

## РАСЧЕТ ВЛИЯНИЯ НА АКУСТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ПРЕЛОМЛЕНИЙ И ОТРАЖЕНИЙ НА КРИВОЛИНЕЙНЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ ОБОЛОЧЕК ВРАЩЕНИЯ

© 2020 г. А.В. Мичуров<sup>1,\*</sup>, А.В. Соколкин<sup>2,\*\*</sup>

<sup>1</sup>ООО «АльянсЭксперт», Россия 628684 Ханты-Мансийский автономный округ—Югра,  
г. Мегион, ул. Губкина, 32 корп. 1

<sup>2</sup>ПАО «Славнефть-Мегионнефтегаз», Россия 628680 Ханты-Мансийский автономный округ—Югра,  
г. Мегион, ул. Кузьмина, 51

E-mail: \*michurovav@yandex.ru; \*\*megio@yandex.ru

Поступила в редакцию 11.07.2018; после доработки 13.07.2019

Принята к публикации 26.07.2019

В лучевом приближении рассчитано влияние изменения направленности (расфокусировки) акустического поля в результате преломления на криволинейной поверхности ввода и/или единичного или многократного отражения от криволинейных внутренних поверхностей оболочек вращения на амплитуду эхосигнала. Показано совпадение расчетов с результатами имеющихся исследований для частных случаев. Формула для расчета изменений амплитуды позволяет определять связанное с расфокусировкой изменение размеров пучка эхоимпульса на поверхности ввода. Корректность расчета подтверждена экспериментально на образцах из труб с угловыми искусственными отражателями.

*Ключевые слова:* расфокусировка, преломление, отражение, криволинейная поверхность ввода, эхометод, амплитуда, поправочный коэффициент.

DOI: 10.31857/S0130308220010042

### ВВЕДЕНИЕ

В практике неразрушающего контроля (НК) ультразвуковым (УЗ) методом часто требуется контролировать и оценивать пригодность объектов, имеющих криволинейные поверхности ввода и/или криволинейные внутренние поверхности (цилиндрические трубы, отводы, сферические днища и т.п.), которые можно смоделировать оболочками вращения. По закону Снеллиуса при преломлении пучка акустического поля на криволинейной поверхности ввода оболочек вращения или отражении от криволинейных внутренних поверхностей изделия (объекта контроля — ОК (test object — TO) или идентичного ему по форме и акустическим свойствам стандартного образца предприятия — СОП: настроечного или калибровочного образца (calibration block — СВ)) изменяется его направленность. При этом, наряду с изменением площади поверхности ПЭП, находящейся в акустическом контакте, а также прозрачности неравномерного слоя контактной среды между рабочей поверхностью пьезопреобразователя (ПЭП) и поверхностью ввода ОК происходит фокусировка или расфокусировка зондирующего и отраженного акустического поля [1—11], что влияет на форму пучка и амплитуду эхосигнала.

Влияние расфокусировки на амплитуду эхосигнала и форму пучка акустического поля можно получить путем применения приближения геометрической оптики (акустики) [1—12], численных решений волновых уравнений [13—15] или расчетом в приближении физической теории дифракции [16—18]. На стыке данных методов в [12] процесс распространения многократно переотраженных ультразвуковых волн радиальных направлений в прутке эллиптического сечения численно моделировался как суперпозиция волн, излучаемых элементарными излучателями проходного ЭМА-преобразователя, равномерно распределенными по огибающей прутка и принимаемых элементарными приемниками проходного ЭМА-преобразователя на противоположной поверхности прутка. Ход лучей от каждого элементарного излучателя представлялся в соответствии с законами геометрической акустики. Результаты моделирования подтверждены в [12] экспериментально.

Результаты [12—18] в практике ручного УЗ-контроля эхометодом использовать затруднительно ввиду сложности вычисления поправочного коэффициента ( $K_A$ ), а в [1—7] в приближении геометрической оптики (акустики), которое ввиду простоты применения результата расчета оптимально в задачах ручного УЗ-контроля эхометодом, рассмотрены лишь различные частные случаи отражения/преломления пучка акустического поля на криволинейных поверхностях. В [8] было рассмотрено и смоделировано возбуждение и распространение ультразвука в телах, ограниченных регулярными криволинейными поверхностями, в частности, показано, что ультразвуковые волны распространяются и отражаются в любой изотропной упругой среде и на любой ее гладкой пло-

ской или криволинейной поверхности по геодезическим («прямейшим» и кратчайшим) траекториям. Началом данных траекторий является точка выхода, а их направление задает ось пучка акустического поля. Геодезические линии сложных объектов можно получить, смоделировав их как совокупность более простых. Координаты дефектов при контроле цилиндрических изделий наклонным преобразователем в плоскости, перпендикулярной их плоскости симметрии прямым и однократно отраженным лучом, были определены в [9]. В [10, 11] влияние расфокусировки пучка акустического поля на криволинейных поверхностях на амплитуду эхосигнала предложено рассчитывать через изменение площади поперечного сечения пучка.

Отсюда, определив траекторию распространения ультразвука и рассчитав влияние на амплитуду эхосигнала изменения направленности акустического поля при преломлении на границе и отражении на криволинейных поверхностях оболочек вращения в приближении геометрической акустики, результаты [8—11] позволяют распространить их на любые гладкие криволинейные ОК. В [2] в целях расчета давления акустической ударной волны, отраженной от произвольной поверхности для моделирования криволинейной поверхности, использовали формулы Эйлера — приближение эллипсоидом вращения, плоскость симметрии которого расположена перпендикулярно касательной плоскости к поверхности в точке ввода. Однако в [19] показано, что поверхности элементов трубопроводов и сосудов удобнее моделировать тороидальными поверхностями.

Поэтому остается актуальной задача расчета комплексного влияния на амплитуду эхосигнала изменения направленности акустического поля наклонного преобразователя, обусловленного преломлением на границе и/или отражениями на криволинейных поверхностях оболочек вращения (цилиндрических, сферических и тороидальных) при их произвольном расположении относительно ПЭП. Решение данной задачи позволит рассчитывать поправочный коэффициент для корректировки чувствительности ультразвукового дефектоскопа при контроле эхометодом цилиндрических, сферических и тороидальных оболочек вращения (труб, отводов, сферических корпусов), произвольно расположенных относительно преобразователя. В настоящей работе сделана попытка решить данную задачу.

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Влияние изменения направленности акустического поля на амплитуду эхосигнала можно учесть введением коэффициента расфокусировки  $K_\Phi$ , который можно записать в виде [10]:

$$K_\Phi = K_{\Phi\downarrow\uparrow} = K_\Phi^{\text{TO}} / K_\Phi^{\text{CB}}, \quad (1)$$

где  $K_\Phi^{\text{TO}}$ ,  $K_\Phi^{\text{CB}}$  — коэффициенты расфокусировки, характеризующие соотношения амплитуд эхосигналов (индекс  $\downarrow\uparrow$ ) при изменении направленности акустического поля при преломлении и/или отражении, на поверхностях ОК (индекс TO) или СОП (индекс СВ) по сравнению с аналогичными изменениями на поверхностях плоскопараллельного СОП. Для упрощения формул в дальнейших расчетах верхние индексы опустим.

Для расчета  $K_\Phi$  воспользуемся методом расчета, предложенным в [10], где показано, что для оболочек вращения энергия акустического импульса при расфокусировке пропорциональна произведению площади поверхности, перпендикулярной оси пучка, в границах пучка, на интенсивность акустического поля. Известно [3, 4], что амплитуда эхосигнала прямо пропорциональна квадратному корню интенсивности акустического поля, поэтому  $K_\Phi$  для идентичных источников акустического поля (в прямом направлении — ПЭП, в обратном — отражатель) можно определить из (1) по закону сохранения энергии [10]:

$$K_\Phi = \sqrt{\frac{S_{\text{pl}}(r_{c0}, r_m, c_c, c_m)}{S(r_{c0}, r_m, c_c, c_m)}}, \quad (2)$$

где  $S$ ,  $S_{\text{pl}}$  — площади поверхности, перпендикулярной оси пучка акустического поля, через которую проходит поток энергии акустического поля после преломления и/или отражения на криволинейной и плоской поверхности (planar surface — индекс pl) соответственно;  $r_{c0}$  — расстояние от точки выхода до точки ввода (в контактной среде — couplant);  $r_m$  — расстояние от точки ввода до отражателя (в материале изделия — test material);  $c_c$ ,  $c_m$  — скорость звука в контактной среде и изделии (ОК или СОП) соответственно. Для упрощения формул значения переменных в скобках, от которых зависят  $S$ ,  $S_{\text{pl}}$  и связанные с ними величины, опустим.

Рассмотрим систему ПЭП — контактная среда — ОК в декартовых координатах с началом в точке пересечения оси пучка акустического поля ПЭП с поверхностью ввода ОК, осью Oz, распо-

ложенной вдоль оси пучка акустического поля в контактной среде, а также осью  $Ox$ , параллельной рабочей поверхности и перпендикулярной оси ПЭП. Акустическое поле ПЭП с круглой и прямоугольной пьезопластинами, а, следовательно, и его границы по осям  $Ox$ ,  $Oy$  декартовой системы координат, при излучении имеет различную форму [20]. Размеры и форма отраженного поля в контактной среде и его границы по осям  $Ox$ ,  $Oy$  обусловлены размером и формой отражателя (обычно при настройке также круглой или прямоугольной) и могут не совпадать с границами поля при излучении. Поэтому пределы интегрирования по осям  $Ox$ ,  $Oy$  определим как границы акустического поля для круглых и прямоугольных ПЭП и отражателей, а площадь поверхности ввода или внутренней поверхности оболочки вращения, через которую проходит поток энергии акустического поля ПЭП с источником круглой и прямоугольной формы, можно рассчитать по формулам (3) и (4) соответственно:

$$S = \int_{-b}^b \int_{-a\sqrt{1-(x/b)^2}}^{a\sqrt{1-(x/b)^2}} \sqrt{1 + \left(\frac{\partial f(x,y)}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial f(x,y)}{\partial y}\right)^2} dydx, \quad (3)$$

$$S = \int_{-b}^b \int_{-a}^a \sqrt{1 + \left(\frac{\partial f(x,y)}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial f(x,y)}{\partial y}\right)^2} dydx, \quad (4)$$

где  $2 \times a$ ,  $2 \times b$  — расстояния между точками пересечения противоположных границ пучка акустического поля и поверхности, площадь которой вычисляется в плоскостях  $Oyz$  и  $Oxz$  соответственно.

В [19] показано, что большинство поверхностей оболочек вращения можно смоделировать поверхностью тора (рис. 1), который образован вращением окружности (меридиана) радиусом  $r$  по круговой орбите с радиусом  $R$  вокруг находящейся с ней в одной плоскости прямой (оси симметрии тора). В системе координат  $Oxyz$  указанные поверхности можно описать как

$$f(x,y) = z(x,y) = \frac{x^2}{d_{1x} \cdot \cos(\beta)} + \frac{y^2}{d_{1y} \cdot \cos^3(\beta)} + \frac{x \cdot y}{d_{1xy} \cdot \cos^2(\beta)} + y \cdot \operatorname{tg}(\beta), \quad (5)$$

где  $d_{1x}$ ,  $d_{1y}$  — диаметры поверхности ввода в плоскостях  $Oxz$  и  $Oyz$  соответственно,  $d_{1xy}$  — ось гиперболы,  $\beta$  — угол ввода в контактной среде. Для выпуклых поверхностей  $d_{1x}$ ,  $d_{1y}$  и  $d_{1xy}$  в формуле (5) положительные, а для вогнутых — отрицательные. Данная формула получена путем разложения канонической формулы тора в ряд Тейлора до членов второй степени в окрестности  $x \leq d_{1x}/4$ ,  $y \leq d_{1y}/4$ . Формула для внутренней отражающей поверхности в данной системе координат будет отличаться от поверхности ввода (5) своими значениями диаметров, оси гиперболы и наличием постоянного члена.

В формуле (5)  $d_{1x}$ ,  $d_{1y}$ ,  $d_{1xy}$  можно определить по формулам [19]:

$$\begin{aligned} d_{1x} &= 2 \cdot r \cdot \frac{r \cdot \cos(\varphi) + R}{r \cdot \cos(\varphi) + R \cdot \cos^2(\delta)}, \\ d_{1y} &= 2 \cdot r \cdot \frac{r \cdot \cos(\varphi) + R}{r \cdot \cos(\varphi) + R \cdot \sin^2(\delta)}, \\ d_{1xy} &= 2 \cdot r \cdot \frac{r \cdot \cos(\varphi) + R}{R \cdot \sin(2 \cdot \delta)}, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\varphi$  — угол, характеризующий смещение точки ввода от плоскости симметрии тора вдоль его меридиана;  $\delta$  — угол между

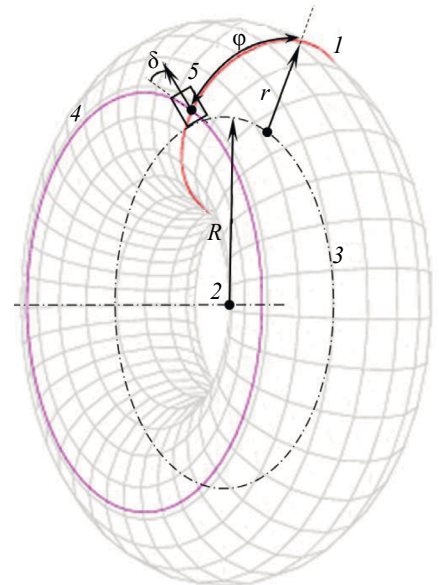


Рис. 1. Тороидальная поверхность:

1 — вращающаяся окружность (меридиан) радиусом  $r$ , проходящий через точку ввода; 2 — ось симметрии тора; 3 — круговая орбита с радиусом  $R$ ; 4 — образующая тора, проходящая через точку ввода; 5 — ПЭП;  $\delta$  — угол между осью симметрии ПЭП и касательной к образующей 4;  $\varphi$  — угол, характеризующий смещение точки ввода от плоскости симметрии тора вдоль его меридиана.

плоскостью симметрии ПЭП и образующей изделия. Для цилиндра  $R \rightarrow \infty$ , для сферы  $R = 0$ , для плоскости  $r \rightarrow \infty$ .

Внутреннюю криволинейную поверхность изделия (inner surfaces, индекс is) также можно смоделировать тором с  $d_{1isx}, d_{1isy}, d_{1isxy}$ , у которого  $r_{is}, R_{is}, \varphi_{is}$  и  $\delta_{is}$  могут отличаться от поверхности ввода, но для оболочек вращения обычно:

$$d_{1isx} = 2 \cdot r_{is} \cdot \frac{r_{is} \cdot \cos(\varphi) + R}{r_{is} \cdot \cos(\varphi) + R \cdot \cos^2(\delta)} \approx d_{1x} - 2 \cdot t, \quad d_{1isy} = 2 \cdot r_{is} \cdot \frac{r_{is} \cdot \cos(\varphi) + R}{r_{is} \cdot \cos(\varphi) + R \cdot \sin^2(\delta)} \approx d_{1y} - 2 \cdot t. \quad (7)$$

Поэтому, продифференцировав (5) и подставив результат в (3) и (4), можно разложить подинтегральную функцию в ряд Тейлора до членов первого порядка. После этого, формулы (3) и (4) принимают вид соответственно:

$$S \approx \pi \cdot a \cdot b \cdot \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2(\beta)}, \quad (8)$$

$$S \approx 4 \cdot a \cdot b \cdot \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2(\beta)}. \quad (9)$$

Тогда, учитывая, что  $\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2(\beta)} = 1 / \cos(\beta)$ , справедливы следующие формулы:

$$K_{\Phi} = K_{\Phi \downarrow \uparrow} \approx \sqrt{\frac{a_{\text{pl} \uparrow} \cdot b_{\text{pl} \uparrow}}{a_{\uparrow} \cdot b_{\uparrow}}}, \quad K_{\Phi \downarrow} \approx \sqrt{\frac{a_{\text{pl} \downarrow} \cdot b_{\text{pl} \downarrow}}{a_{\downarrow} \cdot b_{\downarrow}}}, \quad (10)$$

где  $K_{\Phi \downarrow}$  — коэффициент расфокусировки, характеризующий соотношение амплитуд при изменении направленности акустического поля зондирующего импульса при преломлении и/или отражении на криволинейных поверхностях изделия (ОК/СОП) по сравнению с аналогичными изменениями на поверхностях плоскопараллельного СОП только в прямом направлении;  $2 \cdot a_{\downarrow}, 2 \cdot b_{\downarrow}$  — расстояния между точками пересечения противоположных границ пучка зондирующего акустического поля и условной поверхности, параллельной поверхности ввода, расположенной на расстоянии  $r_m$  от точки ввода, в которой находится дефект, в плоскостях  $Oyz$  и  $Oxz$  соответственно;  $2 \cdot a_{\uparrow}, 2 \cdot b_{\uparrow}$  — расстояния между точками пересечения противоположных границ пучка акустического поля, отраженного от дефекта и рабочей поверхности ПЭП, которая условно продолжена до пересечения границ пучка в плоскостях  $Oyz$  и  $Oxz$  соответственно. Индекс «pl» указывает, что размеры относятся к акустическому полю, отраженному/преломленному плоской поверхностью.

Пусть началом декартовой системы координат  $Oxyz$  является точка ввода, ось  $Oy$  — является линией пересечения плоскости симметрии ПЭП и касательной плоскости изделия, а ось  $Oz$  — перпендикулярна касательной плоскости изделия и направлена в противоположную от ПЭП сторону. На рис. 2 изображена плоскость  $Oyz$  — данной системы координат. В ней углы падения в контактной среде в точке ввода:

$$\beta_y = \beta + \psi_0, \quad \beta_x = 0, \quad (11)$$

где  $\psi_0$  — угол между касательной поверхности изделия в точке ввода и рабочей поверхностью ПЭП, при ультразвуковом контроле (УЗК) контактным эхометодом обычно равный нулю. В данном случае учтено, что наклон может быть только в плоскости  $Oyz$  (ввод ультразвука в ОК при иммерсионном методе контроля, покачивание ПЭП в сечении трубы при контроле продольных швов), поскольку если имеет место наклон в плоскости  $Oxz$ , то отраженное от дефекта поле не попадет на приемную пьезопластину.

В этом случае, аналогично (5), для оболочек вращения функции, описывающие поверхность ввода (entry surface)  $f_{es}(x, y, 0)$ , внутреннюю отражающую поверхность (inner surfaces)  $f_{is}(x, y, 0)$  и параллельные им поверхности на глубине  $t$  —  $f_{es}(x, y, t), f_{is}(x, y, t)$  можно разложить в ряд Тейлора до членов второго порядка и записать в виде:

$$f_{es}(x, y, t) \approx t + \frac{x^2}{d_{1x}} + \frac{y^2}{d_{1y}} + \frac{x \cdot y}{d_{1xy}}, \quad f_{is}(x, y, t) \approx t + \frac{x^2}{d_{1isx}} + \frac{y^2}{d_{1isy}} + \frac{x \cdot y}{d_{1isxy}}, \quad (12)$$

где  $d_{1x} \geq 4 \cdot b, d_{1y} \geq 4 \cdot a, d_{1isx} = d_{1x} - 2 \cdot t \geq 4 \cdot a, d_{1isy} = d_{1y} - 2 \cdot t \geq 4 \cdot a$  — эффективные наружные и внутренние диаметры изделия по оси  $Ox$  и  $Oy$  соответственно,  $d_{1xy} \geq 4 \cdot \sqrt{a \cdot b}, d_{1isxy} \geq 4 \cdot \sqrt{a \cdot b}$  — соот-



Координаты точек пересечения границ пучка акустического поля с поверхностью, параллельной поверхности ввода, расположенной на расстоянии  $t$  от точки ввода, найдем из равенств  $f_{es}(0, y, t) = z_{bel}(y, c_1)$ . Для этого решим квадратное уравнение, разложим дискриминант в ряд Тейлора в окрестности  $a/d_{1y} \rightarrow 0$ ,  $t/d_{1y} \rightarrow 0$ ,  $\Delta\gamma_y \rightarrow 0$  во втором приближении и произведем обратное преобразование с учетом (17):

$$y_A(c_1) \approx c_1 \cdot \left[ a + \frac{t \cdot \Delta\gamma_y / 2}{\cos^2(\gamma_y)} \right] + t \cdot \operatorname{tg}(\gamma_y) + \frac{1}{d_{1y}} \cdot \left[ \operatorname{tg}(\gamma_y) + c_1 \cdot \frac{\Delta\gamma_y / 2}{\cos^2(\gamma_y)} \right] \cdot \left[ c_1 \cdot \left[ a + \frac{t \cdot \Delta\gamma_y / 2}{\cos^2(\gamma_y)} \right] + t \cdot \operatorname{tg}(\gamma_y) \right]^2, \quad (18)$$

$$z_A(c_1) \approx t + \frac{1}{d_{1y}} \cdot \left[ c_1 \cdot \left[ a + \frac{t \cdot \Delta\gamma_y / 2}{\cos^2(\gamma_y)} \right] + t \cdot \operatorname{tg}(\gamma_y) \right]^2. \quad (19)$$

Из (18) и (19) при  $c_1 = 0$  можно найти координаты точки отражения оси пучка от донной поверхности

$$y_{A_0} \approx t \cdot \operatorname{tg}(\gamma_y) \cdot \left[ 1 + \frac{t}{d_{1y}} \cdot \operatorname{tg}^2(\gamma_y) \right], \quad z_{A_0} \approx t \cdot \left[ 1 + \frac{t}{d_{1y}} \cdot \operatorname{tg}^2(\gamma_y) \right]. \quad (20)$$

Расстояние между точкой ввода и точкой отражения оси пучка акустического поля от донной поверхности определим по формуле  $r_{m0} = \sqrt{y_{A_0}^2 + z_{A_0}^2}$ :

$$r_{m0} \approx \frac{t}{\cos(\gamma_y)} \cdot \left[ 1 + \frac{t}{d_{1y}} \cdot \operatorname{tg}^2(\gamma_y) \right]. \quad (21)$$

Выражение (21) соответствует выражению, полученному с использованием тригонометрических теорем в [9], разложенному в ряд Тейлора до членов второго порядка, что подтверждает корректность проведенных вычислений.

Углы между границами пучка, а также осью пучка акустического поля и нормальными к поверхности:

$$\beta'(c_1) = \beta_y + c_1 \cdot \Delta\beta_y / 2 + \psi_0(c_1). \quad (22)$$

Углы между границами пучка, а также осью пучка и нормальными к поверхности определим по закону Снеллиуса:

$$\gamma'(c_1) = \arcsin\left(\frac{c_m}{c_c} \sin(\beta'(c_1))\right). \quad (23)$$

Углы ввода границ и оси пучка:

$$\gamma(c_1) = \gamma'(c_1) - \psi_0(c_1). \quad (24)$$

Учитывая, что тангенс угла между касательной к поверхности ввода и осью  $Oy$  равен производной функции поверхности ввода по координате  $y$ , определим  $\psi_0(c_1)$ :

$$\psi_0(c_1) = \operatorname{arctg}(\operatorname{tg}(\psi_0(c_1))) = \operatorname{arctg}\left(\frac{\partial f_{es}(0, y)}{\partial y}\bigg|_{y_0(c_1)}\right) = \operatorname{arctg}\left(\frac{2 \cdot c_1 \cdot a}{d_{1y}}\right). \quad (25)$$

Тогда, с учетом  $\beta_y$ , при разложении в ряд Тейлора в окрестности  $\Delta\beta/2 + \psi_0 \rightarrow 0$  с использованием закона Снеллиуса  $\gamma(c_1)$  в первом приближении выражение (24) принимает вид:

$$\gamma(c_1) = \gamma + c_1 \cdot \Delta\gamma/2, \quad (26)$$

где в плоскости  $Oyz$  — плоскости симметрии ПЭП (определение размеров  $a$ ):

$$\gamma_y = \arcsin \left[ \frac{c_m}{c_c} \sin(\beta_y) \right], \quad \gamma = \arcsin \left[ \frac{c_m}{c_c} \sin(\beta) \right],$$

$$\Delta\gamma_y \approx \frac{c_m}{c_c} \cdot \frac{\cos(\beta_y)}{\cos(\gamma_y)} \Delta\beta_y + \frac{4 \cdot a}{d_{1y}} \cdot \left( \frac{c_m}{c_c} \cdot \frac{\cos(\beta_y)}{\cos(\gamma_y)} - 1 \right), \quad \Delta\gamma_{ypl} = \Delta\gamma_y (d_{1y} \rightarrow \infty) \approx \frac{c_m}{c_c} \cdot \frac{\cos(\beta_y)}{\cos(\gamma_y)} \Delta\beta_y, \quad (27)$$

в плоскости  $Oxz$  (определение размеров  $b$ ):

$$\gamma_x = 0, \quad \Delta\gamma_x \approx \frac{c_m}{c_c} \cdot \Delta\beta_x + \frac{4 \cdot b}{d_{1x}} \cdot \left( \frac{c_m}{c_c} - 1 \right), \quad \Delta\gamma_{xpl} = \Delta\gamma_x (d_{1x} \rightarrow \infty) \approx \frac{c_m}{c_c} \cdot \Delta\beta_x, \quad (28)$$

где  $\gamma$  и  $\Delta\gamma_{ypl}$ ,  $\Delta\gamma_{xpl}$  — соответственно угол ввода оси пучка и углы расхождения пучка в плоском изделии. Согласно оценочному расчету относительная погрешность (26)—(28) не превышает 5 % при  $\Delta\beta_y/2 + \psi_0 \leq 0,17$  рад,  $\Delta\beta_x/2 + \psi_0 \leq 0,17$  рад.

После отражения от внутренней поверхности углы  $\vartheta(c_1)$  между границами пучка, а также осью пучка и осью  $Oy$ , можно определить как

$$\vartheta(c_1) = -\pi/2 + \gamma(c_1) + \psi_A(c_1). \quad (29)$$

Тогда границы и ось пучка в изделии после отражения в лучевом приближении описываются формулой:

$$z_{be2}(y, c_1) - z_A(c_1) = \operatorname{tg}(\vartheta(c_1)) \cdot (y - y_A(c_1)) = (y_A(c_1) - y) / \operatorname{tg}(\gamma(c_1) + \psi_A(c_1)), \quad (30)$$

где углы  $\psi_A(c_1)$  можно определить аналогично (23)

$$\psi_A(c_1) = \operatorname{arctg}(\operatorname{tg}(\psi_A(c_1))) = \operatorname{arctg} \left( \left. \frac{\partial f_{is}(0, y)}{\partial y} \right|_{y_A(c_1)} \right) = \operatorname{arctg} \left( \frac{2 \cdot y_A(c_1)}{d_{1isy}} \right). \quad (31)$$

Запишем (30) в виде:

$$z_{be2}(y, c_1) = \frac{[z_A(c_1) \cdot \operatorname{tg}(\gamma(c_1) + \psi_A(c_1)) + y_A(c_1)] - y}{\operatorname{tg}(\gamma(c_1) + \psi_A(c_1))}. \quad (32)$$

Тогда по формуле расстояния между точками в декартовой системе координат:

$$2 \cdot a_{\downarrow} = \sqrt{(y_D(c_1=1) - y_D(c_1=-1))^2 + (z_D(c_1=1) - z_D(c_1=-1))^2}. \quad (33)$$

Точки пересечения границ и оси пучка с поверхностью, параллельной внутренней отражающей поверхности, в которой локализуется дефект, найдем из равенства  $f_{is}(0, y, h) = z_{be2}(y, c_1)$ , решив квадратное уравнение и разложив дискриминант в ряд Тейлора в окрестности  $a/d_{1isy} \rightarrow 0$ ,  $h/d_{1isy} \rightarrow 0$ ,  $t/d_{1isy} \rightarrow 0$ ,  $\Delta\gamma \rightarrow 0$  в первом приближении аналогично координатам точек отражения границ пучка и оси пучка от донной поверхности:

$$y_{D_0} \approx (2 \cdot t - h) \cdot \operatorname{tg}(\gamma_y), \quad z_{D_0} \approx h, \quad (34)$$

$$y_D(c_1=1) - y_D(c_1=-1) \approx 2 \cdot a + \frac{\Delta\gamma_y}{\cos^2(\gamma_y)} \cdot (2 \cdot t - h) + \frac{4 \cdot a}{\cos^2(\gamma_y)} \cdot \frac{(t - h)}{d_{1isy}},$$

$$z_D(c_1=1) - z_D(c_1=-1) \approx 0, \quad (35)$$

Расстояние между точками в декартовой системе координат найдем, подставив (35) в (33):

$$2 \cdot a_{\downarrow} = 2 \cdot a \cdot \left[ 1 + \frac{\Delta\gamma_y}{\cos^2(\gamma_y)} \cdot \frac{(2 \cdot t - h)}{2 \cdot a} + \frac{2}{\cos^2(\gamma_y)} \cdot \frac{(t - h)}{d_{1isy}} \right]. \quad (36)$$

С учетом преломления из (27)

$$2 \cdot a_{\downarrow} = 2 \cdot a \cdot \left[ 1 + \frac{\Delta\beta_y}{\cos^2(\gamma_y)} \cdot \frac{c_m}{c_c} \cdot \frac{\cos(\beta_y)}{\cos(\gamma_y)} \cdot \frac{(2 \cdot t - h)}{2 \cdot a} + \frac{2}{\cos^2(\gamma)} \cdot \left( \frac{c_m}{c_c} \cdot \frac{\cos(\beta_y)}{\cos(\gamma_y)} - 1 \right) \cdot \frac{(2 \cdot t - h)}{d_{1y}} + \frac{2}{\cos^2(\gamma_y)} \cdot \frac{(t - h)}{d_{1isy}} \right]. \quad (37)$$

Для плоского изделия размер поля в сечении дефекта также описывается формулой (37) при  $d_{1isy} \rightarrow \infty, d_{1y} \rightarrow \infty, \gamma_y = \gamma = \arcsin\left(\frac{c_m}{c_c} \sin(\beta)\right)$ , поэтому

$$\frac{a_{pl\downarrow}}{a_{\downarrow}} \approx \frac{1 + \frac{\Delta\beta_y}{\cos^2(\gamma)} \cdot \frac{c_m}{c_c} \cdot \frac{\cos(\beta)}{\cos(\gamma)} \cdot \frac{(2 \cdot t - h)}{2 \cdot a}}{1 + \frac{\Delta\beta_y}{\cos^2(\gamma_y)} \cdot \frac{c_m}{c_c} \cdot \frac{\cos(\beta_y)}{\cos(\gamma_y)} \cdot \frac{(2 \cdot t - h)}{2 \cdot a} + \frac{2}{\cos^2(\gamma_y)} \cdot \left( \frac{c_m}{c_c} \cdot \frac{\cos(\beta_y)}{\cos(\gamma_y)} - 1 \right) \cdot \frac{(2 \cdot t - h)}{d_{1y}} + \frac{2}{\cos^2(\gamma_y)} \cdot \frac{(t - h)}{d_{1isy}}}. \quad (38)$$

При решении уравнения  $\sqrt{\frac{1+x}{1+y+x}} \approx \left(\frac{1}{1+y}\right)^{u \cdot x + v}$  методом логарифмирования правой и левой частей, выделения функции  $f(x) = u \cdot x + v$  и нахождения коэффициентов  $u$  и  $v$  методом разложения  $f(x)$  в ряд Тейлора в первом приближении в области  $x \geq 0$  получено равенство

$$\sqrt{\frac{1+x}{1+y+x}} \approx \left(\frac{1}{1+y}\right)^{0,5-0,1 \cdot x}. \quad (39)$$

Установлено, что при  $x < 2$  и  $y < 20$  погрешность (39) не превышает 1 дБ.

Поэтому, так как  $\cos(\beta)/\cos(\beta_y) \rightarrow 1$ , при однократном преломлении и отражении от внутренней поверхности оболочек вращения формула (10) для коэффициента расфокусировки принимает вид:

$$K_{\Phi\downarrow} \approx \left[ 1 + \left[ 1 - \frac{\cos^3(\gamma_y)}{\cos^3(\gamma)} \right] \cdot \frac{\Delta\gamma_{ypl}}{\cos^2(\gamma_y)} \cdot \frac{(2 \cdot t - h)}{2 \cdot a} + \frac{2}{\cos^2(\gamma_y)} \cdot \left( \frac{c_m}{c_c} \cdot \frac{\cos(\beta_y)}{\cos(\gamma_y)} - 1 \right) \cdot \frac{(2 \cdot t - h)}{d_{1y}} + \frac{2}{\cos^2(\gamma_y)} \cdot \frac{(t - h)}{d_{1isy}} \right]^{-1/2} \times \left[ 1 + 2 \cdot \left( \frac{c_m}{c_c} - 1 \right) \cdot \frac{(2 \cdot t - h)}{d_{1x}} + 2 \cdot \frac{(t - h)}{d_{1isx}} \right]^{-1/2}. \quad (40)$$

Или с учетом (21):

$$K_{\Phi\downarrow} \approx \left[ 1 + \left[ 1 - \frac{\cos^3(\gamma_y)}{\cos^3(\gamma)} \right] \cdot \frac{\Delta\gamma_{ypl}}{\cos(\gamma_y)} \cdot \frac{r_m}{2 \cdot a} + \frac{2}{\cos(\gamma_y)} \cdot \left( \frac{c_m}{c_c} \cdot \frac{\cos(\beta_y)}{\cos(\gamma_y)} - 1 \right) \cdot \frac{r_m}{d_{1y}} + \frac{2}{\cos(\gamma_y)} \cdot \frac{(r_m - r_{m0})}{d_{1isy}} \right]^{-1/2} \times \left[ 1 + 2 \cdot \cos(\gamma_y) \cdot \left( \frac{c_m}{c_c} - 1 \right) \cdot \frac{r_m}{d_{1x}} + 2 \cdot \cos(\gamma_y) \cdot \frac{(r_m - r_{m0})}{d_{1isx}} \right]^{-1/2}. \quad (41)$$

Сравним полученную для расчета коэффициента расфокусировки формулу (41) с результатами, полученными в [1—4], при расположении рабочей поверхности ПЭП в плоскости, касательной поверхности ввода ( $\psi_0 = 0, \gamma_y = \gamma$ ):

При отсутствии преломления ( $d_{1y} \rightarrow \infty, d_{1x} \rightarrow \infty$ ), запишем формулу (41) через вторую основную квадратичную форму в соответствии с [1, 2]:

$$K = G_g = \frac{1}{f_1 \cdot f_2}, \quad 2H = 2G_m = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}, \quad \Gamma = G_{11} = \frac{\cos^2(\delta)}{f_1} + \frac{\sin^2(\delta)}{f_2}, \quad (42)$$



где  $K = G_g$  — полная (Гауссовская) кривизна в точке пересечения оси пучка с отражающей поверхностью,  $\bar{H} = G_m$  — средняя кривизна,  $\Gamma = G_{11}$  — кривизна в плоскости, содержащей падающий и отраженный лучи,  $f_1$  и  $f_2$  — главные (экстремальные) радиусы кривизны — максимальный и минимальный, которые согласно [19] для тороидальной поверхности равны:

$$f_1 = r_{is} \cdot \left( 1 + \frac{R_{is}}{r_{is} \cdot \cos(\varphi_{is})} \right), \quad f_2 = r_{is}. \quad (43)$$

В результате подстановки (42), (43) в (41) получим:

$$K_{\Phi\downarrow} = K_{\Phi\text{refl}} \approx \left[ 1 + (r_m - r_{m0}) \cdot \left( 2H \cdot \cos(\gamma) + \Gamma \cdot \frac{\sin^2(\gamma)}{\cos(\gamma)} \right) + 4K \cdot (r_m - r_{m0})^2 + \Delta \right]^{-1/2}, \quad \Delta = \frac{\sin^2(2\delta)}{\left( 1 + \frac{r_{is} \cdot \cos(\varphi_{is})}{R_{is}} \right)^2} \cdot \frac{(r_m - r_{m0})^2}{r_{is}^2}. \quad (44)$$

Формула (44) с точностью до  $\Delta$  совпадает с формулой  $K_{\Phi\text{refl}}(J^{1/2}(p'/p))$ , которую для отражения электромагнитного или акустического поля от произвольной поверхности можно получить из [2], где в формуле для  $J^{1/2}(p'/p)$  слагаемое  $\Delta = 0$ . Но для сферических поверхностей  $\Delta = 0$ , а для прочих поверхностей вращения является малой величиной второго порядка. Поэтому можно констатировать сходимость (44) и  $J^{1/2}(p'/p)$  из [2]. Кроме того, можно показать равенство (41) и формул  $K_{\Phi\downarrow}$ , которые можно получить для случаев отражений и преломлений акустического поля на сферических и цилиндрических поверхностях, расположенных продольно и перпендикулярно оси симметрии ПЭП (угол  $\delta = 0$  и  $\delta = \pi/2$ ) из результатов [1, 3, 4] (см. результаты [10]).

Расчет коэффициента расфокусировки по формуле (41) совпадает с результатами, полученными предыдущими исследователями для различных частных случаев [1—4], что позволяет предположить, что она корректна и для других случаев.

При УЗК криволинейных оболочек вращения могут наблюдаться многократные отражения акустического поля от криволинейных поверхностей изделий и дефектов, что также влияет на амплитуду и размеры пучка акустического поля [8]. Для учета этих эффектов определим количество отражений от внутренней поверхности  $i$ , а также количество отражений от поверхности ввода  $j$  по формулам:

$$i = \text{int} \left[ (1 + r_m / r_{m0}) / 2 \right], \quad j = \text{int} [0,5 \cdot r_m / r_{m0}]. \quad (45)$$

Тогда, в результате итерации, формула (41) для многократного отражения зондирующего акустического поля принимает вид:

$$K_{\Phi\downarrow} \approx \left\{ 1 + \left[ 1 - \frac{\cos^3(\gamma_y)}{\cos^3(\gamma)} \right] \cdot \frac{\Delta\gamma_{ypl}}{\cos(\gamma_y)} \cdot \frac{r_m}{2 \cdot a} + \frac{2}{\cos(\gamma_y)} \cdot \left[ \left( \frac{c_m}{c_c} \cdot \frac{\cos(\beta_y)}{\cos(\gamma_y)} - 1 \right) \cdot \frac{r_m}{d_{1y}} + \frac{i \cdot (r_m - r_{m0} \cdot i)}{d_{1isy}} - \frac{j \cdot (r_m - r_{m0} \cdot (j+1))}{d_{1y}} \right] \right\}^{-1/2} \times \\ \times \left\{ 1 + 2 \cdot \cos(\gamma_y) \cdot \left[ \left( \frac{c_m}{c_c} - 1 \right) \cdot \frac{r_m}{d_{1x}} + \frac{i \cdot (r_m - r_{m0} \cdot i)}{d_{1isx}} - \frac{j \cdot (r_m - r_{m0} \cdot (j+1))}{d_{1x}} \right] \right\}^{-1/2}. \quad (46)$$

Полученная формула (46) позволяет рассчитать влияние на амплитуду акустического давления преломления на поверхности ввода и многократных отражений от внутренних поверхностей оболочек вращения, в том числе при изменении угла ввода. Коэффициент расфокусировки зависит от соотношения площадей сечения пучка [10, 11], поэтому формула (46) позволяет определять (по значениям сумм в фигурных скобках) относительное изменение размеров пучка акустического поля в плоскости симметрии ПЭП и перпендикулярной ей плоскости по сравнению с аналогичными изменениями направленности в плоскопараллельном стандартном образце.

### 3. РАСЧЕТ ВЛИЯНИЯ ИЗМЕНЕНИЯ НАПРАВЛЕННОСТИ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА АМПЛИТУДУ ЭХОСИГНАЛА

Эхосигнал после отражения от дефекта повторно многократно отражается от криволинейной внутренней поверхности и преломляется на криволинейной поверхности ввода. Поэтому для рас-

чета влияния на амплитуду экосигнала данных преобразований представим в качестве дефекта перпендикулярную пучку зондирующего поля плоскость с коэффициентом отражения, равным единице, размеры которой превышают поперечное сечение пучка зондирующего поля. При отражении поля от дефекта в (40)  $t_{\uparrow} = t - h$ ,  $h_{\uparrow} = -h$ , поэтому размер отраженного акустического поля на поверхности ввода в этом случае будет равен:

$$2 \cdot a_{\text{es}} = 2 \cdot a + 2 \cdot \left( \frac{c_m}{c_c} \cdot \frac{\cos(\beta_y)}{\cos(\gamma_y)} \cdot \frac{\Delta\beta_y}{2} + \left[ \frac{c_m}{c_c} \cdot \frac{\cos(\beta_y)}{\cos(\gamma_y)} - 1 \right] \cdot \frac{2 \cdot a}{d_{1y}} + \frac{2 \cdot a}{d_{1isy}} \right) \cdot \frac{2 \cdot (2 \cdot t - h)}{\cos^2(\gamma_y)}, \quad (47)$$

где расхождение акустического пучка у поверхности ввода  $\Delta\gamma_y^{\text{es}} = \left( \frac{c_m}{c_c} \cdot \frac{\cos(\beta_y)}{\cos(\gamma_y)} \cdot \frac{\Delta\beta_y}{2} + \left[ \frac{c_m}{c_c} \cdot \frac{\cos(\beta_y)}{\cos(\gamma_y)} - 1 \right] \cdot \frac{2 \cdot a}{d_{1y}} + \frac{2 \cdot a}{d_{1isy}} \right)$ , поэтому после обратного преобразования  $\Delta\gamma_y^{\text{es}}$ , согласно (27), размер отраженного акустического поля на рабочей поверхности ПЭП  $a_{\uparrow}$  при толщине слоя контактной среды  $h_{c0}$  будет равен:

$$2 \cdot a_{\uparrow} = 2 \cdot a + 2 \cdot \left( \frac{c_m}{c_c} \cdot \frac{\cos(\beta_y)}{\cos(\gamma_y)} \cdot \Delta\beta_y + \left[ \frac{c_m}{c_c} \cdot \frac{\cos(\beta_y)}{\cos(\gamma_y)} - 1 \right] \cdot \frac{4 \cdot a}{d_{1y}} + \frac{4 \cdot a}{d_{1isy}} \right) \cdot \frac{(2 \cdot t - h)}{\cos^2(\gamma_y)} + 2 \cdot \left( \Delta\beta_y + \left[ 1 - \frac{c_c}{c_m} \cdot \frac{\cos(\gamma_y)}{\cos(\beta_y)} \right] \cdot \frac{4 \cdot a}{d_{1y}} + \frac{c_c}{c_m} \cdot \frac{\cos(\gamma_y)}{\cos(\beta_y)} \cdot \frac{2 \cdot a}{d_{1isy}} \right) \cdot \frac{h_{c0}}{\cos^2(\beta_y)}, \quad (48)$$

а соотношение данного размера для плоской и криволинейной оболочки:

$$\frac{a_{\text{pl}\uparrow}}{a_{\uparrow}} = 1 + \frac{\Delta\beta_y}{\cos^2(\gamma)} \cdot \frac{c_m}{c_c} \cdot \frac{\cos(\beta)}{\cos(\gamma)} \cdot \frac{(2 \cdot t - h)}{a} + \frac{\Delta\beta_y}{\cos^2(\beta)} \cdot \frac{h_{c0}}{a} / \left[ 1 + \frac{\Delta\beta_y}{\cos^2(\gamma_y)} \cdot \frac{c_m}{c_c} \cdot \frac{\cos(\beta_y)}{\cos(\gamma_y)} \cdot \frac{(2 \cdot t - h)}{a} + \frac{\Delta\beta_y}{\cos^2(\beta_y)} \cdot \frac{h_{c0}}{a} + \left( \left[ \frac{c_m}{c_c} \cdot \frac{\cos(\beta_y)}{\cos(\gamma_y)} - 1 \right] \cdot \frac{4}{d_{1y}} + \frac{4}{d_{1isy}} \right) \cdot \frac{(2 \cdot t - h)}{\cos^2(\gamma_y)} + \left( \left[ \frac{c_m}{c_c} \cdot \frac{\cos(\beta_y)}{\cos(\gamma_y)} - 1 \right] \cdot \frac{4}{d_{1y}} + \frac{2}{d_{1isy}} \right) \cdot \frac{c_c}{c_m} \cdot \frac{\cos(\gamma_y)}{\cos(\beta_y)} \cdot \frac{h_{c0}}{\cos^2(\beta_y)} \right]. \quad (49)$$

В результате, согласно (10) и (39), учитывая, что  $r_{c0} = h_{c0} / \cos(\beta)$  — расстояние между точками выхода и ввода, а показания глубиномера ( $r_{\text{sp}}$  — расстояние по лучу (sound path),  $\tau$  — время пробега сигнала)  $r_{\text{sp}} = c_m \cdot \tau = r_m + \frac{c_c}{c_m} \cdot \frac{\cos(\gamma_y)}{\cos(\beta_y)} \cdot r_{c0}$ , где обычно  $r_m \gg \frac{c_c}{c_m} \cdot \frac{\cos(\gamma_y)}{\cos(\beta_y)} \cdot r_{c0}$ , для многократного отражения в тороидальной оболочке вращения получим:

$$K_{\Phi} = K_{\Phi\downarrow\uparrow} \approx \left\{ 1 + \left[ 1 - \frac{\cos^3(\gamma_y)}{\cos^3(\gamma)} \right] \cdot \frac{\Delta\gamma_{\text{ypl}}}{\cos(\gamma_y)} \cdot \frac{r_{\text{sp}}}{a} + \frac{4}{\cos(\gamma_y)} \cdot \left[ \frac{c_m}{c_c} \cdot \frac{\cos(\beta_y)}{\cos(\gamma_y)} - 1 - j + i \cdot \frac{d_{1y}}{d_{1isy}} \right] \cdot \frac{r_{\text{sp}}}{d_{1y}} \right\}^{-1/2} \times \left\{ 1 + 4 \cdot \cos(\gamma_y) \cdot \left[ \frac{c_m}{c_c} - 1 - j + i \cdot \frac{d_{1x}}{d_{1isx}} \right] \cdot \frac{r_{\text{sp}}}{d_{1x}} \right\}^{-1/2}. \quad (50)$$

Полученная формула (50) позволяет рассчитать влияние на амплитуду экосигнала преломления на поверхности ввода и многократных отражений от внутренних поверхностей оболочек вращения, в том числе при изменении угла ввода. Значения сумм в фигурных скобках позволяют определять относительное изменение размеров пучка отраженного акустического поля на поверхности ввода

в плоскости симметрии ПЭП и перпендикулярной ей плоскости по сравнению с аналогичными изменениями направленности в плоскопараллельном стандартном образце.

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА НА СОП, ВЫПОЛНЕННЫХ ИЗ ТРУБ РАЗЛИЧНЫХ ДИАМЕТРОВ

При идентичных материалах изделия, контрольных отражателях, шероховатости и толщинах поверхностей СОП, выполненных из труб различных диаметров, поправочный коэффициент  $K_A$  (в дБ) можно рассчитать по формуле [10, 19]:

$$K_A = K_c + K_\Phi + K_D, \quad K_c = K_c^{TO} - K_c^{CB}, \quad K_\Phi = K_\Phi^{TO} - K_\Phi^{CB}, \quad K_D = \tilde{D}^{TO} - \tilde{D}^{CB}, \quad (51)$$

где  $K_\Phi$  — коэффициент расфокусировки рассчитывается по (50);  $K_D$  — коэффициент прозрачности границы, характеризующий изменение коэффициента прозрачности по энергии слоя контактной среды между рабочей поверхностью ПЭП и поверхностью ввода  $\tilde{D}$  можно рассчитать по методике [19] с учетом изменения размеров пучка отраженного акустического поля на поверхности ввода, определенного по (50);  $K_c$  — коэффициент ограниченности контакта [10, 21], характеризующий соотношение амплитуд эхосигналов при изменении действующих размеров преобразователя, который можно рассчитывать по соотношению площади поверхности ПЭП, находящейся в акустическом контакте к площади зондирующего поля на рабочей поверхности ПЭП [10]. Для случая соосного расположения ПЭП и трубы (ОК/СОП)  $K_c$  можно определить по формулам:

$$K_c = \frac{2}{\pi} \cdot \left( \arcsin\left(\frac{d_{2xc}}{d_{2x}}\right) + \frac{d_{2xc}}{d_{2x}} \sqrt{1 - \left(\frac{d_{2xc}}{d_{2x}}\right)^2} \right) \text{ — для ПЭП с круглой пьезопластиной,} \quad (52)$$

$$K_c = \frac{d_{2xc}}{d_{2x}} \text{ — для ПЭП с прямоугольной пьезопластиной,} \quad (53)$$

где  $d_{2x}$  — фронтальный размер проекции пьезопластины на рабочей поверхности ПЭП (для круглой пьезопластины примерно равен диаметру);  $d_{2xc}$  — действующий фронтальный размер преобразователя, находящийся в акустическом контакте.

В [10, 21] показано, что  $d_{2xc} = 2 \cdot \sqrt{d_{1x} \cdot h_{\max}}$ , где для тонкого слоя машинного масла  $h_{\max} \approx 0,1$ — $0,3$  мм [21] (для расчета принимаем  $h_{\max} \approx 0,2$  мм).

Сравним  $K_A$  (в дБ), рассчитанные по настоящей методике для контактного эхометода при использовании ПЭП ЗАО «УЗ-Константа» П121-5-50-512 (с диаметром пьезопластины 12 мм), П121-5-70-506 (с диаметром пьезопластины 6 мм) и полученные экспериментально на СОП из стали 09Г2С, выполненных из труб различных диаметров (219, 159, 114, 108 и 89 мм) толщиной 8 мм с зарубками  $2,0 \times 1,5$  мм, расположенными перпендикулярно оси. Материал призмы преобразователя — оргстекло, контактная жидкость — моторное масло. В соответствии с [3], при контроле прямым лучом —  $i = 1, j = 0$  (графики представлены на рис. 3а, 4а), а однократно отраженным лучом —  $i = 1, j = 1$  (графики представлены на рис. 3б, 4б). При сравнении учтем, что:

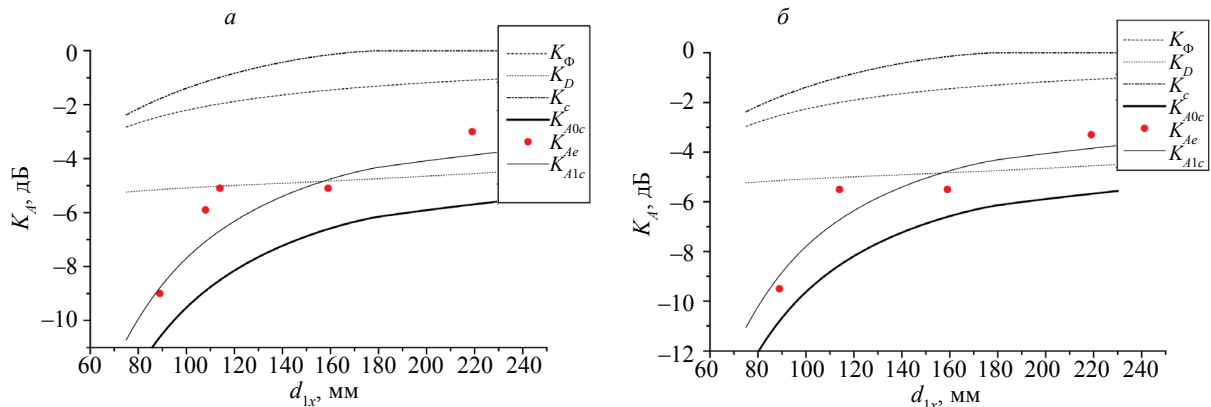


Рис. 3. Поправочные коэффициенты для П121-5-50-512:

$K_\Phi$  — коэффициент расфокусировки;  $K_D = K_{\tilde{D}}$  — коэффициент прозрачности границы, рассчитанный без учета изменения размеров пучка отраженного акустического поля на поверхности ввода;  $K_{A0c}$  — поправочный коэффициент, рассчитанный при  $h_{c0} = 0$ ;  $K_{A1c}$  — поправочный коэффициент, рассчитанный при  $h_{c0}^{TO} = 0, h_{c0}^{CB} = 10$  мкм;  $K_{Ae}$  — поправочный коэффициент, полученный экспериментально.

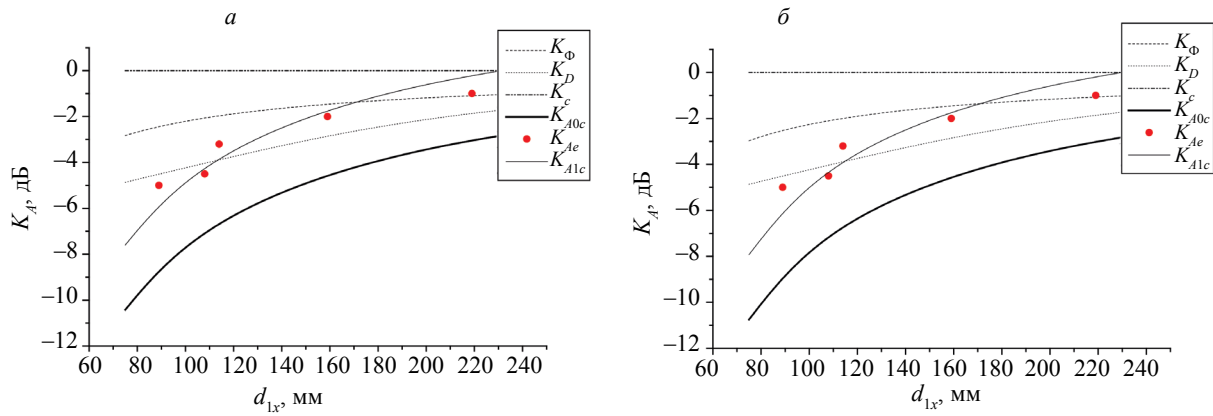


Рис. 4. Поправочные коэффициенты для П121-5-70-506:

$K_\Phi$  — коэффициент расфокусировки;  $K_D = K_{\bar{D}}$  — коэффициент прозрачности границы, рассчитанный без учета изменения размеров пучка отраженного акустического поля на поверхности ввода;  $K_{A0c}$  — поправочный коэффициент, рассчитанный при  $h_{c0} = 0$ ;  $K_{A1c}$  — поправочный коэффициент, рассчитанный при  $h_{c0}^{TO} = 0, h_{c0}^{CB} = 10$  мкм;  $K_{Ae}$  — поправочный коэффициент, полученный экспериментально.

при настройке скольжение ПЭП по поверхности плоского СОП происходит без заеданий и можно констатировать отсутствие соприкосновения их поверхностей, то есть в этом случае контактная жидкость из межповерхностного пространства выдавливается не полностью ( $h_{c0}^{CB}$  близко, но не равно нулю);

при настройке на СОП из труб (диаметром от 89 до 219 мм) появляются заедания и можно считать, что в этом случае контактная жидкость выдавливается полностью ( $h_{c0}^{TO} = 0$ );

из (51) и [19] следует, что при  $h_{c0}^{TO} = 0$  и  $h_{c0}^{CB} = 0$  значение  $K_A = K_{A0c}$  минимально, а с увеличением  $h_{c0}^{CB}$  значение  $K_A$  будет увеличиваться. При этом, увеличение  $K_A$  в диапазоне диаметров труб от 89 до 219 мм будет, практически, равномерным. Поэтому зависимость  $K_A$  (в дБ) от диаметра СОП, определенная экспериментальным путем ( $K_{Ae}$ ) должна превышать  $K_{A0c}$ , рассчитанное при  $h_{c0}^{CB} = 0$  ( $K_{A0c}$ ), на некое постоянное значение  $\overline{K_{Ae} - K_{A0c}} = \bar{D}^{CB}(h_{c0}^{CB}) - \bar{D}^{CB}(0)$ , зная которое, из формул, полученных в [19], можно определить значение  $h_{c0}^{CB}$  для используемой контактной среды.

Сравнение экспериментальных  $K_{Ae}$  и расчетных  $K_{A0c}$  значений поправочных коэффициентов показывает:

1. Влияние на амплитуду эхосигнала преломлений и отражений на криволинейных поверхностях оболочек вращения происходит не только за счет снижения интенсивности эхосигнала при изменении его направленности  $K_\Phi$ , но и за счет изменения размеров пучка отраженного акустического поля на поверхности ввода, что ведет к значительному изменению  $\bar{D}$  [19]. Суммарное влияние данных эффектов на  $K_A$  значительно во всем диапазоне диаметров труб, рассмотренных в эксперименте.

2. При диаметрах труб менее 180 мм в значение  $K_A$  для П121-5-50-512 вносит вклад  $K_c \neq 0$ , обусловленный фактором ограниченности контакта, хотя на участках поверхности ПЭП, где акустический контакт отсутствует, слой контактной среды непрозрачен [19]. Данный факт можно объяснить тем, что акустическое давление, генерируемое преобразователем, изменяется на его границе с контактным слоем и пропорционально площади поверхности ПЭП, находящейся в акустическом контакте аналогично квадратичной зависимости амплитуды эхосигнала от радиуса пьезопластины [22]. Образование же локальных максимумов и минимумов прозрачности в клине слоя контактной среды происходит уже для поля с акустическим давлением, измененным частичным отсутствием контакта. Поэтому  $K_c$  необходимо учитывать независимо от прозрачности участка, на котором контакт отсутствует.

3. Для П121-5-50-512 (см. рис. 3а, 3б) среднее значение  $\overline{K_{Ae} - K_{A0c}} \approx 1,83$  дБ, а для П121-5-70-506 (см. рис. 4а, 4б) среднее значение  $\overline{K_{Ae} - K_{A0c}} \approx 2,83$  дБ. Полученные значения поправки  $\overline{K_{Ae} - K_{A0c}}$  соответствуют  $h_{c0}^{CB} \approx 10$  мкм. То есть, при использовании в качестве контактной среды машинного масла для расчета  $K_A = K_{A1c}$  можно принять  $h_{c0}^{CB} \approx 10$  мкм. Для других контактных сред значение  $h_{c0}^{CB}$  может быть другим.

4. Незначительные отклонения  $K_{Ae}$  от  $K_{A1c}$  (менее 2 дБ) подтверждают корректность расчета и позволяют использовать формулу (50) для определения изменений амплитуды эхоимпульса и размеров пучка эхоимпульса на поверхности ввода, обусловленных преломлениями на поверхности ввода и многократными отражениями от криволинейных внутренних поверхностей оболочек вращения.

## ВЫВОДЫ

Для изделий, которые моделируются оболочками вращения — цилиндрических, сферических и тороидальных, произвольно расположенных относительно ПЭП:

1. Рассчитано влияние изменения направленности акустического поля на его амплитуду и размеры пучка при преломлении на поверхности ввода и/или отражениях на криволинейных внутренних поверхностях оболочек вращения.

2. Показано совпадение расчетов с результатами имеющихся исследований для частных случаев.

3. Получена обобщенная формула для расчета изменений амплитуды эхоимпульса и размеров пучка эхоимпульса на поверхности ввода, обусловленных преломлениями на поверхности ввода и многократными отражениями от криволинейных внутренних поверхностей оболочек вращения.

4. Корректность расчета подтверждена экспериментально на СОП из стали 09Г2С, выполненных из труб различных диаметров.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фридендер Ф. Звуковые импульсы / Пер. с англ. М.: Изд-во иностранной литературы, 1962. 232 с.
2. Keller J.B., Keller H.B. Determinations of reflected and transmitted field by geometrical optics // J. Opt. Soc. Am. 1950. V. 40 P. 48—52.
3. Крауткремер Й., Крауткремер Г. Справ. изд. / Пер. с нем. М.: Металлургия, 1991. 752 с.
4. Ермолов И.Н. Теория и практика ультразвукового контроля. М.: Машиностроение, 1981. 240 с.
5. Паврос С.К. О выборе оптимальной рабочей частоты для ультразвукового контроля эхометодом изделий с цилиндрической грубо обработанной поверхностью // Дефектоскопия. 1969. № 4. С. 53—58.
6. Голубев А.С., Паврос С.К. Расчет акустического тракта эхо-дефектоскопа при контроле изделий с криволинейной поверхностью контактным способом // Изв. ЛЭТИ. 1970. Вып. 89. С. 78—92.
7. Данилов В.Н. К оценке эхосигналов от двугранных углов в образцах с цилиндрическими поверхностями // Дефектоскопия. 2007. № 7. С. 35—43.
8. Выборнов Б.И. Ультразвуковая дефектоскопия. 2-е изд. М.: Металлургия, 1985. 256 с.
9. Ермолов И.Н. К определению координат дефектов при контроле цилиндрических изделий наклонным преобразователем // Дефектоскопия. 1995. № 2. С. 3—9.
10. Мичуров А.В., Соколкин А.В. Поправочный коэффициент для корректировки амплитуды при ультразвуковом контроле эхометодом изделий с криволинейными поверхностями // Дефектоскопия. 2016. № 1. С. 18—29.
11. Муравьев В.В., Корабейникова О.В., Кадикова М.Б. Анализ факторов, влияющих на результаты контроля зеркально-теневым методом // Дефектоскопия. 2007. № 9. С. 44—54.
12. Муравьева О.В., Петров К.В., Соков М.Ю., Габбасова М.А. Моделирование и исследование процесса распространения акустических волн, излучаемых проходным электромагнито-акустическим преобразователем, по эллиптическому сечению прутка // Дефектоскопия. 2015. № 7. С. 17—23.
13. Авдеев И. С. Применение метода граничных элементов в решении задач о рассеянии звука упругим некруговым цилиндром // Акустический журнал. 2010. Т. 56. № 4. С. 435—440.
14. Румелиотис Дж.А., Котсис А.Д. Рассеяние звуковых волн на двух сферических телах, одно из которых имеет малый радиус // Акустический журнал. 2007. Т. 53. № 1. С. 38—49.
15. Румелиотис Дж.А., Котсис А.Д., Колзас Дж. Рассеяние звука на непроницаемом сфероиде // Акустический журнал. 2007. Т. 53. № 4. С. 500—513.
16. Тютюкин В.В., Бойко А.И. Дифракция плоской звуковой волны на упругих цилиндрических оболочках с различными типами продольного закрепления // Акустический журнал. 2006. Т. 52. № 3. С. 408—415.
17. Андронов И.В. Дифракция на сильно вытянутом теле вращения // Акустический журнал. 2011. Т. 57. № 2. С. 147—152.
18. Андронов И.В. Расчет дифракции на сильно вытянутых телах вращения // Акустический журнал. 2012. Т. 58. № 1. С. 28—35.
19. Michurov A.V., Sokolkin A.V. Calculating the energy transmission factor for a couplant layer with nonuniform thickness // Russian Journal of Nondestructive testing. 2017. V. 53. No. 8. P. 545—559. [Мичуров А.В., Соколкин А.В. Расчет коэффициента прозрачности по энергии слоя контактной среды неравномерной толщины // Дефектоскопия. 2017. № 8. С. 3—20.]
20. Каца О.А., Kaleci D. Şahin A. Finite Amplitude Pressure Field of Elliptical and Rhomboid Transducers in Three Dimensions // Acoustical Physics. 2011. V. 57. No. 2. P. 127—135.
21. Ермолов И.Н., Бычков И.В., Розина М.В. Ограничения в применении АРД-диаграмм при контроле цилиндрических изделий // Дефектоскопия. 1993. № 10. С. 3—12.
22. Данилов В.Н. О влиянии размера пьезопластины прямого преобразователя на амплитуду принимаемого эхосигнала // Дефектоскопия. 2006. № 1. С. 54—61.