

## ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ БОКОВОЙ ПОПЕРЕЧНОЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ В ПЛОСКОМ СЛОЕ МАТЕРИАЛА

© 2023 г. В. Г. Шевалдыкин<sup>1,\*</sup>, А. А. Самокрутов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ООО «Акустические Контрольные Системы», Россия 142712 Московская область,  
Ленинский район, пос. Горки Ленинские, промзона «Технопарк», ул. Восточная, вл. 12, стр. 1

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ»,  
Россия 111250 Москва, ул. Красноказарменная, 14  
E-mail: \*shev@acsys.ru

Поступила в редакцию 08.06.2023; после доработки 18.07.2023

Принята к публикации 27.07.2023

Рассмотрены особенности распространения ультразвуковых импульсов боковой поперечной волны от точечного источника колебаний на поверхности слоя. Описан механизм трансформации этой волны при отражениях от границ слоя в пучок поперечной волны, направленный к поверхности слоя под углом, близким к 45°. Представлено экспериментальное подтверждение превышения амплитуд сигналов боковых волн над сигналами других волн, распространяющихся в слое.

*Ключевые слова:* ультразвуковой контроль, антенная решетка, точечный источник волн, головная волна, боковая поперечная волна, эхосигнал.

## FEATURES OF PROPAGATION OF LATERAL TRANSVERSE ULTRASONIC WAVE IN A FLAT LAYER OF MATERIAL

© 2023 V.G. Shevaldykin<sup>1,\*</sup>, A. A. Samokrutov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Acoustic Control Systems Ltd, Russia 142712, Moscow region, Leninsky district, village Gorki Leninskie,  
industrial zone "Technopark", Vostochnaya str., vl. 12, p. 1.

<sup>2</sup>National Research University "MEI",  
Russia 111250 Moscow, Krasnokazarmennaya str., 14

The features of propagation of ultrasonic pulses of a lateral transverse wave from a point source of vibrations on the surface of the layer are considered. The mechanism of transformation of this wave during reflections from the boundaries of the layer into a transverse wave beam directed to the surface of the layer at an angle close to 45° is described. Experimental confirmation of the excess of the amplitudes of the lateral wave signals over the signals of other waves propagating in the layer is presented.

*Keywords:* ultrasonic testing, antenna array, point source of waves, creeping wave, lateral transverse wave, echo signal.

**DOI:** 10.31857/S013030822309004X, **EDN:** EBSITS

### ВВЕДЕНИЕ

При ультразвуковом (УЗ) контроле различных объектов более достоверные и точные результаты обеспечивает эхотомография, по сравнению с традиционной дефектоскопией. Изображения внутренней структуры объекта контроля (ОК) значительно упрощают оценку размеров и типа несплошностей материала и общую степень дефектности объекта.

Значительное количество практических задач составляют случаи контроля пластин или плит. Это, например, контроль стыковых сварных соединений, поиск дефектов в стенках труб, в сварных швах труб и трубных изделиях. Особенно преимущество эхотомографии проявляется, когда зона контроля удалена от области ввода ультразвука на расстояние, в несколько раз большее толщины объекта. В этом случае зондирующие сигналы претерпевают несколько отражений от границ объекта, прежде чем достигнут зоны контроля, например, сварного шва. Траектории отраженных сигналов так же содержат несколько отражений. Невозможность приблизить область ввода и приема ультразвука к зоне контроля обычно вызвана конструкцией ОК, препятствующей такому приближению, или необходимостью одновременно визуализировать как близлежащие к зондирующему устройству зоны ОК, так и удаленные от него, например, при контроле сварных соединений трубопроводов [1].

Для получения наилучшего качества изображения используют максимальное количество акустических схем (траекторий) распространения УЗ сигналов. Эти схемы состоят не только из объемных волн обоих типов, но и содержат траектории с трансформацией одного типа волны в другой [2, 3].

Рассчитать любую траекторию распространения УЗ импульса можно на основе лучевой схемы прохождения сигналов с отражениями и трансформациями типов волн. Для этого должны быть известны скорости продольной и поперечной волн в материале ОК и его толщина. Учитывая коэффициенты отражения и трансформации от углов падения волн на границы ОК, можно заранее исключить траектории с малой амплитудой эхосигналов. И наоборот, можно выделить наиболее значимые траектории, дающие наибольший вклад в реконструируемое изображение. Так, например, при углах падения продольной волны  $65\text{—}70^\circ$  коэффициент ее отражения минимальный, а при углах падения от  $40$  до  $50^\circ$  коэффициент трансформации продольной волны в поперечную наибольший.

Однако наряду с сигналами обычных объемных волн в ОК всегда присутствуют сигналы боковой поперечной волны, возникающей из-за излучения элементами антенной решетки неоднородной продольной волны, распространяющейся по поверхности ОК. Эту волну, названную в работах [4, 5] продольно-поверхностной, а в [6—9] — поверхностно-продольной, будем здесь для краткости называть головной волной [10]. Причина излучения головной волны в том, что элементы решетки являются малоапертурными, почти точечными источниками УЗ колебаний.

Точечный источник возбуждает в твердом полупространстве все типы УЗ волн. В зависимости от ориентации колебательной силы источника относительно нормали к поверхности полупространства изменяются только количественные соотношения амплитуд излучаемых волн, но не их состав [6, 11]. В плоскости, содержащей вектор колебательных смещений источника, в объем полупространства излучаются продольная и две поперечные волны с вертикальной поляризацией. Одна из поперечных волн возбуждается непосредственно источником, другая возникает от головной волны, исходящей от источника. Эту вторую волну называют боковой [4—9, 12]. При распространении боковой волны в слое твердого материала она при падении на донную поверхность генерирует вторичную головную волну, которая в свою очередь порождает вторичную боковую волну. И это повторяется на обеих поверхностях слоя.

В экспериментах на плитах с малоапертурными ЭМА преобразователями [13] импульсы поперечной волны, излученной непосредственно преобразователем и боковой волны, возникшей от головной волны, всегда присутствуют в реализации, принятой с противоположной или той же поверхности плоской плиты, где расположен излучатель. Но амплитуды их при разных базах между преобразователями сильно отличаются: у боковой волны амплитуда на один-два порядка больше, что кажется странным. Возможная причина этого качественно рассмотрена в данной статье.

### «АПЕРТУРНЫЙ ЭФФЕКТ» ИЗЛУЧЕНИЯ БОКОВОЙ ВОЛНЫ

Особенность возникновения боковой волны в том, то она излучается не из точки расположения излучателя, а последовательно из множества точек поверхности материала, через которые проходит фронт головной волны [6, 9, 14]. На рис. 1 представлена условная схема хода лучей боковой волны, поясняющая механизм образования ее фронта. Излучатель УЗ колебаний находится в точке  $O$  на поверхности плоского слоя материала толщиной  $H$ . В плоскости рисунка считаем излучатель точечным. В перпендикулярном направлении излучатель может быть протяженным, что является обычным на практике. От излучателя симметрично в обе стороны уходят в объем материала УЗ волны. Для простоты на рис. 1 показана только правая часть лучей боковой волны.

Предположим, что источник генерирует короткий УЗ импульс, длительностью, много меньшей времени пролета продольной волной толщины  $H$ . В начальный момент от точки  $O$  по поверхности материала начинает распространяться импульс головной волны. Этот импульс в каждой точке поверхности непрерывно генерирует боковую поперечную волну, уходящую в объем материала под третьим критическим углом  $\gamma$ . В направлении первого луча  $OD$  вместе с боковой волной распространяется часть обычной поперечной волны, излученной источником под тем же углом  $\gamma$ . По сути это одна и та же волна. Но уже из следующих точек поверхности правее точки  $O$  начинают излучаться боковые волны по мере того как до этих точек поверхности доходит фронт головной волны. Этот фронт, удаляясь от источника, формирует непрерывно увеличивающийся фронт боковой волны.

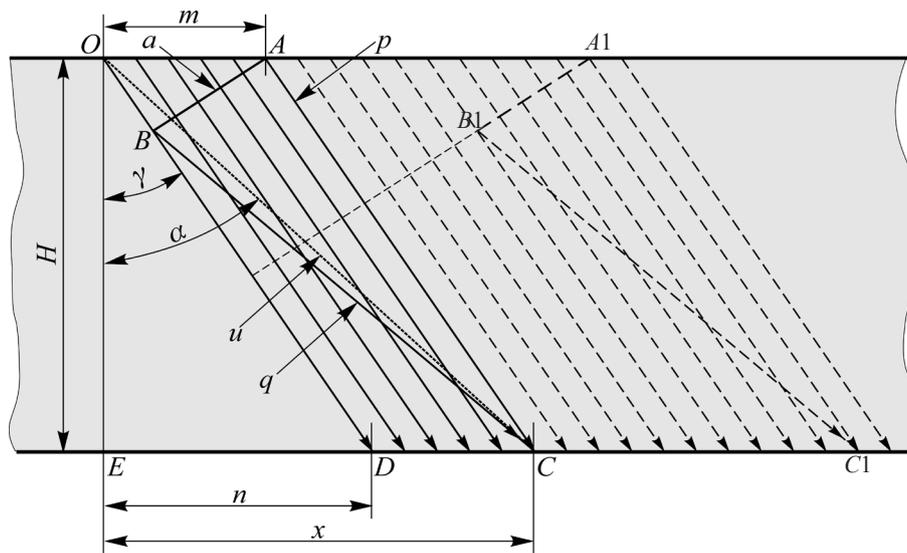


Рис. 1. Схема образования фронта боковой волны.

В некоторый момент времени головная волна доходит до точки  $A$ , и из нее в направлении луча  $AC$  начинает распространяться боковая волна. К этому моменту фронт боковой волны достигнет ширины  $AB$ . Колебания во всех точках этого фронта синфазны. Времена распространения УЗ сигналов от точки  $O$  до любой точки фронта по траекториям головная волна — боковая волна одинаковы. Это следует из закона Снеллиуса. Далее головная волна распространяется и дальше, порождая в каждой точке поверхности материала возбуждение боковых волн. Когда она дойдет до точки  $A_1$ , фронт боковой волны будет уже простирается от точки  $A_1$  до луча  $OD$ .

При падении фронта боковой волны на донную поверхность, он сначала достигает точки  $D$ , затем след фронта последовательно проходит все точки до и после точки  $C$ . При движении следа падающего фронта от точки  $D$  к точке  $C$  он возбуждает колебания вторичной головной волны в каждой точке донной поверхности. Амплитуда этих колебаний от точки  $D$  к точке  $C$  непрерывно увеличивается, т.к. они возбуждаются не только от точек поверхности слоя, из которых под углом  $\gamma$  приходят импульсы боковой волны, но и от всех точек непрерывно увеличивавшегося фронта боковой волны, когда фронт головной волны распространялся от источника к точке  $A$ .

Точки фронта — это точечные источники сферических УЗ волн, распространяющихся во все стороны. Так, в момент прохода следа падающего фронта через точку  $C$  колебания в ней возбуждаются не только от точки  $A$  фронта боковой волны, прошедшей по лучу  $AC$ , но и от всех точек фронта  $AB$ . Только из-за разных путей от этих точек до точки  $C$  синфазность колебаний от них нарушается. Сигнал от точки  $B$  по лучу  $BC$  приходит с наибольшей задержкой по сравнению с сигналом по лучу  $AC$ . При этой достаточно малой задержке сумма сигналов от точек фронта должна достигать некоторого максимума. И этот максимум, однозначно связанный с шириной фронта, равного  $AB$ , будет сохраняться при распространении следа фронта боковой волны далее точки  $C$ .

Амплитуда колебаний во всех точках фронта  $AB$  почти одинаковая. Затуханием головной волны на коротком пути от точки  $O$  к точке  $A$  можно пренебречь. Амплитуда сигнала в точке  $C$ , очевидно, зависит от ширины фронта  $AB$  и от разности путей по лучам  $AC$  и  $BC$ . С увеличением ширины фронта возрастает и разность путей. Поэтому амплитуда суммарного сигнала, как показывает численный расчет суммы большого количества одинаковых импульсов, достигает максимума при разности путей, равной  $\lambda/2$ , где  $\lambda$  — длина поперечной волны.

Как видно из рис. 1, время распространения УЗ сигнала от источника в точке  $O$  до точки  $C$  по траекториям  $ODC$ ,  $OAC$  и по любой, расположенной между ними и состоящей из пути головной и пути боковой волн, одно и то же, поскольку длины этих траекторий равны. Т.е. импульс от источника делится на все эти траектории и снова собирается в точке  $C$ . Если пренебречь затуханием, то импульс источника единичной амплитуды приходит в точку  $C$  с такой же амплитудой, равной единице. Но вместе с ним в тот же момент времени в точку  $C$  начинают приходить импульсы от фронта  $AB$ , каждый с единичной амплитудой. И все эти импульсы, включая самый поздний импульс от точки  $B$  фронта, задержан не более, чем на полпериода УЗ колебаний относительно

самого раннего, т.е. амплитуда суммарного сигнала в точке  $C$  получается много больше единицы.

Обозначим длины отрезков и лучей на рис. 1 следующим образом:  $OA = m$ ;  $AB = a$ ;  $AC = p$ ;  $BC = q$ ;  $ED = n$ ;  $EC = x$ , а скорости продольных и поперечных УЗ волн в материале —  $c_L$ ,  $c_S$  соответственно. Выразим эти длины через параметры слоя материала:

$$m = c_L \cdot t_m;$$

$$a = m \cdot \cos\gamma;$$

$$p = H/\cos\gamma;$$

$$q = \sqrt{a^2 + p^2};$$

$$n = H \cdot \operatorname{tg}\gamma;$$

$$x = n + m,$$

где  $t_m$  — время, за которое головная волна от источника доходит до точки  $A$ ;  $\gamma = \arcsin(c_S/c_L)$  — третий критический угол.

Приравняем разность путей  $(q - p) = \lambda/2$ :

$$\sqrt{(c_L \cdot t_m \cdot \cos\gamma)^2 + \left(\frac{H}{\cos\gamma}\right)^2} - \frac{H}{\cos\gamma} = \frac{\lambda}{2}, \quad (1)$$

откуда

$$t_m = \frac{1}{c_L \cdot \cos\gamma} \cdot \sqrt{\frac{H \cdot \lambda}{\cos\gamma} + \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2}. \quad (2)$$

Например, для плиты из стали 40X13 толщиной  $H = 25$  мм при средней частоте сигналов 2,5 МГц время  $t_m = 1,26$  мкс. Скорости УЗ волн в этой стали  $c_L = 6085$  м/с,  $c_S = 3370$  м/с, угол  $\gamma = 33,63^\circ$ . За это время головная волна проходит расстояние  $m = 7,68$  мм. В точке  $C$  формируется значительный по амплитуде импульс, который можно считать вторичным источником УЗ волн. Точка  $C$  отстоит от нормали к поверхности слоя, проходящей через точку расположения первичного источника волн, на расстояние  $x = 24$  мм. Направление на вторичный источник волн из точки  $O$  отклонено от нормали на угол  $\alpha = \operatorname{arctg}(x/H) = 44,2^\circ$ , т.е. можно условно считать, что в этой плите из стали 40X13 УЗ сигнал от источника приходит в точку  $C$  под углом  $44,2^\circ$ , пройдя расстояние  $u = H/\cos\alpha = 35$  мм со скоростью  $v = 3440$  м/с. Это кажущаяся скорость распространения сигнала от источника по прямому пути  $u$ , деленному на сумму реальных времен прохождения головной волной пути  $m$  и боковой волной пути  $p$ :

$$v = \frac{u}{t_m + \frac{H}{c_S \cdot \cos\gamma}}. \quad (3)$$

Фронт боковой волны перемещается вместе с головной волной вдоль поверхности слоя материала. При удалении фронта головной волны за точку  $A$  от источника ширина фронта боковой волны увеличивается. Но часть фронта шириной  $a$ , удовлетворяющая условию  $q - p \leq \lambda/2$ , остается неизменной. Поэтому амплитуда суммарного сигнала от этой части фронта на донной поверхности слоя остается почти неизменно такой же, как в точке  $C$ . При движении следа падающего фронта далее точки  $C$  амплитуда уменьшается в основном из-за затухания головной волны с расстоянием, которое при гладкой поверхности стали примерно составляет 0,15 дБ/мм [13, 15]. В сравнении с ним затухание поперечных волн минимум на порядок меньше.

Следует заметить, что часть фронта боковой волны, уходящая от поверхности слоя правее (см. рис. 1) от точки  $A$ , на колебания в точке  $C$  влиять не может в момент прохода мимо нее следа падающего фронта. Только в более поздние моменты времени в точку  $C$  приходят разные коле-

бания от точек фронта, точек поверхности слоя, правее точки  $A$ , и от точек донной поверхности в виде импульсов обратной головной волны, возбуждаемой следом фронта боковой волны.

Из сказанного следует, что сигнал боковой волны, который можно принять на донной поверхности и который генерирует вторичную головную волну, во-первых, имеет большую амплитуду в сравнении с сигналами обычных объемных волн, и, во-вторых, его можно обнаружить не в точке  $D$ , где он только появляется, а ближе к точке  $C$  на рис. 1, где его амплитуда существенно больше. Обнаружение этого сигнала под углом, большим третьего критического, затрудняет его интерпретацию, поскольку его время задержки не соответствует расчетным временам прихода каких-либо сигналов объемных волн в окрестность точки  $C$ .

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ БОКОВОЙ ВОЛНЫ ВДОЛЬ СЛОЯ МАТЕРИАЛА

После падения боковой волны в точку  $D$  на донной поверхности слоя сразу возникает вторичная головная волна. И она в свою очередь тоже генерирует боковую волну, направленную к внешней поверхности слоя. По мере приближения фронта вторичной головной волны к точке  $C$  увеличивается ширина фронта вторичной боковой волны аналогично тому, как это происходит у внешней поверхности слоя. И когда вторичная головная волна дойдет до точки  $C$  фронт ее боковой волны достигнет размера, равного апертуре  $a$ .

Но эти одинаковые процессы формирования апертур излучения боковых волн у внешней и донной поверхностей слоя материала и геометрическое равенство их размеров не означают равенства распределений амплитуд колебаний вдоль этих апертур. Если пренебречь затуханиями головной и боковой волн на расстояниях порядка  $m$  (см. рис. 1), то распределение амплитуд вдоль фронта  $AB$  можно считать равномерным, т.е. все амплитуды равны. При падении боковой волны на донную поверхность в каждую ее точку между точками  $D$  и  $C$  приходят все нарастающие по амплитуде колебания, поскольку ширина фронта  $AB$  непрерывно возрастает от 0 до  $a$  и амплитуда колебаний достигает максимума, при ширине фронта, равной  $a$  и падении боковой волны в точку  $C$ .

Нарастающая амплитуда колебаний донной поверхности от точки  $D$  к точке  $C$  вызывает такое же нарастание амплитуды вторичной головной волны между этими точками. Поэтому распределение амплитуд колебаний в апертуре вторичной боковой волны получается не равномерным, а непрерывно увеличивающимся в направлении к донной поверхности.

Поскольку затухание головной волны на пути в пределах нескольких  $m$  невелико, то в положении апертуры  $A1B1$ , показанном на рис. 1, амплитуда колебаний в точке  $C1$  будет почти равна амплитуде колебаний в точке  $C$ . Это означает, что колебания на донной поверхности далее от точки  $C$ , достигнув в ней максимума, поддерживают амплитуду вторичной головной волны на этом высоком уровне, а точку  $C$ , как сказано выше, можно считать вторичным источником головной и боковой волн на донной поверхности. Время задержки фронта сигнала в точке  $C$  относительно сигнала источника равно сумме времен прохождения головной волной пути  $m$  и боковой волной пути  $p$ .

Если поместить некий точечный приемник УЗ колебаний на донную поверхность, например, в точку  $C1$ , то время прихода сигнала на этот приемник по траектории, состоящей из путей головной и боковой волн, будет равно времени задержки сигнала в точке  $C$  плюс время распространения головной волны между точками  $C$  и  $C1$ . Это же самое время прихода сигнала на приемник получится, если сложить время распространения головной волны по пути от точки  $O$  до точки  $A1$  с временем распространения боковой волны от точки  $A1$  до точки  $C1$ , т.е. когда сигнал боковой волны надежно обнаружен после однократного прохождения от одной поверхности слоя до другой, время его задержки в разных точках поверхности точно соответствует расчету с использованием третьего критического угла и известных координат источника и приемника УЗ колебаний.

Рассмотрим случаи, когда сигнал с траекторией, включающей головную и боковую волны, проходит дважды или большее количество раз сквозь плоскопараллельный слой материала. На рис. 2 приведена схема хода лучей УЗ волн для случая возврата вторичной боковой волны к внешней поверхности слоя.

Амплитуда колебаний в точках фронта падающей и вторичной боковых волн изображена оттенками серого тона: чем больше амплитуда, тем тон более темный. Фронт  $AB$  с равномерным распределением амплитуд представлен светло-серым тоном. Фронт вторичной боковой волны, касающийся донной поверхности в точке  $C$ , с неравномерным распределением амплитуд колебаний изображен более темным вблизи донной поверхности. У фронтов, касающихся донной поверхности в точках  $C2$  и  $C3$ , практически равномерное распределение амплитуд, т.к. вправо

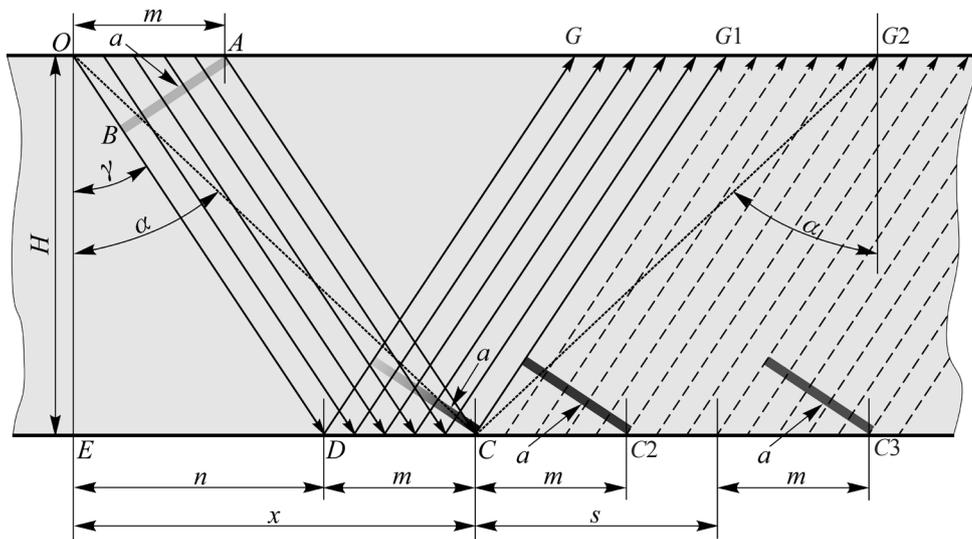


Рис. 2. Схема образования фронта вторичной боковой волны.

(см. рис. 2) от точки  $C$  амплитуда вторичной головной волны спадает только вследствие ее затухания. Ширина всех фронтов равна  $a$ .

Если поместить точечный приемник УЗ волн на внешнюю поверхность слоя в точку  $G$ , то амплитуда принятого им сигнала вторичной боковой волны будет очень мала. По мере приближения приемника к точке  $G1$  амплитуда принятого сигнала будет быстро возрастать, поскольку, во-первых, ширина фронта, формирующая принятый сигнал, будет увеличиваться, а во-вторых, распределение амплитуд в этом фронте (см. рис. 2) неравномерное, с наибольшими амплитудами около донной поверхности. В первом приближении можно считать, что амплитуды колебаний на поверхности слоя от точки  $G$  до точки  $G1$  нарастают в квадрате от смещения. По этим причинам сигнал в точке  $G1$  сформируется в основном от лучей, близко примыкающих к лучу  $CG1$ , а лучами левой (см. рис. 2) части фронта (ближе к лучу  $DG$ ) можно пренебречь.

При перемещении приемника за точку  $G1$  к точке  $G2$  амплитуда принятого сигнала продолжит возрастать, но с меньшей скоростью. На этом участке сигнал будет формироваться апертурой фронта с возрастающей равномерностью распределения амплитуд колебаний. В точке  $G2$  сигнал станет максимальным, сформированным апертурой, опирающейся на точку  $C2$ . За точкой  $G2$  амплитуда принятого сигнала будет медленно уменьшаться по причине затухания головной волны. И от апертуры вторичной боковой волны, опирающейся на точку  $C3$ , амплитуда сигнала, принятого с внешней поверхности слоя, будет ненамного меньше амплитуды в точке  $G2$ .

Из этого анализа видно, что наибольшая амплитуда сигнала, принятого с внешней поверхности слоя материала, присутствует в точке  $G2$ . Во всех точках поверхности, лежащих ближе к источнику сигнала, амплитуда значительно меньше даже между точками  $G1$  и  $G2$ . Если допустить в идеале, что прием сигналов не сопровождается шумами, то в точке  $G$  сигнал вторичной боковой волны уже присутствует. Время его прихода в эту точку, т.е. время его переднего фронта, естественно, определяется временем пролета поперечной волны по траектории  $ODG$ , лучи которой направлены под третьим критическим углом. Но в реальности порог обнаружения сигналов определяется уровнем шума. Поэтому обнаружить сигнал вторичной боковой волны удастся, скорее всего, вблизи точки  $G2$ . А время его прихода на приемник, как и раньше, нужно рассчитывать по ломаной траектории с наклонными под углом  $\gamma$  путями боковой волны.

При расчете времени прихода сигнала в точку, более удаленную от источника, чем точка  $G2$ , в общее время нужно добавить время прохождения сигналом головной волны расстояния  $s$  (см. рис. 2), на которое смещена апертура, формирующая сигнал в точке приема.

В общем случае наиболее простой способ расчета времени для траектории сигнала, дважды прошедшего сквозь слой, это сумма времени двойного прохождения боковой волны через слой (под углом  $\gamma$ ) и времени прохождения головной волны оставшегося расстояния между точкой «выхода» сигнала боковой волны на внешнюю поверхность слоя, ближайшей (по расчету) к

источнику, и точкой приема сигнала. На рис. 2 эта траектория —  $ODG$  ... точка приема, например,  $G2$  или более далекая.

Этот же способ расчета справедлив и для любой траектории, в которой часть пути сигнал проходит по поверхностям слоя материала в виде головной волны, а часть пути в виде боковой поперечной волны, несколько раз пронизывая слой. Например, для случая тройного прохождения боковых волн сквозь слой материала время прихода сигнала равно:

$$T_{csss} = \frac{X - 3 \cdot H \cdot \operatorname{tg} \gamma}{c_L} + \frac{3 \cdot H}{c_s \cdot \cos \gamma}, \quad (4)$$

где  $X$  — расстояние между нормальными к поверхностям слоя, проходящими через точки излучения и приема УЗ сигнала. Формула (4) верна при  $X \geq 3 \cdot H \cdot \operatorname{tg} \gamma$ . При меньших  $X$  боковые волны, практически, отсутствуют, т.к. их направляющий угол меньше  $\gamma$ . Аналогичная формула верна для любого количества  $k$  проходов боковой волны сквозь слой материала, если заменить коэффициенты 3 перед  $H$  на  $k$ .

Но вследствие апертурного излучения боковых волн минимальное расстояние  $X_{\min}$ , на котором можно обнаружить сигнал боковой волны, следует оценивать, используя угол  $\alpha$  направления на вторичный источник УЗ колебаний (см. рис. 1 и рис. 2). Для тройного прохождения боковых волн сквозь слой материала  $X_{\min} = 3 \cdot H \cdot \operatorname{tg} \alpha$ . Для другого количества проходов  $X_{\min} = k \cdot H \cdot \operatorname{tg} \alpha$ .

Угол  $\alpha$  для конкретного материала зависит от частоты УЗ колебаний (от  $\lambda$ ) и от толщины слоя  $H$ :

$$\alpha = \operatorname{arctg} \left( \frac{x}{H} \right) = \operatorname{arctg} \left[ \operatorname{tg} \gamma + \frac{1}{H \cdot \cos \gamma} \cdot \sqrt{\frac{H \cdot \lambda}{\cos \gamma} + \left( \frac{\lambda}{2} \right)^2} \right]. \quad (5)$$

На рис. 3 приведены зависимости угла  $\alpha$  от толщины слоя из стали 20 для трех частот УЗ сигналов, обычно используемых при контроле. Зависимости рассчитаны по формуле (5). Видно, что в достаточно широком диапазоне толщин  $H$  угол  $\alpha$  меняется мало, оставаясь, в основном, в пределах от 40 до 50°. Поэтому для оценок  $X_{\min}$  при контроле стальных изделий с толщинами порядка 10—20 мм можно уверенно использовать  $\alpha = 45^\circ$ .

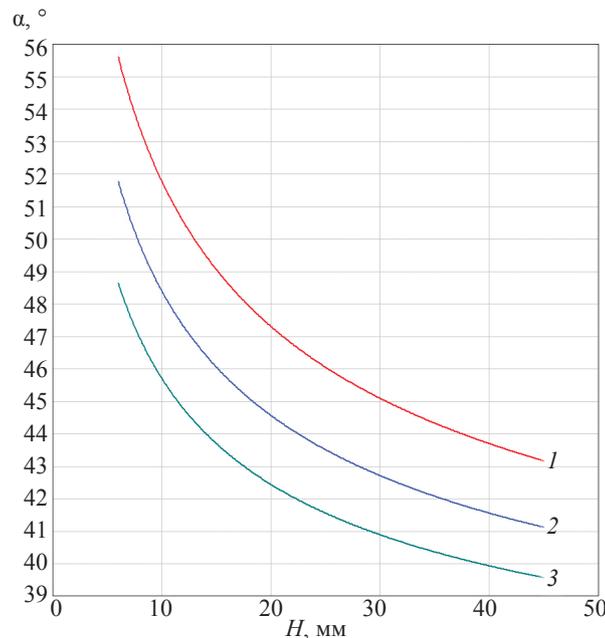


Рис. 3. Зависимости угла  $\alpha$  от толщины слоя из стали 20 для средней частоты спектра УЗ сигнала 1,5 (1), 2,5 (2) и 4 МГц (3).

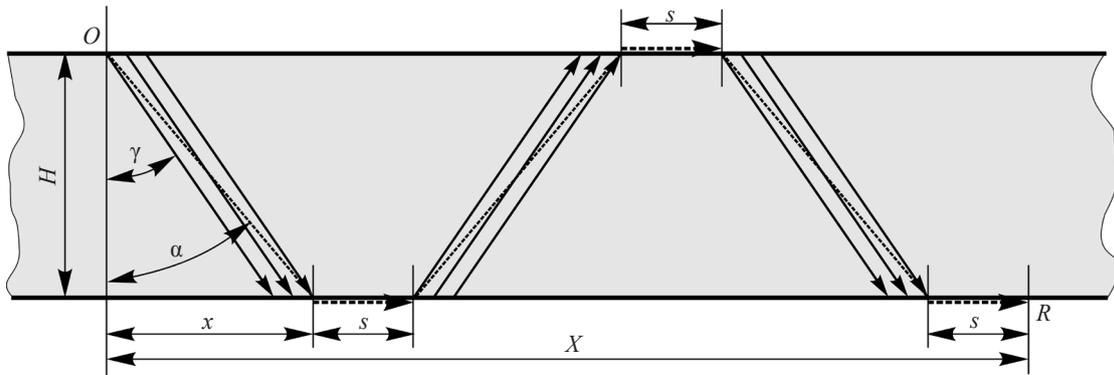


Рис. 4. Схема кажущейся траектории распространения сигнала с тремя проходами боковых волн сквозь слой материала.

При расстояниях  $X > X_{\min}$  в траекторию распространения сигнала от источника к приемнику в точке  $R$  добавляются пути  $s$  распространения головных волн. Эту траекторию можно назвать кажущейся, поскольку реально сигнал проходит сквозь слой под углами  $\gamma$ . Схема такой траектории для тройного прохождения сигнала через слой показана на рис. 4. Пути головной волны  $s$  показаны на рис. 4 условно. Все они равноправно могут быть соединены в один путь, равный их сумме.

Кажущаяся траектория представляет траекторию распространения сигнала большой амплитуды, который с высокой вероятностью можно обнаружить на значительном удалении от источника после нескольких проходов боковой волны сквозь слой материала. При поиске сигнала по реальному времени его прихода в точку приема, на расстояниях, меньших  $X_{\min}$ , сигнал обнаружить очень трудно из-за еще малой его амплитуды.

Апертурное излучение боковой волны, направленное под углом  $\alpha$ , по-видимому, является причиной известного из практики УЗ контроля эффекта т.н. незеркального отражения пучка поперечных волн от свободной границы твердого тела [6, 16]. При распространении пучка «смещается» его акустическая ось, т.е. луч, где амплитуда колебаний в пучке максимальна. Происходит перераспределение амплитуд лучей в поперечном сечении отраженного пучка [17]. Но как следует из приведенного здесь анализа и работы [17], отдельные лучи никакого смещения не испытывают. Это справедливо и для любых углов падения лучей на границу материала, что подтверждается совпадением с результатами измерений расчетных времен прихода сигналов по разным траекториям, не только с головными волнами [13].

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ БОКОВЫХ ВОЛН

Исследования сигналов, распространяющихся в плоскопараллельном слое твердого материала, проводили на плите из стали 40X13 толщиной 25 мм. Использовали ЭМА-преобразователи с индукторами в виде узких (порядка 1 мм) пучков провода, приложенных к поверхности плиты [13]. Эти пучки — половина катушки, намотанной на диэлектрическую пластинку толщиной около 1 мм. Длина активной части витков пучка 19 мм. Излучающий индуктор содержал 5 витков провода диаметром 0,19 мм, приемный — 22 витка диаметром 0,08 мм. Вдоль плиты было создано магнитное поле с помощью постоянных магнитов. Направление силовых линий поля (касательного к поверхности металла) совпадало с направлением распространения УЗ сигналов и было перпендикулярно виткам индукторов ЭМА преобразователей.

Излучающий преобразователь был закреплен неподвижно на одной стороне плиты. Приемный преобразователь перемещали по противоположной поверхности плиты по разметке с шагом 10 мм, начиная с положения, при котором преобразователи располагались точно один против другого. Всего записали 21 реализацию сигналов при изменении расстояния (базы)  $X$  между преобразователями от 0 до 200 мм.

На рис. 5 представлены осциллограммы 7 реализаций, полученных при базах от 20 до 140 мм. Для расположения реализаций одна под другой к ним искусственно были добавлены постоянные смещения, кратные 25 мВ. Средняя частота спектра принятых сигналов приблизительно равна 2 МГц.

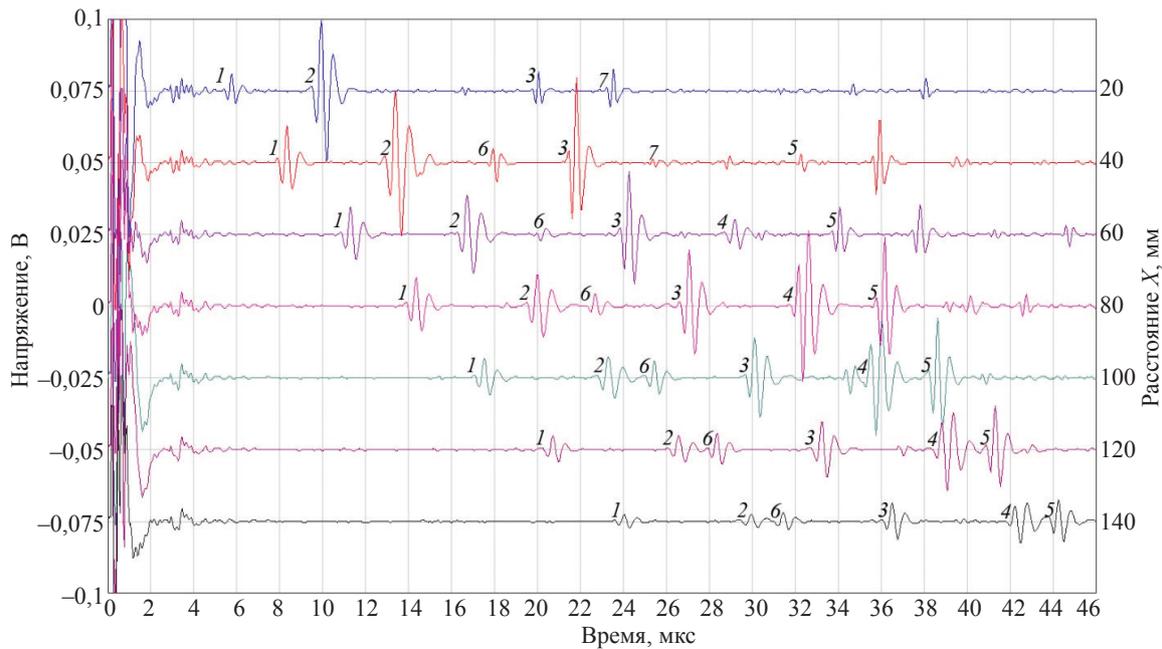


Рис. 5. Осциллограммы реализаций с импульсами разных типов УЗ волн, однократно или многократно прошедших сквозь стальную плиту. Реализации записаны при разных расстояниях  $X$  между излучателем и приемником УЗ колебаний.

Одинаковыми цифрами у импульсов на рис. 5 обозначены УЗ сигналы, прошедшие сквозь плиту по одинаковым акустическим схемам при разных базах  $X$ . Обозначим типы УЗ волн следующим образом: L — продольная, S — поперечная, C — головная,  $S\gamma$  — поперечная боковая. Простые однолучевые схемы будем представлять одной буквой, обозначающей тип волны на пути от излучателя к приемнику. Сложные схемы, состоящие из нескольких лучей волн, представим последовательным рядом букв.

Импульсы 1 — сигналы продольной волны от излучателя к приемнику, т.е. схема L. Импульсы 2 — сигналы головной и боковой волн — схема  $CS\gamma$ . Импульсы 3 — сигналы по схеме SLS, т.е. поперечная волна от излучателя трансформируется на донной поверхности плиты в продольную, а затем на внешней поверхности снова трансформируется в поперечную. Импульсы 4 — сигналы по схеме  $CS\gamma S\gamma S\gamma$ . Импульсы 5 — сигналы SL SLS. Импульсы 6 — сигналы SLL. Импульсы 7 — сигналы SSS.

На представленных осциллограммах не видно импульсов по схеме S. Причина в том, что их амплитуда мала, и при базах 20 и 40 мм их времена прихода на приемник почти не отличаются от времен сигнала по схеме  $CS\gamma$ , т.е. они совпадают с импульсами 2. При базах 60 и 80 мм времена прихода сигнала S равны 19,29 и 24,87 мкс соответственно. На осциллограммах в эти моменты времени сигнал S обнаружить не удастся. Возможно, что при базе 60 мм импульс сигнала S из-за близкого расположения во времени с импульсом 6 (его время 19,66 мкс) ослабил импульс 6, оказавшись с ним в противофазе. При еще больших базах сигнал S также не виден. Импульсы 7 видны только на осциллограммах при базах 20 и 40 мм. При больших базах они «покрыты» импульсами 4.

Характерно, что импульс 4 (схема  $CS\gamma S\gamma S\gamma$ ) присутствует на осциллограммах только при  $X \geq 60$  мм. Причем при базе  $X = 80$  мм его амплитуда почти в 5 раз больше, чем при  $X = 60$  мм. Это из-за того, что минимальная база  $X\gamma$  при тройном прохождении боковой волны сквозь плиту равна  $X\gamma = 3 \cdot H \cdot \operatorname{tg} \alpha = 49,9$  мм. Начиная с нее, сигнал боковой волны должен только появляться. А при базе  $X_{\min} = 3 \cdot H \cdot \operatorname{tg} \alpha = 76$  мм амплитуда боковой волны должна подходить к максимуму и далее с увеличением  $X$  медленно уменьшаться.

На рис. 6 приведены графики зависимостей амплитуд импульсов боковых волн  $CS\gamma$  и  $CS\gamma S\gamma S\gamma$  от расстояния  $X$ . Точка кривой 1 при  $X = 10$  мм представляет амплитуду сигнала только прямой поперечной волны (схема S), т.к. этот сигнал приходит на приемник под углом  $21,8^\circ < \gamma$ , и боковая волна

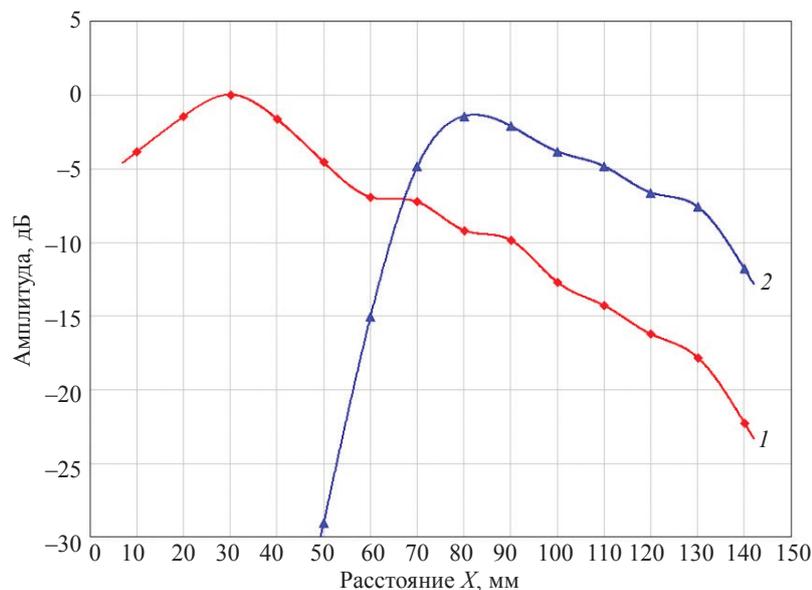


Рис. 6. Зависимости амплитуд сигналов боковых волн, принятых на донной поверхности плиты из стали 40X13, от расстояния  $X$ : 1 – волна  $CS\gamma$ ; 2 –  $CS\gamma S\gamma S\gamma$ .

здесь отсутствует. При  $X = 20$  мм к приемнику приходит уже сумма сигналов прямой поперечной ( $S$ ) и боковой ( $CS\gamma$ ) волн. Угол наклона луча волны  $S$  здесь равен  $38,7^\circ$ . Времена задержки этих сигналов отличаются всего на 40 нс, поэтому на осциллограмме рис. 5 виден один импульс (2). На расстоянии  $x = 24$  мм от излучателя на донной поверхности плиты находится точка  $C$ , в которую приходит сигнал боковой волны от апертуры  $AB$  (см. рис. 1). Амплитуда сигнала  $CS\gamma$  в этой точке при  $X = 25$  мм на рис. 6 близка к максимальной согласно принятого ранее полуволнового критерия наибольшей разности хода лучей от краев апертуры. Амплитуда сигнала  $CS\gamma S\gamma S\gamma$  при  $X = 76$  мм так же близка к максимальной (см. рис. 6, кривая 2). Не точное совпадение амплитуд этих сигналов с максимумами кривых рис. 6 можно объяснить не абсолютной идеальностью точечных источника и приемника УЗ колебаний, а также отсутствием записанных сигналов при этих базах.

В работе [14] исследованы аналогичные зависимости амплитуд боковых поперечных волн от расстояния между излучателем и приемником УЗ колебаний. По максимуму зависимости амплитуды первой боковой волны на донной поверхности образца из стали 3 толщиной 86 мм можно оценить, что угол  $\alpha$  там был порядка  $38\text{—}39^\circ$ , что согласуется с формулой (5).

Следует обратить также внимание на форму импульсов боковых волн (импульсы 2 и 4 на рис. 5). Они более затянутые в сравнении с другими импульсами, поскольку сформировались из суммы импульсов апертуры боковой волны, распределенных на интервале времени порядка периода их колебаний. Как отмечается в [17], это характерная особенность формы сигналов боковых волн.

Из анализа осциллограмм рис. 5 и графиков на рис. 6 можно заключить, что из всех УЗ сигналов, распространяющихся вдоль плиты с отражениями от ее границ, наибольшие амплитуды у сигналов поперечных волн, трансформирующихся в продольные и снова в поперечные (схемы SLS, SLSLS и т.д.), а также у сигналов боковых поперечных волн (схемы  $CS\gamma$ ,  $CS\gamma S\gamma S\gamma$  и т.д.). Сигналы боковых волн даже превосходят другие сигналы на достаточно больших расстояниях от излучателя (см. рис. 5, базы 80—120 мм).

## ВЫВОДЫ

1. Эффект апертурного излучения боковой поперечной волны создает в плоском слое материала пучок поперечных волн повышенной амплитуды, направленный под углом, близким к  $45^\circ$ .
2. Этот эффект вызывает аномальный по амплитуде лепесток в диаграммах направленности малоапертурных излучателей поперечных волн с вертикальной поляризацией с максимумом при углах  $35\text{—}40^\circ$  [18, 19]. Он же вносит значительную добавку к амплитуде сигнала поперечной волны, отраженной от двугранного угла [20].
3. При распространении головной волны по поверхности плоскопараллельного слоя твердого материала сигнал боковой поперечной волны при первом падении на донную поверхность слоя

создает вторичную апертуру излучения боковой волны с неравномерным распределением амплитуд, что дополнительно увеличивает амплитуду вторичной головной волны и вторичной боковой волны, направленной к внешней поверхности слоя.

4. Время задержки фронта импульса, распространяющегося в плоскопараллельном слое по траекториям с головной и боковой волнами, рассчитывается с использованием третьего критического угла (не  $45^\circ$ ) и координат точек излучения и приема УЗ колебаний.

5. Наиболее значимыми акустическими схемами при ультразвуковом контроле объектов типа плиты или пластины методом эхотомографии являются схемы с головной и боковой поперечной волной, а также схемы с поперечной волной, трансформируемой в продольную и затем снова в поперечную волну.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Самокрутов А.А., Ворончихин С.Ю., Седелев Ю.А. Внутритрубная дефектоскопия газотранспортной сети // Территория NDT. 2021. № 3. С. 36—44.
2. Базулин Е.Г. Восстановление изображения отражателей методом C-SAFT при многократном отражении эхосигналов от границ цилиндрического объекта контроля // Дефектоскопия. 2013. № 2. С. 23—42.
3. Самокрутов А.А., Шевалдыкин В.Г. Ультразвуковая томография металлоконструкций методом цифровой фокусировки антенной решетки // Дефектоскопия. 2011. № 1. С. 21—38.
4. Разыграев Н.П. Ультразвуковая дефектоскопия головными волнами — физические предпосылки и практическое применение // Дефектоскопия. 2004. № 9. С. 27—37.
5. Разыграев Н.П. Физика, терминология и технология в ультразвуковой дефектоскопии головными волнами // Дефектоскопия. 2020. № 9. С. 3—19.
6. Ермолов И.Н. Достижения в теоретических вопросах ультразвуковой дефектоскопии, задачи и перспективы // Дефектоскопия. 2004. № 10. С. 13—48.
7. Данилов В.Н. К вопросу о расчете параметров поверхностно-продольных волн на свободной плоской границе изделия // Дефектоскопия. 2001. № 10. С. 27—35.
8. Щербинский В.Г. Технология ультразвукового контроля сварных соединений. Санкт-Петербург: Издательство «СВЕН», 2014. 495 с.
9. Данилов В.Н. О головных и подповерхностных продольных волнах, излучаемых прямым преобразователем, находящимся на свободной плоской поверхности упругой среды // Контроль. Диагностика. 2021. Т. 24. № 4. С. 4—19.
10. Ермолов И.Н., Ланге Ю.В. Ультразвуковой контроль. В кн.: Неразрушающий контроль. Справочник / Под общ. ред. В. В. Клюева. Т. 3. М.: Машиностроение, 2004. 864 с.
11. Буденков Г.А., Недзвецкая О.В. Динамические задачи теории упругости в приложении к проблемам акустического контроля и диагностики. М.: Издательство физико-математической литературы, 2004. 136 с.
12. Ермолов И.Н., Разыграев Н.П., Щербинский В.Г. Использование акустических волн головного типа для ультразвукового контроля // Дефектоскопия. 1978. № 1. С. 33—40.
13. Шевалдыкин В.Г. Головная поверхностная продольная акустическая волна: основные свойства и возможности применения // Контроль. Диагностика. 2021. Т. 24. № 7. С. 4—12.
14. Басацкая Л.В., Вопилкин А.Х., Ермолов И.Н., Иванов В.И., Шишов А.П. К вопросу о распространении ультразвуковых продольных волн вблизи поверхности твердого тела // Акустический журнал. 1978. Т. 24. Вып. 1. С. 15—20.
15. Ермолов И.Н., Разыграев Н.П., Щербинский В.Г. Исследование ослабления ультразвуковых головных волн с расстоянием // Дефектоскопия. 1979. № 1. С. 37—40.
16. Базулин Е.Г. Когерентное восстановление изображений дефектов с учетом эффекта незеркального отражения ультразвуковых импульсов от границ объекта контроля // Дефектоскопия. 2010. № 7. С. 18—29.
17. Бреховских Л.М., Гордин О.А. Акустика слоистых сред. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989. 416 с.
18. Люткевич А.М., Жуков А.В., Самокрутов А.А., Шевалдыкин В.Г. Акустические поля малоапертурных преобразователей. Поперечные волны, излучаемые прямоугольным источником нормальной силы // Контроль. Диагностика. 2004. № 4. С. 3—8.
19. Шевалдыкин В.Г., Самокрутов А.А. Экспериментальные диаграммы направленности малоапертурных ЭМА преобразователей при вертикальном и горизонтальном магнитном поле / Сборник тезисов докладов XXIV Петербургской научно-технической конференции «Инновационные средства и технологии ультразвукового контроля и диагностики». 24—27 мая 2022 г. Санкт-Петербург. С. 15—17.
20. Первалов С.П., Райхман А.З. Акустический тракт наклонного искателя для отражателя углового типа. I // Дефектоскопия. 1979. № 11. С. 5—15.