность локального воздействия фокусированным ультразвуком на заранее заданные глубокие участки организма без повреждения окружающих тканей представляет существенный интерес для медицины и физиологии [1,2]. Прежде всего это связано с тем, что ультразвуковая стимуляция

нервных структур не требует непосредственного контакта между раздражающим устройством (например, электродом) и структурой. Таким образом, исключается необходимость предварительного оперативного вмешательства для доступа к глубинным структурам. Кроме того, имеется возможность очень точно контролировать параметры раздражающего стимула: интенсивность, длительность воздействия, а также менять в случае необходимости объем раздражаемой области.

Для питания фокусирующих излучателей используются разработанные в Акустическом институте им.акад.Н.Н.Андреева АН СССР ультразвуковые генераторы, позволяющие реализовывать акустическую мощность на излучателе до 100–150Вт. При рабочих частотах ультразвука от 0,5 до 3 МГц, чему соответствует диаметр фокальной области 1–6 мм, интенсивность ультразвука, усредненная по площади фокального пятна, может достигать 400 Вт/см<sup>2</sup> на частоте 0,5 МГц и 15 000 Вт/см<sup>2</sup> на частоте 3 МГц. Пиковые значения интенсивности ультразвука в центре фокальной области приблизительно в 4 раза выше указанных усредненных значений.

Генераторы обеспечивают работу в непрерывном и импульсном режимах с различными длительностями импульсов и частотами их повторения. Предусмотрен также режим однократного импульса заданной длительности (от 0,01 до 5000 мс), а также режим амплитудно-модулированных колебаний с частотой модуляции в звуковом диапазоне. С помощью данной аппаратуры в Акустическом институте АН СССР, Институте эволюционной физиологии и биохимии им. М.М.Сеченова АН СССР и Институте физиологии им.И.П.Павлова АН СССР были проведены исследования возможностей практического использования фокусированного ультразвука в качестве стимулятора нервных структур [1,2].

Оказалось, например, что с помощью коротких импульсов фокусированного ультразвука (длительностью от долей до единиц миллисекунд), направленных на чувствительные точки руки человека, можно вызывать ощущения, характер которых зависит от параметров ультразвукового воздействия и от места локализации фокальной области [1–9]. Используя различные значения интенсивности ультразвука и длительности воздействия, можно получить все ощущения, которые человек способен воспринимать через кожу: тактильные, шекочущие, температурные (тепловые и холодовые), болевые и т.д. Бо-



левые ощущения могут быть вызваны при раздражении фокусированным ультразвуком не только поверхностных, но и глубоких нервных структур.

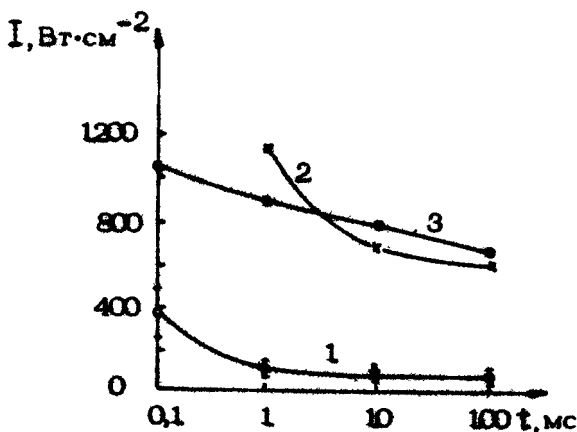
При проведении исследований с помощью фокусированного ультразвука были получены данные, представляющие интерес для физиологии рецепции. Например, в психофизических исследованиях было показано [1,2,5,6] наличие "универсальных" температурно-чувствительных точек, которые могут быть связаны с ощущениями тепла или холода, в противовес широко распространенному представлению о существовании отдельных тепловых и холодных точек. Оказалось, что модальность температурных ощущений (тепло, холод) определяется температурой окружающей среды, а температурно-чувствительные точки в зависимости от окружающих условий могут функционировать как тепловые или холодные.

Направляя фокальную область излучателя в разные ткани, удалось показать, что у человека в норме имеются различные самостоятельные виды боли, отличающиеся друг от друга по величине порога, характеру иррадиации и ощущению [1,2,5]. Эти данные открывают возможность клинического исследования изменений порогов боли при различных заболеваниях внутренних органов.

Фокусированный ультразвук был использован в 1-м Ленинградском медицинском институте им.И.П.Павлова для диагностики ряда неврологических заболеваний, связанных с изменением кожной чувствительности [1,8]. Сравнивались пороги тактильных ощущений на коже пальцев рук в контрольной группе здоровых людей (21 человек) и у 30 больных с 8 видами неврологических заболеваний. У всех больных выявлено отклонение тактильной чувствительности от нормы: от значительного повышения тактильных порогов до полного отсутствия тактильной чувствительности.

Для примера на рис.1 представлены результаты обследования тактильной чувствительности у одного из больных сирингомиелией. По оси ординат отложена интенсивность ультразвука в фокальной области, по оси абсцисс - длительность стимула, которая в ходе опытов изменялась от 0,1 до 100 мс через одну декаду. Видно, что при длительности стимула 0,1 мс тактильная чувствительность на правой (больной) руке отсутствовала даже при максимальных интенсивностях ( $1400 \text{ Вт/см}^2$  при частоте 1,95 МГц). Видно

также, что на левой руке, где по данным стандартного клинического обследования не было найдено никаких нарушений чувствительности, на самом деле имеется существенное отличие тактильных порогов от нормы.



Р и с 1 Пороги тактильной чувствительности у больного сирингомиелией: 1 - у здоровых людей (контрольная группа), 2 - на правой (больной) руке, 3 - на левой руке где по данным обычного клиниконеврологического обследования не было найдено нарушений чувствительности

В результате этих исследований удалось не только количественно охарактеризовать степень нарушения чувствительности при каждом виде патологии но и выявить "субклинические" нарушения, которые не удавалось зафиксировать ранее известными способами

С целью оказания помощи больным тугоухостью и глухотой была предпринята попытка использовать ультразвуковой метод для протезирования слуха

В первоначальных экспериментах на животных было показано [10,11] что при действии стимулов фокусированного ультразвука на ушной лабиринт в слуховых центрах мозга возникают ответные электрические реакции, сходные с ответами на звуковые стимулы

В ходе дальнейших исследований был предложен новый способ введения человеку слуховой информации [1,12-14]

Сущность способа состоит в том, что на ушной лабиринт воздействуют амплитудно-модулированными ультразвуковыми колебаниями; при этом частота несущей значительно больше верхнего предела слышимых человеком частот (например, от 0,5 до 3 МГц), а частота модуляции соответствует передаваемой слуховой информации. Способ не имеет принципиальных ограничений по частоте модулирующих (звуковых) сигналов. При воздействии на лабиринт фокусированным ультразвуком, модулированным по амплитуде колебаниями сложной формы (например, сигналами с микрофона, магнитофона и т.д.), здоровые обследуемые слышат передаваемую звуковую информацию (речь, музыку).

Были определены пороговые значения интенсивности амплитудно-модулированного ультразвука, соответствующие возникновению у человека слуховых ощущений при различных частотах модулирующего напряжения и коэффициентах модуляции, а также при разных частотах ультразвуковой несущей [1]. Например, при частоте ультразвука порядка 0,5 МГц пороговые интенсивности в фокальной области составляют сотые и десятые доли Вт/см<sup>2</sup> без учета затухания ультразвука в биологических тканях.

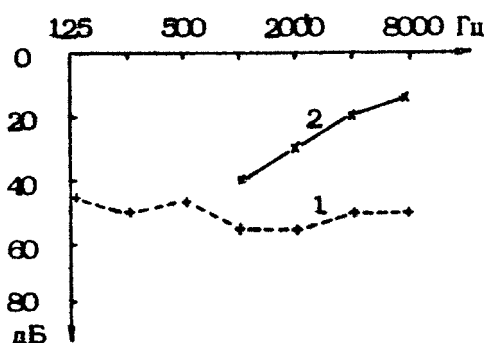
Наиболее существенный результат состоит в том, что с помощью фокусированного ультразвука можно раздражать не только рецепторы (волосковые клетки) ушного лабиринта, как в случае обычной звуковой стимуляции, но и волокна нерва, которые до сих пор удавалось раздражать лишь с помощью вживленных электродов. Этот принципиально важный результат был подтвержден в опытах на животных с предварительно разрушенным рецепторным аппаратом ушного лабиринта [15].

Наконец, возможность непосредственного раздражения ультразвуком волокон слухового нерва подтверждается тем, что глухие, у которых было диагностировано разрушение рецепторного аппарата, могут воспринимать слуховую информацию, доставленную с помощью амплитудно-модулированного ультразвука, тогда как стандартные слуховые аппараты им не помогают [1].

В настоящее время слуховое протезирование подобных больных производится путем введения раздражающих электродов. Введение слуховой информации глухим с помощью фокусированного ультразвука является "бесконтактным".

Возможность раздражения ультразвуком не только рецепторов, но и нервных волокон слуховой системы имеет принципиально важное значение и для клинической диагностики с целью определения поражений слуха на разных уровнях.

Было проведено сравнение частотно-пороговых кривых, полученных с помощью амплитудно-модулированного ультразвука и кривых порогов слышимости при звуковой стимуляции лабиринта [1]. Для нормально слышащих испытуемых эти кривые, несмотря на некоторые отличия, достаточно близки друг другу. Следует, однако, отметить, что для больных с различными формами тугоухости кривые существенно отличаются.



Р и с.2. Аудиограмма (1) и ультразвуковая частотно-пороговая кривая (2) у больного отосклерозом

Например, на рис.2 показаны аудиограмма и ультразвуковая частотно-пороговая кривая больного отосклерозом. По оси ординат представлено ухудшение слуха относительно уровня нормально слышащих, по оси абсцисс — частота тона или амплитудной модуляции ультразвука. Для отосклероза характерно отсутствие слухового ощущения при одной или нескольких частотах модуляции ультразвука (на рис.1 — 125, 250 и 500 Гц), тогда как звуки тех же частот больные отчетливо слышат. При других заболеваниях вид ультразвуковых частотно-пороговых кривых также весьма индивидуален. Это обстоятельство уже используется в клинике для диагностики не только отосклероза, но и нейросенсорной

тугоухости, невриномы слухового нерва и т.д. [1].

Существенный научный и практический интерес представляет изучение возможных механизмов раздражающего действия фокусированного ультразвука. Были исследованы факторы фокусированного ультразвука, ответственные за возбуждение кожных рецепторов и возникновение тактильных, температурных, болевых и других ощущений [1,2,4]. Оказалось, что лишь один параметр ультразвука — амплитуда смещения — остается постоянным для каждого вида ощущений при изменении частоты в широких пределах (от 0,5 до 3 МГц). Остальные параметры (интенсивность, амплитуда акустического давления, колебательной скорости, ускорения, радиационное давление, приращение температуры ткани и др.) сильно изменяются — иногда в пределах нескольких порядков.

Приведем некоторые экспериментальные данные о пороговых значениях амплитуды колебательного смещения среды, которые требуется реализовать для возбуждения периферических нервных структур с помощью фокусированного ультразвука [1,2] (в мкм):

Рецепторы ушного лабиринта (лягушка)	0,004—0,01
Тельца Пачини (кошка)	0,03 —0,05
Тактильные ощущения на коже пальцев человека	0,08 —0,11
То же на ладони	0,13 —0,18
То же на предплечье	0,2 —0,58
Ощущения тепла или холода на коже ладони (в зависимости от температуры окружающей среды)	0,43 —0,6
Ощущение боли в коже ладони	0,38 —0,64

Однако реальный механизм раздражения нервных структур под действием ультразвука вероятней всего связан не со знакопеременным колебательным смещением среды как таковым, а с некоторым однонаправленным, "выпрямленным" воздействием. Действительно, испытуемые не могли отличить тактильные ощущения в ответ на длительный стимул или на два коротких (например, стимул длительностью 400 мс и два стимула по 10 мс с промежутком времени между ними 380 мс) [1,2]. При действии стимула длительностью 400 мс ощущения возникали только в моменты его включения и выключения. Изменение несущей частоты при одинаковых амплитудах смещения никак не влияло на характер ощущений.

При воздействии амплитудно-модулированного ультразвука на ушной лабиринт добавляются другие действующие факторы. Прежде всего надо иметь в виду, что орган слуха представляет собой чрезвычайно чувствительный прибор, реагирующий на действие адекватной (звуковой) информации. Поэтому необходимо учитывать возможное действие на орган слуха звуковой компоненты, возникающей за счет радиационного давления амплитудно-модулированного ультразвука. Известно, что при распространении в среде амплитудно-модулированных ультразвуковых колебаний радиационное давление представляет собой сумму трех составляющих: постоянной и двух переменных [1]. Одна из переменных составляющих меняется с частотой модуляции, а вторая - с двойной частотой модуляции.

Итак, если рецепторный аппарат ушного лабиринта человека функционирует нормально, то одной из наиболее вероятных причин появления слуховых ощущений является действие на рецепторы колебаний звуковой частоты, возникающих за счет переменной составляющей радиационного давления. При этом в ушной лабиринт направляется адекватная, т.е. именно звуковая, информация, а ультразвук служит лишь средством ее доставки.

Как уже указывалось, амплитудно-модулированный ультразвук оказывает непосредственное раздражающее воздействие на волокна слухового нерва [15]. Основной действующий фактор фокусированного ультразвука в данном случае также пока не известен. Им может быть обсуждавшееся выше механическое действие ультразвука. Не исключено, однако, что определенную роль в этом процессе может играть преобразование ультразвуковых колебаний в электрический стимул. Физическая природа этого эффекта может быть связана с хорошо известными пьезоэлектрическими, точнее механоэлектрическими, свойствами костных тканей [16].

Таким образом, проведенные исследования показали, что фокусированный ультразвук является полезным и перспективным инструментом, позволяющим раздражать как поверхностные, так и глубинные нервные структуры. Не исключено, что в ближайшее время появится новая самостоятельная область ультразвуковой медицинской диагностики. Существенные перспективы имеются у этого метода и в физиологических исследованиях [1,2]. Определенную практическую пользу

может принести использование фокусированного ультразвука для воздействия на акупунктурные точки, для контроля эффективности обезболивающих средств путем измерения порогов болевых ощущений до введения лекарственных веществ и после него.

### Л и т е р а т у р а

1. Гаврилов Л.Р., Цирульников Е.М. Фокусированный ультразвук в физиологии и медицине. Л.: Наука, 1980.
2. Гаврилов Л.Р., Гершуни Г.В., Ильинский О.Б. и др. Рецепция и фокусированный ультразвук. М.: Наука, 1976.
3. Гаврилов Л.Р., Гершуни Г.В., Ильинский О.Б. и др. Изучение кожной чувствительности с помощью фокусированного ультразвука. - Физиол. журн. СССР, 1972, т.58, №9, с.1366-1371.
4. Гаврилов Л.Р., Гершуни Г.В., Ильинский О.Б. и др. Возбуждение периферических нервных структур человека с помощью фокусированного ультразвука. - Акуст. журн., 1973, т.19, №4, с.519-523.
5. Гаврилов Л.Р., Гершуни Г.В., Ильинский О.Б. и др. Действие фокусированного ультразвука на поверхностные и глубинные структуры руки человека. - Тез. докл. на симпозиуме "Тканевая рецепция". Л., 1974, с.35-53.
6. Цирульников Е.М. О некоторых вопросах температурной рецепции. - В кн.: Сенсорные системы. Морфофизиологические и поведенческие аспекты. Л.: Наука, 1977, с.102-124.
7. Гершуни Г.В., Цирульников Е.М. Исследование сенсорных систем с помощью фокусированного ультразвука. - Физиология человека, 1981, т.7, №3, с.420-425.
8. Годованик О.О., Гаврилов Л.Р., Ильинский О.Б. и др. О применении фокусированного ультразвука в исследовании тактильной чувствительности у неврологических больных. - Журн. невропатологии и психиатрии им.С.С.Корсакова, 1978, т.78, №5, с.1189-1192.
9. Цирульников Е.М., Гаврилов Л.Р., Годованик О.О. и др. Определение тактильных порогов у человека с помощью фокусированного ультразвука и морфологическая специфичность тактильной рецепции. - Физиология человека, 1982, т.8, №4, с.542-546.

10. Гаврилов Л.Р., Цирульников Е.М., Шеканов Е.Е. Реакции слуховых центров среднего мозга лягушки при раздражении лабиринта фокусированным ультразвуком. - Физиол.журн. СССР, 1975, т.61, №2, с.213-221.
11. Гаврилов Л.Р., Цирульников Е.М., Шеканов Е.Е. Применение фокусированного ультразвука для возбуждения рецепторов органа слуха. - Акуст.журн., 1975, т.21, №5, с.706-710.
12. Гаврилов Л.Р., Гершуни Г.В., Ильинский О.Б. и др. Способ передачи человеку звуковых сигналов: Авт. свид. СССР № 635985. - БОИПОТЗ, 1978, №45.
13. Гаврилов Л.Р., Пудов В.И., Розенблюм А.С. и др. О применении фокусированного ультразвука для введения в ушной лабиринт человека слуховой информации. - Акуст.журн., 1977, т.23, №4, с.551-560.
14. Гершуни Г.В., Цирульников Е.М., Гаврилов Л.Р. и др. Особенности действия фокусированного ультразвука в мегагерцевом диапазоне на структуры ушного лабиринта при возникновении слуховых ощущений. - ДАН СССР, 1980, т.251, №3, с.763-766.
15. Вартанян И.А., Гаврилов Л.Р., Жарская В.Д. и др. Стимулирующее действие фокусированного ультразвука на волокна слухового нерва лягушки *Rana temporaria*. - Журн. эволюционной биохимии и физиологии, 1981, т.17, №5, с.512-517.
16. Чепель В.Ф. Исследование пьезоэлектричества кости при воздействии ультразвуком. - Биофизика, 1977, т.22, №5, с.936-937.



# МЕТОДЫ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ДИАГНОСТИКИ ПРИ РЕШЕНИИ НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧ ФИЗИКИ И ТЕХНИКИ

---

## НЕЛИНЕЙНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ В ЖИДКОСТИ

Л.А.Островский, А.М.Сутин

Исследования распространения интенсивных волн сжатия в жидкости с пузырьками газа и соответствующих нелинейных эффектов (образование ударных волн, солитонов и др.) [1-5] показали, что такая среда обладает сильно выраженной акустической нелинейностью. Именно нелинейные свойства позволяют выделить пузырьки газа среди других типов неоднородностей, и эти свойства целесообразно использовать для обнаружения пузырьков и диагностики их параметров. При падении на пузырьки достаточно интенсивной гармонической волны происходит рассеяние как на основной частоте, так и на частоте ее второй гармоники, а при падении бигармонической волны - также на разностной и суммарной частотах [4,6]. Эти эффекты и лежат в основе способов нелинейной диагностики пузырьков, реализованных в настоящее время. Среди достоинств таких методов - возможность выделения пузырьков на фоне других рассеивателей, а также обнаружение их в условиях сильной реверберации, например вблизи отражающих границ, - обычно эти границы практически не дают рассеяния на частотах, отличных от основной.

Первые эксперименты, в которых пузырьки регистрировались по проявлению нелинейных акустических эффектов (генерация второй гармоники или более сложных спектров) были проведены, по-видимому, около 10 лет тому назад (см. [3]). Однако попыток диагностировать параметры пузырьков (их радиусы и количество) не делалось.

В нашей стране исследования, направленные на диагностику пузырьков нелинейными акустическими методами, начали проводиться, по-видимому впервые, в Институте прикладной физики АН СССР в конце 70-х годов [7,8]. Особенностью этих исследований было использование резонансных свойств пузырька, что позволило селективировать микропузырьки определенных размеров. Были проведены эксперименты по диагностике пузырьков в море. Успешно проводятся эксперименты по диагностике пузырьков в трубопроводах [9] и в биологических тканях [10].

На наш взгляд, сейчас возникла необходимость обобщения полученных результатов с целью сопоставления и оптимизации различных методов нелинейной диагностики пузырьков. В настоящей работе рассматриваются элементы теории нелинейного рассеяния звука на пузырьках газа в воде, результаты которой позволяют оценить уровни нелинейно рассеянного сигнала для пузырьков различного радиуса. Теоретические результаты затем используются при обсуждении возможностей двух нелинейных методов, основанных на регистрации сигнала на частоте второй гармоники и разностной частоте. В качестве примера реализации метода рассматривается одно из созданных в ИПФ АН СССР устройств для регистрации пузырьков по сигналу, рассеянному на удвоенной частоте, в разработке которого принимали непосредственное участие авторы данной статьи.

## 1. Нелинейное рассеяние одиночными пузырьками

Определим уровни нелинейно рассеянного сигнала при рассеянии поля падающей волны одиночным пузырьком. В случае, если на пузырек падает бигармоническая волна, состоящая из двух компонент с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  и одинаковыми амплитудами давления  $\mathcal{P}_0$ , уровень давления в рассеянной волне на комбинационных частотах  $\omega_3 = \omega_1 \pm \omega_2$  определяется соотношением [6]

$$\mathcal{P}_1 = \rho \omega_2 V_{\omega_2} / 4\pi r, \quad (1)$$

где  $r$  - расстояние до пузырька,  $\rho$  - плотность жидкости,  $V_{\omega_2}$  - изменение объема при колебаниях пузырька:

$$V_{\omega_3} = z^2 [\alpha - \beta(\omega_1^2 + \omega_2^2 \pm \omega_1 \omega_2)] \varphi_0^2 / \prod_{i=1}^3 [(\omega_0^2 - \omega_i^2)^2 + \omega_i^4 \delta_i^2]^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь  $\omega_0 = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{3\gamma P_0}{\rho}}$  — резонансная частота пузырька с радиусом  $R$ ,  $P_0$  — равновесное давление газа в пузырьке,  $\gamma$  — показатель адиабаты газа;

$$\beta = (8\pi R^3)^{-1}; \quad \alpha = 3\beta(\gamma+1)\omega_0^2; \quad z = 4\pi R/\rho;$$

$\delta$  — декремент затухания свободных колебаний пузырька.

Для диапазона частот от 20 до 500 кГц при атмосферном давлении  $\delta \approx 0,1$  [11]. Выражения (1), (2) являются определяющими при расчетах нелинейно рассеянного сигнала от пузырьков. Для определения уровня второй гармоники в этих выражениях следует положить  $\omega_1 = \omega_2$  и  $\omega_3 = 2\omega_1$ .

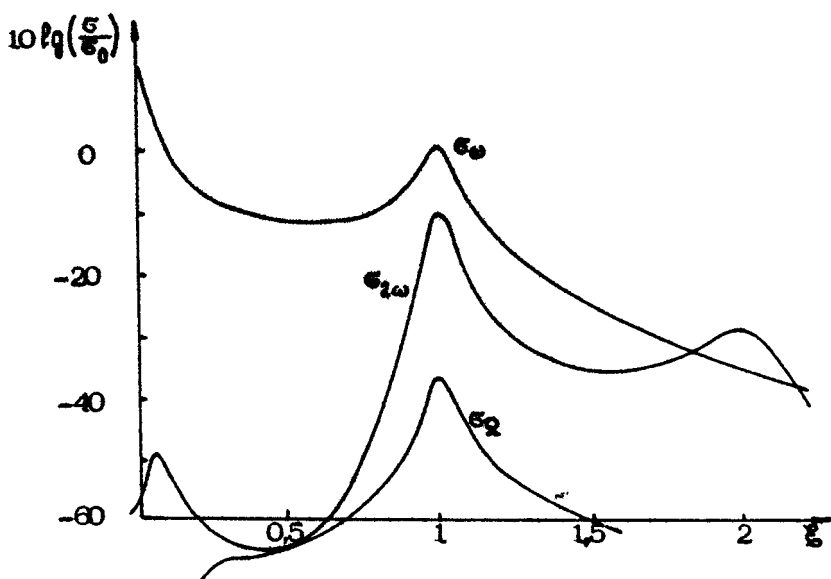
Обычно принято характеризовать свойства рассеивателя эффективным сечением рассеяния. Введем нелинейное сечение рассеяния, характеризующее отношение интенсивностей падающей и нелинейно рассеянной волн. Как известно [12], сечение рассеяния  $\sigma$  связывает амплитуды рассеянной и падающей волн соотношением

$$(\varphi_1/\varphi_0)^2 = \sigma/4\pi r^2. \quad (3)$$

Из (1)–(3) выразим сечение нелинейного рассеяния на частоте  $\omega_3$

$$\sigma_{\omega_3} = \frac{\beta^2 \omega_3^4 V_{\omega_3}^2}{4\pi \varphi_0^2}. \quad (4)$$

На рис.1 представлены зависимости линейного ( $\sigma_{\omega}$ ) и нелинейных ( $\sigma_{2\omega}$ ,  $\sigma_{\Omega}$ ) сечений рассеяния от нормированных радиусов пузырьков  $\xi = R_{\omega}/R$  ( $R_{\omega}$  — радиус пузырька, резонансного на частоте  $\omega$ ). Величины  $\sigma$  нормированы на линейное сечение рассеяния резонансного пузырька  $\sigma_0 = 4\pi R_{\omega}^2/\delta^2$ . Уровень звукового давления  $P_0$  предполагался равным  $10^4$  Па. Поскольку  $\sigma_{\omega, 2\omega} \sim \varphi_0^2$ , нетрудно рассчитать нелинейные сечения рассеяния для произвольного уровня звукового давления. При расчете нелинейного сечения рассеяния на разностной частоте  $\sigma_{\Omega}$  ( $\Omega = \omega_1 - \omega_2$ ) предполагалось, что  $\Omega/\omega_1 = 0,05$ ,  $\delta = 0,1$ .



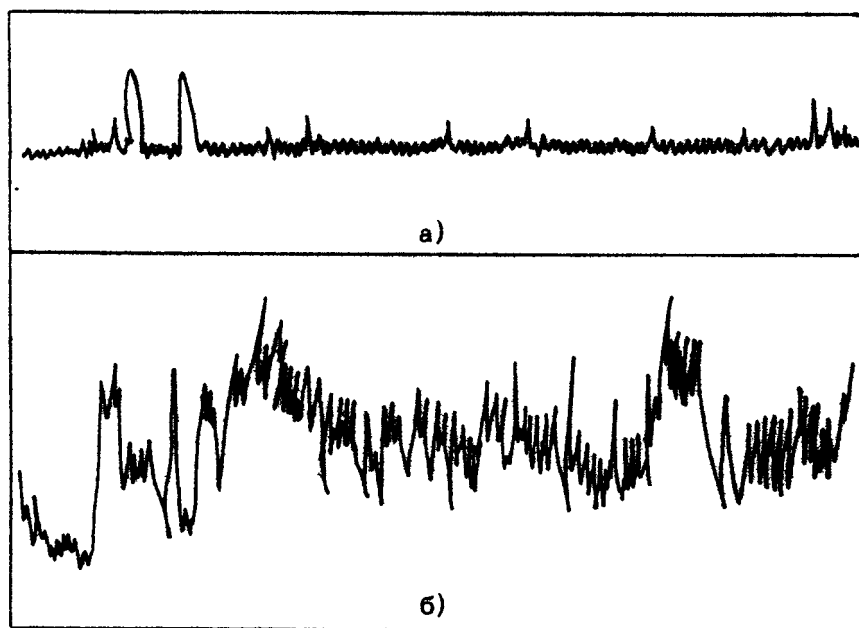
Р и с.1. Зависимость линейного ( $\sigma_0$ ) и нелинейных ( $\sigma_{2\omega}$ ,  $\sigma_\Omega$ ) сечений рассеяния от нормирования радиусов пузырьков

Поскольку эти соотношения были получены с помощью метода возмущений, уровень нелинейно рассеянного сигнала должен быть меньше линейно рассеянного. Это условие выполняется при амплитуде исходных волн менее  $10^4$  Па.

Рассмотрим более подробно реализацию метода, основанного на регистрации сигнала с частотой второй гармоники. В этой реализации достаточно облучать пузырек только на одной частоте. В простейшем случае прием и излучение могут осуществляться одним преобразователем, однако для большей чувствительности метода приемник с резонансной частотой, совпадающей со второй гармоникой излучаемого сигнала, может быть расположен отдельно. Созданный нами макет аппаратуры представлял собой, по существу, гидролокатор ближнего действия, в котором прием осуществлялся на частоте излучения и на частоте второй гармоники излучаемого сигнала. Стробирование принимаемого сигнала обеспечило выделение ограниченной области, в которой регистрируются пузырьки. Использовались смещенные излучатели с ре-

зонансными частотами 193, 407, 650 кГц, что позволило измерять концентрации пузырьков с радиусами 17, 8 и 5 мкм соответственно.

При попадании пузырька в рабочий объем прибора появляется рассеянный сигнал с частотой второй гармоники, который регистрируется на самописце (рис.2). По уровню сигнала нетрудно определить количество пузырьков с радиусами, близкими к резонансному. Если производить подсчет пузырьков, уровень сигнала от которых превышает половину максимального, то при  $\delta = 0,1$  будут "сосчитаны" пузырьки с интервалом радиусов, составляющим 10%.



Р и с.2. Запись уровня рассеянного сигнала:  
а - одиночные пузырьки, б - совокупность пузырей

Как видно из рис.1, намерения уровня второй гармоники позволяют однозначно выделять пузырьки с радиусами, близкими к резонансному, в то время как при линейном рассеянии сильный сигнал может быть обусловлен как резонансными, так и довольно большими пузырьками.

Метод, основанный на облучении пузырька бигармонической волной и приеме сигнала разностной частоты, удобен для выделения сравнительно больших пузырей [7,9], когда резонанс соответствует разностной частоте. При этом используются высокочастотные первичные пучки, которые легко коллимируются и при пересечении образуют малый рабочий объем прибора. В принципе это повышает разрешающую способность метода. В устройстве, описанном в [7], рабочий объем составлял несколько см<sup>3</sup>, что существенно меньше, чем для устройства, работающего на частоте второй гармоники. Недостатком метода является то, что сильный рассеянный сигнал может быть обусловлен также относительно маленькими пузырьками, чья собственная частота близка к исходным частотам (см.рис.1), и тогда в определении размеров пузырьков появляется неоднозначность. Отстройка от таких пузырьков осуществлялась путем использования нескольких разностных частот.

Итак, при регистрации одиночных пузырьков сигнал на частоте второй гармоники существенно больше, чем на разностной частоте, что облегчает конструирование аппаратуры. В этом случае проще и выделение пузырьков резонансного размера. ввиду отсутствия неоднозначности в резонансах. С другой стороны, в методе, основанном на регистрации сигнала разностной частоты, можно локализовать небольшой рабочий объем прибора и легче осуществлять перестройку частоты, поскольку большим относительным изменениям разностной частоты соответствует небольшое изменение исходных частот, которое может не выходить за резонансную кривую излучателя.

## 2. Нелинейное рассеяние на совокупности пузырьков

В случае, когда в рассеивающем объеме присутствует одновременно много пузырьков, рассеяние происходит более сложным образом. В частности, уровень сигнала на частоте второй гармоники в обратном направлении обычно изменяется случайным образом (см.рис.2), и выделить сигналы, обусловленные отдельными пузырьками, не представляется возможным. В этом случае возникает задача определения средней концентрации пузырьков по средней интенсивности рас-

сезионного сигнала. Рассеяние в обратном направлении происходит некогерентно [13,14].

Заметим, что при этом необязательно одновременное присутствие в рабочем объеме большого числа пузырьков: при последовательном попадании в него одиночных пузырьков можно воспользоваться усреднением во времени интенсивности принимаемого сигнала. Средний уровень нелинейного рассеяния будем характеризовать коэффициентом нелинейного объемного рассеяния  $\beta$ , равным эффективному сечению нелинейного рассеяния единицы объема среды. Для определения этого коэффициента необходимо найти среднее сечение рассеяния достаточно большого объема  $V$ , в котором одновременно находится большое количество пузырьков ( $N \gg 1$ )

$$\beta = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N \sigma(R_i). \quad (5)$$

Переходя от суммирования к интегрированию, получим

$$\beta = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \sigma n(R) dR, \quad (6)$$

где  $n(R)$  — функция распределения пузырьков по размерам, а  $n(R)dR$  — среднее количество пузырьков с радиусами от  $R$  до  $R+dR$  в единице объема жидкости.

Используя соотношения (2) и (4), можно определить значения  $\beta$  для второй гармоники и разностной частоты. В обоих случаях основной вклад в нелинейность вносят резонансные пузырьки, и интеграл (6) определяется аналогично тому, как это делается при расчете линейного коэффициента объемного рассеяния [12]

$$\beta_{2\omega} = \pi^2 \gamma^2 n(R_\omega) \Phi_0^2 / \rho^2 \omega^4 R_\omega \delta^3, \quad (7)$$

$$\beta_\Omega = \pi^2 (3\gamma+2)^2 \Omega^4 n(R_\omega) \Phi_0^2 / 2\rho^2 \omega^8 R_\omega \delta^3.$$

Здесь  $n(R_\omega)$  — функция распределения пузырьков по размерам при значении радиуса  $R_\omega$ , отвечающем резонансу пузырька на частоте  $\omega$ . Видно, что коэффициент нелинейного рассеяния на разностной частоте существенно меньше коэффициента рассеяния на частоте второй гармоники (их

отношение порядка  $20 (\Omega/\omega)^2$ ). Нетрудно получить простую формулу, связывающую коэффициент нелинейного рассеяния на второй гармонике с коэффициентом линейного рассеяния. Их отношение равно отношению средних интенсивностей сигнала на частоте гармоники и на основной частоте и не зависит от концентрации пузырьков

$$\beta_{2\omega} / \beta_{\omega} = I_{2\omega} / I_{\omega} = (3,9 \cdot 10^4 M)^2 \quad (8)$$

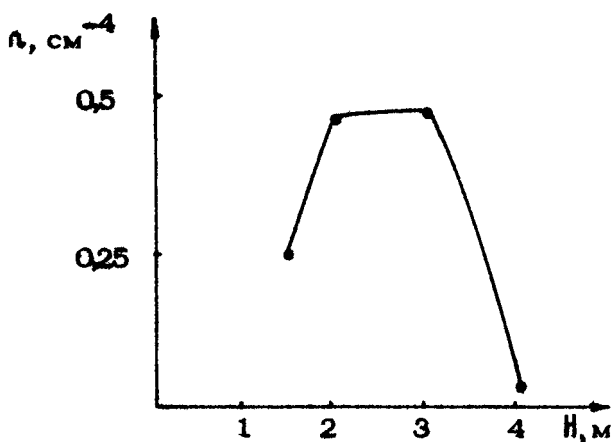
Здесь  $M = \rho_0 / \rho c^2$  — акустическое число Маха в воде для волны в пузырьковом слое. При акустическом давлении  $10^4$  Па  $M = 4,5 \cdot 10^{-6}$  и отношение среднего давления на частоте второй гармоники к среднему давлению на основной частоте составляет 20%. Такие сигналы легко поддаются анализу.

Как видно из рис.1, резонансная кривая нелинейного рассеяния на частоте гармоники оказывается более узкой, чем для линейного рассеяния. Поэтому вклад в объемный коэффициент нелинейного рассеяния вносят пузырьки с меньшим разбросом по радиусам, чем для линейного рассеяния, так что нелинейный канал может обеспечивать большую разрешающую способность по радиусам пузырьков, чем линейный.

Прибор, описанный в разд.1, может быть использован и для измерения среднего уровня рассеянного сигнала на частоте второй гармоники в случае многих пузырей. Для этого он снабжен интегратором, который производит усреднение интенсивности принимаемого сигнала. Зная среднюю интенсивность и рассеивающий объем, нетрудно найти коэффициент нелинейного рассеяния и определить концентрацию пузырьков. Таким способом были проведены измерения концентрации пузырьков в Аравийском море вблизи острова Сокотра во время 3-го рейса НИС "Витязь". Одно из полученных распределений пузырьков по глубине приведено на рис.3. Измерения проводились практически в штилевых условиях, однако выяснилось, что и в этом случае в верхнем слое существует неглубокий (до 3 м) слой микропузырьков.

Специального рассмотрения требует случай рассеяния в прямом направлении, когда сигнал является суммой когерентной и некогерентной частей [13-15]. В случае, если в рассеивающем объеме находится одновременно большое количество пузырьков, когерентная часть сигнала много больше некогерентной. Для нахождения когерентной части нелинейно рассеянного сигнала необходимо провести суммирование полей, рассеянных отдельными пузырьками. Такой подход для





Р и с. 3. Зависимость концентрации пузырьков с радиусом 16 мкм от глубины

нахождения рассеяния на частоте второй гармоники использовался в [15]. Более простой способ нахождения когерентной части состоит в использовании гомогенной модели пузырьковой среды [1,2,4,16-18]. В этом случае среда считается однородной, но ее параметры существенно зависят от свойств пузырьков. Такие среды отличаются очень высокими значениями параметра нелинейности  $\epsilon$ , который и определяет уровень нелинейно рассеянного в прямом направлении сигнала. В среде с пузырьками значение  $\epsilon$  зависит от вида нелинейного взаимодействия. Например, при генерации волны разностной ( $\Omega \ll \omega_0$ ) частоты в среде с широким распределением пузырьков по размерам [16,18]

$$\epsilon_2 = \frac{\rho_0^2 \omega_0^4}{\omega_0^2} (3\gamma + 2)n(R_0) \quad (9)$$

Отсюда видно, что значение нелинейного параметра пропорционально концентрации пузырьков на частотах накачки. Таким образом, можно производить измерения концентрации пузырьков по уровню сигнала, нелинейно рассеянного в прямом направлении. Для определения концентрации газовых пузырьков можно использовать параметрические излучатели [19,20]. Пусть плоская бигармоническая волна, создаваемая таким излучателем, проходит через слой пузырьков толщиной  $L$ . В случае, когда затухание волны и нелинейные

эффекты определяются в основном пузырьками, поле в дальней зоне описывается выражением, приведенным в работах [17,21]. Из него следует, что для достаточно тонких слоев, на которых затухание акустических волн незначительно, концентрация пузырьков определяется соотношением

$$n(R_\omega) = 4\beta_1 \Phi_0 \omega^4 \tau / \pi(3\gamma + 2)\Omega^2 \Phi_0^2 SL. \quad (10)$$

Здесь  $\Phi_0$  - амплитуда давления каждой из первичных волн у излучателя площадью  $S$ ,  $\tau$  - расстояние от слоя до точки приема. Экспериментальные исследования зависимости уровня сигнала разностной частоты от содержания пузырьков [17,21] показали хорошее соответствие с теорией. Следует отметить, что метод измерения концентрации пузырьков по сигналу разностной частоты при прохождении через слой пузырьков требует измерения уровня прошедшего сигнала, так же как и в стандартном методе определения концентрации по затуханию [11,12]. Однако нелинейный метод гораздо более чувствителен, поскольку концентрации пузырьков, существенно увеличивающие нелинейный параметр среды, много ниже тех концентраций, которые вносят заметное затухание.

При генерации второй гармоники эффективный параметр нелинейности существенно меньше [15,18], поскольку пузырьки с радиусами, большими и меньшими резонансного, излучают волну с частотой второй гармоники в разных фазах. (Напомним, что для одиночного пузыря и при некогерентном рассеянии ситуация была обратной и излучение второй гармоники было более эффективным).

Приведенные выше соотношения выведены в приближении относительно малых колебаний пузырьков с использованием метода возмущений. Это допустимо при амплитудах звуковых полей менее  $10^4$  Па. На практике применяются и существенно большие звуковые давления [2,9,10], что может приводить к отличию уровня нелинейного рассеяния от рассчитанного и новым эффектам, которые в данной работе не рассматривались.

## Л и т е р а т у р а

1. Остроумов Г.А., Дружинин Г.А., Крячко В.М., Токман А.С. Нелинейные явления при распространении акустических волн в пористых средах. - Тез.докл. 6-го Междунар. симп. по нелинейной акустике. М.,Изд-во МГУ, 1975, с.166-173.
2. Заболотская Е.А., Солуян С.И. Нелинейное распространение волн в жидкости с равномерно распределенными воздушными пузырьками. - Акуст. журн., 1973, т.19, №5, с.690-694.
3. Fenlon F.H., Wonn J.W. On the amplification of modulated acoustic waves in gas liquid mixtures. - In: Cavitation and inhomogeneities in underwater acoustics/Ed. W.Lauterborn. Springer. Berlin-Heidelberg-New York, 1980, p.141-150.
4. Safar H. Propagation of acoustic waves of finite amplitude in water containing air bubbles.- In: Finite-amplitude wave effects in fluids, Proc. 1973 Symp. Copenhagen. Ed. L.Ejorno, p.174-179.
5. Кузнецов В.В., Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г., Шрейбер И.Р. Распространение возмущений в газожидкостной среде. - Акуст. журн., 1977, т.23, №2, с.273-278.
6. Заболотская Е.А., Солуян С.И. Излучение гармоник и комбинационных частот возмущенными пузырьками. - Акуст. журн., 1972, т.18, №3, с.472-474.
7. Сандлер Б.М., Селивановский Д.А., Соколов А.Ю. Изменение концентраций газовых микропузырьков в приповерхностном слое моря. - ДАН СССР, 1981, т.260, №6, с.1474-1476.
8. Кобелев Ю.А., Островский Л.А., Сутин А.М. О возможностях нелинейных акустических методов диагностики газовых пузырьков. - Тез. докл. 1-й Всесоюз.конф. "Метрология гидрофизических измерений". М., 1980, с.108-109.
9. Александров С.Н., Кобелев Ю.А., Куликов В.В. и др. Эхолокационное обнаружение пузырьков в теплоносителе.- В наст. сборнике, с. 166-172.

10. Мансфельд А.Д., Рейман А.М. Особенности обнаружения газовых пузырьков в неоднородных нелинейных средах. - В наст. сборнике, с.151-161.
11. Гаврилов Л.Р. Содержание свободного газа в жидкостях и методы его измерения. - В кн.: Физические основы ультразвуковой технологии/Под ред. Л.Д.Розенберга. М.: Наука, 1970, с.395-426.
12. Физические основы подводной акустики/ Пер. с англ. под ред. В.И.Мясищева. М.: Сов.радио, 1955 .
13. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч.2. М.: Наука, 1978.
14. Морс Ф.М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. Т.2. М.: ИЛ, 1960.
15. Соколов А.Ю., Сутин А.М. Рассеяние второй гармоники акустической волны в жидкости с газовыми пузырьками. - Акуст. журн., 1983, т.29, №1, с.10-107.
16. Kobelev Yu.A., Ostrovsky L.A., Sutin A.M. Self-induced transparency and frequency conversion effects for acoustic waves in water containing gas bubbles. - In: Cavitation and inhomogeneities in underwater acoustics./Ed. W.Lauterborn. Springer, 1980, p.151-156.
17. Кобелев Ю.А., Сутин А.М. Генерация звука разностной частоты в жидкости с пузырьками различных размеров. Акуст. журн., 1980, т.26, №6, с.860-865.
18. Кобелев Ю.А., Островский Л.А. Модели газожидкостной смеси, как нелинейной диспергирующей среды. - В кн.: Нелинейная акустика. теоретические и экспериментальные исследования. Горький: ИПФ АН СССР, 1980, с.143-160.
19. Новиков Б.К., Руденко О.В., Тимошенко В.И. Нелинейная гидроакустика. Л.: Судостроение, 1981.
20. Наугольных К.А., Островский Л.А., Сутин А.М. Параметрические излучатели звука. - В кн.: Нелинейная акустика: теоретические и экспериментальные исследования. Горький: ИПФ АН СССР, 1980, с.9-30.
21. Kustov L.M., Nazarov V.E., Ostrovsky L.A. et al. Parametric acoustic radiator with a bubble layer. - Acoustic Letters, 1982, v.6, N.2, p.15-17.

## ОСОБЕННОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ В НЕОДНОРОДНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

А.Д Мансфельд, А М.Рейман

При решении ряда задач медицинской и технической диагностики возникает необходимость обнаружения газовых пузырьков в жидкой или вязкоупругой среде. В частности, в настоящее время весьма важной задачей является диагностика кессонных нарушений у человека, подверженного резким изменениям внешнего давления (например, у водолаза). Объективным критерием наступления кессонной болезни может служить возникновение газовых пузырьков в тканях и в кровеносном русле. Для обнаружения пузырьков в крови используются методы, основанные на эффекте Доплера [1]. При локации кровеносных сосудов наблюдается резкое увеличение амплитуды принимаемого сигнала в момент пролета пузырьков. Считается однако, что в кровеносном русле пузырьки появляются позже чем в тканях, поэтому для ранней диагностики более важной задачей является обнаружение пузырьков в мышечных и других тканях человеческого организма.

Сложность этой задачи состоит в том, что пузырек окружен слоями тканей, имеющих разные акустические импедансы. При импульсной локации образца такой ткани на индикаторе получается почти непрерывный ряд отраженных импульсов, на фоне которых импульсы от пузырьков могут не различаться. Помехозащищенность такого способа обнаружения невелика. Здесь и далее под помехозащищенностью мы понимаем возможность выделения сигнала от пузырька на фоне мешающих сигналов от других структур.

В работах [2,3] описаны эксперименты по обнаружению газовых пузырьков в тканях с помощью импульсной эхолокации. О появлении пузырьков судят по изменению регистрируемого акустического изображения участка ткани до и после декомпрессии. По нашему мнению, достоверность такого метода недостаточна, так как тонкая структура тканей заранее не известна и может изменяться при движении и изменении мышечного тонуса. Поэтому представляется перспективным использование методов обнаружения, основанных на нелинейных свойствах газовых пузырьков [4-8]. Эти методы хотя и имеют существенно меньшую чувствительность, чем линейные, однако позволяют получить более высокую помехозащищенность.

При облучении пузырька синусоидальным сигналом рассеянный сигнал содержит вследствие нелинейности как основную частоту, так и высшие гармоники. Если пузырек находится в линейной среде, то, выделяя вторую гармонику в рассеянном сигнале, можно обнаружить пузырек на фоне мешающих отражений. Однако, как показано в работе [9] и как показали наши собственные измерения на крови, биологические ткани обладают значительной нелинейностью, превышающей нелинейность воды. В результате этого акустическая синусоидальная волна, распространяясь в нелинейной среде, искажается, появляются гармоники, которые, отражаясь от слоев тканей, маскируют полезный сигнал от пузырька.

Несколько лучшую помехозащищенность можно получить при использовании двухчастотной локации с выделением суммарной или разностной частоты. Здесь возможно устранить взаимодействие зондирующих пучков, однако в неоднородной среде взаимодействие может происходить при обратном распространении рассеянных волн.

Оба этих метода могут быть хорошо применимы в случаях, когда геометрия системы известна (трубопроводы, пузырьковые камеры и т.д.) и не изменяется в процессе эксперимента.

Анализ известных методов приводит к необходимости использовать для увеличения достоверности обнаружения таких свойств газовых пузырьков, которые отличают его от окружающих неоднородностей. Авторам представляется целесообразным использование резонансных свойств газового пузырька, т.е. возбуждение его собственных колебаний.

В работах [10,11] показано, что при возбуждении пузырька синусоидальной ультразвуковой волной возможна генерация набора частот, которые получаются в результате нелинейного взаимодействия падающей волны с колебаниями пузырька на собственной частоте. В результате этого в спектре колебаний пузырька присутствуют, кроме гармоник зондирующей частоты, субгармоника, а также так называемые ультрагармоники, частоты которых не кратны частоте облучения и лежат выше ее. Это обогащение спектра, по-видимому, является аналогом хорошо известного в оптике вынужденного комбинационного рассеяния [12].

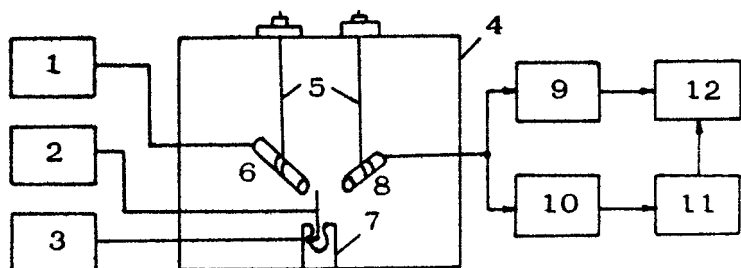
В ряде исследований [13,14] показана также возможность параметрической генерации субгармонического сигнала, вычислены пороговые значения амплитуды акустической волны, при которых возникает неустойчивость. Экспериментальные данные, полученные при исследовании взаимодействия непрерывной акустической волны с крупными газовыми пузырьками в воде [15], согласуются с расчетами. Более сложный анализ колебаний пузырька указывает на возможность нестационарной генерации субгармоники даже при повышении порога, поскольку возникновение и развитие параметрической неустойчивости сильно зависит от начальных условий [16].

Использование субгармоники и ультрагармоник дает возможность резко повысить помехозащищенность. К сожалению, в перечисленных выше работах рассматривался режим непрерывного облучения, в нашем же случае принципиально необходимо использование импульсной локации. Это диктуется тремя причинами: во-первых, необходимостью определения глубины нахождения пузырька, во-вторых, сохранением средней мощности, допустимой для диагностической аппаратуры, при значительной пиковой мощности, и в-третьих, не допустить изменения самого пузырька в результате облучения.

Для исследования возможностей методов, основанных на выделении субгармоник и ультрагармоник, а также для сравнения их с известными методами второй гармоники и методом двухчастотной локации, нами была изготовлена лабораторная установка, блок-схема которой представлена на рис.1.

Зондирование производилось ультразвуковыми импульсами с частотами заполнения 1,2 и 1,9 МГц и длительностью 5-10 мкс. Амплитуда акустического импульса могла изме-

няться и имела максимальное значение  $2 \cdot 10^5$  Па. В излучаемом сигнале подавлялись компоненты на частотах, попадающих в полосу приема. Частоты локации выбирались из соображений получения высокого разрешения по координатам и для обнаружения по возможности мелких пузырьков, что диктовалось требованиями основной задачи.



Р и с. 1. Схема экспериментальной установки:  
 1 - передатчик, 2 - источник постоянного напряжения Б5-8, 3 - генератор низкочастотных сигналов ГЗ-36, 4 - сосуд с водой, 5 - штанги крепления датчиков с направляющими, 6 - передающий пьезопреобразователь, 7 - устройство для получения пузырьков, 8 - приемный пьезопреобразователь, 9 - селективный приемник, 10 - широкополосный усилитель ВЗ-14, 11 - анализатор спектра СК4-59, 12 - осциллограф С1-55

Прием производился с помощью пьезопреобразователя с резонансной частотой 10 МГц, что позволяло получить монотонную частотную характеристику на частотах ниже резонансной. Сигнал с пьезопреобразователя после предварительного усиления и подавления зондирующей частоты поступал на анализатор спектра СК4-59. Анализатор использовался либо в режиме измерения спектра, либо в качестве селективного усилителя, настраиваемого на нужную частоту. Таким образом, исследование спектра сигналов могло производиться на любых выбранных частотах. Эксперименты проводились с водой в ванне, стенки которой играли роль гораздо более сильных отражателей, чем неоднородности гканей. Газовые пузырьки продуцировались с помощью электролиза воды, для чего на иглу подавалось небольшое напряжение. Игла приводилась в колебательное движение

154



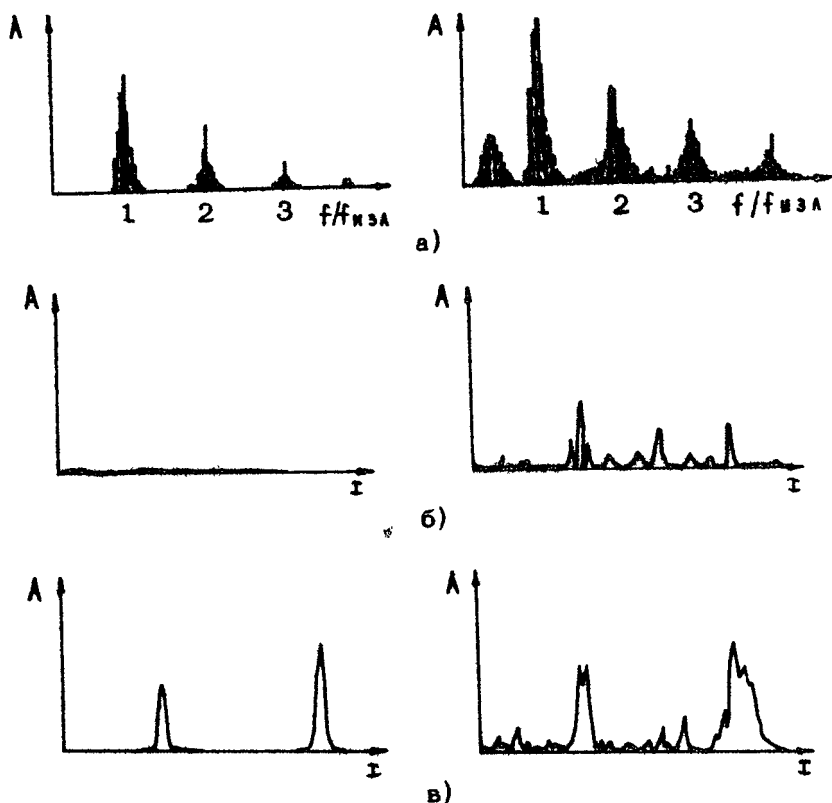
ние, что способствовало более раннему отрыву пузырьков и созданию мелких пузырьков. Генерируемые пузырьки имели размеры от 5 до 20 мкм (резонансные частоты от 1,5 МГц до 300 кГц). Контроль размеров производился с помощью микроскопа. Выключение вибратора приводило к генерации крупных пузырьков, которые наблюдались визуально. При неизменном расположении датчиков и иглы сигналы от пузырьков имели стабильную амплитуду. Это показывает неизменность концентрации и распределения пузырьков по размерам и позволяет производить сравнительные измерения.

С помощью анализатора проводилось исследование спектрального состава акустического сигнала, принятого из среды (рассеянного на пузырьках и неоднородностях).

В отсутствие пузырьков на экране анализатора наблюдались составляющие с частотами, кратными частоте зондирования  $f_{изл}$ ; образование в среде газовых пузырьков приводило к появлению субгармонической составляющей и увеличению уровня сигнала на частотах, больших  $f_{изл}$  (рис.2,а). Исследование осциллограмм различных спектральных составляющих позволяет утверждать, что на частотах, не кратных частоте зондирования, сигнал в приемнике появляется только при генерации газовых пузырьков (рис.2,б). Прекращение генерации пузырьков приводило к постепенному пропаданию сигналов из области образования пузырьков, причем на экране индцировались импульсы от одиночных пузырьков или их скоплений, движущихся вместе с жидкостью в течении, создаваемом иглой. Это свидетельствует об отсутствии разрушающего воздействия зондирующих импульсов на пузырьки. При отключении вибратора и появлении крупных пузырьков сигнал полностью пропадал во всех режимах измерения, что подтверждает резонансный характер наблюдаемых эффектов.

На частотах, кратных частоте зондирования, в отсутствие газовых пузырьков наблюдались импульсы, рассеянные неоднородностями среды. Появление пузырьков приводило к модуляции уже существующих сигналов от неоднородностей и возникновению отклика из области образования пузырьков (рис.2,в).

Проведенные наблюдения доказывают, что достоверность обнаружения пузырьков на частотах, не кратных частоте зондирования, значительно выше, чем на гармониках излучаемого сигнала.



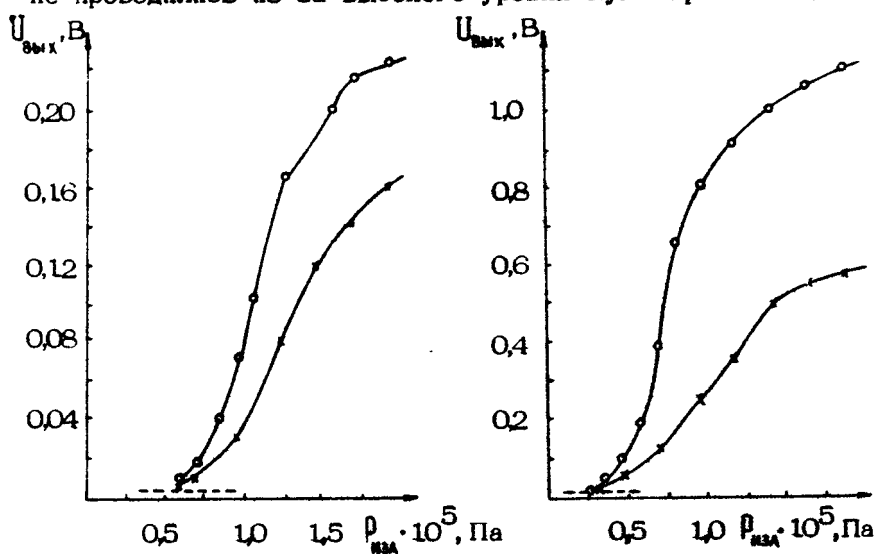
Р и с. 2. Характерный вид спектрограмм и осциллограмм принятых сигналов (слева - без пузырьков, справа - с пузырьками): спектрограммы (а); осциллограммы на частотах, не кратных частоте зондирования (б), и на гармониках частоты зондирования (в) ( $r$  - глубина локации,  $A$  - амплитуда сигнала,  $f$  - частота)

При работе в двухчастотном режиме и приеме суммарной или разностной частоты сигнал от пузырьков увеличился слабо, а сигналы от стенок ванны и иглы резко возросли, т. е. помехозащищенность ухудшалась.

Для выяснения механизмов образования сигналов на субгармониках и ультрагармониках с помощью двух селективных приемников проводились измерения уровня сигналов на частотах 0,6 и 3,1 МГц ( $0,5 f_{изл}$  и  $2,6 f_{изл}$ ). Так как приемники не были откалиброваны и имели различную чув-

ствительность, измеренные значения амплитуды принятых сигналов приводились в единицах выходного напряжения приемника.

На рис. 3 и 4 представлены зависимости уровня сигналов на частотах 0,6 МГц и 3,1 МГц от амплитуды зондирующих импульсов. При амплитудах акустической волны, меньших  $10^5$  Па, эта зависимость близка к степенной или экспоненциальной, при больших - наблюдается насыщение. Измерения не указывают на наличие явно выраженного порога генерации в диапазоне амплитуд зондирующих импульсов ( $0,25 \pm 1$ )  $\cdot 10^5$  Па (при  $\rho_{\text{изд}} < 0,25 \cdot 10^5$  Па измерения не проводились из-за высокого уровня шума приемника).



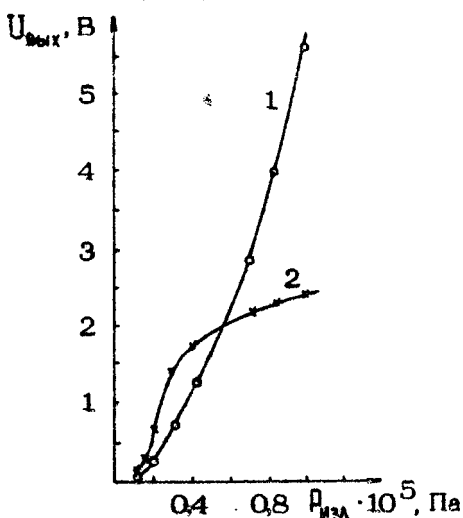
Р и с. 3. Зависимость отклика на частоте 0,6 МГц от амплитуды зондирующего сигнала при двух различных концентрациях пузырьков (----- - уровень шума приемника).

Р и с. 4. Зависимость отклика на частоте 3,1 МГц от амплитуды зондирующего сигнала при двух различных концентрациях пузырьков (----- - уровень шума приемника)

Уменьшение длительности зондирующего импульса в 2-3 раза приводило к падению на порядок уровня сигнала от

пузырьков на частоте  $0,5 f_{\text{изл}}$ , в то время как при приеме на частоте  $2,6 f_{\text{изл}}$  влияние длительности воздействия на амплитуду отклика не было обнаружено.

Для сравнения были проведены измерения на второй гармонике частоты зондирования  $2,4 \text{ МГц}$ . На рис.5 представлена зависимость уровня отклика на второй гармонике от амплитуды зондирующего импульса как для сигналов, рассеянных на газовых пузырьках, так и отраженных от стенки сосуда. Насыщение амплитуды сигнала от газовых пузырьков происходит при значительно меньшем уровне зондирующего сигнала ( $3 \cdot 10^4 \text{ Па}$ ). Насыщение сигнала от стенки сосуда не происходит даже при  $P_{\text{изл}} \sim 2 \cdot 10^5 \text{ Па}$ , так как внутреннее давление в жидкости велико. Аналогичные результаты получены и при приеме сигнала на частоте  $3 f_{\text{изл}}$ .



Р и с. 5. Зависимость отклика на частоте  $24 \text{ МГц}$  от амплитуды зондирующего импульса: 1 – сигнал от стенки сосуда, 2 – сигнал от пузырьков

Был также проведен эксперимент по одновременному приему сигналов на двух частотах ( $0,6$  и  $3,1 \text{ МГц}$ ) с использованием одного и того же акустического тракта. Появление сигнала в высокочастотном канале не всегда сопровождалось появлением сигнала на низкой частоте, что свидетельствовало о резонансном характере отклика на субгармонике.

Результаты измерений подтвердили предположения о параметрическом механизме образования сигналов на субгармонике и нелинейно-резонансном – на ультрагармониках в импульсном режиме. Зависимость амплитуды субгармоники от длительности импульса также свидетельствовало о преобладании параметрического механизма генерации субгармоники. Так как область неустойчивости находится вблизи  $f_{изл} / 2$  [17], это открывает возможность определения размеров пузырьков. Не исключено также, что для каждого пузырька существенный вклад в спектр вносит лишь определенная область ультрагармоник, связанная с размером пузырька. Однако вопрос о связи между размерами пузырьков и появлением сигналов на тех или иных частотах остается открытым, поскольку условия проведенного эксперимента не позволяли контролировать размеры и количество газовых пузырьков синхронно с регистрацией сигнала.

Предложенные методы были использованы также для обнаружения газовых пузырьков в экспериментах на моделях (в воде, агаре, желатине) и в натуральных условиях при декомпрессии животных в барокамере.

Проведенные исследования доказали работоспособность предложенных методов обнаружения газовых пузырьков в неоднородных нелинейных средах и более высокую достоверность обнаружения в них пузырьков по сравнению с известными методами.

Предложенные методы обнаружения газовых пузырьков в нелинейных и неоднородных средах могут также найти применение и в других областях медицинской и технической диагностики.

Авторы выражают благодарность З.В.Кротовой и А.Г.Санину за помощь в подготовке ряда экспериментов.

#### Л и т е р а т у р а

1. Сапов И.А., Волков Л.К., Меньшиков В.В., Юркин И.П. Исследование закономерностей декомпрессионного газообразования с помощью ультразвука. – ДАН СССР, Биология, 1975, т.222, №2, с.508–511.
2. Manley D.M.J.P., Ultrasonic detection of gas bubbles in blood. – Ultrasonics, 1969, v.7, N2, p.102–106.

3. Rubissow G.J., Mackay R.S. Ultrasonic imaging of in-vivo bubbles in decompression sickness. - *Ultrasonics*, 1971, v.9, N4, p.185-248.
4. Welsby V.G., Safar M.H. Acoustic non-linearity due to microbubbles in water. - *Acustica*, 1961, v.22, N3, p.177-182.
5. Заболотская Е.А., Солуян С.И. Излучение гармоник и комбинационных частот воздушными пузырьками. - *Акуст. журн.*, 1972, т.18, №3, с.472-474.
6. Кобелев Ю.А., Островский Л.А. Модели газожидкостной смеси, как нелинейной диспергирующей среды. - В кн.: *Нелинейная акустика: теоретические и экспериментальные исследования*. Горький: ИПФ АН СССР, 1980, с.143-160.
7. Fenlon F.H., Wonn J.W. On the amplification of modulated acoustic waves in gas-liquid mixtures. - In: *Cavitation and inhomogeneities in underwater acoustics*/Ed. by W.Lauterborn, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 1980.
8. Кобелев Ю.А., Селивановский Д.А., Соколов А.Ю. Способ обнаружения пузырьков газа в жидкости. Авт.свид. СССР №725014. Кл. G01N'29/02. - *БОИПОТЗ*, 1980, №12.
9. Dunn F., Law W.K., Frizzell L.A. Non-linear ultrasonic propagation in biological media. - *Proc. Int. Symp. "Ultrasound interaction in biology and medicine"*, GDR, 1980.
10. Флини Г. Физика акустической кавитации в жидкостях. - В кн.: *Физическая акустика* /Под ред. У.Мэсона. Т. 1. М.: Мир, 1967.
11. Cramer E. The dynamics and acoustic emission of bubbles driven by a sound field. - In: *Cavitation and inhomogeneities in underwater acoustics*/Ed. by W.Lauterborn, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 1980.
12. Файн В.М., Ханин Я.И. *Квантовая радиофизика*. М.: Сов.радио, 1965.
13. Eller A., Flynn H.G. Generation of subharmonics of order one-half by bubbles in a sound field. - *J.Acoust.Soc.Am.*, 1969, v.46, N3, p.722-727.

14. Hsieh D.Y. Variational method and nonlinear oscillation of bubbles. - J.Acoust.Soc.Am., 1975, v.58, N5, p.977-982.
15. Neppiras E.A. Subharmonic and other low-frequency emission from bubbles in sound-irradiated liquids. - J.Acoust.Soc.Am., 1969, v.46, N3, p.587-601.
16. Prosperetti A. Non-linear oscillations of gas bubbles in liquids. - J.Acoust.Soc.Am., 1975, v.57, N4, p.810-820.
17. Eller A. Subharmonic response of bubbles to underwater sound. - J.Acoust.Soc.Am., 1974, v.55, N4, p.871-873.

## МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПОСТОЯННОЙ ЗАТУХАНИЯ КОЛЕБАНИЙ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ В ВОДЕ

А.Ю.Соколов

Для измерения постоянной затухания колебаний газовых пузырьков в жидкости обычно применяются методы линейной акустики. Результаты измерений, наиболее тщательно проведенных одним из этих методов, опубликованы сотрудниками Института физики Геттингенского университета М.А.Эксером, В.Ханпом и Х.Хаеске [1,2]. В этих работах измерялись постоянные затухания воздушных пузырьков в дистиллированной воде, имеющих резонансные частоты  $f_0$  от 20 до 300 кГц. Размеры пузырька воздуха, находящегося в стеклянном капилляре, определялись с помощью микроскопа. Пузырек облучался ультразвуковым импульсом частотой  $f \approx f_0$ , измерялся уровень рассеянного акустического сигнала. На основе этих данных вычислялась постоянная затухания  $\delta$  колебаний газового пузырька. Естественно, что результаты измерений зависят от параметров стеклянных капилляров, что отмечают и сами авторы [2]. Однако эти работы привлекают внимание прекрасным совпадением результатов экспериментов с теоретическими оценками. С другой стороны, имеются публикации об измерениях постоянной затухания колебаний газовых пузырей [3], в которых значения  $\delta$  для пузырей с  $f_0 \in 20-40$  кГц в 1,5-2 раза выше полученных с помощью измерений в капиллярах. В работе [3] значение  $\delta$  вычисляется измерением уровня затухания ультразвука при его прохождении через слой одинаковых по размерам пузырей. Существуют и другие публикации [4], в которых величины затухания колебаний газового пузырька также имеют значения больше, чем измеренные в Геттингене.



Поэтому вопрос о значениях постоянных затухания колебаний газовых пузырьков в воде нельзя считать закрытым.

В настоящей работе приводятся значения  $\delta$  гидролизных пузырьков, имеющих резонансные частоты  $f_p = 40$  кГц и  $f_p = 70$  кГц, определенные с помощью нелинейного акустического метода [5,6,7]. Метод основан на эффекте излучения пузырьком газа, находящимся в области пересечения мощных ультразвуковых пучков с частотами  $F_1 \approx F_2 \gg f_p$ , акустической волны разностной частоты  $f = F_1 - F_2$ . Звуковое давление в излучаемой пузырьком сферической волне (нелинейный отклик) описывается выражением вида

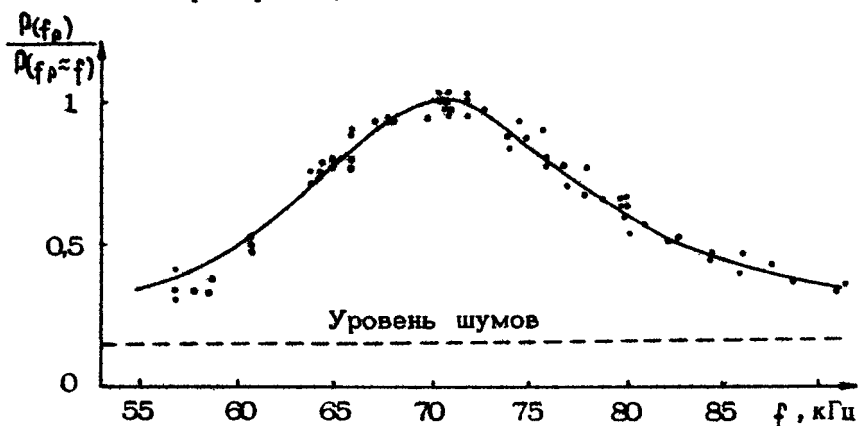
$$P(f_p) = \frac{\pi}{\sqrt{3} \gamma \rho_c \rho} \cdot \frac{P_1 P_2}{r \omega^2} \cdot \frac{f_p}{\sqrt{[(f_p/f)^2 - 1]^2 + \delta^2}}, (*)$$

где  $P_1, P_2$  - амплитуды давления волн пучков накачки с частотами  $F_1$  и  $F_2$ ;  $f_p$  - резонансная частота собственных колебаний пузырька;  $f = F_1 - F_2$  - разностная частота;  $\omega = 2\pi F_1 \approx 2\pi F_2$ ;  $r$  - расстояние от облучаемого пузырька до приемника;  $\delta$  - постоянная затухания сферических колебаний пузырька на резонансной частоте;  $\gamma$  - показатель адиабаты;  $\rho$  - плотность жидкости;  $\rho_c$  - гидростатическое давление. Очевидно, что зависимость  $P(f_p)$  для фиксированного значения комбинационной частоты  $f = F_1 - F_2$  позволяет определить постоянную затухания  $\delta$  для пузырьков с резонансными частотами близкими к  $f$ . Измерения проводились в лабораторных условиях с помощью ранее описанного прибора, предназначенного для обнаружения пузырьков в море [8].

Постоянная затухания измерялась для пузырьков, различимых глазом (пузырьки с резонансом на частоте  $f_p = 70$  кГц имеют при атмосферном давлении размер  $D \approx 90$  мк). Размеры пузырьков определялись по скорости их всплытия.

Рабочая зона используемого прибора образована пересечением двух пучков ультразвука с частотами  $F_{1,2} \approx 1000$  кГц. Оси излучателей взаимно ортогональны, расстояние от точки пересечения осей до каждого излучателя составляет примерно 15 см. Рабочая зона имеет объем  $V \approx 20$  см<sup>3</sup> и расположена в ближней зоне каждого из излучателей. На расстоянии  $r \approx 10$  см от центра рабочей зоны установлен специальный гидрофон, воспринимающий звуковые волны частотой  $f = F_1 - F_2$ . Синхронное излучение ультразвука с частотами  $F_{1,2}$  производится импульсами длительностью 150-

300 мкс с частотой повторения 10 Гц. Амплитуда акустического давления в рабочей области в каждом из пучков составляет примерно  $0,8 \cdot 10^5$  Па.



Экспериментальные точки на приведенном графике соответствуют значениям нормированных уровней нелинейных откликов пузырьков ( $f_p \approx 70$  кГц) различных размеров, всплывающих от генератора пузырей в рабочую область прибора. Для сравнения сплошной линией обозначена расчетная резонансная кривая (\*) для постоянной затухания  $\delta = 1/6$ . Тем же методом была измерена постоянная затухания  $\delta$  пузырьков с  $f_p \approx 40$  кГц. При этом наилучшее совпадение получено для резонансной кривой (\*), соответствующей  $\delta = 1/8$ . К достоинствам данной методики относится также возможность измерения акустических свойств отдельных газовых пузырьков в свободном пространстве. Применение быстрого сканирования частот излучения  $F_{1,2}$  позволит измерять особенности частотных характеристик  $P(f)$  отдельных газовых пузырьков без дополнительного измерения их размеров. Предварительные данные измерений, произведенных этим способом для пузырьков в море, позволяют предположить, что постоянные затухания  $\delta$  пузырьков с резонансными частотами собственных колебаний 200 и 540 кГц равны соответственно 1/5 и 1/3.

Автор благодарен Д.А.Селивановскому за полезные замечания и М.Б.Прудникову за помощь в проведении эксперимента.

## Л и т е р а т у р а

1. Exner M.L., Hampe W. Experimental determination of the damping of pulsating air bubbles in water. - *Acoustica*, 1953, v.3, p.67-72.
2. Haeske H. Experimental determination of the damping of pulsating air bubbles in water in the frequency range 100 to 300 kc/s. - *Acoustica*, 1956, v.6, p.266-275.
3. Физические основы подводной акустики /Под ред. В.И.Мясищева. М.: Сов. радио, 1955.
4. Meyer E., Tamm K. Eigenschwingung und Dämpfung von Gasblasen in Flüssigkeiten. - *Acustische Zeitschrift*, 1939, v.4, p.145-152.
5. Зверев В.А., Кобелев Ю.А., Селивановский Д.А., Соколов А.Ю. Об одном способе выявления газовых пузырьков в жидкости. - *ЖТФ*, 1980, т.50, №7, с.1544-1545.
6. Заболотская Е.А., Солуни С.И. Излучение гармоник и комбинационных частот воздушными пузырьками. - *Акуст. журн.*, 1972, т.18, №3, с.472-475.
7. Кобелев Ю.А., Селивановский Д.А., Соколов А.Ю. Способ обнаружения пузырьков газа в жидкости: Авт. свид. №725014 от 30.03.80. - *БВИПОТЗ*, 1980, №12.
8. Сандлер Б.М., Селивановский Д.А., Соколов А.Ю. Измерения концентрации газовых пузырьков в приповерхностном слое моря. - *ДАН СССР*, 1981, т.260, №6, с.1474-1476.

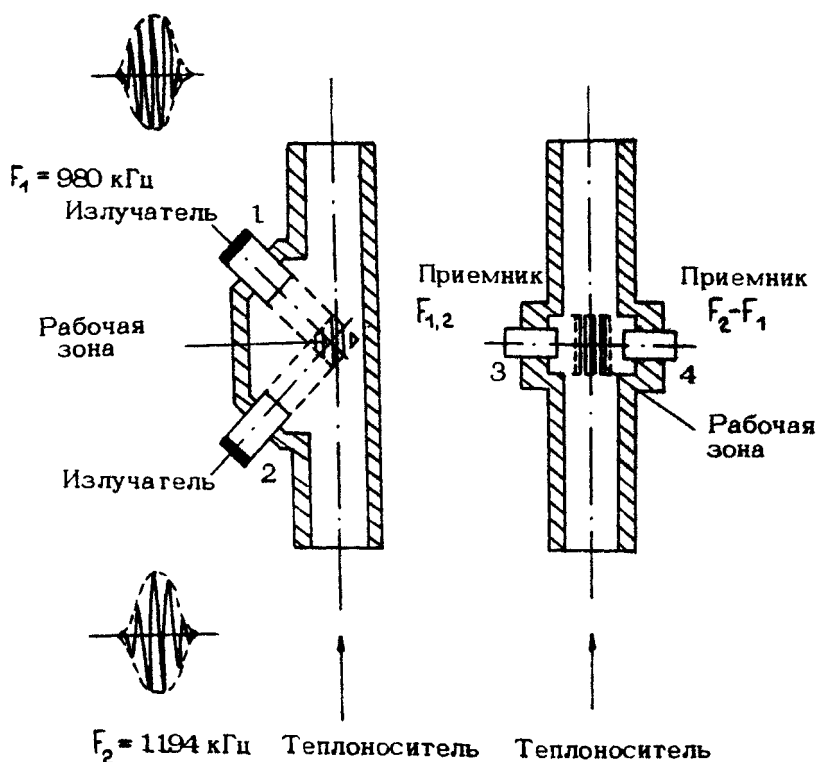
## ЭХОЛОКАЦИОННОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ ПУЗЫРЬКОВ В ТЕПЛОНОСИТЕЛЕ

С.Н.Александров, Ю.А.Кобелев, В.В.Куликов,  
Б.М.Сандлер, Д.А.Селивановский, А.Ю.Соколов,  
В.В.Цимбалов

Существующие способы пассивного [1,2] и активного [3] ультразвукового контроля канализируемого теплоносителя не способны решить задачу обнаружения отдельных газовых микропузырьков в теплоносителе, текущем по трубопроводу малого диаметра. При прослушивании потока теплоносителя шумовой сигнал от отдельного пузырька теряется на фоне существующих шумов. Разработанный нами ультразвуковой датчик позволяет регистрировать появление в теплоносителе отдельных пузырьков, имеющих размеры единицы и десятки микрон. Ниже описываются результаты экспериментов, в процессе которых регистрировались отдельные пузырьки, имевшие резонансные частоты собственных колебаний  $f_p = 214$  кГц (что соответствует диаметру пузырька при атмосферном давлении  $D \approx 30$  мк) в трубопроводе диаметром 40 мм. Кроме этого, регистрировались пузырьки диаметром  $D \sim 6$  мк, резонансные частоты которых близки к частотам накачки  $F_1 = 980$  кГц и  $F_2 = 1194$  кГц.

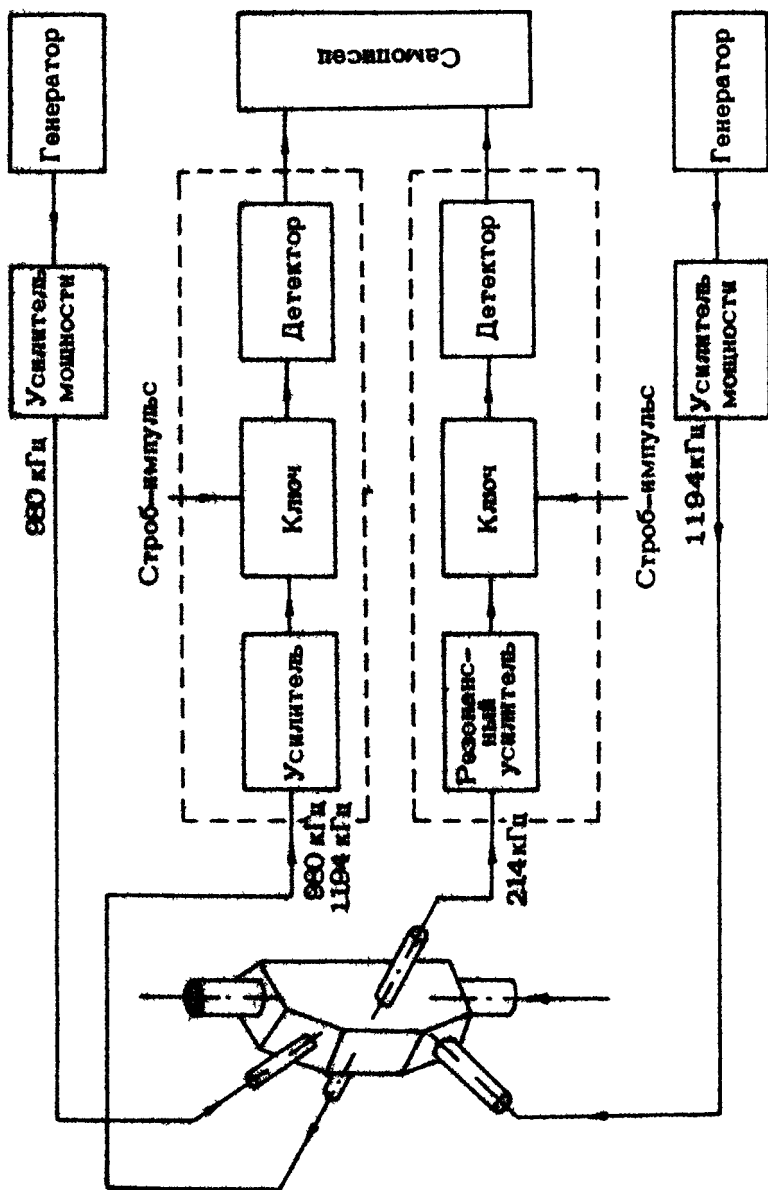
Особенностью датчика является возможность сопоставления уровней сигналов линейного и нелинейного рассеяния пучков ультразвуковой энергии с частотами  $F_1$  и  $F_2$ , излученных в пространство трубопровода, что позволяет однозначно выделять появление малых пузырьков газа или пара в теплоносителе, несущем частицы взвеси и большие газовые пузырьки. При этом по каналу линейного рассеяния об-

наруживаются пузырьки и твердые частицы размером не менее 1 мм, а по каналу нелинейного рассеяния регистрируются сигналы только от пузырьков, излучающих волну разностной частоты из области пересечения ультразвуковых пучков излучения с частотами  $F_1$  и  $F_2$ . Наиболее интенсивно волну разностной частоты излучают пузырьки с  $f_p \approx F_1, F_2, F_2 - F_1$ , [4-6]. С помощью описываемого метода измерения возможно различение отдельных пузырьков с  $f_p = F_2 - F_1$  и мельчайших пузырьков с  $f_p \approx F_{1,2}$  при использовании в ультразвуковом датчике излучения сигналов нескольких пар частот  $F$ .



Р и с. 1

Конструкция датчика схематически изображена на рис.1. На рис.2 представлена функциональная схема электронной



Р и с. 2

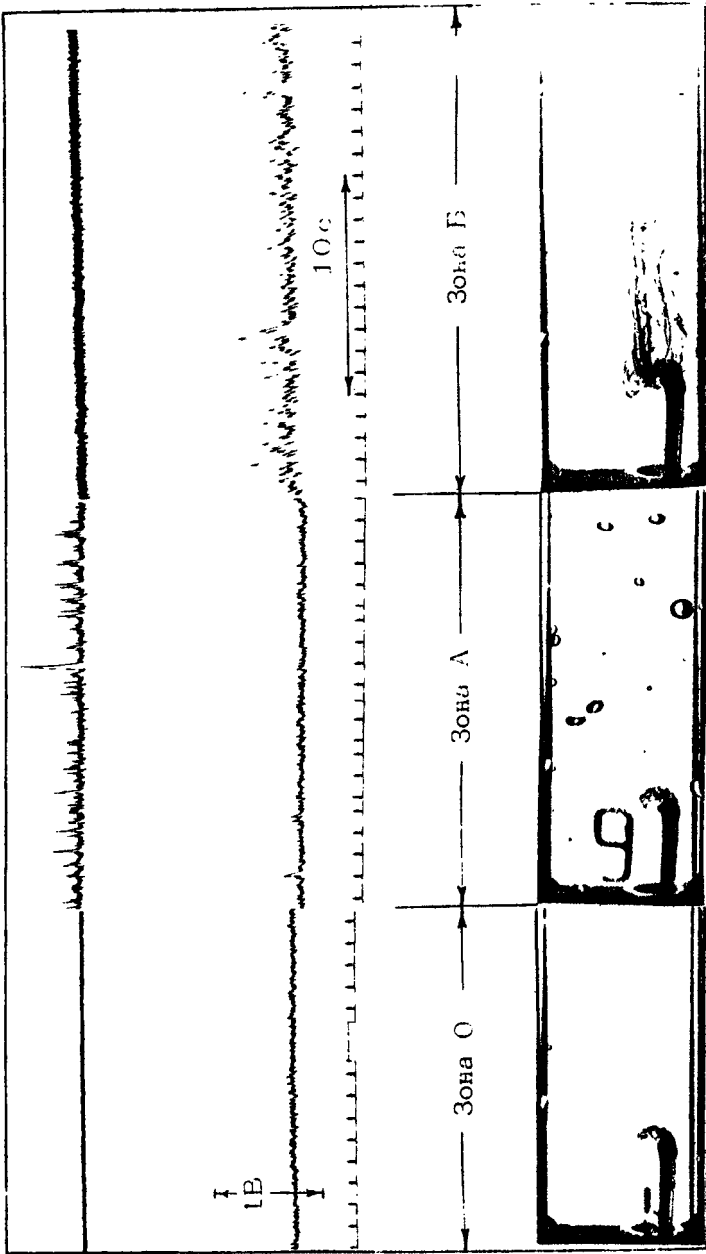


Рис. 3

части датчика. Излучатели (1,2) и приемники (3,4) ультразвука изготовлены из кристаллов ниобата лития и отделены от потока теплоносителя прочными звукопрозрачными мембранами. Таким образом, удалось решить задачу ввода и вывода акустической энергии из обследуемого участка трубопровода. Каждый излучатель ультразвука обеспечивал давление  $(1-2) \cdot 10^5$  Па в рабочей зоне датчика (рис.1), которая образована пересечением пучков ультразвука частотами  $F_1, F_2$  и объем которой составлял  $1 \text{ см}^3$ . При регистрации данных измерений усреднение по времени для сигналов рассеяния в линейном и нелинейном каналах выбиралось таким образом, чтобы было возможно различить сигналы отдельных пузырьков, последовательно проходящих через рабочий объем прибора. Ультразвуковой датчик устанавливался в теплофизический контур с дистиллированной водой (теплоноситель), циркулирующей с заданной скоростью под давлением близким к атмосферному. Конструкция контура позволяла продуцировать газовые пузырьки различных размеров и наблюдать их через расположенное вблизи датчика прозрачное окно.

Измерения проводились следующим образом: продуцируемые газовые пузырьки, размеры и количество которых контролировались визуально и регистрировались на фотопленку, заносились потоком теплоносителя в рабочую зону прибора.

На рис.3,4 представлены некоторые результаты экспериментов: приведены записи самописцев для канала линейного (верхняя дорожка) и нелинейного (нижняя дорожка) рассеяния: кроме этого, приводится фотография соответствующего участка трубопровода.

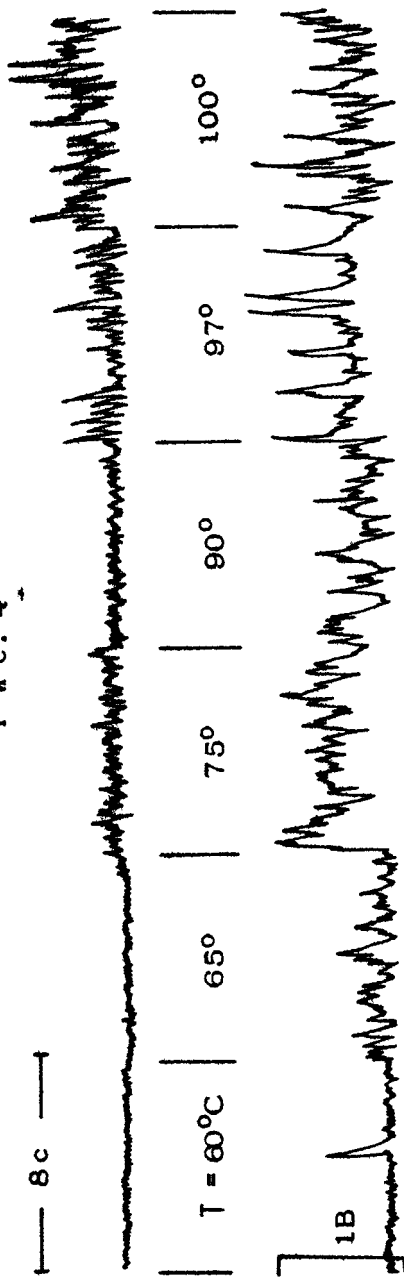
Зона 0 (рис.3) соответствует отсутствию пузырей в потоке, а уровни регистрируемых сигналов характеризуют электронные и акустические шумы в измерительной установке. Зона А соответствует протеканию жидкости с малым количеством крупных пузырей ( $D \approx 1 \text{ мм}$ ). Расстояния между пузырями больше размера рабочей зоны, поэтому сигналы от них имеют вид отдельных пиков. При этом уровни сигналов, рассеянных отдельными пузырями, превышают возможные шумы (зона 0) в 2-10 раз. В канале нелинейного рассеяния сигналы отсутствуют.

Зона Б соответствует наличию в потоке отдельных газовых пузырьков малых диаметров ( $D \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ мм}$ ). Отклики от этих пузырьков превышают уровень шумов в нелинейном





Р и с . 4



Р и с . 5

канале (зона 0) в 3-8 раз.

Независимость действия линейного и нелинейного каналов ультразвукового датчика при одновременном присутствии в потоке пузырьков всех размеров иллюстрирует рис.4, который описывает процесс увеличения концентрации мелких пузырей при неизменной концентрации крупных пузырей в потоке.

Весьма интересные данные получены при нагревании жидкости, заполняющей датчик. Приведенные на рис.5 результаты этого эксперимента отражают появление мелких и крупных пузырей в нагреваемой жидкости в зависимости от ее температуры. Выяснилось, что процесс закипания жидкости сопровождается вначале появлением отдельных мелких пузырьков при температуре около  $60^{\circ}\text{C}$ ; при увеличении температуры концентрация мелких пузырей возрастает. В дальнейшем (при  $T \approx 90-95^{\circ}\text{C}$ ) появляются крупные пузыри ( $D \approx 1 \text{ мм}$ ). Наконец, при развитом кипении ( $T = 100^{\circ}\text{C}$ ) в жидкости присутствуют пузыри всех размеров.

В заключение отметим, что помимо регистрации отдельных газовых или паровых пузырьков разработанный ультразвуковой датчик способен, при соответствующей настройке электронной схемы, измерять объемное газо- и паросодержание в жидкостях до величин порядка 5%.

Авторы выражают признательность В.А.Звереву за постоянное внимание к работе и полезные замечания.

## Л и т е р а т у р а

1. Рехин Е.Н., Ржевкин В.Р. Акустический контроль атомных станций. М.:ЦНИИАТОМИНФОРМ, 1978.
2. Шумилина Н.В., Титов В.А. Методы обнаружения кипения жидкометаллического теплоносителя ядерного реактора. М.: ЦНИИАТОМИНФОРМ, 1971.
3. Баранов В.М. Ультразвуковые измерения в атомной технике. М.: Атомиздат, 1975.
4. Заболотская Е.А., Солуян С.И. Излучение гармоник и комбинационных частот воздушными пузырьками. - Акуст. журн., 1972, т.18, №3, с.472-475.
5. Сандлер Б.М., Селивановский Д.А., Соколов А.Ю. Измерения концентрации газовых пузырьков в приповерхностном

слое моря. - ДАН СССР, 1981, т.260, №6, с.1474-1476.

6. Кобелев Ю.А., Селивановский Д.А., Соколов А.Ю. Способ обнаружения пузырьков газа в жидкости. Авт.свид. № 725014 от 30.03.80. - БОИПОТЗ, 1980, №12.

## НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ПОЛОСТЕЙ В ТВЕРДЫХ СРЕДАХ

Д.М.Донской

Для обнаружения дефектов в твердых материалах широко используются методы акустической дефектоскопии [1], основанные на использовании линейных акустических характеристик материалов и полостей. Нелинейные акустические свойства полостей в твердых средах практически не исследованы, и их изучение может представить значительный интерес для разработки нелинейных акустических методов интроскопии. Такие методы уже нашли применение при обнаружении газовых пузырьков в жидких средах [2-4]. При этом использовалось нелинейное рассеяние звука пузырьками, т.е. регистрировался сигнал с частотой второй гармоники или с комбинационной частотой в спектре рассеянной пузырьком волны.

В настоящей работе рассматривается процесс генерации второй гармоники при рассеянии продольной акустической волны на сферических и тонких плоских полостях и обсуждается возможность использования нелинейно-рассеянного сигнала для их диагностики.

Рассеяние плоской продольной акустической волны на сферической полости в линейном приближении достаточно подробно изучено [5-7]. Поведение сферической полости в длинноволновом ( $\Lambda \gg a$ ,  $\Lambda$  - длина волны,  $a$  - радиус полости) акустическом поле во многом аналогично поведению пузырька газа в жидкости. Полость в твердых средах, в которых  $\mu \ll \lambda$  ( $\lambda$ ,  $\mu$  - коэффициенты Ламэ), ведет себя так же, как осциллятор. Его собственная частота  $\omega_0 = \sqrt{4\mu/\rho_0} \cdot a^{-1}$ , где  $\rho_0$  - плотность твердой среды. Однако, в отли-

чие от осциллятора пузырька, упругость которого определяется в основном упругостью заполняющего его газа, упругость осциллятора – полости в твердой среде определяется упругостью самой среды.

Рассмотрим нелинейное рассеяние плоской продольной монохроматической волны частотой  $\omega$  на пустой сферической полости радиусом  $a \ll \Lambda$  в изотропной среде. Поскольку  $a \ll \Lambda$ , в разложении падающей на полость плоской волны по полиномам Лежандра можно оставить лишь нулевой член, характеризующий сферически-симметричные деформации. Для таких деформаций уравнение движения с учетом квадратичных по смещению членов имеет вид [8]

$$\rho_0 \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} - (\lambda + 2\mu) \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{2u_r}{r} \right) = F, \quad (1)$$

где  $r$  – радиальная координата,  $u_r$  – смещение в радиальном направлении,  $F$  – линейная комбинация квадратичных по  $u_r$  членов [8].

Задачу будем решать методом возмущений. Радиальную компоненту тензора напряжений представим в виде суммы линейной и нелинейной частей:  $\sigma_{rr} = \sigma_A^* + \sigma_n$ , где

$$\sigma_A = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{2\lambda u_r}{r}, \quad (2)$$

$$\sigma_n = \frac{\alpha}{2} \left( \frac{\partial u_r}{\partial r} \right)^2 + 2\gamma \frac{u_r}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \delta \frac{u_r^2}{r^2}, \quad (3)$$

где  $\alpha = 6\mu + 3\lambda + 2A + 6B + 2C$ ,  $\gamma = \lambda + 2B + 2C$ ,  $\delta = \lambda + 2B + 4C$ ;

$A$ ,  $B$ ,  $C$  – упругие модули третьего порядка [5]. Система уравнений, описывающих рассеяние звука на пустой полости, для сферически-симметричных деформаций состоит из уравнения движения (1) и граничного условия

$$\sigma_{rr}(u_r) \Big|_{r=a+u_r} = 0. \quad (4)$$

Как видно из (1) – (4), нелинейные члены присутствуют как в уравнении движения, так и в граничном условии, причем правая часть уравнения движения описывает нелинейные эффекты (в данном случае генерацию второй гармоники) при распространении волны деформации в однородной среде, квадратичные члены в граничном условии ответственны за генерацию второй гармоники на границе полости. Учтем нелинейность граничного условия, считая уравнение движения

линейным. Пользуясь методом возмущений, решение ищем в виде суммы

$$u_r = u_A + u_H \quad (5)$$

или для потенциалов смещения  $\varphi = \varphi_A + \varphi_H$ , где  $u_A = \partial\varphi_A/\partial r$  - решение первого (линейного) приближения,  $u_H = \partial\varphi_H/\partial r$  - решение второго приближения. Решение линейной задачи имеет вид [6]

$$\varphi_A = \varphi_0 \frac{\sin \kappa r}{\kappa r} e^{-i\omega t} + \frac{\varphi_0 a e^{i\kappa r/\tau}}{(\omega_0/\omega)^2 - 1 - i\kappa a} e^{-i\omega t}, \quad (6)$$

где  $\kappa = \omega/c_r$ ,  $c_r = \sqrt{\lambda + 2\mu}/\rho_0$  - скорость распространения продольной волны,  $\varphi_0$  - потенциал падающей плоской волны. Первое слагаемое в правой части выражения (6) является нулевым членом разложения по полиномам Лежандра падающей на полость плоской волны, второе слагаемое описывает рассеянную полостью сферическую волну.

Рассмотрим случай резонансного рассеяния на полости, когда рассеяние максимально. В резонансе  $\omega = \omega_0$ , и потенциал рассеянной волны определяется выражением

$$\varphi_A = \frac{i\varphi_0 \cos \kappa r}{\kappa r} e^{-i\omega_0 t}. \quad (7)$$

Найдем нелинейную добавку  $\varphi_H$ , характеризующую рассеяние на удвоенной частоте из-за квадратичного характера нелинейности. Исходя из сферической симметрии задачи рассеяния, будем искать  $\varphi_H$  в виде сферической волны

$$\varphi_H = Q \frac{\exp(2i\kappa r)}{r} \exp(-2i\omega_0 t). \quad (8)$$

Это решение удовлетворяет однородному (при  $F = 0$ ) уравнению движения. Из нелинейного граничного условия

$$\sigma_H(u_A)|_{r=a} + \sigma_A(u_H)|_{r=a} + \sigma_A(u_r)|_{r=a+u_A} - \sigma_A(u_A)|_{r=a} = 0 \quad (9)$$

определяем  $Q$  и выражение для относительного смещения границы полости окончательно записывается в виде

$$\frac{u_r}{a} \Big|_{r=a} = -i \xi^3 M \exp(-i\omega_0 t) - \epsilon \xi^2 M^2 \exp(-2i\omega_0 t), \quad (10)$$

где  $\epsilon = (3\lambda + 20\mu + 4A + 6B)/4\mu$ ;  $\xi = c_r/2c_t$ ,  $c_t = \sqrt{\mu/\rho_0}$  - скорость распространения поперечных звуковых волн,  $M = \rho_0/(\lambda + 2\mu)$  - число Маха для падающей волны,  $\rho_0 = \rho_0 \omega^2 \varphi_0$  -

давление в падающей волне. Таким образом, относительный уровень второй гармоники, рассеянной резонансной полостью, определяется выражением

$$N = |u_n / u_d| = \epsilon \xi^3 M. \quad (11)$$

В табл. 1 приведены значения относительного уровня сигнала с частотой второй гармоники при резонансном рассеянии на сферических полостях в различных средах. Уровень гармоники вычислен при  $M = 10^{-5}$ . Звездочкой отмечены значения, выходящие за рамки метода возмущений. Поскольку для большинства материалов значения модулей третьего порядка не известны, для грубых оценок ими пренебрегли. Из таблицы видно, что в материалах, для которых  $1 < \xi < 2$ , уровень нелинейно рассеянного сигнала на частоте второй гармоники составляет примерно  $10^{-4}$  от линейно-рассеянного сигнала. Несмотря на относительно малое значение, этот сигнал может быть обнаружен и использован для выявления дефектов в условиях сильной реверберационной помехи. В водоподобных средах ( $\xi > 10$ ) нелинейно-рассеянный сигнал велик, и наиболее перспективным представляется использование нелинейных акустических методов для диагностики дефектов именно в таких средах.

Т а б л и ц а 1

Материал	Литерат. источник	$\rho_{0,3}$ кг/м <sup>3</sup>	$c_p$ , м/с	$\xi$	N	$\rho_0 / \rho$
Алюминий	[10]	2700	7050	1,2	$7,5 \cdot 10^{-5}$	21,5
Медь	[10]	8930	5960	2,3	$1,1 \cdot 10^{-4}$	49
Свинец	[10]	11300	3600	1,67	$3,9 \cdot 10^{-4}$	$2,2 \cdot 10^2$
Полиэтилен	[9]	1050	1950	1,8	$5,7 \cdot 10^{-4}$	$3,7 \cdot 10^2$
Резина	[11]	1200	1040	19,3	$> 0,5^*$	$6 \cdot 10^9$
Биологические ткани	[12]	1000	1500	$10 \cdot 10^3$	$> 0,5^*$	$10^7 - 10^{21}$

Как уже отмечалось, при распространении акустической волны в однородной среде вторая гармоника генерируется также за счет нелинейности уравнения движения (1). Линейно рассеиваясь на полости, она является помехой для приема нелинейного сигнала, генерируемого самой полостью. Сравним эти два сигнала. На расстоянии  $\rho$  от излучателя плоской продольной волны уровень гармоники в волне определяется выражением [10]

$$\varphi_n = \epsilon_0 M^2 \rho / 8 \kappa, \quad (12)$$

где  $\epsilon_0 = (3\lambda + 6\mu + 2A + 6B + 2C) / (\lambda + 2\mu)$ . При линейном рассеянии на сферической полости амплитуда этого сигнала определяется выражением (6), в котором  $\varphi_0$  надо заменить на  $\varphi_n$ , а  $\omega$  и  $\kappa$  соответственно на  $2\omega$  и  $2\kappa$ . Относительный уровень второй гармоники в рассеянном таким образом сигнале при  $\omega = \omega_0$  определяется соотношением

$$N_0 = \epsilon_0 M \rho / 6a \xi^2, \quad (13)$$

где  $\rho$  - расстояние от излучателя до полости. Из сравнения выражений (13) и (11) видно, что при условии

$$\rho < \rho_0 = 6a \xi^2 \epsilon / \epsilon_0 \quad (14)$$

нелинейные искажения в рассеянном сигнале определяются в основном нелинейными свойствами полости. В табл. 1 приведено отношение  $\rho_0/a$ , характеризующее расстояние  $\rho_0$ , до которого могут быть использованы нелинейные методы обнаружения полостей. Видно, что при  $1 < \xi < 2$  нелинейно рассеянный полостью сигнал может служить для ее обнаружения при расположении полости вблизи излучателя. Заметим, что в этой области применение линейных методов локализации дефекта затруднено из-за наличия мертвой зоны приемоизлучающей системы. В водоподобных же средах амплитуда второй гармоники практически всегда превышает фоновый уровень, обусловленный нелинейностью среды.

Рассмотрим падение продольной звуковой волны на тонкий слой толщиной  $d$ , заполненный жидкостью или газом. Нормально к нему падает плоская продольная акустическая волна частотой  $\omega$ . Толщина слоя  $d \ll \Lambda$ , где  $\Lambda$  - длина волны в твердой среде. Протяженность слоя  $L \gg d$ , и краевыми эффектами пренебрегаем. Смещения в падающей волне записываются в виде  $u_1 = U_1 \exp \{i\omega(t - x/c_0)\}$ , где  $U_1$  - амплитуда смещений. Будем искать амплитуды отраженной и прошедшей волны как на частоте  $\omega$ , так и на частоте  $2\omega$ , причем учитываем нелинейные эффекты, обусловленные лишь



нелинейной сжимаемостью слоя, а закон Гука для твердой среды считаем линейным:

$$\sigma_{xx} = (\lambda + 2\mu) \partial u / \partial x, \quad (15)$$

где  $\sigma_{xx}$  — компонента тензора напряжений. Для тонкого слоя, в котором количество газа или жидкости неизменно, уравнение состояния представимо в виде

$$p = p_* (\rho' / \rho'_0)^\Gamma, \quad (16)$$

где  $\rho'$ ,  $\rho'_0$  — соответственно возмущенная и невозмущенная плотности заполнителя. Для газа — это уравнение адиабаты:  $p_*$  — статическое давление газа,  $\Gamma = c_p / c_v$ . Для жидкости — это уравнение в форме Тэта с эмпирическими параметрами, в частности, для воды  $\Gamma = 7$ ,  $p_* = 3200$  атм [9]. Произведение  $\Gamma p_*$  равно  $\rho'_0 c^2$ , где  $c$  — скорость звука в среде, заполняющей полость.

Рассмотрим случай, когда смещение стенок слоя удовлетворяет условию  $\Delta d \ll d$  и уравнение (16) можно разложить в ряд с точностью до квадратичных членов

$$p' = p - p_* = -\Gamma p_* \frac{\Delta d}{d} + \frac{1}{2} \Gamma(\Gamma+1) p_* \left(\frac{\Delta d}{d}\right)^2, \quad (17)$$

где  $p'$  — изменение давления в полости, обусловленное колебаниями ее стенок. Граничные условия на стенках полости имеют вид:

$$\sigma_{xx} \Big|_{\substack{x=0 \\ x=d}} = -p'. \quad (18)$$

Будем искать отраженную и прошедшую волны в виде суммы линейных и нелинейных волн. Для отраженной волны

$$u_2 = U_2 \exp[i\omega(t+x/c_p)] + W_2 \exp[2i\omega(t+x/c_p)]. \quad (19)$$

Для прошедшей волны

$$u_3 = U_3 \exp[i\omega(t-x/c_p)] + W_3 \exp[2i\omega(t-x/c_p)]. \quad (20)$$

Смещение стенок равно

$$\Delta d = u_1 \Big|_{x=0} + u_2 \Big|_{x=0} - u_3 \Big|_{x=d}. \quad (21)$$

Подставляя (19), (20) в систему (17), (18), (21) и решая ее методом последовательных приближений по малым параметрам  $W_i / U_i$  и  $\Delta d / d$ , получим выражения для амплитуд смещений рассеянных волн:

$$U_2 = i \xi U_1 / (i \xi - 2), \quad (22)$$

$$U_3 = U_1 - U_2 = U_1 / (1 - i \xi / 2), \quad (23)$$

$$W_2 = -W_3 = W = - \frac{2 \epsilon' U_1^2 \xi^2}{d(1-i\xi)(2-i\xi)^2}, \quad (24)$$

где  $\xi = kd \rho_0 c_p^2 / \rho_0' c^2$ ,  $k = \omega / c_p$ ,  $\epsilon' = (\Gamma + 1) / 2$  – параметр нелинейности среды, заполняющей полость. Отношение амплитуд давлений в сигналах на удвоенной частоте и падающей волны основной частоты определяется выражением

$$N = |2W / U_1| = h \rho_0 Q(\xi), \quad (25)$$

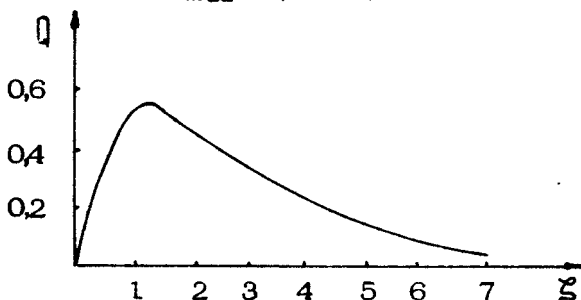
где  $\rho_0$  – давление в падающей волне,  $h = \epsilon' / \rho_0' c^2 - (\Gamma + 1) / 2 \Gamma \rho_0$ ,  $Q(\xi) = 4\xi / [(\xi^2 + 4) \sqrt{1 + \xi^2}]$ . График функции  $Q(\xi)$  показан

на рисунке, из которого видно, что максимальный уровень второй гармоники достигается при

$$kd = 1,1 \rho_0' c^2 / \rho_0 c_p^2, \quad (26)$$

причем значение  $N$  в максимуме не зависит от толщины полости, а определяется акустическими характеристиками среды-заполнителя:

$$N_{\max} = 0,57 h \rho_0. \quad (27)$$



Из полученных соотношений следуют простые алгоритмы определения толщины полости и идентификации среды-заполнителя: изменяя частоту зондирующей волны, определяем максимальный уровень второй гармоники, и из (27) определяем  $h$ , по  $h$  идентифицируем среду-заполнитель (табл.2). Зная среду-заполнитель, а значит и значение  $\rho_0' c^2$  для нее, из (26) определим толщину полости

$$d = 0,18 \rho_0' c^2 / \rho_0 c_p^2 f_m. \quad (28)$$

Значения  $d$  и  $h$  можно оценить и без перестройки по частоте в случае, если можно измерить линейно рассеянную

или прошедшую через слой волну. В этом случае по измеренному уровню сигнала из соотношений (22) или (23) определяется значение  $\xi$ , затем по уровню нелинейного сигнала из (25) вычисляется  $h$  и идентифицируется среда-заполнитель. Зная  $\xi$  и значение  $\rho_0' c^2$  для заполняющей полости среды, из выражения для  $\xi$  найдем и толщину полости  $d$ .

Таким образом, использование нелинейного рассеяния позволяет определять как толщину, так и среду-заполнитель полости, чего для тонких ( $d \ll \lambda$ ) слоев нельзя сделать обычными линейными методами диагностики.

В табл. 2 приведены максимальные значения относительного уровня гармоник и соответствующих частот  $f_n$  при зондировании полости толщиной 10 мкм акустической волной с интенсивностью 1 Вт/см<sup>2</sup>. Звездочкой отмечен высокий уровень гармоник, выходящий за рамки метода возмущений. Значения  $\Gamma$  и  $\rho_n$  взяты из работы [9].

Т а б л и ц а 2

Параметры	Твердая среда - заполнитель		
	Сталь - вода	Сталь - бензин	Сталь - воздух
$h$	$1,8 \cdot 10^{-9}$	$6,1 \cdot 10^{-9}$	$0,8 \cdot 10^{-5}$
$f_n$	860 кГц	394 кГц	56 Гц
$N_{max}$	$10^{-3}$	$3,3 \cdot 10^{-3}$	$>0,5^*$

Из полученных соотношений видно, что полости в твердой среде могут быть выявлены с помощью нелинейных акустических методов по уровню второй гармоники в рассеянном сигнале. Основное преимущество таких методов заключается в возможности обнаружения полостей вблизи границ среды и при наличии сильной реверберационной помехи от других, линейных рассеивателей.

Нелинейная диагностика трещин, расслоений в многослойных конструкциях, газо-, водо- и нефтенасыщенных слоев в земле может позволить идентифицировать заполнитель таких полостей и их толщину.

Автор благодарен В.А.Звереву и А.М.Сутину за интерес к работе и полезные замечания.

## Л и т е р а т у р а

1. Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий: Справочник. Т.2. М.: Машиностроение, 1976.
2. Сандлер Б.М., Селивановский Д.А., Соколов А.Ю. Измерения концентрации газовых пузырьков в приповерхностном слое моря. - ДАН СССР, 1981, т.259, №6, с.1474-1476.
3. Acoustic detection apparatus; US Pat. N3622958, U.S.Cl 340/1 R, Int.Cl GO1S9/66, Patented Nov. 23, 1971.
4. Кобелев Ю.А., Куликов В.В., Сандлер Б.М. и др. Индикация отдельных газовых пузырьков в трубопроводе с жидкостью. - Тез. докл. 3-го Всесоюз. симпозиума по физике акустико-гидродинамических явлений и оптоакустике. Ташкент, 1982, с.16.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1965.
6. Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973.
7. Сивухин Д.В. Дифракция плоской звуковой волны на сферической полости. - Акуст. журн., 1955, т.1, №1, с.78-88.
8. Донской Д.М. Нелинейное рассеяние звуковых волн на полостях в твердом теле: Препринт № 63. Горький: ИПФ АН СССР, 1983.
9. Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966.
10. Справочник физических констант горных пород. М.: Мир, 1969, с.1967.
11. Справочник по элементарной физике. М.: Наука, 1964.
12. Сарвазян А.П. Низкочастотные акустические характеристики биологических тканей. - Механика полимеров, 1975, №4, с.691-695.

## УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ДИАГНОСТИКА СДВИГОВЫХ ТЕЧЕНИЙ. ИССЛЕДОВАНИЕ ПОДАВЛЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

А.В.Кудряшов, А.Д.Мансфельд, М.И.Рабинович,  
М.М.Сушик

1. Экспериментальное исследование турбулентных сдвиговых течений предъявляет весьма высокие требования к измерительной аппаратуре. Одно из основных - требование исключения влияния датчиков на измеряемое течение. Внешение измерительных датчиков в сдвиговое течение порождает возмущения, которые не локализуются в пространстве, а могут возмущать все течение в целом, в том числе и вверх по потоку. Кроме того, при измерениях в сдвиговых слоях требуется определение не только величины, но и знака измеряемой скорости, так как присутствующие в этих течениях вихри порождают флуктуации скорости, превышающие среднее значение. При исследовании сдвиговых течений важным является исследование поля скорости вдоль какого-либо выбранного направления. Перечисленным выше требованиям удовлетворяет ультразвуковой доплеровский измеритель скорости (УДИС). Хотя разрешающая способность измерителя не очень велика, однако при исследовании крупномасштабных когерентных структур достаточна для проведения количественных измерений, а возможность синхронного накопления сигнала скорости при исследовании когерентных структур позволяет устранить влияние фазовых шумов, присущих бесконтактным измерителям скорости, таким как лазерно-доплеровский измеритель скорости (ЛДИС) и УДИС. С помощью построенного макета УДИСа проведено исследование меха-

низма подавления турбулентности в течении "затопленная струя". Для решения этой задачи с помощью УДИСа проводились измерения профиля средней скорости, профиля пульсационной компоненты, спектров турбулентных пульсаций. Эти эксперименты не только дали возможность объяснить эффект подавления, но и позволили сформулировать требования к аппаратуре, а также способам обработки информации.

Многочисленные эксперименты, выполненные в последние годы, доказали возможность управления развитием турбулентности в сдвиговых течениях с помощью внешнего воздействия. Например, воздействие на частотах, соответствующих пульсациям, которые дают основной вклад в турбулентную энергию течения, приводит к увеличению интенсивности турбулентности [1-6]. Если воздействие осуществляется на более высоких частотах, то наблюдается обратная картина. Так, при облучении круглой воздушной струи звуком было обнаружено уменьшение интенсивности вплоть до расстояний от среза сопла около 9 диаметров [7,8]. Подавление турбулентности происходит также при вибрационном высокочастотном воздействии (ВЧВ), непосредственное влияние которого сосредоточено около среза сопла. В более сложных сдвиговых течениях, например в турбулентных пламенах, отмечены аналогичные эффекты [9]. В ряде экспериментов [5,6,10] наблюдалось уменьшение акустических шумов турбулентных струй под влиянием ВЧВ. При этом уменьшение было настолько существенно, что сейчас уже встал вопрос о практическом использовании этого явления.

С физической точки зрения механизмы управления турбулентными течениями (в частности, подавления турбулентности) естественно разделить на три группы: 1) связанные с изменением профиля средней скорости (квазилинейные механизмы); 2) обусловленные наличием пространственной модуляции сдвигового слоя (параметрические механизмы); 3) определяющие действие внешнего поля на процессы обмена энергией между возмущениями различных масштабов (нелинейные механизмы).

В сдвиговых течениях с умеренными числами Рейнольдса ( $Re \leq 10^5$ ) расстояния (времена), на которых формируются различные масштабы турбулентности, могут существенно различаться (см., например, [3]). При этом возмущения, дающие основной вклад в энергию турбулентности, развиваются на фоне более коротковолновых возмущений, которые имеют больший инкремент и формируются значительно раньше. На

основании этого можно полагать, что в сдвиговых течениях существенны параметрические механизмы, однако их роль в управлении турбулентностью ранее практически не обсуждалась и не находила экспериментального подтверждения.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования влияния воздействия внешних пульсаций на развитие турбулентности в затопленной струе. Из полученных данных следует, что завихренность в сдвиговом слое при ВЧВ сильно промодулирована вдоль по потоку, так что сдвиговой слой на начальном участке струи (до  $1,5$  диаметра) представляет собой периодическую цепочку вихревых колец, что соответствует также картине течения, полученной с помощью визуализации для струй с примерно такими же параметрами (см., например, [11,12]). Развитие более длинноволновых возмущений, дающих основной вклад в энергию турбулентности, происходит на фоне такой периодической структуры, т.е. при малых амплитудах возмущений представляет собой вторичную неустойчивость. Анализ упрощенной модели исследуемого течения показывает, что инкременты вторичной неустойчивости существенно меньше, чем инкременты в исходном течении без ВЧВ. Рассчитанные величины уменьшения инкрементов оказались сопоставимыми с наблюдаемыми в эксперименте.

В ходе экспериментов также выяснилось, что влияние внешнего воздействия на усиление неустойчивых возмущений снижается в ростом их амплитуды и роль его на нелинейном этапе менее существенна. Это подтверждается также тем, что максимальные значения уровней турбулентности в струях с возбуждением и без возбуждения примерно одинаковы и достигаются при удалении от сопла вдоль струи ( $T$ ), равном  $8$  диаметрам ( $D$ ) сопла, в то время как при  $1,8D$  уровни турбулентности отличаются в несколько раз, т.е. подавление связано в основном с процессами на начальном участке струи. Дальнейшее различие развития возмущений в возбужденной и в невозбужденной струях связано с различием амплитуд энергонесущих компонент в некотором сечении струи, т.е. фактически с различием граничных условий, определяющих эволюцию струи вниз по течению. Это, по-видимому, на нелинейном этапе развития возмущений сказывается значительно сильнее, чем наличие более мелких масштабов, возбуждаемых высокочастотным воздействием. Хотя

эти выводы сделаны на основе экспериментальных данных о течении в круглой струе, можно ожидать, что они справедливы для более широкого класса сдвиговых течений.

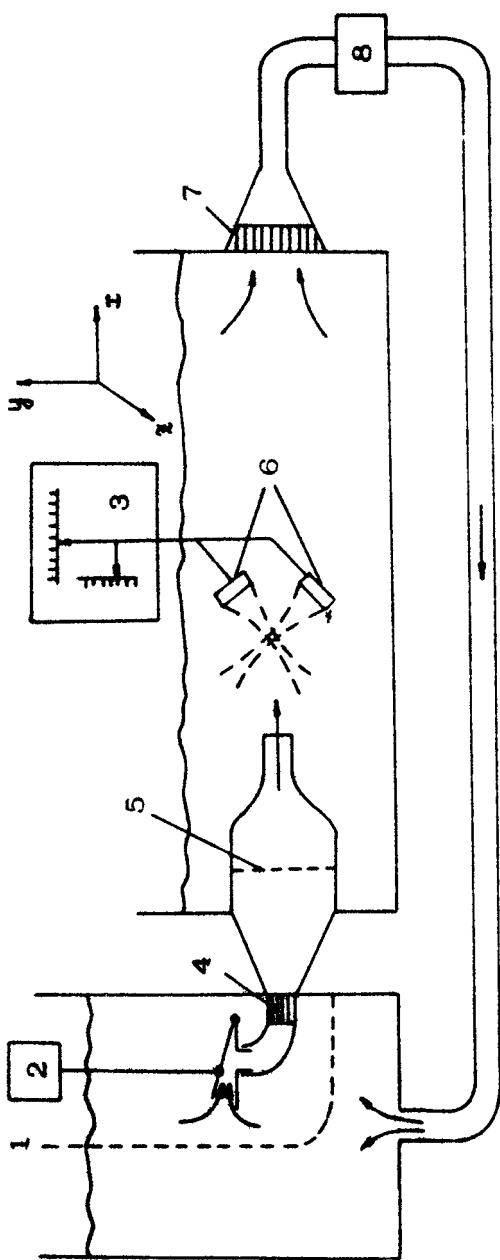
2. Эксперименты проводились с водяной струей (рис.1), которая формировалась соплом с диаметром выходного отверстия  $D=50$  мм и возбуждалась пульсациями расхода. Пульсатор 2, управляющий расходом, располагался перед формирующей струю устройством и приводился в движение электромагнитом, на который подавалось переменное напряжение. При малых амплитудах колебаний пульсатор обеспечивал синусоидальную модуляцию расхода. Для устранения влияний вибраций он был механически изолирован от остальной части экспериментальной установки. Используемый способ возбуждения позволил свести к минимуму влияние несимметричных мод в струе, что существенно облегчало выполнение измерений и интерпретацию результатов. Выбор способа возбуждения, как будет видно из дальнейшего, не является принципиальным — наблюдаемые эффекты должны проявляться и при других способах возбуждения, например при вибрационном или акустическом воздействии.

Профиль средней скорости на начальном участке струи был близок к прямоугольному. Основные эксперименты были выполнены при уровне начальной турбулентности  $\epsilon \leq 0,5\%$ .

Измерения средней и пульсационной скорости были выполнены с помощью УДИСа. Такие измерители применяются в медицинской диагностике [13] и при измерении расхода жидкости [14]. Для исследования турбулентных течений они применяются довольно редко, что обусловлено главным образом наличием сравнительно высокого уровня фазовых шумов, характер и причина возникновения которых такие же, как и в лазерных доплеровских измерителях скорости (см., например, [15]).

Фазовые шумы возникают в результате наложения сигналов, рассеянных несколькими частицами, что приводит к флуктуации фазы, а следовательно "мгновенной" частоты. Измеритель частоты в этом случае, даже при ламинарном течении жидкости, покажет наличие пульсаций, которые препятствуют измерению пульсационной компоненты скорости при малых уровнях турбулентности. Для исключения или существенного уменьшения влияния таких шумов на измерения переменной составляющей скорости требуется соответствующая корреляционная обработка двухточечных измерений [16,





Р и с. 1. Схема экспериментальной установки: 1, 5 - сегма; 2 - пульсатор; 3 - координатная система; 4, 7 - "хонейкомб"; 6 - излучатель и приемник УДИСа; 8 - насос

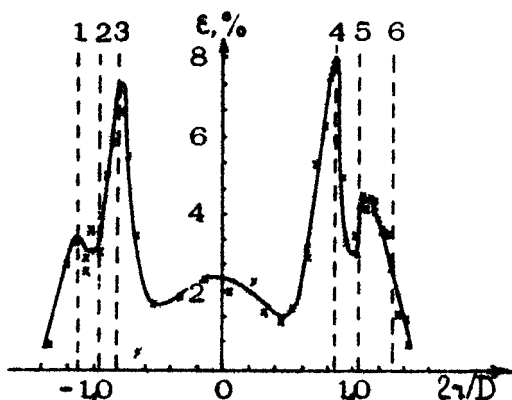
17], проведение которых заметно снижает пространственное разрешение УДИСа. Оказывается, однако, что при диагностике когерентных структур, которые и представляют основной интерес для наших исследований, влияние фазовых шумов можно исключить и при одноточечных измерениях, воспользовавшись синхронным накоплением сигнала. Смысл такого накопления заключается в том, что сигналы усредняются по многим реализациям, начало которых задается либо определенной фазой внешнего возмущения, синхронизирующего когерентные структуры, либо сигналом с опорного датчика [18]. Последний может быть помещен на периферии потока так, что он не создаст существенных возмущений, но будет фиксировать фазу когерентной структуры по определенным критериям. Этот способ измерения позволяет выделить составляющую сигнала, связанную с периодическим или просто упорядоченным движением в потоке, увеличив ее уровень над уровнем шумов в  $\sim \sqrt{N}$  раз, где  $N$  — число реализаций. В наших экспериментах это число составляло  $(1.4)1024$ , что обеспечивало измерение уровня регулярной компоненты сигнала  $\varepsilon = \bar{u}/U_0 \sim 10^{-2} + 10^{-3}$ .

Для достижения приемлемой разрешающей способности по координате и уменьшения влияния рассеянного излучения из областей, находящихся вне измеряемого объема (неоднозначности по дальности), использовалась локация импульсным сигналом с выделением стробирующим импульсом излучения, приходящего из области фокуса передатчика и приемника. Возникающая при этом неоднозначность по скорости не приводила к существенным затруднениям, так как диапазон изменения скоростей был меньше зоны неоднозначности, а примерное значение средней скорости, определяющее номер зоны, было известно.

При измерениях в потенциальном ядре струи использовались излучатели, формирующие измерительный объем с размерами 4 мм, при измерениях в сдвиговом слое — 1 мм. Эти размеры были существенно меньше характерных продольных масштабов изменения скорости в исследуемом течении, но ограничивали возможности исследования тонкой структуры сдвигового слоя на начальном участке струи.

3. Высокочастотные возмущения, возбуждаемые пульсациями расхода, были исследованы при двух частотах внешнего воздействия 16 и 20 Гц, которые при скорости жидкости на оси струи  $U_0 = 58$  см/с соответствовали числам

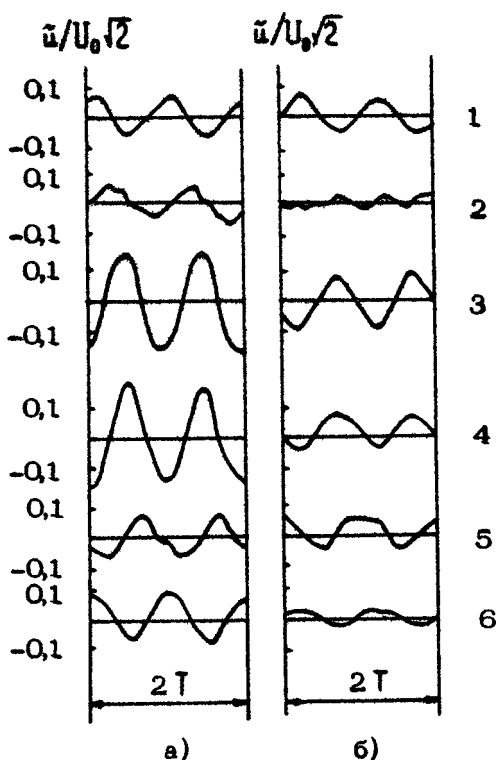
Струхалия  $St = 1,38$  и  $St = 1,72$ . Пульсации расхода при этом составляли  $\epsilon_{\dot{q}} = (0,5 + 4)\%$ . При обоих значениях частоты возмущения вели себя примерно одинаковым образом, поэтому количественные данные здесь приведены лишь для случая  $f = 16$  Гц, в котором измерения были выполнены более детально (выбор более низкой частоты определялся лучшим разрешением переменной компоненты при данном измерительном объеме). Анализ распределений амплитуды и фазы пульсаций продольной скорости  $\tilde{u}$  на частоте воздействия (примеры соответствующих зависимостей приведены на рис.2,3)



Р и с.2. Зависимость распределения амплитуды  $\tilde{u}$ , переменной составляющей продольной компоненты скорости ( $\epsilon' = \tilde{u} / U_0 \sqrt{2}$ ), возбуждаемой пульсатором на частоте 16 Гц ( $St = 1,38$ ).

Усреднение по 1024 реализациям, пульсации расхода  $\epsilon_{\dot{q}} \approx 4\%$ ,  $\tau = 0,5 D$

показал, что возмущения на расстояниях  $\tau \leq 0,5 D$  нарастают до их максимальной величины, а затем при  $\tau \approx 1,5 D$  либо разрушаются, либо теряют регулярность, так что дают существенно меньший вклад в усредненные по многим реализациям сигналы. Приведенные на рис.3 осциллограммы колебаний в наиболее характерных точках сдвигового слоя показывают, что при переходе через сдвиговый слой колебания изменяют фазу примерно на  $180^\circ$ . Диаметрально противоположные точки струи имеют малый фазовый сдвиг, что свидетельствует о том, что основной вклад вносит симметрич-

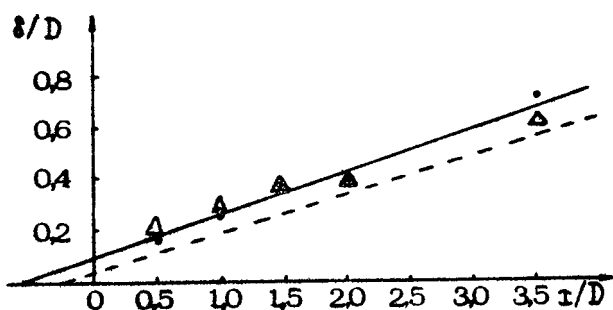


Р и с.3. Усреднение по 1024 реализациям осциллограммы скорости в точках, отмеченных на рис.2; а -  $x = 0,5D$  , б -  $x = D$

ная мода, однако отсутствие полной симметрии на рис.2,3 указывает на заметное влияние других мод.

Параметры среднего течения исследовались как при наличии внешнего высокочастотного воздействия (на частотах 16 и 20 Гц), так и без него. Во всех случаях на начальном участке струн ( $x < 2D$ ) значения максимального наклона профиля средней скорости  $(\frac{\partial \bar{u}}{\partial r})_{\max}$  оказались практически одинаковыми (рис.4). Зависимость  $(\frac{\partial \bar{u}}{\partial r})_{\max}$  от расстояния до среза сопла была примерно такая же, как в работах [19-20] и ее можно аппроксимировать выражением

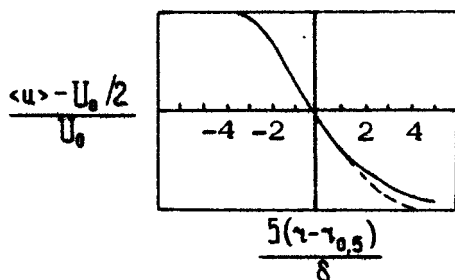
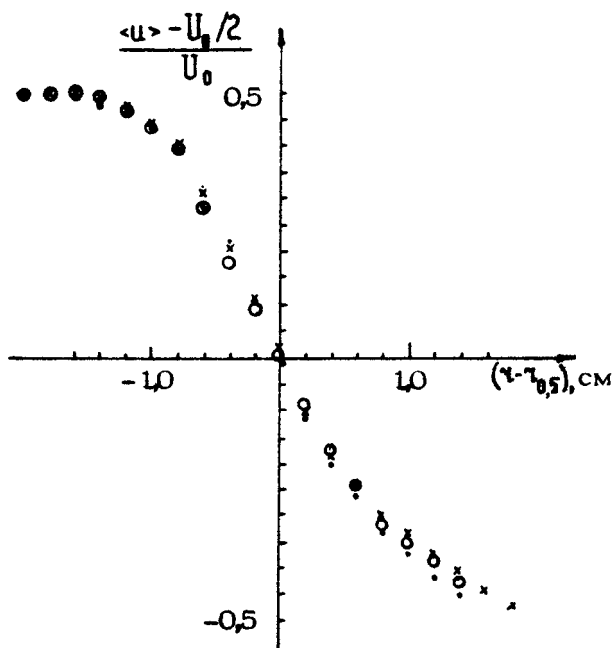
$$\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial r}\right)_{\max} = \frac{U_0}{0,033(x + 0,6D)}$$



Р и с.4. Зависимость толщины сдвигового слоя  $\delta = U_0 / (\partial \bar{u} / \partial z)_{\max}$  от расстояния до среза сопла:  $\bullet$  - без внешнего воздействия;  $\Delta$  - при наличии пульсаций расхода ( $\epsilon_{\text{вчв}} = 4\%$ ,  $St = 1,72$ ,  $f = 20$  Гц). Пунктирная линия - зависимость, соответствующая данным работы [22]

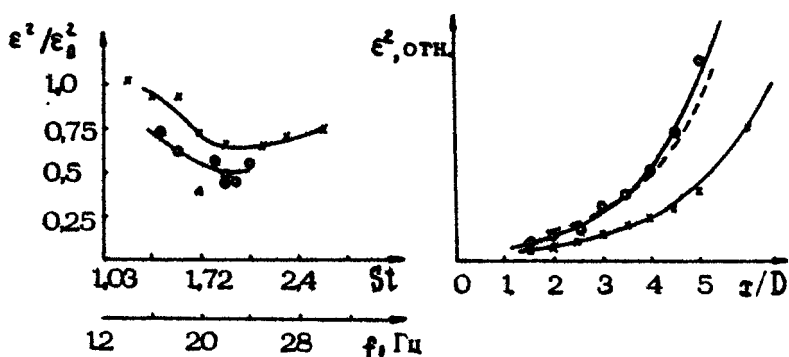
Тонкие детали профилей сдвигового слоя при ВЧВ и без него в наших измерениях при  $z < D$  не разрешались, но как можно судить по данным, полученным при  $z = 15D$  (рис.5), когда толщина сдвигового слоя  $\delta = U_0 / (\partial \bar{u} / \partial z)_{\max}$  существенно превышала размер измерительного объема  $l$  ( $l/\delta \sim 0,1$ ), изменение профиля средней скорости под влиянием высокочастотного воздействия было незначительным. Профиль средней скорости в этом случае подобен соответствующему профилю, приведенному в работе [20], за исключением области малых скоростей  $U < 0,2 U_0$  (рис.6). Отличие, по-видимому, связано в нашем случае с возвратным течением в окружающей струе среде.

4. Подавление турбулентности наблюдалось при ВЧВ в диапазоне чисел Струхала от 1,2 до 2,5 (рис.7). Детально исследовался случай  $St = 1,72$  ( $f = 20$  Гц); соответствующая зависимость интенсивности  $\epsilon^2$  турбулентных пульсаций от расстояния до среза сопла приведены на рис.8. Эти данные получены интегрированием по полосе частот 0,25-15 Гц, дающих основной вклад в энергию турбулентности (см.рис.9,10). Зависимости интенсивностей турбулентных пульсаций при наличии воздействия и без него близки к экспоненциальным, так что отличаются друг от друга лишь сдвигом по продольной координате, а их отношение примерно постоянно в интервале  $1,5 D < z < 6 D$ .



Р и с.5. Профиль средней скорости в сдвиговом слое струи при  $\tau = 1,5D$ :  $\bullet$  - без внешнего воздействия;  $\circ$  - частота воздействия  $f = 20$  Гц ( $St = 1,72$ );  $\times$  -  $f = 16$  Гц ( $St = 1,38$ ). Здесь  $\tau_{0,5}$  - поперечная координата, где  $\bar{u} = U_0/2$ .

Р и с.6. Сопоставление профиля средней скорости, построенного по нашим данным (—) и данным работы [22] (---)



Р и с.7. Зависимость ослабления  $\epsilon^2/\epsilon_0^2$  турбулентных пульсаций от частоты и интенсивности внешнего воздействия на оси струи при  $x = 6D$ ;  $\times$  -  $\epsilon_{вн} = 0,3\%$ ;  $\circ$  -  $\epsilon_{вн} = 2\%$ ;  $\Delta$  -  $\epsilon_{вн} = 4\%$ .

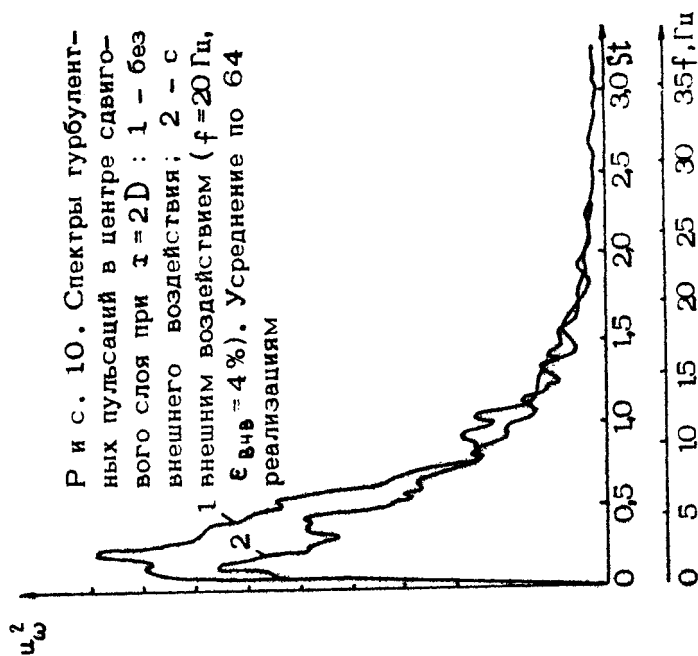
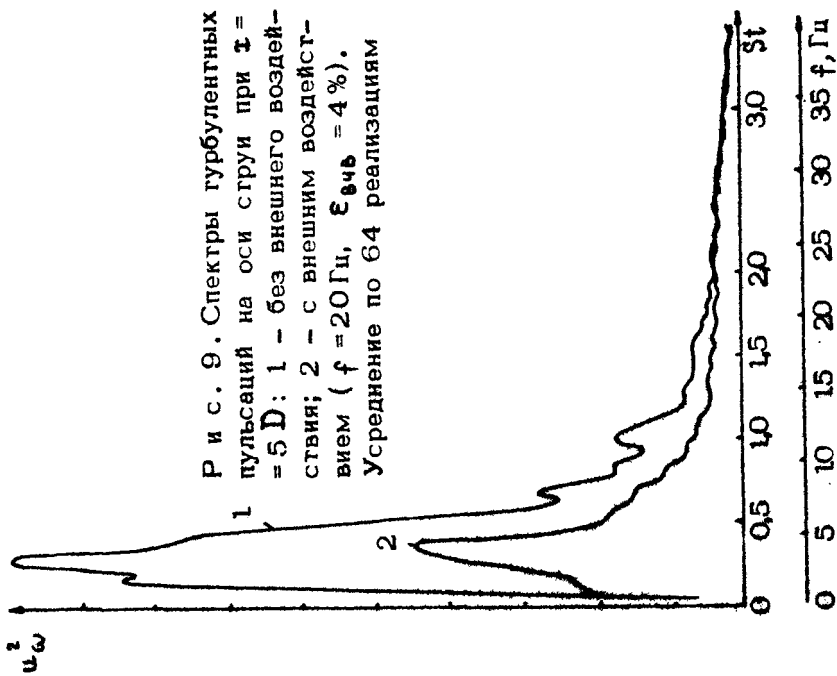
Р и с.8. Зависимость интенсивности турбулентных пульсаций  $\epsilon^2 = \bar{u}^2/U_0^2$  на оси струи от расстояния до среза сопла:  $\circ$  - без внешнего воздействия;  $\times$  - с внешним воздействием ( $f = 20$  Гц,  $\epsilon_{вн} = 4\%$ )

С целью выяснения причин изменения уровня турбулентности при ВЧВ и объяснения отмеченных выше особенностей было проведено исследование начального этапа усиления низкочастотных (НЧ) возмущений.

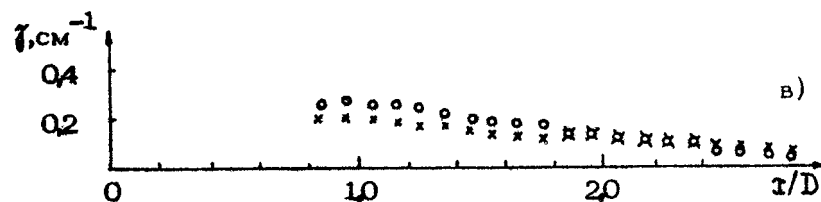
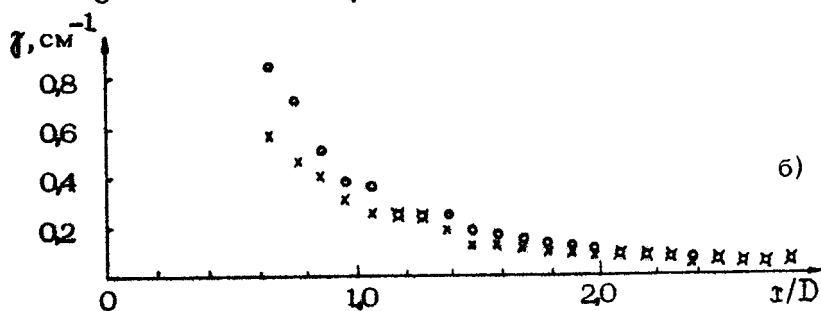
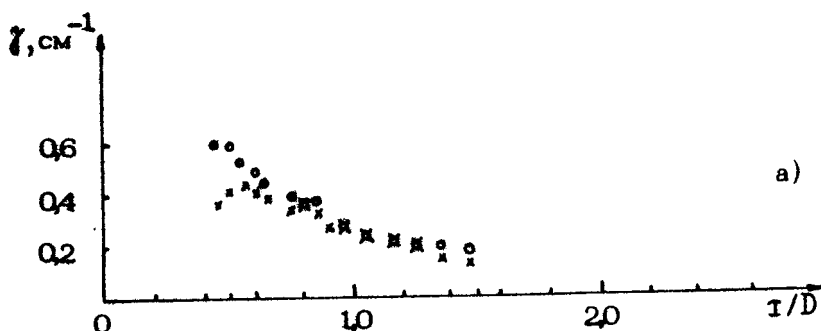
Исследование влияния ВЧВ на инкременты НЧ - мод проводилось при  $x > 0,5D$ , где фазовая скорость была постоянной и зависимость флуктуаций скорости на оси струи могла быть представлена как

$$\bar{u}_x(x, t) \sim \exp\left(\int \beta(x) dx\right) \cos(\omega t - kx + \varphi_0)$$

Измерения были выполнены для частот  $f = 4,1$  Гц ( $St = 0,35$ ) и  $f = 6$  Гц ( $St = 0,53$ ). Флуктуации на этих частотах также возбуждались пульсациями расхода, однако их амплитуда была существенно меньше амплитуды ВЧ-пульсаций - примерно на уровне фоновой турбулентности. Наличие шумов аппаратуры (в основном фазовых шумов УДИСа) существенно затрудняло измерение инкрементов при меньших уровнях низкочастотного сигнала. Поэтому полученные данные относятся к области сравнительно больших







Р и с.11. Зависимость инкрементов  $\gamma$  низкочастотных возмущений от расстояния  $\tau$  без внешнего воздействия ( $\circ$ ) и при наличии ВЧВ ( $f = 20$  Гц,  $St = 1,72$ ,  $\epsilon_{\text{ВЧВ}} = 4\%$ ): а -  $St = 0,5$ ;  $\epsilon_{\tau=0} = 0,6\%$ ; б -  $St = 0,5$ ,  $\epsilon_{\tau=0} = 0,4\%$ ; в -  $St = 0,35$ ;  $\epsilon_{\tau=0} = 0,4\%$

амплитуд, где их величина уже влияет на усиление. Тем не менее сам факт уменьшения инкрементов при ВЧВ (рис.11) не связан с различием амплитуд сигналов. Более того, при наличии ВЧВ амплитуды НЧ-возмущений были меньше, а это, как видно из сопоставления рис.11,а и 11б, должно было приводить только к увеличению инкрементов.

5. Из анализа приведенных выше особенностей эволюции струи естественно следует, что определяющим является различие развития возмущений на начальном участке струи. Может быть, по крайней мере, две причины такого различия. Одна из них заключается в том, что ВЧВ изменяет амплитуду начальных флуктуаций на выходе сопла, так как воздействие влияет на все течение в целом, в том числе и вверх по потоку. Это эквивалентно изменению граничных условий на срезе сопла для возмущений, дающих основной вклад в турбулентность струи, что и определяет ее изменение вниз по потоку.

Вторая причина состоит в том, что ВЧВ изменяет параметры сдвигового слоя так, что инкременты длинноволновых возмущений уменьшаются. Естественно, что в более общем случае влияют оба фактора. Влияние первого из них трудно поддается оценке, так как не может быть выявлено только из частотной зависимости флуктуаций около среза сопла — важно, как их энергия распределена между различными модами струи. Относительно же второго фактора на основе данных по инкрементам НЧ-возмущений можно сделать вполне определенный вывод: ВЧВ приводит к уменьшению инкрементов.

Возможны, по крайней мере, два механизма, с помощью которых можно объяснить уменьшение инкрементов. Один из них состоит в том, что при наличии ВЧВ сдвиговый слой расширяется быстрее, чем без воздействия, а, как известно [21], с ростом ширины сдвигового слоя инкременты уменьшаются. Заметим, что в наших экспериментах такого ускорения расширения слоя не наблюдалось (иногда при ВЧВ происходит даже замедление расширения [2,5]). Безусловно, на инкременты могут повлиять тонкие детали профиля средней скорости, которые более чувствительны к внешнему воздействию, однако в этом случае эффект уже нельзя объяснить изменением средних параметров. Дело в том, что ВЧВ, при котором наблюдается подавление турбулентности,

приводит к изменениям распределения завихренности как поперек, так и вдоль сдвигового слоя. По данным измерений продольной скорости можно построить мгновенную функцию тока

$$\psi(r, x) = \int_0^r (\bar{u} + \tilde{u}) r' dr' + \psi_0$$

и оценить изменение завихренности вдоль сдвигового слоя при наличии ВЧВ. Оказывается, что максимальные и минимальные ее значения отличаются, по крайней мере в 3 раза, т.е. сдвиговый слой состоит из четко выраженных вихрей. Сопоставление данных по скорости движения этих вихрей и фазовой скорости НЧ-возмущений показывает, что они практически совпадают. Следовательно, разность фаз ВЧ-НЧ-возмущений все время остается постоянной, и влияние внешнего воздействия на усиление нельзя свести к влиянию изменения усредненных параметров течения.

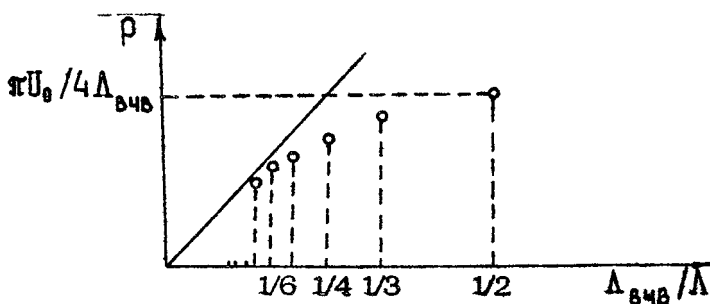
Покажем это на примере аналога исследуемого течения бесконечной плоской струи. Рассмотрим развитие возмущений во времени в простейшем случае, когда толщина сдвигового слоя много меньше длины волны рассматриваемых возмущений, так что можно считать, что средняя скорость изменяется скачком. В случае непрерывного распределения завихренности вдоль слоя инкремент симметричных мод равен (см., например, [9])

$$\rho = \pi U_0 / \Lambda,$$

где  $\Lambda$  — длина волны возмущения. Если завихренность имеет ту же среднюю плотность, но сосредоточена в симметрично расположенных вихрях с размером много меньше длины волны, то для симметричных мод

$$\rho = \frac{\pi U_0}{\Lambda} \left\{ \left[ 1 + \frac{\Lambda}{2\Lambda_{\text{ВЧВ}}} \frac{1}{\text{sh}^2(\pi D / \Lambda_{\text{ВЧВ}})} - \frac{\Lambda_{\text{ВЧВ}}}{\Lambda} \right]^2 - \left[ \frac{\text{sh} \left( \frac{\pi D}{\Lambda_{\text{ВЧВ}}} (1 - 2\Lambda_{\text{ВЧВ}} / \Lambda) \right)}{\text{sh}(\pi D / \Lambda_{\text{ВЧВ}})} + \frac{\Lambda}{2\Lambda_{\text{ВЧВ}}} \frac{\text{ch}(2\pi D / \Lambda)}{\text{sh}^2(\pi D / \Lambda_{\text{ВЧВ}})} \right]^2 \right\}$$

где  $D$  — ширина струи,  $\Lambda_{\text{ВЧВ}}$  — пространственный период цепочки.



Р и с. 12. Теоретические зависимости временных инкрементов для сдвигового течения со скачком скорости: ———— с непрерывным вдоль  $z$  распределением завихренности;  $\circ$  — с дискретным

Как видно из приведенных на рис.12 зависимостей, в случае модулированного сдвигового слоя инкременты существенно меньше. Их относительные изменения  $\Delta \rho / \rho$  для мод с пространственными масштабами, соответствующими частотам близким к 4,1 и 6 Гц, для которых приведены зависимости на рис.11, составляют 20 и 30%, что сравнимо с экспериментальными значениями при  $\tau \approx D$ .

Безусловно, рассмотренный пример дает лишь качественное представление о влиянии модуляции на усиление возмущений в модулированной струе, так как относится к временной задаче об устойчивости бесконечной симметричной двойной цепочки точечных вихрей. Предположение о точечности, по-видимому, не является существенным ограничением — относительно движение вихрей с концентрированной завихренностью мало отличается от движения точечных вихрей [22]\*). Численные эксперименты [24] показывают, что в сдвиговом слое инкременты субгармоники практически совпадают с их значениями, полученными в модели точечных вихрей, если завихренность вдоль слоя изменяется в 3 раза. Более существенными являются ограничения, связанные с близостью кромки сопла и с конечными размерами цепочки.

\*)

За исключением особых случаев, например шахматной дорожки Кармана. Для такой конфигурации учет конечных размеров вихрей может оказаться принципиальным [23].

1. Власов Е.В., Гиневский А.С. Акустическое воздействие на аэродинамические характеристики турбулентной струи. Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, 1967, №4, с.133-138.
2. Фурлетов В.И. Воздействие звуковых колебаний на турбулентную струю газа. - Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа, 1969, №5, с.166-171.
3. Crow S.C., Champagne F.H. Orderly structure in jet turbulence. - J.Fluid Mech., 1971, v.48, p.547-591.
4. Исатаев С.И., Тарасов С.Б. О воздействии на струю акустического поля, направленного вдоль оси струи. - Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, 1971, №2, с.165-167.
5. Гиневский А.С., Власов Е.В., Колесников А.В. Аэроакустические взаимодействия. М.: Машиностроение, 1978, с.177.
6. Власов Е.В., Гиневский А.С. Проблема акустических взаимодействий. - Акуст.журн., 1980, №1, с.1-12.
7. Власов Е.В., Гиневский А.С. Генерация и подавление турбулентности в осесимметричной турбулентной струе при акустическом взаимодействии. - Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, №6, с.37-43.
8. Zaman K.B.M.Q., Hussain A.K.M.F. Turbulence suppression in free-shear flows by controlled excitation. - J.Fluid Mech., 1981, v.103, p.133-159.
9. Дорошенко В.Е., Фурлетов В.И. О взаимодействии звука на турбулентное пламя. - Физика горения и взрыва, 1969, №1, с.114-124.
10. Moore C.J. The role of shear-layer instability waves in jet exhaust noise. - J.Fluid Mech., 1977, v.80, p.321-367.
11. Zaman K.B.M.Q., Hussain A.K.M.F. Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation. Part 1. General jet response. - J.Fluid Mech., 1980, v.101, p.449-491.
12. Hussain A.K.M.F., Zaman K.B.M.Q. Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation. Part 2. Coherent structure dynamics. - J.Fluid Mech., 1980, v.101, p.493-544.

3. Yule A.J. Large scale structure in the mixing layer of round jet. - J.Fluid Mech., 1978, v.89, p.413-432.
4. Lynnworth L.C. Ultrasonic flowmeters. - In: Physical Acoustics./Ed.Masson W.P., Thurston R.N. Academic Press, 1979, v.14, p.407-525.
5. Лазерные доплеровские измерители скорости /Под ред. Нестерихина Ю.Е. Новосибирск: Наука, 1975, с.164.
6. Garbini J.L., Forster F.K., Jorgensen J.E. Measurement of fluid turbulence based on pulsed ultrasound techniques. - Part 1. Analysis. - J.Fluid Mech., 1982, v.118, p.445-470.
7. Garbini J.L., Forster F.K., Jorgensen J.E. Measurement of fluid turbulence. Part 2. Experimental investigation. - J.Fluid Mech., 1982, v.118, p.471-506.
8. Owen F.K., Johnson D.A. Measurement of unsteady vortex flow-fields. - AIAA 16th Aerospace Sciences Meeting, Huntsville, Alabama, 1978, p.9.
9. Petersen R.A. influence of wave dispersion on vortex pairing in a jet. - J.Fluid Mech., 1978, v.89, p.469-495.
10. Hussain A.K.M.F., Clark A.R. On the coherent structure of the axisymmetric mixing layer: a flow-visualization study. - J.Fluid Mech., 1981, v.104, p.263-294.
11. Michalke A. Instabilität eines kompressibelen runden Freistrahls unter Berücksichtigung der Einflusses der Strahlgrenzschichtdicke. - Z.Flugwiss, 1971, N.19, p.319-328.
12. Рабинович М.И., Сушик М.М. Когерентные структуры в турбулентных течениях. - В сб.: Нелинейные волны. Самоорганизация /Под ред. А.В.Гаполова-Грехова, М.И.Рабиновича. М.: Наука, 1983, с.56-85.
13. Christiansen J.P., Zabusky N.J. Instability, coalescence and fission of finite-area vortex structures. - J.Fluid Mech., 1973, v.61, p.219-243.
14. Pierrehumbert P.R., Widnall S.E. The two-and three-dimensional instabilities of a spatially periodic shear layer. - J.Fluid Mech., 1982, v.114, p.59-82.

## ИССЛЕДОВАНИЕ НАРУШЕНИЙ ГЕОМЕТРИИ ТЕЛ ВРАЩЕНИЯ МЕТОДОМ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ЛОКАЦИИ

В.В.Казаков, П.И.Коротин, В.Г.Хохлов, П.К.Чичагов,  
И.А.Шерешевский, И.И.Шмелев

Правильность геометрической формы, симметрия относительно оси вращения являются необходимым условием нормальной эксплуатации тел вращения в технике (различного рода роторы, шестерни, крыльчатки, турбины, воздушные и гребные винты и т.д.). Существующие же способы контроля геометрии винта [1,2] и правильности насадки его на вал (далее везде будем говорить о винтах, имея в виду и тела вращения вообще) обладают целым рядом недостатков, ограничивающих их применение.

В настоящей статье предлагается и обсуждается новый метод обнаружения дефектов геометрии вращающихся винтов. Метод заключается в облучении лопастей вращающегося на валу винта ультразвуковой волной, приеме и последующей обработке отраженного сигнала [3]. Отраженный сигнал оказывается промодулированным по амплитуде и фазе и, таким образом, несет в себе информацию о форме отражающей поверхности и характере ее движения. Поэтому асимметрия винта различные дефекты его геометрии вносят свой вклад в характер модуляции, и их можно идентифицировать, проведя соответствующую обработку отраженного сигнала. Разумеется, в качестве переносчика информации могут служить и электромагнитные волны. Однако преимущество ультразвуковых волн состоит в том, что их применение возможно в широком диапазоне длин волн при относительной простоте приемно-передаточной аппаратуры. Кроме того, ультразвуко-

вые волны способны распространяться в мутных и электропроводящих средах, а также могут хорошо отражаться от поверхностей практически любых материалов. В статье рассматривается задача о рассеянии ультразвуковой волны на вращающемся винте и приводятся результаты серии экспериментов, проведенных на моделях винтов в лабораторных условиях. При этом показано, что асимметрия винта приводит к появлению дополнительных гармонических составляющих в спектре отраженного сигнала. Обсуждаются два практических способа обработки отраженного сигнала - медленный и быстрый анализ [4].

Рассмотрим задачу о нахождении в некоторой точке приема временных характеристик поля акустических волн, отраженных от поверхности вращающегося  $N$  - лопастного винта. Система координат, в которой задана винтовая поверхность  $z_m = z(\rho) \left( \psi + \frac{2\pi}{N} m \right)$ , где  $z, \rho, \psi$  - цилиндрические координаты,  $N$  - число лопастей,  $m = 1 \dots N$ ,  $N = 2\pi z(\rho) / \Delta z$  - шаг винтовой поверхности, зависящий от расстояния до оси вращения. Предположим, что соотношение длин падающих волн и размеров поверхности во всем практически интересном диапазоне частот соответствует приближению Кирхгофа или физической оптики. Если задать потенциал падающей сферической волны, создаваемой источником в точке  $A$ , то потенциал отраженного поля в той же точке  $A$ , в приближении Кирхгофа, будет равен (член с  $e^{i2\pi f_0 t}$  не учитывается)

$$\Phi_{\text{отр}}(A) = -\frac{i\kappa Q}{8\pi^2} \iint_{S(\rho, \psi)} e^{2i\kappa z} \cdot \left[ \frac{c a \sin(\psi - \psi_1) + (b - c\psi)\rho}{r^3} \right] d\rho d\psi \quad (1)$$

Здесь  $Q$  - производительность источника,  $f_0$  - частота,  $\kappa = 2\pi f_0 / c_0$ ,  $S(\rho, \psi)$  - проекция на плоскость  $z=0$  участков лопастей, видимых из точки наблюдения  $A$ , с координатами  $b, a, \psi_1$ , а  $r$  - радиус-вектор, соединяющий точку  $A$  и текущую точку на винтовой поверхности.

Предположим, что точка наблюдения находится в зоне Фраунгофера отражающей поверхности и размеры отражающей поверхности много меньше расстояния до этой точки. Будем пренебрегать затенениями лопастей, т.е. пусть вся внешняя поверхность лопасти видна из точки наблюдения, что соответствует выполнению условия  $0 < \alpha < \alpha_1 \leq \alpha_0 \leq \frac{c}{R_{\text{min}}}$ , где  $\alpha = \alpha_1 \leq \alpha_0 \leq \frac{c}{R_{\text{min}}}$ ,  $R_{\text{min}}$  - минимальный радиус винтовой поверхности. В дальнейшем будем также предполагать, что



при приведенном выше условии на угол  $\alpha$  затенение лопастями друг друга отсутствует (лопасти достаточно узки).

Прямое вычисление отраженного сигнала сильно осложняется наличием быстроосциллирующей функции под знаком интеграла.

Отраженное поле в точке наблюдения представлено в виде интеграла, который дает значение поля при одном фиксированном положении винта (угле  $\varphi_1$ ). Необходимость моделирования оциллограммы или спектра поля, отраженного от винта, приводит к необходимости многократного вычисления быстроосциллирующих интегралов при различных  $\varphi_1$ . Для того чтобы избежать этого, воспользуемся следующим приемом.

Обозначим через  $G_n(\lambda)$   $n$ -ую Фурье-компоненту периодической по  $\varphi_1$  функции  $\Phi_{\text{отр}}(\lambda, \varphi_1)$

$$G_n(\lambda) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Phi_{\text{отр}}(\lambda, \varphi_1) e^{-in\varphi_1} d\varphi_1.$$

Тогда для  $m$ -ой лопасти, форма которой такова, что  $R_{\text{min}} < \rho < R_{\text{max}}$  и  $\varphi(\rho) + \frac{2\pi}{N}m < \varphi_n(\rho) < \varphi(\rho) + \frac{2\pi}{N}(m+1)$ , с учетом (2) получим

$$G_n(\lambda) = \sum_{m=1}^N D \int_{R_{\text{min}}}^{R_{\text{max}}} \rho S_n(\rho) \int_{\varphi(\rho) + \frac{2\pi}{N}m}^{\varphi(\rho) + \frac{2\pi}{N}(m+1)} d\varphi \exp\left\{-i\left[n + E(\rho)\right]\left(\varphi + \frac{2\pi k}{N}\right)\right\} \exp\left(i \frac{2\pi}{N} m n\right), \quad (2)$$

где  $E(\rho) = \text{arctg}(\rho) \frac{2\pi}{\sqrt{a^2 + b^2}}$ ,  $D = \frac{ikQ}{4\pi} \frac{\exp(2ik\sqrt{a^2 + b^2})}{(a^2 + b^2)^{3/2}}$ ,

$$S_n(\rho) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-in\theta) [c(\rho a \sin\theta + b\rho)] \exp\left\{-\frac{2ik\rho \cos\theta}{\sqrt{a^2 + b^2}}\right\} d\theta. \quad (3)$$

Таким образом интегрирование в (2) по всем лопастям сведено к сумме интегралов по отдельным, сдвинутым по  $\varphi$  на  $2\pi/N$  относительно друг друга лопастям. Интеграл по  $\varphi$  в выражении (2) вычисляется явно. После суммирования ненулевые значения будут иметь гармоники лишь с номером  $n = qN$ , где  $q$  — целое число. Для вычисления функции  $S_n(\rho)$  можно воспользоваться алгоритмом быстрого преобразования Фурье, что позволяет одновременно получать значения  $S_n(\rho)$  при данном  $\rho$  и всех заданных  $n$ . Таким образом, вычисление  $G_{qN}(\lambda)$ , т.е. спектра отражен-

ного сигнала от вращающегося винта, сводится к однократному интегрированию достаточно плавной функции. Это позволяет существенно экономить машинное время и повысить точность вычисления. Для восстановления осциллограммы отраженного сигнала достаточно выполнить обратное преобразование Фурье ряда  $G_{\text{фн}}(A)$ .

Результаты математического моделирования приведены на рис.1 при  $f_0 = 1,5; 6; 24$  кГц ( $a, b = 1,5$  кГц;  $v, \gamma = 6$  кГц;  $d, e = 24$  кГц) для одного ракурса наблюдения  $\alpha = 30^\circ$  (при  $R_{\text{max}} = 2$  м,  $R_{\text{min}} = 0,25$  м,  $H = 4$  м,  $\Psi = \pi/3$ ,  $N = 5$ ,  $\sqrt{a^2 + b^2} = 1,2$  км).

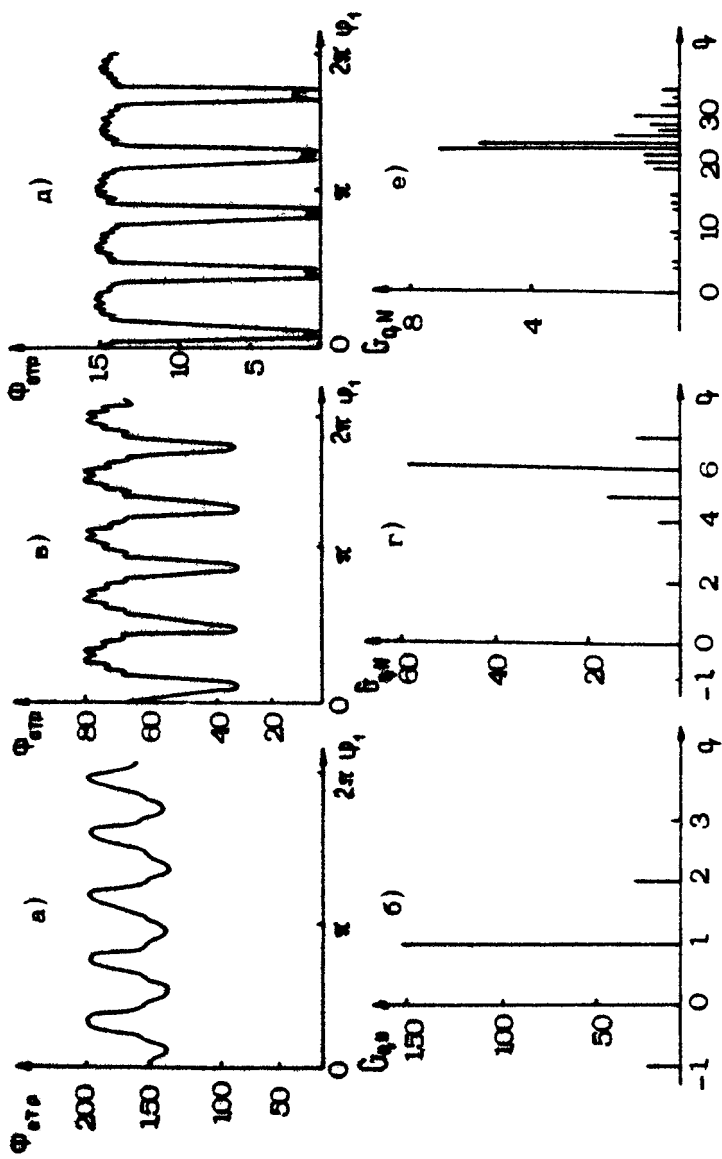
Для пояснения полученных результатов используем приближение геометрической оптики, когда на отражающем теле укладывается много зон Френеля. В этом приближении амплитуда отраженного сигнала определяется главными радиусами кривизны тела в точке стационарной фазы, а фаза сигнала — расстоянием до этой точки. Геометрическое местоположение точки стационарной фазы определяется как основание нормали к поверхности, совпадающей с радиусом вектором из точки наблюдения. Если таких точек на поверхности тела несколько, то отраженный сигнал будет определяться суммой вкладов от каждой. Для винтовой поверхности постоянного шага координаты зеркальной точки равны:

$$\rho = r \frac{b}{a}, \quad \varphi = \varphi_0 + \frac{\pi}{2} \frac{a^2}{b^2}, \quad \text{а отраженное поле}$$

$$G_{\text{отр}}(A) = \frac{Q c \left(1 + \frac{a^2}{b^2}\right)}{8\pi(a^2 + b^2)} \exp \left\{ 2ik \left[ \sqrt{a^2 + b^2} - \frac{(\varphi_0 + \frac{\pi}{2})cb}{\sqrt{a^2 + b^2}} \right] - i \frac{\pi}{2} \right\}.$$

При вращении винта точка стационарной фазы переходит с лопасти на лопасть, что обуславливает импульсный характер рассеяния. Если по  $x$  поверхность как целое не смещается, то координаты  $\rho$  и  $\varphi$  у зеркальной точки не изменяются, а по  $z$  она смещается со скоростью  $V = \Omega \cdot R$ . Таким образом, фаза в зависимости от того, в какую сторону происходит вращение, будет увеличиваться или уменьшаться, что равносильно доплеровскому сдвигу частоты в отраженном сигнале.

В этом приближении отраженный от лопастей сигнал не равен нулю в диапазоне углов от  $\alpha_{\text{min}}$  до  $\alpha_{\text{max}}$  ( $\alpha_{\text{min}} = \arcsin \frac{c}{R_{\text{max}}}$ ,  $\alpha_{\text{max}} = \arcsin \frac{c}{R_{\text{min}}}$ ). Связь между приближениями физической и геометрической оптики легко проследить по рис.1: с увеличением частоты излучаемой волны отражение



Р и с . 1. Осциллограммы отраженных сигналов - а, в, д, спектры отраженных сигналов (0 соответствует частоте локации) - б, г, е. Амплитуды отложены в относительных единицах

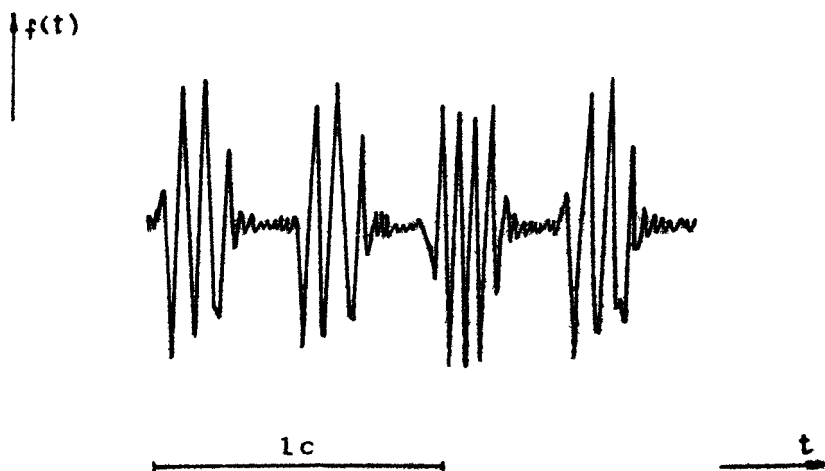
от винта все более точно соответствует законам отражения в приближении геометрической оптики.

Из рассмотренного выше видно, что в спектре сигнала, отраженного от симметричного винта, ненулевые значения имеют лишь гармоники, кратные лопастной частоте. Если же винт асимметричен, то при повороте его на угол  $2\pi/N$  лопасти его "не совпадают" друг с другом. При этом в спектре отраженного сигнала будут присутствовать дополнительная амплитудная и фазовая модуляции. Это приведет к появлению гармонических составляющих на частотах, кратных частоте вращения вала.

На этом и основан предлагаемый метод диагностики асимметрии винтов.

Различные дефекты лопастей по-разному сказываются на формировании отраженного сигнала. Так, если одна из лопастей имеет отличие в шаге, то это приводит к дополнительному набегу фазы в сигнале, отраженном от этой лопасти. Если дефект относится к форме краев лопасти, то изменяется длительность и огибающая сигнала. При практической реализации метода отраженный сигнал целесообразно подвергнуть фазовому детектированию.

Сигнал на выходе фазового детектора (ФД) представляет собой последовательность радиоимпульсов (рис.2), модулированных по амплитуде и фазе. Импульсный характер приня-



Р и с.2. Оциллограмма сигнала на выходе ФД

того сигнала, как указывалось ранее, обусловлен переходом точки стационарной фазы при вращении винта с лопасти на лопасть. С увеличением частоты падающей ультразвуковой волны площадь поверхности винта, формирующая отражение в направлении ультразвукового приемника, уменьшается. Выбирая ракурс облучения, можно задавать тем самым зону на винте, которая отражает ультразвук в направлении приемника и асимметрия которой определяется.

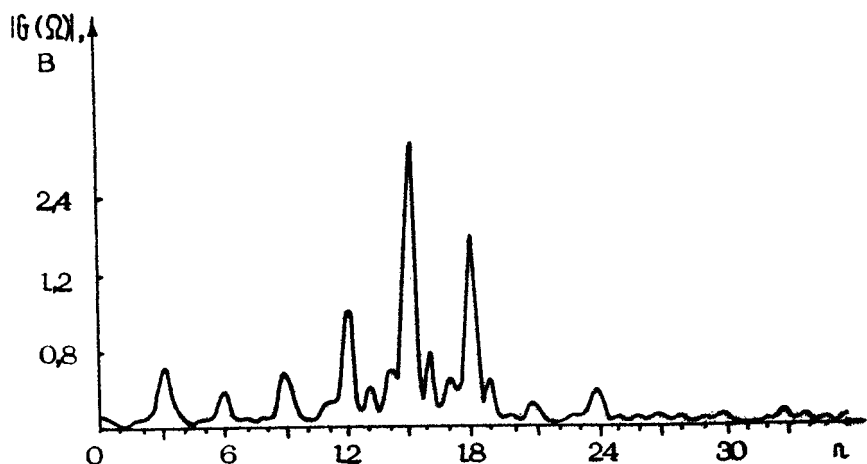
Таким образом, задача диагностики асимметрии сводится к анализу последовательности радиоимпульсов с целью выявления их отличий друг от друга. Для этого предлагается использовать два способа проведения анализа, основанных на спектральной обработке сигнала.

Первый способ основывается на медленном анализе и заключается в получении спектра  $G(\Omega) = \int_0^{T_a} f(t) e^{-i\Omega t} dt$  сигнала  $f(t)$  с выхода ФД, когда время анализа  $T_a$  много больше периода вращения вала винта. Такой спектр будет дискретным с гармоническими составляющими на частотах, кратных частоте повторения [4].

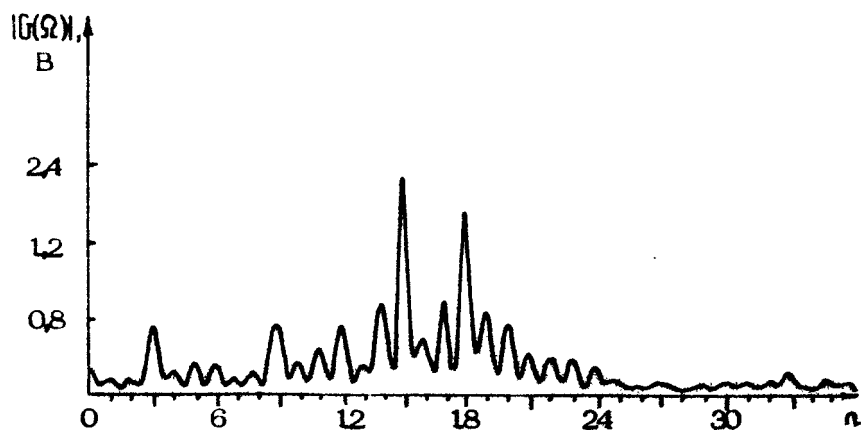
Второй способ (быстрый анализ) подразумевает получение мгновенного спектра  $G(\Omega, t) = \int_{t-T}^t f(\tau) e^{-i\Omega \tau} d\tau$  сигнала  $f(\tau)$  со "скользящим" интегрированием, когда время анализа много меньше длительности сигнала, приходящего при отражении от одной лопасти, но больше периода его заполнения. При этом информация выводится в виде скользящего спектра в координатах "спектральная плотность - частота - время".

В качестве иллюстрации первого способа на рис.3 и 4 приведены спектрограммы, полученные экспериментально на модели трехлопастного винта с незначительной (рис.3) и резко выраженной (рис.4) асимметрией. Гармоники лопастной частоты расположены на безразмерных частотах  $n = 3, 6, 9, \dots$ , а гармоники, соответствующие частоте вращения вала, - на безразмерных частотах  $n = 1, 2, 4, 5 \dots$

Из сравнения рис.3 и 4 видно, что внесение значительной асимметрии в одну из лопастей существенно увеличило уровень и количество гармоник, кратных частоте вращения вала. Однако конкретизировать характер дефекта по спектру принятого сигнала в данном случае не представляется возможным из-за большого усреднения сигнала по времени при спектральном анализе. Этот способ контроля позволяет определять только сам факт наличия асимметрии винта.



Р и с.3. Спектр сигнала для винта с незначительной асимметрией (шаг винта 12 см, длина ультразвуковой волны  $\lambda = 1,52$  см)

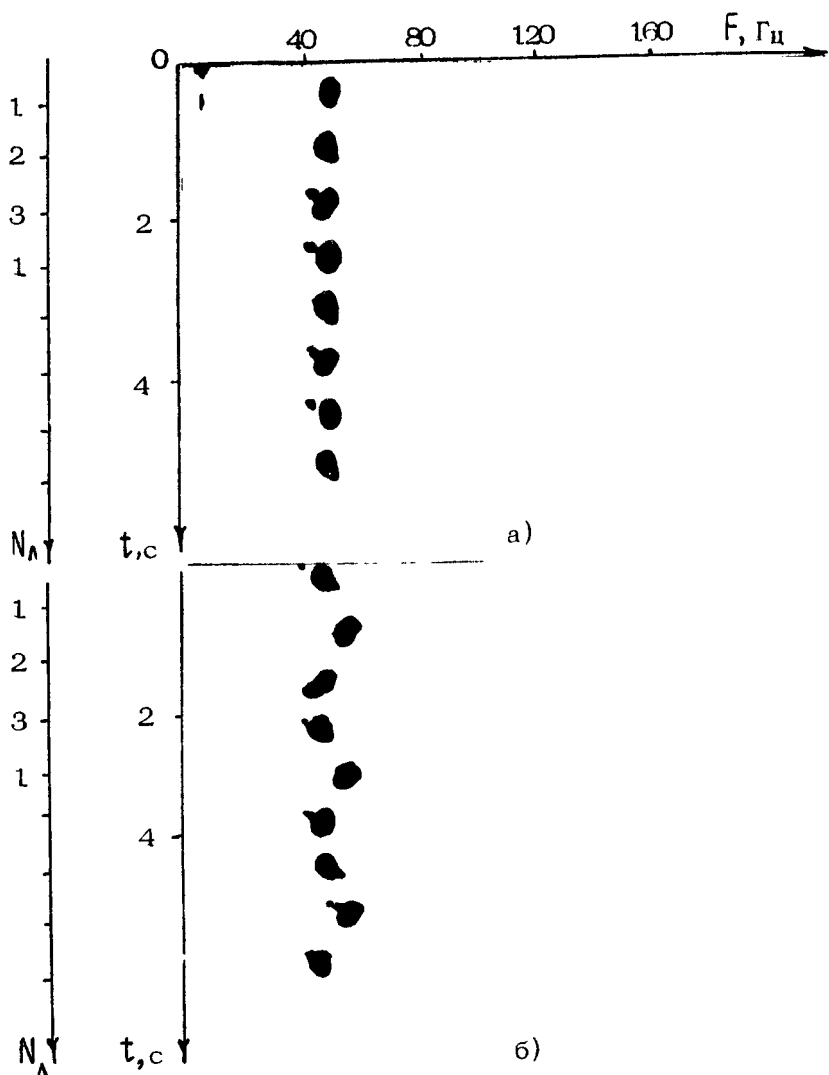


Р и с.4. Спектр сигнала для винта с ярко выраженной асимметрией (шаг двух лопастей = 12 см, одной лопасти = 13,5 см,  $\lambda = 1,52$  см)

Второй способ обработки дает возможность конкретизировать дефект геометрии винта. При практической реализации этого способа частоту ультразвуковой волны необходимо существенно увеличить. В этом случае сигнал на выходе ФД, соответствующий отражению от каждой лопасти, представляет собой радиоимпульс с высокой частотой заполнения. При быстром анализе центральная частота текущего спектра сигнала изменяется с течением времени. Если геометрия одной из лопастей отличается от других, то и закон изменения центральной частоты соответствующего спектра также будет отличным. Таким образом, с помощью второго способа обработки сигнала можно, с одной стороны, указать дефектную лопасть, а с другой — конкретизировать характер дефекта.

На рис.5 приведены растровые изображения скользящего спектра сигнала для модели симметричного и асимметричного трехлопастного винтов. Видно (рис.5,6), что характер изменения спектра, соответствующего второй лопасти, значительно отличается от двух других. Это говорит о том, что винт асимметричен и дефектна именно вторая лопасть. Увеличение центральной частоты спектра для данного винта может быть вызвано только увеличением шага лопасти. Этот способ анализа в отличие от первого является более наглядным и информативным. Выбор того или иного способа контроля зависит от поставленной задачи. Величина минимальных регистрируемых отличий лопастей друг от друга зависит от условий измерения (ракурс облучения винта, расстояние от излучателя и приемника ультразвуковой волны до винта), геометрии винта, частоты излучаемой волны и в среднем может составлять десятые и даже сотые доли миллиметра. Угол установки лопастей в плоскости вращения может определяться с точностью до десятых долей градуса.

Простота технической реализации, точность и скорость измерений позволяют считать предлагаемый метод перспективным для дистанционного контроля геометрии винтов как в условиях производства, так и непосредственно на объекте.



Р и с . 5. Скользящий спектр сигнала для симметричного винта (шаг винта 24 см,  $\lambda = 0,49$  см) (а) и для асимметричного винта (шаг второй лопасти увеличен на 6 см) (б)



## Л и т е р а т у р а

1. Богораз Н.И., Кауфман Н.М. Производство гребных винтов: Справочник. Л.: Судостроение, 1978.
2. Knödler Günter, Kupke Helmut. Industriephoto-grammetric in der Schiffspropellerfertigung, -seewirtschaft, 1974, N2, S.103-105.
3. Санин А.Г., Чичагов П.К., Шмелев И.И. Способ контроля состояния изделия. Авт.свид. №945656 - БОИПОТЗ, 1982, №27.
4. Харкевич А.А. Спектры и анализ. Изд. 3-е. М.:Гостехиздат, 1957.

РАССЕЯНИЕ  
АКУСТИЧЕСКИХ  
АМПЛИТУДНО-МОДУЛИРОВАННЫХ ВОЛН  
НА СТАТИСТИЧЕСКИ НЕРОВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

И.В.Шейнфельд

Зондирование различных объемов многочастотными сигналами исследовалось многими авторами. Одними из первых в этой области были работы В.А.Зверева, указавшего на возможность диагностики рассеивающих объемов неоднородных сред с помощью тригармонической волны (см., например, [1]). Впоследствии эта идея в различных модификациях использовалась во многих работах, среди которых следует отметить дистанционное зондирование неровных поверхностей с помощью частотно-модулированных [2,3] и двухчастотных сигналов [4]. В [5] дается наиболее полное представление о возможностях диагностики рассеивающих объектов с помощью модулированных полей.

В настоящей работе решается задача о дифракции модулированного по интенсивности скалярного поля на двухмасштабной статистически неровной поверхности. Показывается, что синусоидально изменяющаяся во времени компонента интенсивности рассеянного поля (волна модуляции - ВМ) переносит информацию о крупномасштабной структуре рассеивающей поверхности. На основе полученных результатов предлагается диагностический метод, основанный на использовании волны модуляции (ВМ-диагностика). Приводятся результаты экспериментальной проверки метода ВМ-диагностики реальной неровной поверхности.

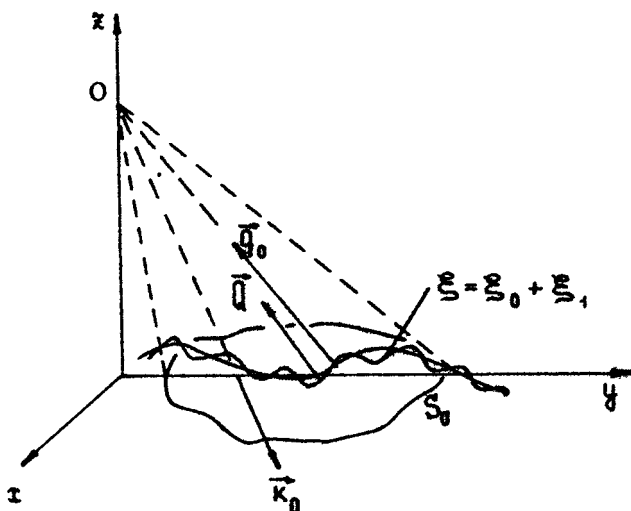
1. Рассмотрим обратное рассеяние бигармонической волны, содержащей две частотные компоненты  $\omega_1$  и  $\omega_2$  ( $\omega_1 - \omega_2 = \Omega$ ;

$\Omega \ll \omega_1, \omega_2$ ), на двухмасштабной статистически неровной поверхности  $z = \xi(\vec{r}) = \xi_0(\vec{r}) + \xi_1(\vec{r})$  с неоднородным коэффициентом отражения  $V(\vec{r})$  (рис.1). Крупномасштабная функция  $\xi_0(\vec{r})$  находится путем сглаживания "мелких" неровностей  $\xi_1(\vec{r})$ ;  $\vec{r}$  - радиус-вектор произвольной точки плоскости  $z = 0$ . Источник, расположенный на высоте  $H$  от плоскости  $z = 0$  в точке  $O$ , создает на расстоянии  $R$  поле

$$U_0 = \frac{A}{R} \left\{ \exp[i(\omega_1 t - \kappa_1 R)] + \alpha \exp[i(\omega_2 t - \kappa_2 R)] \right\}, \quad (1)$$

интенсивность которого содержит синусоидально изменяющуюся во времени компоненту и выражается в виде

$$J_0 \sim U_0 U_0^* = \frac{A(1+\alpha^2)}{R^2} \left( 1 + m_0 \operatorname{Re} \left\{ e[i(\Omega t - KR)] \right\} \right). \quad (2)$$



Р и с . 1

Здесь  $\kappa_{1,2} = \omega_{1,2}/c$  - волновые числа,  $A$  и  $\alpha A$  - амплитуды,  $m_0 = 2\alpha/(1+\alpha^2)$  - глубина модуляции интенсивности поля (1);  $K = 2\pi/\Lambda = \Omega/c$ ;  $K \ll \kappa_1, \kappa_2$ ;  $c$  - скорость распространения волн в верхнем полупространстве. Поскольку интерес представляет диагностика крупномасштабных неровностей,

далее нужно провести усреднение интенсивности рассеянного поля в точке  $O$  по ансамблю реализаций мелких неровностей в предположении, что "средняя" поверхность является регулярной. В результате получим

$$\bar{J} = \overline{|U_1|^2} + \overline{|U_2|^2} + 2 \operatorname{Re} \left[ \overline{U_1 U_2^*} e^{i\Omega t} \right]. \quad (3)$$

Здесь  $U_1, U_2$  - амплитуды компонент рассеянного поля на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$  соответственно. Примем, что для расчета рассеяния монохроматического поля на поверхности  $\xi(\vec{r})$  применим метод касательной плоскости (Кирхгофа). Тогда выражение для компоненты рассеянной волны можно представить в виде [6]

$$U_j \sim \int_{S_0} \frac{V_j(\vec{r}) q_{jz}^2(\vec{r})}{R^2 q_{jz}} \exp[i(q_j R - q_{jz} \xi(\vec{r}))] d\vec{r} \quad (j=1,2), \quad (4)$$

где  $R$  - расстояние от точки  $O$  до точки  $\vec{r}$ ,  $\vec{q}_j(\vec{r}) = -2\vec{k}_j(\vec{r})$  - локальный вектор рассеяния, а  $q_{jz}$  - его проекция на ось  $z$ ,  $S_0$  - проекция облученного участка поверхности на плоскость  $z=0$ , который формируется диаграммой направленности приемозлучателя. Выражение (4) справедливо в отсутствие затенений и многократного рассеяния, причем точка  $O$  может находиться как в дальней, так и в ближней зонах относительно рассеивающего участка. Введем волновые векторы  $\vec{K}$  на разностной частоте  $\Omega$ :  $\vec{K} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$  и на средней частоте  $\omega_0 = (\omega_1 + \omega_2)/2$  бигармонической волны  $\vec{k}_0 = (\vec{k}_1 + \vec{k}_2)/2$ , а также соответствующие им векторы рассеяния  $\vec{U} = -2\vec{K}$ ,  $\vec{q}_0 = -2\vec{k}_0$ . В этих обозначениях формула (4) позволяет представить выражение для средней интенсивности (3) в следующем виде:

$$\bar{J} = \int_{S_0} \overline{|V(\vec{r})|^2} I_0(\vec{r}) d\vec{r} + m_0 \operatorname{Re} \left( \exp(i\Omega t) \times \int_{S_0} \overline{|V(\vec{r})|^2} I_0(\vec{r}) \exp\left\{i[QR + Q_z \xi_0(\vec{r})]\right\} d\vec{r} \right), \quad (5)$$

где

$$I_0(\vec{r}) = \frac{q_0^4}{R^4 q_{0z}^2} \int_{S_0} \exp[i\vec{q}_{01}(\vec{r}) \cdot \vec{r}] f_{2\vec{q}_1} [q_{0z}(\vec{r}), -q_{0z}(\vec{r}), \vec{r}] d\vec{r} \quad (6)$$

индикатриса рассеяния "в малом" для монохроматической волны частоты  $\omega_0$  [6],  $f_{2\mathbb{E}_1}$  [·] - двумерная характеристическая функция мелких неровностей  $\mathbb{E}_1$ , поле которых считаем статистически однородным;  $Q_{0z}$  и  $Q_z$  - проекции векторов  $\vec{Q}_0$  и  $\vec{Q}$  на ось  $z$ ,  $Q_{0\parallel}$  - проекция  $\vec{Q}_0$  на плоскость  $z=0$ . При выводе (5) использованы следующие предположения:

1) характерные горизонтальные ( $l_1$ ) и вертикальные ( $\epsilon_1$ ) размеры мелких неровностей  $\mathbb{E}_1$  малы по сравнению с  $\Lambda \sim (Q_z^2 \epsilon_1^2 \ll 1; Q_1^2 l_1^2 \ll 1)$ ;

2) точка наблюдения находится в зоне Фраунгофера относительно участка с размерами ( $\rho_x, \rho_y$ ) - области существенных значений характеристической функции  $f_{2\mathbb{E}_1}$  (зона разделения спектров;  $\frac{Q_0 \rho_x^2}{R} \ll 1, \frac{Q_0 \rho_y^2}{R} \ll 1$ );

3) коэффициент отражения  $V(\vec{\tau})$  незначительно меняется на расстояниях  $\rho_x, \rho_y$  и не зависит от частоты ( $V_1 = V_2 = V$ );

4)  $Q_{0x} \rho_x \frac{\epsilon_0}{l_0} \ll 1, Q_{0y} \rho_y \frac{\epsilon_0}{l_0} \ll 1$ , где  $\epsilon_0$  и  $l_0$  - характерные вертикальный и горизонтальный масштабы "средней" поверхности  $\mathbb{E}_0$ ;

5) индикатриса (6) мало меняется при повороте на угол  $\sim \sqrt{S}/R$ . Тогда (5) можно преобразовать к виду

$$\vec{J} = \beta S I_0 [1 + \text{Re}(M e^{i\mathcal{Q}t})], \quad (7)$$

где  $S$  - площадь рассеивающего участка  $S_0$ ,

$$\beta = \frac{1}{S} \int_{S_0} |V(\vec{\tau})|^2 d\vec{\tau}, \quad (8)$$

$$M = \frac{m_0}{\beta S} \int_{S_0} |V(\vec{\tau})|^2 \exp[i(\mathcal{Q}R + Q_z \mathbb{E}_0)] d\vec{\tau}. \quad (9)$$

Таким образом, интенсивность рассеянного поля (7) имеет на частоте  $\mathcal{Q}$  составляющую, амплитуда которой (9) описывается, в основном, подобно амплитуде поля частоты  $\mathcal{Q}$ , рассеянного на участке  $S_0$  гладкой поверхности с профилем  $z = \mathbb{E}_0(\vec{\tau})$ . Отличие формулы (9) от дифракционного интеграла (4) заключается лишь в амплитудном множителе подынтегрального выражения. Когда точка наблюдения находится в дальней зоне относительно участка  $S_0$  по частоте модуляции  $\mathcal{Q}$ , т.е. выполняется условие  $\mathcal{Q}S/R \ll 1$ ,

выражения (7) и (9) принимают вид

$$\bar{J} = \beta S I_0 (1 + \operatorname{Re} \{ \operatorname{Mezpr} [i(\Omega t + QR)] \} ), \quad (7, a)$$

$$M = \frac{m_0}{\beta S} \int_{S_0} |\overline{V}(\vec{r})|^2 \exp [i(\overline{Q}_1 \vec{r} + Q_2 z_0)] d\vec{r}, \quad (9, a)$$

где  $\overline{Q}_1$  - проекция вектора  $\overline{Q}$  на плоскость  $z = 0$ ,  $R_0$  - расстояние от точки наблюдения до "средней" точки участка  $S_0$ . Формулы (7, a), (9, a) совпадают с аналогичными выражениями, полученными в работе [5], где автор для обозначения волноподобной компоненты в (7, a) ввел термин "волна модуляции" (ВМ). Как показывают выражения (7), (9), ВМ может быть "выделена" в виде аналогичном (4) не только в дальней зоне относительно рассеивающего участка, но и в зоне Френеля, определяемой для ВМ, имеющей длину  $\Lambda$ . При этом, в соответствии с предположением 2), точка наблюдения должна находиться не ближе зоны разделения спектров, рассчитанной для волны с частотой  $\omega_0$ .

Нетрудно показать, что понятие ВМ можно ввести и в случае распространения тригармонической амплитудно-модулированной волны, содержащей компоненты с частотами  $\omega_0 - \Omega$ ,  $\omega_0$ ,  $\omega_0 + \Omega$ . В этом случае интенсивность рассеянного поля (без учета составляющей на частоте  $2\Omega$ ) при выполнении предположений 1) - 5) будет описываться формулами (7), (9) с заменой величины  $m_0 = 2\alpha/(1+\alpha^2)$  на величину  $m'_0 = 2m/(1+\frac{m^2}{2})$ , где  $m$  - глубина амплитудной модуляции падающего поля. Из этого следует, что описанные эффекты будут проявляться при распространении любой многочастотной волны, интенсивность (2) которой содержит гармоническую компоненту частоты  $\Omega$  с амплитудой  $m_0$ .

2. Формулы (7), (9) показывают, что рассеянная ВМ переносит информацию о характеристиках "среднего" профиля  $S_0$  поверхности, описываемой двухмасштабной моделью. В частности, если функция  $\chi = \chi_0(\vec{r})$  также является случайной, то по измеренным статистическим характеристикам рассеянной ВМ можно судить о статистических характеристиках  $S_0$ . Достоинством метода дистанционной ВМ-диагностики является отсутствие необходимости излучать и принимать длинноволновые поля, что на практике связано со значительными трудностями, а также возможность простой перестройки частоты ВМ в широком диапазоне.

В качестве иллюстрации возможностей ВМ-диагностики приведем результаты экспериментального зондирования неровностей дна океана с помощью амплитудно-модулированных тригармонических сигналов [7]. Гидроакустический приемо-передатчик, перемещавшийся вдоль морской поверхности, излучал вертикально в направлении дна прямоугольные посылки с внутримпульсной амплитудной модуляцией. Передатчик имел несущую частоту  $\omega_0/2\pi = 20$  кГц и частоты модуляции, перестраиваемые в полосе от 50 до 500 Гц. Ширина осесимметричной диаграммы направленности излучателя составляла  $16^\circ$  по уровню половинной мощности. Обработка отраженных дном океана сигналов заключалась в нахождении зависимости среднего по времени квадрата амплитуды ВМ ( $\overline{N^2}$ ) от частоты модуляции. За счет перемещения излучателя вдоль исследуемого участка дна усреднение по времени можно считать эквивалентным усреднению по ансамблю, если принять, что неровности дна образуют однородное и эргодичное случайное поле. На рис. 2 приведены результаты измерений для участка дна со средней глубиной 70 м. Диагностика дна осуществлялась в предположении, что возвышения "среднего" профиля дна  $\xi_0$  подчиняются нормальному распределению с нулевым средним, дисперсией  $\sigma_0^2$  и изотропной ступенчатой корреляционной функцией с радиусом корреляции  $\rho_0$ . Поскольку исследуемый участок дна образован однородными грунтами, то коэффициент отражения в (9) можно считать независимым от переменной интегрирования. В этих предположениях (9) можно привести к виду

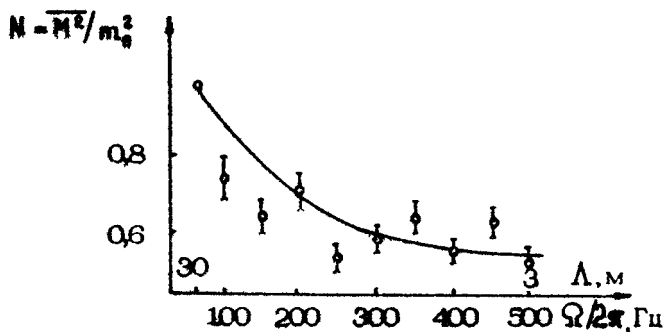
$$N = \frac{\overline{N^2}}{m_0^2} - 1 + \exp\left(-\frac{2\rho_0^2}{D^2}\right) \left\{ \exp\left[-\left(\frac{2\Omega_0 \sigma_0}{c}\right)^2\right] - 1 \right\}, \quad (10)$$

где  $D$  - диаметр озвученного участка. Измерив величину  $N$  для двух значений частоты ВМ  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$ , можно вычислить значения дисперсии и радиуса корреляции крупных неровностей по формулам

$$\sigma_0^2 \approx \frac{c^2}{4\Omega_1^2} \ln \left[ \frac{(N_1 - 1)(N_2 - 1)}{e} + 1 \right]^{-1},$$

$$\rho_0^2 \approx \frac{D^2}{2} \ln \left( \frac{N_1 - 1}{e} \right), \quad (11)$$

которые получены в предположении, что одна из частот ( $\Omega_2$ ) достаточно велика (при этом в вычислениях величиной  $\exp\left(-\frac{2\Omega_2\sigma_0}{c}\right)^2$  по сравнению с единицей можно пренебречь).



Р и с . 2

Результаты измерений  $N$  приведены на рис.2, где теоретическая зависимость (10) изображена сплошной кривой. Вычисление дисперсии и радиуса корреляции на основании результатов измерений по формулам (11) дало значения  $\sigma_0 = 0,6$  м,  $\beta_0 = 1,2$  м, которые находятся в хорошем согласии с результатами независимого зондирования дна высокочастотным (136 кГц) эхолотом с высоким пространственным разрешением.

Таким образом, проведенные эксперименты подтвердили возможность ВМ-диагностики макрохарактеристик рассеивающих поверхностей. Очевидно, что ВМ-диагностика применима для широкого круга задач дистанционного зондирования объектов типа объемов неоднородных сред или статистически неровных поверхностей. Помимо задач технической ультразвуковой диагностики, метод может оказаться эффективным в радио- и гидролокации [8,9].

#### Л и т е р а т у р а

1. Зверев В.А. Рассеяние модулированных волн на случайных неоднородностях. - Изв. вузов. Радиофизика, 1960, т.3, №5, с.903-904.



2. Воловов В.И., Краснобородько В.В., Лысанов Ю.П. Корреляция флуктуаций звуковых сигналов, отраженных от дна океана, при изменении частоты излучения. - Акуст. журн., 1973, т.19, №3, с.327-334.
3. Воловов В.И., Краснобородько В.В., Лысанов Ю.П., Сечкин В.А. Влияние слоистости подводного грунта на корреляционно-спектральные характеристики отраженных частотно-модулированных сигналов. - Акуст. журн., 1977, т.23, №5, с.687-693.
4. Plant W.J. Studies of Backscattered Sea Return with a CW, Dual-Frequency, X-Band Radar. IEEE Trans. on Antennas and Propagation, 1977, v.AP-25, N.1, p.28-36.
5. Долин Л.С. О рассеянии синусоидально-модулированного излучения на статистических объектах. - Изв. АН СССР, Физ. атмос. и океана, 1977, т.13, №10, с.1025-1033.
6. Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972.
7. Шейнфельд И.В. Экспериментальное исследование обратного рассеяния волн модуляции дном океана. - Физика и химия океана: Тез. докл. 2-го Всесоюз. съезда океанологов. Севастополь, 1982, вып.4, с.43-44.
8. Громов П.Р., Езерский А.Б., Кияшко С.В., Фабрикант А.Л. Рассеяние звука тороидальным вихрем. Препринт № 59. Горький: ИПФ АН СССР, 1982.
9. Шейнфельд И.В. О рассеянии амплитудно-модулированных волн на телах сложной формы. - Изв. вузов. Радиофизика, 1982, т.25, №12, с.1473-1477.

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие.....	3
------------------	---

### МЕТОДЫ И АППАРАТУРА УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ДИАГНОСТИКИ

А.Д.Мансфельд, А.И.Зимнович, О.Н.Таратенкова, А.В.Шишков. Ультразвуковые методы измерения па- раметров движения.....	5
А.Г.Санин, П.К.Чичагов, А.М.Рейман. Градуиров- ка ультразвуковых преобразователей.....	21
А.А.Перрен, Е.Д.Пигулевский. Синтез ультразву- ковых преобразователей медицинских диагностичес- ких приборов.....	37
Е. Д.Пигулевский, А.Ф.Рыжков. Многочастотная голография в системах ультразвуковой интроско- пии.....	46
Д.А.Макарычев, В.А.Мальхин, Ю.Н.Хомяков, Л.Д.Песок, А.С.Химуни. Апертурные искажения в фазовом методе ультразвуковой реконструктивной томографии.....	53
А.С.Химуни, Е.А.Львова. Фазовые соотношения в ультразвуковом интерферометре.....	65
А.Я.Анисимов, А.Л.Луковников, В.П.Бакулин, Б.Я.Мицц, В.А.Середнев, Г.В.Сакурин, Е.Н.Втюрина. Эхоахокардиограф ЭТК-04.....	73
А.Я.Анисимов, В.П.Бакулин, Е.Н.Втюрина, А.Л.Луковников, Б.Я.Мицц, В.А.Середнев, Ю.Н.Ива- нов, Ю.Д.Миронов. Ультразвуковой импульсно-коге- рентный доплеровский эхокардиоскоп.....	75
<b>МЕДИЦИНСКАЯ И БИОЛОГИЧЕСКАЯ УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ДИАГНОСТИКА</b>	
А.П.Сарвазян. Биофизические основы ультразву- ковой медицинской диагностики.....	80

В.А.Клемин, А.П.Сарвазян. Ультразвуковая интерферометрия мягких биологических тканей..... 95

Е.Ф.Лукушкина, Э.И.Романов, Н.В.Вдовина. Диагностика пороков сердца с помощью ультразвуковой импульсно-доплеровской локации..... 106

А.П.Магусова, С.М.Аратен, М.М.Хаймович. Оценка функционального состояния сердца при физической нагрузке здоровых людей и больных ишемической болезнью сердца..... 113

В.П.Николаев, В.П.Катунцев, А.В.Шишков, Р.Т.Казакова, К.С.Юрова, Ю.А.Чичканов. Обнаружение и регистрация газовых пузырьков в крови и мягких тканях организма средствами ультразвуковой эхографии..... 117

Л.Р.Гаврилов. Ультразвуковая медицинская диагностика, основанная на раздражении нервных структур..... 129

### МЕТОДЫ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ДИАГНОСТИКИ ПРИ РЕШЕНИИ НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧ ФИЗИКИ И ТЕХНИКИ

Л.А.Островский, А.М.Сугин. Нелинейные акустические методы диагностики газовых пузырьков в жидкости..... 139

А.Д.Мансфельд, А.М.Рейман. Особенности обнаружения газовых пузырьков в неоднородных нелинейных средах..... 151

А.Ю.Соколов. Метод измерения постоянной затухания колебаний газовых пузырьков в воде..... 162

С.Н.Александров, Ю.А.Кобелев, В.В.Куликов, Б.М.Сандлер, Д.А.Селивановский, А.Ю.Соколов, В.В.Цимбалов. Эхолокационное обнаружение пузырьков в теплоносителе..... 166

Д.М.Донской. Нелинейная акустическая диагностика полостей в твердых средах..... 173

А.В.Кудряшов, А.Д.Мансфельд, М.И.Рабинович, М.М.Сушик. Ультразвуковая диагностика сдвиговых

течений. Исследование подавления турбулентности...	182
В.В.Казаков, П.И.Корогин, В.Г.Хохлов, П.К.Чича- гов, И.А.Шерешевский, И.И.Шмелев. Исследование нарушений геометрии тел вращения методом ультра- звуковой локации.....	200
И.В.Шейфельд. Рассеяние акустических ампли- тудно-модулированных волны на статистически неров- ной поверхности.....	210

УДК 532.574:534.8

Ультразвуковые методы измерения параметров движения. Мансфельд А. Д., Зимнович А. И., Таратенкова О. Н., Шишков А. В. - В кн.: Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с. 5.

В статье рассматриваются принципы действия ультразвуковой аппаратуры, предназначенной для измерения скорости кровотока в полостях сердца, скорости движения структур сердца, а также измерения скорости течений в модельных гидрофизических экспериментах. Особое внимание уделяется методам обработки доплеровского сигнала. Указаны некоторые предельные возможности ультразвуковых методов. Ил.3, список лит. 18 назв.

УДК 534.232:534.8

Градуировка ультразвуковых преобразователей. Санин А. Г., Чичагов П. К., Рейман А. М. - В кн.: Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с. 21.

Для градуировки ультразвуковых пьезопреобразователей в диапазоне частот от сотен килогерц до единиц мегагерц предложен ряд методов, основанных на принципе взаимности, на измерении реакции входного импеданса на нагрузку, а также на измерении нелинейных эффектов в озвучиваемой среде. Приводятся оценки границ применимости описываемых методов, оценки погрешностей, а также результаты экспериментальной проверки методов. Ил.2, табл.1, список лит. 18 назв.

УДК 534.4:543.8

Синтез ультразвуковых преобразователей медицинских диагностических приборов. Перрен А. А., Пигулевский Е. Д. - В кн.: Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с. 37.

Рассматривается метод нахождения оптимального амплитудно-фазового распределения (АФР) колебательной скорости по поверхности ультразвукового преобразователя (УЗП), обеспечивающего наилучшее приближение задаваемых и получаемых распределений давления в сечениях ближнего поля при использовании среднеквадратического приближения. Осуществлена проверка алгоритма синтеза и проведено ис-

следование влияния дискретности расположения кольцевых элементов УЗП, дискретности положения задаваемых точек поля и его фазового распределения на характер АФР УЗП. Рассмотренный алгоритм синтеза может быть использован для оптимизации широкого класса УЗП контрольно-диагностических приборов. Ил.4, список лит. 5 назв.

#### УДК 534.8.

Многочастотная голография в системах ультразвуковой интроскопии. П и г у л е в с к и й Е. Д., Р ы ж к о в А. Ф. - В кн.: Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.46.

В работе проведено исследование многочастотного апертурного синтеза в устройствах ультразвуковой технической диагностики, главным образом в направлении уменьшения пространственных выборок за счет использования сложных сигналов с широким спектром. Даны основные соотношения, определяющие разрешающую способность и динамический диапазон. Показана возможность реализации метода с использованием малых электронно-вычислительных машин. Приведены результаты математического моделирования. Ил.3, список лит. 4 назв.

#### УДК 534.22:621.397.6

Апертурные искажения в фазовом методе ультразвуковой реконструктивной томографии. М а к а р ы ч е в Д. А., М а л ы х и н В. А., Х о м я к о в Ю. Н., П е с о к Л. Д., Х и м у н и н А. С. - В кн.: Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.53.

Анализируются погрешности восстановления изображений в ультразвуковой реконструктивной томографии, обусловленные фазовым способом получения проекций и конечными размерами волнового пучка относительно размеров исследуемых объектов. Показана возможность снижения этих погрешностей. Приводятся и обсуждаются численные результаты решения модельных задач и экспериментальные томограммы фантомных объектов. Ил.7, список лит. 9 назв.

#### УДК 534.8:534.22

Фазовые соотношения в ультразвуковом интерферометре. Х и м у н и н А. С., Л ь в о в а Е. А. - В кн.: Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.65.

Представлены результаты численного анализа модельной дифракционной задачи для ультразвукового интерферометра, предназначенного для точных измерений фазовой скорости ультразвука в биологических жидкостях. В принятой модели круглый излучатель конечного размера гармонически колеблется с постоянной частотой, а искомая скорость ультразвука определяется из фазовой кривой реакции при перемещении плоского подвижного рефлектора в исследуемой среде относительно излучателя. Приведены результаты расчета амплитудных и фазовых зависимостей в кривой реакции, позволяющие оценить разрешающую способность аппаратуры и систематические погрешности абсолютных измерений. Ил.4, список лит. 7 назв.

#### УДК 534.24

Эхогахокардиограф ЭТК-04. А н и с и м о в А. Я., Луковников А. Л., Бакулин В. П., Минц Б. Я., Середнев В. А., Сакурин Г. В., Вгюрина Е. Н. - В кн.: Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.73.

Приводится краткое описание ультразвукового импульсного прибора, предназначенного для эхолокационной диагностики заболеваний сердца. Ил. 1.

#### УДК 534.24

Ультразвуковой импульсно-когерентный доплеровский эхокардиоскоп. А н и с и м о в А. Я., Бакулин В. П., Вгюрина Е. Н., Луковников А. Л., Минц Б. Я., Середнев В. А., Иванов Ю. Н., Миронов Ю. Д. - В кн.: Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.75.

Приводится описание ультразвукового импульсно-когерентного доплеровского прибора, предназначенного для диагностики заболеваний сердца. Приводится функциональная схема прибора и его технические характеристики. Ил. 2.

#### УДК 534.8:578.087.84+577.3

Биофизические основы ультразвуковой медицинской диагностики. С а р в а з я н А. П. - В кн.: Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.80.

Работа посвящена анализу факторов, определяющих величины скорости и поглощения продольных и сдвиговых ульт-

гравуковых волн в биологических тканях. Показано, что основной вклад в скорость и поглощение продольных ультразвуковых волн в биологических тканях дают молекулярные факторы, причем для поглощения ультразвука это - релаксационные процессы в биополимерах (белках и нуклеиновых кислотах), для скорости - макромолекулярные и низкомолекулярные компоненты тканей.

В работе представлены данные о структурной чувствительности сдвиговых характеристик тканей, а также о существенной зависимости этих характеристик от функционального состояния тканей. Ил.3, список лит. 31 назв.

#### УДК 534.8:578.087.84

Ультразвуковая интерферометрия мягких биологических тканей. К л е м и н В. А., С а р в а з я н А. П. - В кн.: Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.95.

Рассматриваются особенности измерения ультразвуковых характеристик мягких биологических тканей с помощью интерферометра постоянной длины и отмечаются перспективы использования резонаторного метода в разработке медицинской диагностической аппаратуры. Ил.5, список лит. 16 назв.

#### УДК 616.12-007-073:432.19

Диагностика пороков сердца с помощью ультразвуковой импульсно-доплеровской локации. Л у к у ш к и н а Е. Ф., Р о м а н о в Э. И., В д о в и н а Н. В. - В кн.: Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с. 106.

Разработана методика ультразвуковой импульсно-доплеровской локации сердца с помощью эхокардиографа УЗКАР-Д. Проведено исследование внутрисердечного кровотока и движения структур сердца у 300 пациентов. Методом ультразвуковой импульсно-доплеровской локации определялась локализация возмущенных потоков, направление и скорость движения крови в полостях сердца, регистрировались вибрации клапанов. Полученные данные свидетельствуют о высокой диагностической информативности метода и перспективности его применения в медицинской практике. Ил.1, список лит. 9 назв.



УДК 612.17:613.693

Оценка функционального состояния сердца при физической нагрузке здоровых людей и больных ишемической болезнью сердца. М а т у с о в а А. П., А р а т е н С. М., Х а й м о в и ч М. М. - В кн.: Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с. 113.

Описан новый метод оценки состояния сердца человека в условиях физической нагрузки. Метод основан на регистрации сигналов скорости движения задней стенки левого желудочка с помощью импульсной доплеркардиографии и спектрального анализа регистрируемых сигналов. Обработка сигналов производится в реальном масштабе времени. Описаны результаты применения метода для оценки состояния сердца у здоровых лиц и у больных ишемической болезнью сердца. Физиологическая интерпретация данных спектрального анализа сигналов скорости движения миокарда проводится по результатам экспериментов на животных. Список лит. 2 назв.

УДК 432.19:616.14-005:741.9-073

Обнаружение и регистрация газовых пузырьков в крови и мягких тканях организма средствами ультразвуковой эхографии. Н и к о л а е в В. П., К а т у н ц е в В. П., Ш и ш к о в А. В., К а з а к о в а Р. Т., Ю р о в а К. С., Ч и ч к а н о в Ю. А. - В кн.: Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с. 117.

Путем модификации датчика и приемного усилителя серийного ультразвукового эхокардиографа УЗКАР-3 создали аппаратуру, которая позволяет получать незатухающие эхографические изображения газовых пузырьков (ГП) в кровеносных сосудах и мягких тканях организма. С помощью этой аппаратуры зарегистрировали: 1) прохождение ГП из венозного русла в артериальное через легкие у наркотизированных и торакотомированных собак при внутривенной инфузии воздуха; 2) образование ГП в мягких тканях бедра у собак, подвергаемых декомпрессии от 0,5 до 0,1 мПа. Ил. 4, список лит. 12 назв.

УДК 534.7

Ультразвуковая медицинская диагностика, основанная на раздражении нервных структур. Г а в р и л о в Л. Р. - В кн.: Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с. 129.

Описывается принципиально новое применение ультразвука для целей медицинской диагностики, основанное на раздражении нервных структур фокусированным ультразвуком. Диагностическим показателем при этом является разница в пороговых уровнях ощущений, возникающих у человека в норме и при патологии. Приводятся некоторые данные клинических обследований. Обсуждаются возможные механизмы раздражающего действия фокусированного ультразвука, а также перспективы применения описанного метода. Ил.2, список лит. 16 назв.

#### УДК 534.222

Нелинейные акустические методы диагностики газовых пузырьков в жидкости. Островский Л. А., Сутин А. М. – В кн.: Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с. 139.

Дается обзор методов диагностики газовых пузырьков в жидкости, основанных на измерении нелинейного рассеяния звука пузырьками. Рассчитываются эффективные сечения рассеяния отдельного пузырька при генерации волн на частоте гармоники и разностной частоты. Рассмотрено рассеяние на совокупности пузырьков и получены соотношения, связывающие уровень нелинейного рассеяния с концентрацией пузырьков. Дается описание прибора, предназначенного для определения концентрации пузырьков в море по рассеянию на частоте второй гармоники, и приведены результаты измерений. Обсуждается возможность использования для диагностики когерентного нелинейного рассеяния на разностной частоте в прямом направлении. Ил.3, список лит. 21 назв.

#### УДК 534.222

Особенности обнаружения газовых пузырьков в неоднородных нелинейных средах. Мансфельд А. Д., Рейман А. М. – В кн.: Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с. 151.

В статье рассматриваются ультразвуковые методы обнаружения газовых пузырьков в жидких средах в условиях сильной неоднородности и нелинейности. Проведено экспериментальное сравнение различных линейных и нелинейных методов. Показано, что наилучшую достоверность обнаружения обеспечивает прием рассеянного пузырьками акусти-

ческого сигнала на частотах, не кратных частоте зондирования – субгармониках и ультрагармониках. Рассмотрены пути создания диагностической аппаратуры, использующей разработанные методы. Ил.5, список лит. 17 назв.

#### УДК 534.222

Метод измерения постоянной затухания колебаний газовых пузырьков в воде. С о к о л о в А. Ю. – В кн.: Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.162.

Описан нелинейный акустический метод измерения постоянной затухания радиальных колебаний газовых пузырьков в жидкости. Метод основан на эффекте излучения пузырьком, находящимся в области пересечения двух мощных ультразвуковых пучков акустической волны разностной частоты. Определенные с помощью данного метода постоянные затухания пузырьков с резонансными частотами 40 и 70кГц равны соответственно 1/8 и 1/6. Ил.1, список лит. 8 назв.

#### УДК 534.222

Эхолокационное обнаружение пузырьков в теплоносителе. Александров С. Н., Кобелев Ю. А., Куликов В. В., Сандлер Б. М., Селивановский Д. А., Соколов А. Ю., Цимбалов В. В. – В кн.: Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.166.

Описана аппаратура и приведены результаты экспериментов по обнаружению газовых пузырьков в жидкости, текущей по трубопроводу диаметром 40 мм. Используемая методика измерений, включающая линейное и нелинейное эхолоцирование обследуемой жидкости, позволяет обнаруживать не только группы пузырей, но и отдельные пузыри диаметром до десятков микрон. Ил.5, список лит. 6 назв.

#### УДК 534.222

Нелинейная акустическая диагностика полостей в твердых средах. Донской Д. М. – В кн.: Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.173.

Дано теоретическое обоснование возможности применения метода диагностики полостей в твердых средах, основанного на использовании нелинейного рассеянного звука. Рассчитаны уровни второй гармоники в волне, рассеянной

на сферической полости и на тонком слое, заполненном жидкостью или газом. Показано, что при рассеянии на сферических резонансных полостях наибольший уровень второй гармоники имеет место в резиноподобных средах. Для тонких слоев нелинейные эффекты определяются средой, заполняющей полость.

Обсуждаются возможности нелинейных акустических методов микроскопии, позволяющих определять параметры полостей и среды - заполнителя. Ил.1, табл.2, список лит. 12 назв.

#### УДК 532.574:534.8

Ультразвуковая диагностика сдвиговых течений. Исследование подавления турбулентности. Кудряшов А.В., Мансфельд А.Д., Рабинович М.И., Сушик М.М. - В кн.: Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.182.

В статье приводятся результаты экспериментального исследования крупномасштабных структур в турбулентном потоке. Измерения скорости течения проводились с помощью ультразвукового доплеровского измерителя скорости (УДИС). Приведены кривые спектральной плотности мощности турбулентных пульсаций скорости, продольное и поперечное распределения средней скорости, зависимость коэффициента усиления пульсаций скорости от продольной координаты. Показано совпадение результатов с результатами других авторов, полученными с помощью термоанемометра. Сделан вывод о целесообразности применения УДИСа наряду с термоанемометром и лазерно-доплеровским измерителем скорости для исследования гидродинамических течений. Указаны особенности применения УДИСа. Ил.12, список лит. 24 назв.

#### УДК 620.179.16:658.562.4

Исследование нарушений геометрии тел вращения методом ультразвуковой локации. Казakov В.В., Короткин П.И., Хохлов В.Г., Чичагов П.К., Шерешевский И.А., Шмелев И.И. - В кн.: Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, 200.

Предлагается новый метод обнаружения асимметрии в деталях машин, которые должны иметь элементы, выполнен-

ные строго симметрично относительно оси вращения, например для обнаружения асимметрии в гребных винтах. Метод основан на спектральном анализе ультразвуковых колебаний, отраженных от вращающейся детали. Приводится теоретическое обоснование данного метода, а также обсуждаются результаты проведенного эксперимента по определению асимметрии в модели трехлопастного винта. Ил.5, список лит. 4 назв.

#### УДК 551.521.3

Рассеяние акустических амплитудно-модулированных волн на статистически неровной поверхности. Шейнфельд И. В. - В кн.: Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.210.

Рассмотрена задача диагностики статистически неровной поверхности бигармонической и тригармонической волнами. Получены условия, при которых поведение огибающей интенсивности зондирующей волны подчиняется классическим волновым закономерностям. Предложена методика дистанционной диагностики статистически неровных поверхностей с помощью облучения поверхности амплитудно-модулированной волной. Представлены экспериментальные результаты по рассеянию амплитудно-модулированного звука и проведено их сопоставление с теорией. Ил.2, список лит. 9 назв.