

Г. В. Абрамов, Л. А. Калакутская

АНАЛИЗ ВТОРИЧНЫХ ПОЛЕЙ В РАСКРЫВЕ АКУСТИЧЕСКИХ РЕФРАКТОРНЫХ СИСТЕМ

В работе [1] расчет функции распределения интенсивности и фазы квазиплоского ультразвукового поля, формируемого в жидкости рефракторной системой, проводится с учетом ряда допущений. В настоящей статье рассматривается правомерность этих допущений и, в частности, дается анализ вторичных полей, создаваемых продольной волной второго поколения и поперечной волной первого поколения.

Вторичное поле продольной волны

В раскрыве рефракторной системы получим функцию распределения интенсивности ультразвукового поля, создаваемого продольной волной второго поколения. Проходя через плоскую границу рефрактора, плоская волна частично проходит в жидкость, образуя квазиплоское поле, а частично отражается и падает на преломляющую границу рефрактора. Отраженная волна вновь падает на плоскую границу и, проходя через нее, образует так называемое вторичное поле продольной волны.

Функция распределения интенсивности вторичного поля продольной волны в раскрыве рефракторной системы определяется выражением

$$\Psi''(\varphi) = \Psi_I'(\varphi) \Psi_{II}(\varphi) \left(\frac{1-m}{1+m} \right)^2 D_{отр}(\varphi) D_{пр}(\varphi), \quad (1)$$

где $\Psi_I'(\varphi) = \left(\frac{1-n \cos \varphi}{1-n} \right)^2$ — функция, учитывающая изменение сечения энергетических трубок при трансформации волнового фронта;

$$\Psi_{II}(\varphi) = \frac{4m(\cos \varphi - n) \sqrt{1 - 2n \cos \varphi + n^2}}{[1 - n \cos \varphi + m(\cos \varphi - n)]^2} \cdot \text{— функция, определяемая коэффициентом}$$

прозрачности при прохождении ультразвука через преломляющую границу раздела;

- $\left(\frac{1-m}{1+m}\right)^2$ - коэффициент отражения по интенсивности плоской продольной волны от плоской границы "рефрактор - жидкость";
- $D_{\text{отп}}(\psi)$ - коэффициент отражения по интенсивности для луча BA ;
- $D_{\text{пр}}(\psi)$ - коэффициент прозрачности плоской границы для луча AC ;
- n - показатель преломления;
- m - отношение волновых сопротивлений жидкости и материала рефрактора;
- ψ - текущий угол раскрытия рефракторной системы.

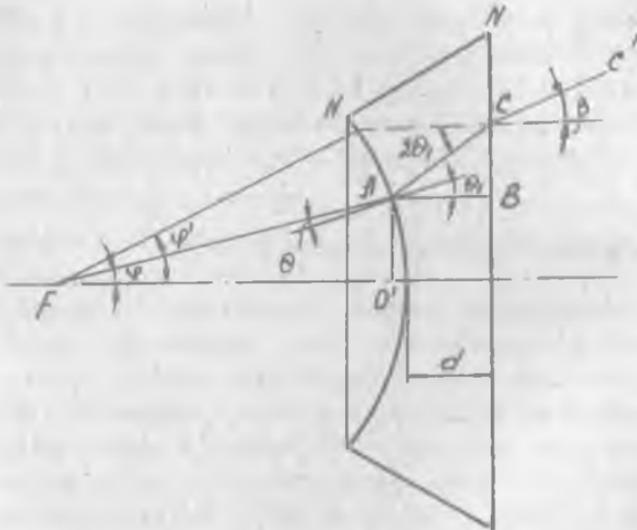


Рис. 1. Вспомогательное построение при выводе некоторых соотношений для поля вторичной продольной волны в раскрыве рефрактора

Угол падения луча AB на преломляющую границу раздела θ , /рис. 1/ связан с текущим углом раскрытия ψ соотношением

$$\cos \theta_1 = \frac{\cos \psi - n}{\sqrt{1 - 2n \cos \psi + n^2}} \quad (2)$$

Пренебрегая для продольных волн второго поколения поправками, обусловленными возникновением поперечных волн, определяем коэффициент отражения по интенсивности [2]

$$D_{\text{отп}}(\psi) = \left(\frac{\cos \theta_1 - \frac{1}{m} \sqrt{1 - \sin^2 \theta_1 n^2}}{\cos \theta_1 + \frac{1}{m} \sqrt{1 - \sin^2 \theta_1 n^2}} \right)^2 \quad (3)$$

Подставляя соотношение /2/ в выражение /3/, после несложных преобразований получаем

$$D_{\text{отп}}(\varphi) = \frac{[m(\cos \varphi - n) - (1 - n \cos \varphi)]^2}{[m(\cos \varphi - n) + (1 - n \cos \varphi)]^2} \quad /4/$$

Луч AC составляет с нормалью к плоской границе раздела угол $2\theta_1$, который связан с текущим углом раскрытия φ соотношением

$$\tan \theta_1 = \frac{2 \sin \varphi (\cos \varphi - n)}{(\cos \varphi - n)^2 - \sin^2 \varphi} \quad /5/$$

Коэффициент прозрачности плоской границы

$$D_{\text{пр}} = \frac{4 \frac{1}{m} \sqrt{1 - \sin^2 2\theta_1} n^2}{(\cos 2\theta_1 + \frac{1}{m} \sqrt{1 - n^2 \sin^2 2\theta_1})^2} \quad /6/$$

После преобразований получим окончательное выражение для функции распределения интенсивности вторичной продольной волны в раскрыве рефракторной системы

$$\psi''(\varphi) = \left(\frac{1 - n \cos \varphi}{1 - n} \right)^2 \frac{4m(\cos \varphi - n) \sqrt{1 - 2n \cos \varphi + n^2}}{[1 - n \cos \varphi + m(\cos \varphi - n)]^2} \left(\frac{1 - m}{1 + m} \right)^2 \times \quad /7/$$

$$\times \frac{[m(\cos \varphi - n) - (1 - n \cos \varphi)]^2}{[m(\cos \varphi - n) + (1 - n \cos \varphi)]^2} \frac{4m \sqrt{1 - \sin^2 2\theta_1} n^2}{(m \cos 2\theta_1 + \sqrt{1 - \sin^2 2\theta_1} n^2)^2}$$

Для оценки неравномерности вторичного поля продольной волны в раскрыве рефрактора более удобна нормированная функция, получаемая делением $\psi''(\varphi)$ на $\psi'' / 0/ = 16 m^2 (1 - m)^4 (1 + m)^8$ и имеющая вид

$$\psi''(\varphi) = \frac{(1 + m)^8 (1 - n \cos \varphi)^2}{(1 - m)^2 (1 - n)^2} \frac{(\cos \varphi - n) \sqrt{1 - 2n \cos \varphi + n^2}}{[1 - n \cos \varphi + m(\cos \varphi - n)]^2} \times \quad /8/$$

$$\times \frac{[m(\cos \varphi - n) - (1 - n \cos \varphi)]^2}{[m(\cos \varphi - n) + (1 - n \cos \varphi)]^2} \frac{\sqrt{1 - \sin^2 2\theta_1} n^2}{(m \cos 2\theta_1 + \sqrt{1 - n^2 \sin^2 2\theta_1} n^2)^2}$$

При сравнении интенсивности вторичного поля продольной волны с интенсивностью квазиплоского поля необходимо иметь в виду, что интенсивность вторичного поля в точке ζ раскрыва определяется выражением /7/, между тем как продольная волна первого поколения при угле раскрытия φ создает интенсивность

в точке B раскрыва. Следовательно, интенсивность вторичного поля в точке C нужно сравнивать с интенсивностью первичной продольной волны, соответствующей углу раскрытия ψ' /рис. 1/.

Угол ψ' определяется из условия

$$a \operatorname{arccos} \sin \psi' = \frac{OC}{\rho(\psi')} \quad /9/$$

Ордината

$$OC = OB + BC,$$

где

$$OB = OA = \rho(\psi) \sin \psi;$$

$$BC = AB \operatorname{tg} 2\theta_1.$$

Но $AB = OO_1 = f + d - \rho(\psi) \cos \psi$, а $\operatorname{tg} 2\theta_1$ определяется выражением /5/.

Тогда

$$OC = \rho(\psi) \sin \psi + (f + d - \rho(\psi) \cos \psi) \frac{2 \sin \psi (\cos \psi - n)}{(\cos \psi - n)^2 - \sin^2 \psi} \quad /10/$$

где $\rho(\psi) = f \frac{1-n}{1-n \cos \psi}$;

d - постоянная толщина линзы.

Условие /9/ перепишем в виде

$$(\operatorname{arccos} \sin \psi') \left(f \frac{1-n}{1-n \cos \psi'} \right) = OC, \quad /11/$$

где OC определяется выражением /10/.

Поскольку из выражения /11/ угол ψ' в явной форме выразить не удастся, более удобным представляется следующий метод расчета. Используя связь между углом раскрытия и ординатой OC , целесообразно независимо рассчитать распределение интенсивности первичных и вторичных волн и построить графики распределения интенсивности в зависимости от текущей ординаты OC , а не от угла раскрытия. Результаты расчетов нормированных функций распределения интенсивности показывают, что постоянная толщина линзы d не влияет на функцию $\psi'' / OC /$. Вид этой функции зависит от материала рефрактора и величины фокусного расстояния f . Некоторые из результатов расчетов, иллюстрирующие эти зависимости, приведены на рис. 2. Очевидно,

что неравномерность распределения интенсивности в раскрыве как металлического, так и пластмассовых рефракторов прямо пропорциональна значениям ОС.

Увеличение фокусного расстояния, во-первых, повышает равномерность интенсивности вторичной волны в раскрыве, а во-вторых, существенно уменьшает абсолютное значение интенсивности. Для сравнения на рис. 2 приведена нормированная функция распределения интенсивности квазиплоского поля в раскрыве рефрактора из полистирола и плексигласа.

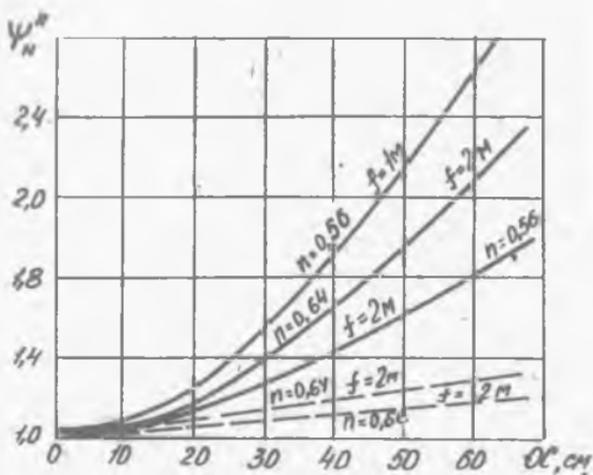


Рис. 2. Зависимость нормированной функции распределения интенсивности вторичной продольной волны от текущей ординаты ОС в плоскости раскрыва. Штриховыми линиями изображена зависимость нормированной функции распределения интенсивности основного поля

Можно показать, что отношение интенсивности вторичного поля в плоскости раскрыва рефрактора к интенсивности квазиплоского поля для случая $\varphi = 0$ равно $\frac{\psi''(\varphi=0)}{\psi'(\varphi=0)} = \frac{(1-m)^4}{(1+m)^4}$, что составляет для рефрактора из полистирола $\sim 0,004$, из плексигласа $\sim 0,015$, из алюминия $\sim 0,49$. Следовательно, для рефракторов, выполненных из полистирола или плексигласа, влияние вторичного поля продольных волн второго поколения на распределение интенсивности квазиплоского поля очень незначительно.

При сравнении интенсивности вторичного и квазиплоского полей

необходимо учитывать, что вторичная волна является расходящейся. Поэтому по мере удаления от плоской границы рефрактора ее интенсивность уменьшается по сравнению с интенсивностью квази-плоского поля. Кривизна вторичной волны обусловлена двумя факторами: вариацией углов выхода лучей CC_1 , по мере изменения OC и вариацией набег фазы на пути $ВАС$. Зависимость углов выхода β , определяемых соотношением $\beta = \arcsin\{\sin 2\theta, n\}$, от текущей ординаты OC для значений фокусного расстояния $f = 1$ м и $f = 2$ м приведена на рис. 3. Из рисунка видно, что в случае равенства набег фазы для всех лучей продольная волна второго поколения на выходе близка к сферической.

Набег фазы, выраженный в длинах волн, в произвольной точке C относительно фазы отраженной волны в точке B равен $\frac{BA+AC}{\lambda}$. После несложных преобразований получаем следующее выражение для набег фазы:

$$\Delta\gamma = \frac{2 \frac{1-\cos 2\theta}{1-\cos \theta} (\cos 2\theta + 1) + d}{\cos 2\theta} \frac{2\pi}{\lambda} \quad /12/$$

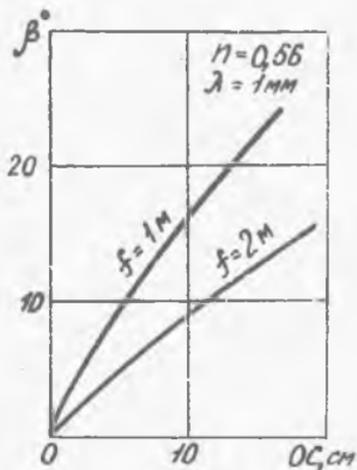
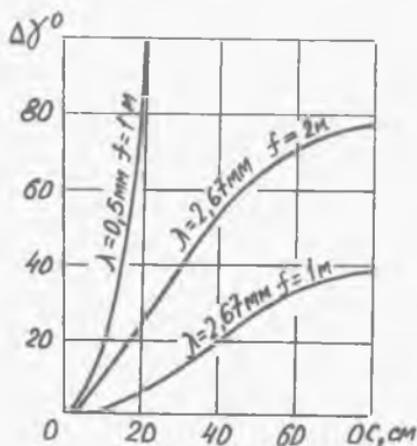


Рис. 3. Зависимость угла выхода для вторичной продольной волны от текущей ординаты OC в плоскости раскрытия рефрактора из плексигласа

Результаты расчетов по формуле /12/ приведены на рис. 4 /при построении графика не учитывалось целое число периодов/, из которого видно, что набег фазы зависит от двух факторов: фокусного расстояния и длины волны. Увеличение фокусного расстояния и уменьшение длины волны ведет к увеличению фазового набег на краях рефрактора.

Кроме того, необходимо отметить, что для пренебрежения паразитными отражениями продольной волны от боковой поверхности рефрактора /образующая NN' / боковая поверхность делается наклонной, как показано на рис. 1. При этом максимальная ордината рефрактора определяется из соотношения

Рис. 4. Зависимость величины набега фазы для вторичной продольной волны от текущей ординаты ОС в плоскости раскрыва рефрактора из плексигласа



$$\frac{D}{2} \geq f \frac{1-n}{1-n \cos \varphi_{max}} \sin \varphi_{max} + [f+d-f \frac{1-n}{1+n \cos \varphi_{max}} \cos \varphi_{max}] \frac{2 \sin \varphi_{max} (\cos \varphi_{max} - n)}{(\cos \varphi_{max} - n)^2 - \sin^2 \varphi_{max}}$$

Образующая NN составляет с плоской границей рефрактора угол $\alpha = \frac{\pi}{2} - 2\theta_1(\varphi_{max})$, т.е.

$$\alpha = \arctg \frac{2 \sin \varphi_{max} (\cos \varphi_{max} - n)}{(\cos \varphi_{max} - n)^2 - \sin^2 \varphi_{max}}$$

Вторичное поле поперечной волны

Поперечная волна, возникающая в материале рефрактора при падении волны из жидкости на преломляющую границу, распространяется в рефракторе и падает на плоскую границу. Рассмотрим наихудший случай, когда колебания частиц в поперечной волне расположены в плоскости xy /рис. 5/. В этом случае на плоской границе образуется система 4-х волн, одна из которых представляет собой преломленную продольную волну в жидкости. Найдем распределение интенсивности и фазы в этой волне в плоскости раскрыва рефрактора.

функция распределения интенсивности

$$\Psi''(\varphi) = \Psi_I(\varphi) D_{1np}(\varphi) D_{2np}(\varphi),$$

Углы θ , θ_1 и θ_1' определяются по следующим формулам:

$$\theta = \alpha \gamma \operatorname{ctg} \frac{n \sin \gamma}{1 - n \cos \gamma} ;$$

$$\theta_1 = \alpha \gamma \operatorname{ctg} \frac{\sin \gamma}{\cos \gamma - n} ;$$

$$\theta_1' = \alpha \gamma \operatorname{ctg} \frac{C_1'}{C_1} \frac{\sin \gamma}{\sqrt{1 - 2n \cos \gamma + n^2 - \left(\frac{C_1'}{C_1}\right)^2 \sin^2 \gamma}} .$$

Коэффициент прозрачности $D_{2np}(\gamma)$ [3], представляющий собой относительную интенсивность вторичной продольной волны в точке C_1' , определяется формулой

$$D_{2np}(\gamma) = \frac{1}{m} \left\{ \frac{\rho}{\rho_1} \left(\frac{C}{C_1'} \right)^2 \frac{1}{\sin 2\gamma} \frac{2Y_1' \sin^2 2\gamma_1'}{Y + Y_1 \cos^2 2\gamma_1' + Y_1' \sin^2 2\gamma_1'} \right\}^2 , \quad /15/$$

где $Y = \frac{W}{\cos \gamma}$; $Y_1 = \frac{W_1}{\cos \gamma}$; $Y_1' = \frac{W_1'}{\cos \gamma_1'}$.

Как видно из рис. 5, угол падения поперечной волны в рефракторе на плоскую границу раздела

$$\gamma_1' = \theta_1 - \theta_1' = \alpha \gamma \operatorname{ctg} \frac{\sin \gamma}{\cos \gamma - n} - \alpha \gamma \operatorname{ctg} \frac{C_1'}{C_1} \frac{\sin \gamma}{\sqrt{1 - 2n \cos \gamma + n^2 - \left(\frac{C_1'}{C_1}\right)^2 \sin^2 \gamma}} .$$

Углы γ_1 и γ определяются из закона Снеллиуса

$$\frac{C}{\sin \gamma} = \frac{C_1}{\sin \gamma_1} = \frac{C_1'}{\sin \gamma_1'} .$$

После преобразования получаем искомую функцию

$$\psi''(\gamma) = \left(\frac{1 - n \cos \gamma}{1 - n} \right)^2 \left(\frac{2Z_1' \sin^2 2\theta_1'}{Z_1 \cos^2 2\theta_1' + Z_1' \sin^2 2\theta_1' + Z} \right)^2 \times \left\{ \frac{\rho}{\rho_1} \left(\frac{C}{C_1'} \right)^2 \frac{1}{\sin 2\gamma} \frac{2y_1' \sin^2 2\gamma_1'}{y + y_1 \cos^2 2\gamma_1' + y_1' \sin^2 2\gamma_1'} \right\}^2 . \quad /16/$$

Как и в предыдущем случае, удобно строить распределение функции интенсивности данной вторичной волны в зависимости от ординаты OC_1' , которая может быть записана в виде

$$OC_1' = f \frac{1-n}{1-n \cos \gamma} \sin \gamma + (f+d) - f \frac{1-n}{1-n \cos \gamma} \cos \gamma \operatorname{tg} \gamma_1' .$$

Результаты расчетов по формуле /16/ приведены на рис. 6. Расчеты производились для рефрактора из плексигласа, в кото - ром интенсивность образующихся поперечных волн несколько боль - ше, чем в полистироловом рефракторе. Как и для интенсивности вторичных продольных волн, интенсивность поля, обусловленного поперечной волной, практически не зависит от постоянной тол - щины линзы и резко уменьшается при увеличении фокусного рас -

стояния. Абсолютное значение интенсивности этого поля значительно меньше ква - зиплоского. Так, для рефрактора из по - листирола отношение интенсивности вто - ричного поля поперечной волны к интен - сивности основного поля составляет при - близительно 0,02, а для рефрактора из плексигласа и алюминия эта величина еще меньше.

Вторичное поле поперечной волны так - же не является плоским. Зависимость уг - лов выхода лучей γ от текущей орди - наты OC' представлена на рис.7, из которого видно, что величины углов вы - хода имеют тот же порядок, что и для вторичной продольной волн.

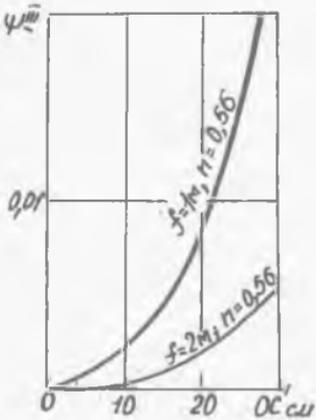


Рис. 6. Зависимость функции распределения интенсивности поперечной волны от текущей ординаты OC' в плоскости рефрактора из плексигласа

Фаза вторичной волны в точках плоской границы линзы относи - тельно фазы волны в точке O определяется соотношением

$$\Delta\varphi = \frac{AC - d}{\lambda}$$

Используя очевидные геометрические соотношения, получим вы - ражение для распределения фазы во вторичной волне

$$\Delta\varphi = \frac{1 - \cos\gamma}{1 - n \cos\gamma} f + d(1 - \cos\gamma_1) \quad /17/$$

Результаты расчетов по формуле /17/ приведены на рис. 8.

Проведенные в этой статье анализы и расчеты показывают, что влияние вторичных волн при использовании пластмассовых рефракторов весьма незначительно. Вторичное поле продольных волн у металлических рефракторов может быть существенно ослаблено за счет нанесения "просветляющих слоев" на преломляющую и плоскую поверхности рефрактора [4].

Кроме того, в больших гидроакустических бассейнах влияние вторичных волн можно уменьшить путем размещения зоны измерения на больших расстояниях от рефрактора. Ослабление вторичных волн достигается также увеличением фокусного расстояния.

Следовательно, при определении функции распределения интенсивности квазиплоского ультразвукового поля в раскрыве рефракторных систем влиянием вторичных волн можно пренебречь, т.е. такое допущение является правомерным.

Рис. 8. Зависимость величины набега фазы для поперечной волны от текущей ординаты OC' в плоскости раскрыва

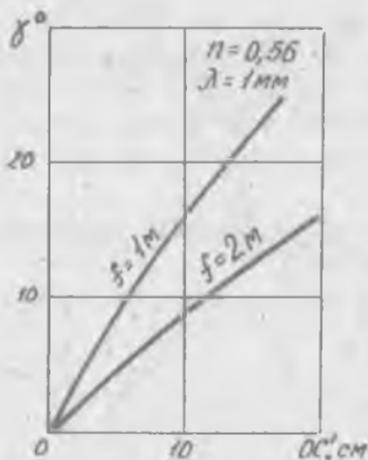
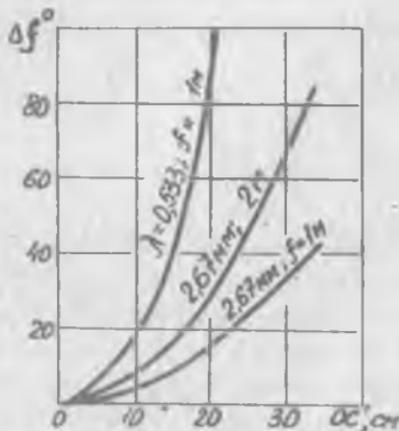


Рис. 7. Зависимость угла преломления поперечной волны от текущей ординаты OC' в плоскости раскрыва рефрактора из плексигласа



Л и т е р а т у р а

1. Абрамов Г.В., Назарова Л.А. Расчет функций распределения интенсивности и фазы ультразвукового поля в раскрыте эллиптических линз и рефлекторов при изотропном излучателе. Сб.: "Исследования по акустике и радиоэлектронике". КуАИ, вып. 44, 1970.

2. Бергман Л. Ультразвук и его применение в науке и технике. М., 1956.

3. Брежневских Л.М. Волны в слоистых средах. Изд. АН СССР, М., 1957.

4. Тартаковский Б.Д. Звуковые переходные слои. ДАН СССР, 75, 29, 1950.

Г.В.Абрамов, А.И.Махов

ЛИНЕЙНЫЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ПРИЕМНИК В НЕОДНОРОДНОМ ПОЛЕ

Линейный ультразвуковой приемник представляет собой плоский приемник (длина которого $\gg \lambda$, а ширина $\leq \lambda$) и может быть применен в качестве датчика некоторых приборов, например, фазометров [1]. В этом случае он характеризуется своей градуировочной кривой, которая для плоского равномерного поля совпадает с диаграммой направленности

$$u = U_p \frac{\sin(\kappa L \sin \alpha)}{\kappa L \sin \alpha},$$

где $\kappa = \frac{2\pi}{\lambda}$ - волновое число, $2L$ - длина приемника; α - угол между приемником и фронтом волны [2], [3].

Реальные ультразвуковые поля отнюдь не плоские и не равномерные. Поэтому представляет интерес рассмотрение отклонения градуировочной кривой от диаграммы направленности при наличии сферичности и неравномерности ультразвукового поля. При этом предполагаем, что дифракция на приемнике отсутствует. Тогда задача сводится к интегрированию по элементарным участкам преобразователя, как это принято в антенной технике [3]. Прием -