Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. С. Кононенко, А. В. Шацкий, Влияние дифракционных эффектов, вызываемых линиями задержки ультразвукового сигнала, на измерение коэффициента поглощения в жидкости импульсным методом, *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки*, 2006, выпуск 42, 114–117

DOI: <https://doi.org/10.14498/vsgtu421>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.198.64.247

26 апреля 2023 г., 13:23:47

Акустика

УДК 534.6

В.С. Копоненко, А.В. Шацкий

ВЛИЯНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ, ВЫЗЫВАЕМЫХ ЛИНИЯМИ ЗАДЕРЖКИ УЛЬТРАЗВУКОВОГО СИГНАЛА, НА ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ В ЖИДКОСТИ ИМПУЛЬСНЫМ МЕТОДОМ

Рассматривается проблема влияния дифракционных эффектов, возникающих в импульсном методе измерения поглощения ультразвука в жидкости. Проведен расчет зависимости дифракционного затухания от частоты ультразвукового сигнала и размеров излучателя и приемника. На основе расчетов предложен метод минимизации влияния дифракционных эффектов при проектировке ультразвуковых камер импульсного метода.

Волновые фронты в ультразвуковом луче, возбуждаемом различными источниками конечных размеров, никогда не представляют собой идеальные плоские волны. Фронты всегда имеют сложную искривленную поверхность, форма которой непостоянна вдоль луча. На приемнике результирующий ультразвуковой сигнал усредняется и при перемещении приемника вдоль луча амплитуда снимаемого сигнала изменяется достаточно сложным образом, указывая на то, что существует дифракционное затухание сигнала в ультразвуковом луче, вызванное увеличением поверхности поперечного сечения луча и, следовательно, уменьшение доли звуковой энергии попадающей на приемник. Непостоянство формы фронта волны вдоль ультразвукового луча приводит к осцилляциям дифракционного затухания, а также к эффекту завышения ультразвуковой скорости. Наличие твердотельных линий задержки акустического сигнала, используемых в импульсных методах измерения поглощения в жидкости, приводит к наложению на дифракционное затухание дисперсионных эффектов. В результате такого наложения появляется еще ряд эффектов, влияние которых также необходимо учитывать при проведении экспериментов и проектировке ультразвуковых камер. В данной работе проводится теоретическое исследование влияния дифракционных эффектов, возникающих в

простейшей ультразвуковой камере импульсного метода.

Рассмотрим схему ультразвуковой камеры импульсного метода измерения поглощения, приведенной на рис.1, где 1 – ультразвуковой излучатель, 2 – приемник, 3 и 4 – твердотельные цилиндрические линии задержки ультразвукового сигнала, 5 – слой исследуемой жидкости толщиной S . От излучателя 1, через линию задержки 3, ультразвуковой луч попадает в слой исследуемой жидкости 5, затем через линию задержки 4 попадает на приемник 2. В качестве излучателя и приемника, как правило, используются кварцевые пьезопластины. Будем считать, что добротность колебаний, возникающих в пьезопластинах, достаточно низкая, что позволяет принять излучатель и приемник поршневыми [1]. Также считается, что цилиндрические поверхности линий задержки граничат с вакуумом, то есть упругое напряжение на данных поверхностях равно нулю. Решение волнового уравнения в линиях задержки и в слое жидкости должно учитывать импульсный характер

Р и с. 1. Схема ультразвуковой камеры импульсного метода

излучения ультразвукового сигнала в эксперименте. При этом, в линиях задержки на границах $z = 0$ и $z = L + S$, а также на границе $z = L$ в жидкости, отраженный сигнал отсутствует, так как разделен во времени с возбуждающим. Напротив, на границах $z = L$ и $z = 2L + S$ в линиях задержки и на границе $z = L + S$ в жидкости отраженная волна учитывается при использовании граничных условий. В связи с этим, учитывая симметрию звукового поля относительно оси z , решения волновых уравнений для ультразвукового смещения имеют вид:

$$u_1(z, r) = \sum_n A_n^{(+)} J_0\left(\tilde{n}_{0n} \frac{r}{a}\right) \exp(-ig_n z), \text{ при } 0 < z < L; \quad (1)$$

$$u_{1,2}(z, r) = \sum_n \left[J_0\left(\tilde{n}_{0n} \frac{r}{a}\right) \left(A_n^{(+)} \exp(-ig_n z) + A_n^{(-)} \exp(ig_n z) \right) \right], \text{ при } 0 < z \leq L; \quad (2)$$

$$u_{2,1}(z, r) = \int_0^\infty \exp(-bz) J_0(ar) f(a) da = C(r, z) \exp(-ikz), \text{ при } L \leq z < L + S; \quad (3)$$

$$u_2(z, r) = C(r, z) \exp(-ikz) + D(r, z) \exp(ikz), \text{ при } L < z \leq L + S; \quad (4)$$

$$u_{2,3}(z, r) = \sum_m B_m^{(+)} J_0\left(\tilde{n}_{0m} \frac{r}{a}\right) \exp(-ig_m z), \text{ при } L + S \leq z < 2L + S; \quad (5)$$

$$u_3(z, r) = \sum_m \left[J_0\left(\tilde{n}_{0m} \frac{r}{a}\right) \left(B_m^{(+)} \exp(-ig_m z) + B_m^{(-)} \exp(ig_m z) \right) \right], \text{ при } L + S < z \leq 2L + S. \quad (6)$$

Здесь J_0 – функция Бесселя нулевого порядка; $\tilde{n}_{0n}$ – корни производной функции Бесселя нулевого порядка; a – радиус линий задержки; k – волновое число в слое жидкости; $g_n^2 = k_1^2 - (\tilde{n}_{0n}/a)^2$, k_1 – волновое число в линиях задержки; $b^2 = a^2 - k^2$, a – независимая переменная; $f(a)$ – функция распределения амплитуды радиальных волн, определяемая из граничных условий; $A_n^{(+)}$, $A_n^{(-)}$, $B_m^{(+)}$, $B_m^{(-)}$, $C(r, z)$ и $D(r, z)$ – амплитуды распространяющихся волн.

Принимая во внимание, что излучатель является поршневым, а также требуя непрерывности ультразвукового смещения и упругого напряжения, граничные условия примут следующий вид:

$$u_1 = u_0, \text{ при } z = 0, 0 \leq r \leq a_1 \text{ и } u_1 = 0 \text{ при } r > a_1; \quad (7)$$

$$u_{1,2}(z, r) = u_{2,1}(z, r), \text{ при } z = L \text{ и } u_{2,1}(z, r) = 0 \text{ при } r > a; \quad (8)$$

$$r_1 c_1^2 \frac{\partial u_{1,2}(z, r)}{\partial z} = r_2 c_2^2 \frac{\partial u_{2,1}(z, r)}{\partial z}, \text{ при } z = L; \quad (9)$$

$$u_2(z, r) = u_{2,3}(z, r), \quad r_2 c_2^2 \frac{\partial u_2(z, r)}{\partial z} = r_1 c_1^2 \frac{\partial u_{2,3}(z, r)}{\partial z}, \text{ при } z = L + S; \quad (10)$$

$$\frac{\partial u_3(z, r)}{\partial z} = 0, \text{ при } z = 2L + S, \quad (11)$$

где r_1 и r_2 – плотности материала линии задержки и жидкости; c_1 и c_2 – скорости звука в линиях задержки и жидкости, a_1 – радиус излучателя.

Применяя граничные условия (7) к выражению (1), а затем интегрируя по r от нуля до a (предварительно умножив обе части уравнения на $J_0\left(\tilde{n}_{0p} \frac{r}{a}\right) \cdot r$), получим выражения для коэффициентов $A_n^{(+)}$:

$$A_n^{(+)} = \frac{2u_0 a_1 J_1(\tilde{n}_{0n} a_1/a)}{\tilde{n}_{0n} a J_0^2(\tilde{n}_{0n})}. \quad (12)$$

Затем, применяя граничные условия (8) – (9) к соотношениям (2) – (3), получим выражение для $C(r, L)$, определяющее радиальное распределение ультразвукового смещения на границе $z = L$ со стороны линии задержки:

$$C(r, L) = K \sum_n \left(\frac{g_n J_1(\tilde{n}_{0n} a_1/a) J_0(\tilde{n}_{0n} r/a)}{(g_n + k) \tilde{n}_{0n} J_0^2(\tilde{n}_{0n})} \exp(-ig_n L) \right), \quad (13)$$

где $K = 4u_0 \frac{a_1}{a} \frac{r_1 c_1^2 - r_2 c_2^2}{r_2 c_2^2 \exp(-ikL)}$.

Применяя к выражению (3) интегральное преобразование Ханкеля в виде $f(a) = \int_0^a r C(r, L) J_0(a \cdot r) dr$ и взяв известный интеграл для функции Бесселя, получим выражение для $u_{2,1}$ в явном виде:

$$u_{2,1}(r, z) = K \cdot \sum_n \frac{g_n J_0(\tilde{n}_{0n} a_1/a) \exp(-ig_n L)}{(g_n + k) \tilde{n}_{0n} J_0(\tilde{n}_{0n})} \cdot I_n(r, z), \quad (14)$$

где $I_n(r, z) = \int_0^\infty \exp\left(-\sqrt{(x/a)^2 - k^2} \cdot z\right) \cdot \frac{x^2 J_1(x) J_0(xr/a)}{(x^2 - \tilde{n}_{0n}^2)} dx$, $x = aa$. Выражение (14) описывает дифракционное поле, создаваемое линией задержки.

Для нахождения коэффициентов $D(r, z)$ и $B_m^{(+)}$ подставим выражения (4) – (5) в граничные условия (10). В результате выражение для амплитуд волны, распространяющейся в линии задержки 4, запишется в следующем виде:

$$B_m^{(+)} = R_m \cdot \sum_n \frac{g_n J_0(\tilde{n}_{0n} a_1/a) \exp(-ig_n L)}{(g_n + k) \tilde{n}_{0n} J_0(\tilde{n}_{0n})} \cdot Q_{n,m}, \quad (15)$$

где

$$R_m = 16u_0 \frac{a_1}{a} \frac{k(r_1 c_1^2 - r_2 c_2^2)}{(k + g_m)(r_1 c_1^2 + r_2 c_2^2) J_0(\tilde{n}_{0m}) \exp[-ig_m(L + S)] \exp(-ikL)}, \quad (16)$$

$$Q_{n,m} = \int_0^\infty \exp\left(-\sqrt{(x/a)^2 - k^2} \cdot z\right) \cdot \frac{x^3 J_1^2(x)}{(x^2 - \tilde{n}_{0n}^2)(x^2 - \tilde{n}_{0m}^2)} dx. \quad (17)$$

Подставляя выражение (6) в граничное условие (11), а затем интегрируя по r от нуля до a (предварительно умножив обе части полученного уравнения на $J_0(\tilde{n}_{0p} r/a) \cdot r$), получим связь между коэффициентами $B_m^{(+)}$ и $B_m^{(-)}$:

$$B_m^{(-)} = B_m^{(+)} \exp[-2ig_m(2L + S)]. \quad (18)$$

На поршневом приемнике акустический сигнал усредняется и его значение определяется выражением

$$U = 2p \int_0^{a_2} u_3(2L + S, r) r dr, \quad (19)$$

где a_2 – радиус поршневого приемника. На рис. 2 представлены зависимости дифракционного затухания при различных значениях величины ka от обобщенного расстояния между линиями задержки $s = z/l/a^2$, где l – длина волны ультразвука.

Р и с. 2. Зависимость дифракционного затухания от обобщенного расстояния

Величина дифракционного затухания определялась выражением $A(s) = 20 \lg(U(0)/U(s))$, радиусы излучателя и приемника равны $a_1 = a_2 = a$; длина линии задержки $L = 5a$; в качестве параметров материала линии задержки и исследуемой жидкости выбирались параметры кварца и ацетона соответственно.

Результаты расчета показывают, что линии задержки оказывают сильное влияние на дифракционное затухание по сравнению с расчетами для поршневого излучателя или низкочастотной пьезопластины [1,2]. При значениях $s = 2 + 3$, когда сигнал U начинает убывать асимптотически, дифракционное затухание, вызванное линией задержки, превышает затухание поршневого излучателя в 6 раз при $ka = 100$ и в 3 раза при $ka = 900$. При малых значениях s осцилляции дифракционного затухания, представленного на рис. 2, также превышают осцилляции дифракционного затухания

поршневого излучателя или пьезопластины. Кроме этого, расчет показывает, что при некоторых значениях s может происходить незначительное усиление сигнала (области отрицательных значений $A(s)$), чего не наблюдается при исследовании дифракционных полей поршневого излучателя и пьезопластины. Возникновение данных эффектов объясняется наличием дисперсии в линиях задержки сигнала, которая оказывает влияние как на распределение ультразвукового смещения на входе в исследуемую жидкость, так и на распределение вблизи приемника, что наблюдается в акустических волноводах [3, 4].

Р и с. 3. Зависимость дифракционного затухания от обобщенного расстояния при различных значениях a_2/a

Р и с. 4. Зависимость дифракционного затухания от обобщенного расстояния при различных значениях a_1/a

На рис. 3 и 4 представлены зависимости дифракционного затухания при различных радиусах приемника и излучателя при $ka = 100$. Данные расчеты имеют практическую ценность при проектировке ультразвуковых камер импульсного метода. В данном случае расчет показывает, что при радиусе излучателя, равном $0,7a$, и при $s < 0,5$, то есть в области работы импульсного метода, влияние дифракционных эффектов минимально. Таким образом, варьируя размеры линий задержки излучателя и приемника, можно добиться уменьшения проявления дифракционных эффектов при работе на низких частотах, где их влияние на результаты измерений сказывается в большей степени. Так, для ацетона $a_f/f^2 = 60 \times 10^{-15} \text{ см}^{-1} \text{ сек}^2$, где a_f – коэффициент поглощения, f – частота. На расстоянии 10 см между линиями задержки отношение дифракционного затухания к затуханию, связанному с диссипацией при $ka = 100$, составит всего лишь $1,2 \times 10^{-3}$, при $ka = 300$ – $1,52 \times 10^{-3}$, $ka = 500$ – $6,3 \times 10^{-4}$, $ka = 700$ – $5,9 \times 10^{-5}$, что является приемлемым при проведении большинства экспериментов.

Таким образом, проведенные теоретические исследования позволяют определить оптимальные параметры ультразвуковых камер импульсного метода измерения поглощения в жидкости, а также повысить точность результатов измерений, определяя дифракционное затухание для уже созданных ультразвуковых камер.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Кононенко В.С., Галанин В.В. Дифракционные эффекты в ультразвуковом поле создаваемом заземленным по краю колеблющимся пьезодиском // Акуст. журн. 2002. Т.48. №5. С.609-612.
2. Кононенко В.С. Дифракционные поправки для поля поршневого излучателя // Материалы 13-й Научно-тех. конф. проф.-преподав. состава НИИВТа. Новосибирск. 1970. С.367-379.
3. Reedwood M. Dispersion effect in a ultrasonic waveguide // Proc. Phys. Soc. 1957. V. 70. P. 721-729.
4. Garome E., Witting J., Fleury P. Experimental study of diffraction and waveguide effect in ultrasonic attenuation measurements // J. Acoust. Soc. America. 1961. V. 30. № 10. P. 1417-1425.

Все исследования выполнены при финансовой поддержке фонда CRDF.

Поступила 11.01.2006 г.