

ОБРАБОТКА ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОГО СИГНАЛА АКУСТИЧЕСКОГО МИКРОСКОПА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ИЗОТРОПНОГО СЛОЯ

© 2017 г. С. А. Титов^{a, b, *}, В. М. Левин^a, Ю. С. Петронюк^{a, b}

^aИнститут биохимической физики им. Н.М. Эмануэля РАН (ИБХФ РАН)
119334 Москва, ул. Косыгина 4

^bНаучно-технологический центр уникального приборостроения РАН (НТЦ УП РАН)
117342 Москва, ул. Бутлерова 15

*e-mail: sergetitov@mail.ru

Поступила в редакцию 24.10.2016 г.

Разработан метод измерения толщины, скоростей объемных волн и плотности изотропного слоя с помощью импульсного сканирующего акустического микроскопа. Метод основан на регистрации сигнала микроскопа в зависимости от величины смещения ультразвукового фокусирующего преобразователя вдоль его оси перпендикулярно поверхности образца и разложении записанного двумерного пространственно-временного сигнала в спектр плоских импульсных волн. Скорости продольной и поперечной волн и толщина слоя рассчитываются по относительным задержкам составляющих спектра плоских волн, отраженных от поверхностей слоя, а плотность — по амплитудам этих составляющих. Экспериментальное исследование тестового образца в виде стеклянной пластинки, выполненное в 50-мегагерцовом диапазоне, показывает, что погрешность измерения толщины и скоростей объемных волн не превышает 1%, плотности — 10%.

Ключевые слова: акустический микроскоп, механическое сканирование, пространственно-временной сигнал, скорость объемных волн, плотность, толщина слоя.

DOI: 10.7868/S0320791917060156

1. ВВЕДЕНИЕ

В акустическом микроскопе используется высокочастотный сфокусированный ультразвуковой преобразователь, работающий в эхо-импульсном режиме [1]. Формирование акустических изображений в микроскопе производится посредством механического сканирования преобразователя в плоскости, параллельной поверхности образца. Акустические изображения позволяют визуализировать пространственное распределение акустических неоднородностей по исследуемому объему. Вместе с тем на практике в исследуемых объектах часто имеются области в виде однородных слоев, определение неизвестных толщин и акустических параметров которых представляется важной задачей.

Оценить скорости продольной и поперечной волн в материале слоя при известной его толщине можно по относительной задержке принимаемых микроскопом импульсов, отраженных от границ слоя [2]. Возможно также определение толщины слоя при известных значениях скорости звука в нем. Однако в акустическом микроскопе используются сфокусированные ультразвуковые пучки,

поэтому форма отраженных импульсов зависит от расстояния между преобразователем и образцом и от параметров самого слоя, что приводит к снижению точности измерения задержки. Повысить точность измерений позволяет метод, заключающийся в цифровой коррекции формы первого импульса [3]. Вместе с тем этот метод не дает возможности для одновременной оценки скорости и толщины слоя.

Скорость продольных волн и толщину слоя можно определить, измеряя разность положений преобразователя при его смещении перпендикулярно поверхности образца в области максимальных значений эхо-импульсов от верхней и нижней границ слоя [4–6]. Однако соотношения, позволяющие найти скорость и толщину по величине смещения преобразователя и относительной задержки импульсов, получены в параксиальном приближении, что приводит к заметным погрешностям при исследовании слоев со значительными величинами скорости звука. Вместе с тем положение максимумов сигналов зачастую сложно измерить точно вследствие невысокого отношения сигнал–шум для сигналов, отражен-

ных от нижней поверхности слоя. Также этот метод неприменим для оценки скорости поперечной волны, так как в этом случае парааксиальное приближение не является справедливым.

В данной статье предложен метод измерения скоростей продольной и поперечной волн в материале слоя и его толщины, а также оценки плотности. Метод основан на регистрации отклика микроскопа в зависимости от времени и величины смещения преобразователя вдоль его оси в направлении, перпендикулярном поверхности образца, и обработке записанного пространственно-временного сигнала путем его разложения в спектр откликов импульсных плоских волн.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ МЕТОДА

В рассматриваемом методе широкополосный фокусирующий преобразователь *1* и изотропный образец *2*, имеющий толщину *d*, помещаются в иммерсионную жидкость с известной скоростью ультразвуковых волн C_W (рис. 1). Преобразователь имеет возможность перемещаться перпендикулярно плоскости образца вдоль оси *z*. При возбуждении преобразователя импульсом $v_p(t)$ в принимаемом сигнале наблюдается несколько откликов. Отклик *D* образуется волной, отраженной от верхней поверхности образца. Отклики *L* и *T* производятся продольными (сплошные линии) и поперечными (прерывистые линии) волнами, которые распространяются в слое и отражаются от нижней поверхности. Отклик смешанной моды *LT* образуется комбинациями продольных и поперечных волн, распространяющихся в слое в противоположных направлениях.

Полагая, что измерительная система является линейной, обладает пространственной и временной инвариантностью, ее выходной сигнал как функция смещения фокуса *z* и времени t_0 может быть представлен в виде суперпозиции откликов плоских гармонических волн [7]:

$$v(z, t_0) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} H(k_z, \omega) R(k_z, \omega) \times \exp(i2k_z z - i\omega t_0) dk_z d\omega, \quad (1)$$

где ω – частота, k_z – компонента волнового вектора в жидкости, связанная с углом падения волны θ соотношением $k_z = \omega C_W^{-1} \cos\theta$. Функция $R(k_z, \omega)$ обозначает коэффициент отражения плоских гармонических волн от поверхности раздела жидкость–образец, а $H(k_z, \omega)$ является эффективной передаточной функцией микроскопа, зависящей от свойств преобразователя и характеристик приемопередающего тракта. Множитель $\exp(i2k_z z)$ учитывает набег фазы, приобретаемый

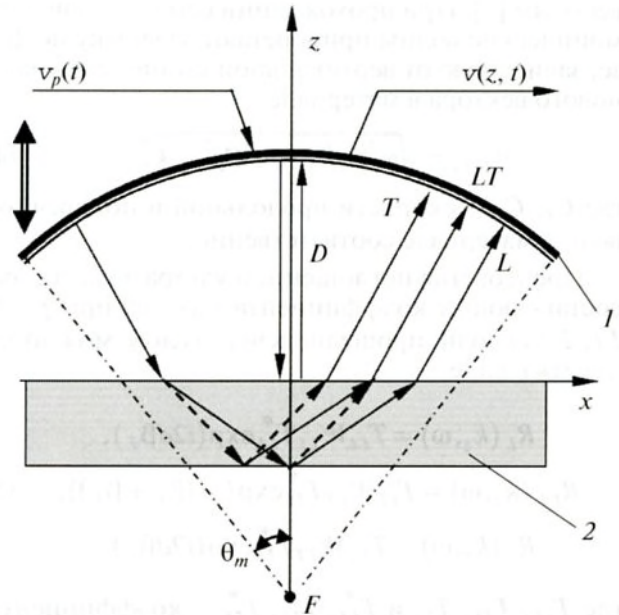


Рис. 1. Схема измерений: 1 – фокусирующий преобразователь, 2 – исследуемый образец.

плоской волной при распространении в иммерсионной жидкости из фокальной плоскости преобразователя до образца и обратно. Вводя обозначение для удвоенной координаты сканирования $\tilde{z} = 2z$, сигнал $v(\tilde{z}, t)$ можно выразить как двумерное обратное фурье-преобразование $\mathcal{F}_{k, \omega}^{-1}\{\}$ по переменным (k_z, ω) произведения передаточной функции и коэффициента отражения.

Задержка отраженных импульсов определяется главным образом величиной расстояния \tilde{z} , проходимого волной в жидкости. В связи с этим представляется рациональным производить компенсацию этой задержки, рассматривая сигнал как функцию времени $t = t_0 - \tilde{z} C_W^{-1}$.

Предположим, что длительность ультразвуковых импульсов является достаточно малой, чтобы отклики, отраженные от верхней и нижней границ слоя, не накладывались по времени задержки. Тогда коэффициент отражения и регистрируемый пространственно-временной сигнал можно представить в виде суммы компонент, соответствующих волнам $\gamma = D, L, LT, T$:

$$R(k_z, \omega) = \sum R_\gamma(k_z, \omega), \quad (2)$$

$$v(\tilde{z}, t) = \sum v_\gamma(\tilde{z}, t). \quad (3)$$

Слагаемое $R_D(k_z, \omega)$ равно коэффициенту отражения плоской гармонической волны от границы жидкости с полупространством, акустические параметры которого совпадают с параметрами слоя. Аналитическое выражение для коэффициента отражения является хорошо из-

вестным [7]. При прохождении слоя плоские гармонические волны приобретают задержку по фазе, зависящую от вертикальной компоненты волнового вектора в материале:

$$\beta_{L(T)} = \sqrt{\omega^2 C_{L(T)}^{-2} - \omega^2 C_W^{-2} + k_z^2}, \quad (4)$$

где C_L, C_T – скорости продольной и поперечной волн в материале соответственно.

Пренебрегая поглощением ультразвука в слое, составляющие коэффициента $R_\gamma(k_z, \omega)$ при $\gamma = L, LT, T$ для волн, прошедших через слой, можно записать в виде

$$\begin{aligned} R_L(k_z, \omega) &= T_{LL} W_{LL} T_{LL}^* \exp(i2d\beta_L), \\ R_{LT}(k_z, \omega) &= T_{LL} W_{LT} T_{TL}^* \exp(id(\beta_L + \beta_T)), \\ R_T(k_z, \omega) &= T_{LT} W_{TT} T_{TL}^* \exp(i2d\beta_T), \end{aligned} \quad (5)$$

где T_{LL}, T_{TL}, T_{LT} и $T_{LL}^*, T_{TL}^*, T_{LT}^*$ – коэффициенты прохождения или трансформации волновых мод на верхней поверхности слоя при распространении вниз и вверх, соответственно, W_{LL}, W_{TT}, W_{LT} – коэффициенты отражения или трансформации на нижней поверхности [8]. Обычно максимальный апертурный угол преобразователя θ_m выбирается меньшим по сравнению с критическим углом для продольной волны в исследуемых материалах. В этом случае для углов падения $\theta < \theta_m$ все коэффициенты T и W не зависят от частоты и являются действительными.

Таким образом, с учетом введенных допущений отклик продольной волны запишется в виде

$$\begin{aligned} v_L(\tilde{z}, t) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} H(k_z, \omega) T_{LL} W_{LL} T_{LL}^* \times \\ &\times \exp\left\{i\left(k_z - \frac{\omega}{C_W}\right)\tilde{z} + 2d\beta_L - i\omega t\right\} dk_z d\omega. \end{aligned} \quad (6)$$

Отклики составляющих $\gamma = LT, T$ представляются аналогичными соотношениями. Путем замены переменной

$$k = k_z - \omega C_W^{-1} = \omega C_W^{-1} (\cos\theta - 1) \quad (7)$$

данное выражение сводится к обратному преобразованию Фурье по переменным (k, ω) . Таким образом, двумерная спектральная плотность сигнала равна

$$\begin{aligned} V_L(k, \omega) &= F_{\tilde{z}, t}^{-1}\{v_L(\tilde{z}, t)\} = H(k + \omega C_W^{-1}, \omega) \times \\ &\times T_{LL} W_{LL} T_{LL}^* \exp\left(i2d\sqrt{\omega^2 C_L^{-2} + 2k\omega C_W^{-1} + k^2}\right). \end{aligned} \quad (8)$$

Для других составляющих сигнала $v_\gamma(\tilde{z}, t)$ и их спектров $V_\gamma(k, \omega)$ могут быть записаны аналогичные выражения.

Разложение регистрируемого сигнала $v(z, t)$ в спектр плоских импульсных волн может быть осуществлено путем его интегрирования в пространственно-временной области вдоль прямой $t = \tau + s\tilde{z}$:

$$W(s, \tau) = \mathfrak{F}\{v(\tilde{z}, t)\} = \int_{-\infty}^{\infty} v(\tilde{z}, \tau + s\tilde{z}) d\tilde{z}. \quad (9)$$

Интегрирование значений пространственно-временного сигнала вдоль прямой осуществляет накопление отклика плоской волны, направление распространения которой задается коэффициентом наклона s , и подавление откликов плоских волн, распространяющихся в других направлениях. Временной параметр τ задает задержку откликов плоских волн, распространяющихся в одном направлении. С математической точки зрения данное преобразование может трактоваться как преобразование Радона, широко применяющееся в томографии и сейсмологии [9]. Также оно было использовано при измерении параметров слоя, основанном на регистрации и обработке сигналов ультразвуковой решетки [10]. Спектр плоских волн $W(s, \tau)$ может быть представлен как обратное фурье-преобразование по частоте ω значений спектральной плотности сигнала $V(k, \omega)$, взятых в области (k, ω) вдоль прямой $k = \omega s$ [9, 10]:

$$W(s, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} V(\omega s, \omega) \exp(-i\omega\tau) d\omega. \quad (10)$$

Таким образом, параметр s связан следующими соотношениями с углом распространения θ и вертикальной составляющей вектора медленности s_z плоской волны в жидкости:

$$s = C_W^{-1} (\cos\theta - 1) = s_z - C_W^{-1}. \quad (11)$$

На основе выражения (10) спектральное разложение волны, отраженной от верхней поверхности слоя, равно

$$W_D(s, \tau) = F_\omega^{-1}\{R_D H(\omega(s + C_W^{-1}), \omega)\}. \quad (12)$$

Аналогично, спектр отклика, образованного отражением продольной волны от нижней поверхности слоя, может быть записан в виде

$$\begin{aligned} W_L(s, \tau) &= F_\omega^{-1}\left\{T_{LL} W_{LL} T_{LL}^* H(\omega(s + C_W^{-1}), \omega) \times \right. \\ &\times \left.\exp\left(i2d\omega\sqrt{C_L^{-2} + 2sC_W^{-1} + s^2}\right)\right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

Таким образом, для каждого s спектр $W_L(s, \tau)$ представляет собой ослабленную и задержанную копию $W_D(s, \tau)$:

$$W_L(s, \tau) = \xi_L(s) W_D(s, \tau) * \delta(\tau - \tau_L), \quad (14)$$

где δ — дельта-функция, знак “*” обозначает операцию свертки по временной переменной. Коэффициент

$$\xi_L(s) = \frac{T_{LL}W_{LL}T_{LL}^*}{R_D} \quad (15)$$

равен отношению амплитуд плоских волн, отраженных от нижней и верхней поверхностей слоя, а величина

$$\tau_L(s) = 2d\sqrt{C_L^{-2} + 2sC_W^{-1} + s^2} \quad (16)$$

определяет их относительный временной сдвиг. Для продольно-поперечной моды спектра $W_{LT}(s, \tau)$ имеет место аналогичное соотношение, причем амплитудный коэффициент и относительная задержка равны соответственно

$$\xi_{LT}(s) = \frac{T_{LL}W_{LT}T_{TL}^*}{R_D}, \quad (17)$$

$$\tau_{LT}(s) = \tau_L(s)/2 + d\sqrt{C_T^{-2} + 2sC_W^{-1} + s^2}. \quad (18)$$

В предлагаемом методе по измеренному пространственно-временному сигналу $v(\tilde{z}, t)$ производится расчет спектра плоских волн $W(s, \tau)$, выделение в этом спектре отдельных откликов $W_\gamma(s, \tau)$ и нахождение относительных задержек $\tau_\gamma(s)$ и амплитудных коэффициентов $\xi_\gamma(s)$ как функций параметра s . В связи с тем, что для фиксированного значения s форма спектральных откликов является одинаковой, нахождение относительных задержек и амплитуд не вызывает затруднений. Далее по полученным зависимостям $\tau_\gamma(s)$ методами нелинейного оценивания производится определение толщины и скорости ультразвука, а по зависимостям $\xi_\gamma(s)$, располагая найденными значениями скоростей в материале, можно оценить плотность.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

В эксперименте использовался широкополосный фокусирующий ультразвуковой преобразователь, с номинальной центральной частотой пьезоэлемента 50 МГц. В качестве иммерсионной жидкости использовалась вода при температуре $22 \pm 1^\circ\text{C}$. Фокусное расстояние и половинный апертурный угол преобразователя составляли $F = 13$ мм и $\theta_m = 11^\circ$ соответственно. Возбуждение акустических импульсов и прием отраженных от образца сигналов осуществлялись ультразвуковой системой сбора данных при непрерывном движении преобразователя вдоль оси z . Принятые аналоговые сигналы преобразовывались в цифровую форму с 12-битным разрешением при частоте дискретизации 500 МГц.

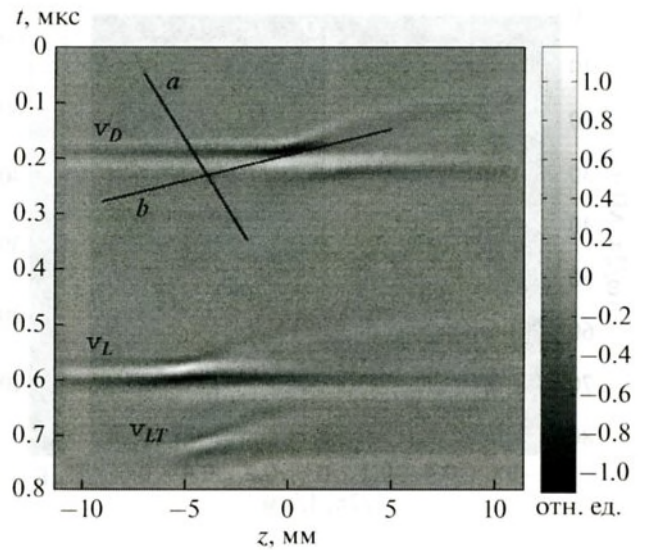


Рис. 2. Сигнал $v(z, t)$, записанный для стеклянной пластинки. Амплитуда откликов v_L, v_{LT} увеличена в три раза.

На рис. 2 показан в виде полутонного изображения пространственно-временной сигнал $v(z, t)$, записанный для стеклянной пластинки. Толщина пластинки, измеренная с помощью набора концевых мер и индикатора часового типа с ценой деления 1 мкм, составляла 1.155 ± 0.003 мм; скорость продольной волны, измеренная в эхо-импульсном режиме с помощью плоского контактного преобразователя (15 МГц), составляла 5800 ± 30 м/с. В записанных данных выделяются отклик $v_D(z, t)$, отраженный от верхней поверхности пластики, и отклики $v_L(z, t), v_{LT}(z, t)$, образованные отражениями волн от нижней границы слоя. Поскольку для представления данных производилось вычитание задержки $2zC_W^{-1}$, приобретаемой нормально падающей волной в иммерсионной жидкости, указанные отклики имеют на рисунке преимущественно горизонтальную ориентацию.

Видно, что сигнал $v_D(z, t)$ достигает максимума при расположении фокуса на поверхности образца $z \approx 0$, а фаза сигнала довольно резко меняется примерно на 90° при переходе через эту фокальную область. Кроме того, при удалении фокуса от поверхности в области $z > 0$ наблюдается дополнительный отклик, опережающий основной импульс. Этот отклик порождается краевой волной, источник которой находится на краю фокусирующего преобразователя [11].

На рис. 3 показана амплитуда двумерного спектра этого отклика $V_D(k, \omega)$. Поскольку данные представлены в зависимости от параметра k , спектр располагается в области его отрицатель-

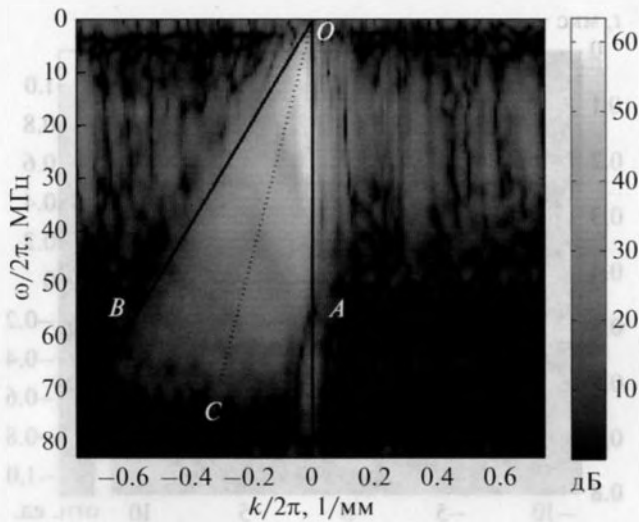


Рис. 3. Спектральная плотность $|V_D(k, \omega)|$.

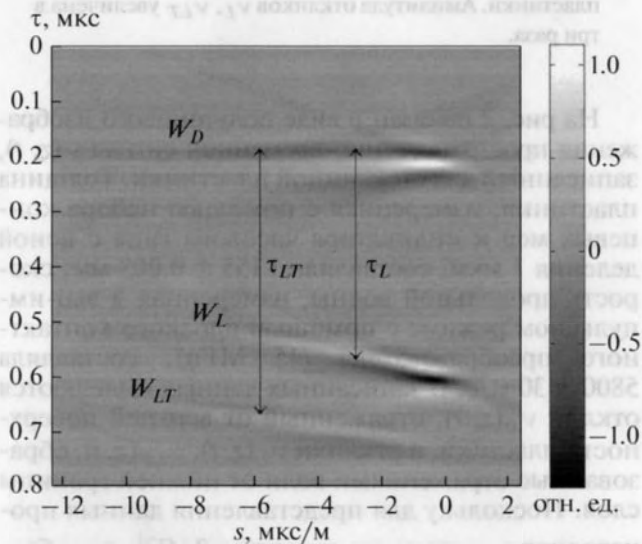


Рис. 4. Спектр плоских волн $W(s, \tau)$. Амплитуда откликов W_L, W_{LT} увеличена в три раза.

ных значений, ограниченной примерно прямыми OA и OB . Вдоль вертикальной прямой OA располагаются компоненты спектра пространственно-временного сигнала, нормально падающие на поверхность образца. Прямая OB соответствует компонентам, имеющим угол падения $\theta \approx 10^\circ$. Это значение близко к апертурному углу используемого преобразователя, определяемому его конструктивными особенностями. Фаза спектра $V_D(k, \omega)$, не показанная на рисунке, является гладкой функцией в области, где амплитуда имеет заметное значение.

Сигнал $v_L(z, t)$ имеет структуру, схожую с рассмотренным откликом $v_D(z, t)$ (рис. 2). Однако он

имеет большую задержку за счет распространения волн через слой, а его максимум достигается при отрицательном значении z , когда сходящийся ультразвуковой пучок оказывается сфокусированным на нижней поверхности слоя. Аналогичным образом отклик продольно-поперечной моды $v_{LT}(z, t)$ имеет максимум при отрицательном z . Однако поскольку в его формировании не участвуют нормально падающие волны, амплитуда отклика быстро уменьшается при удалении от точки максимума.

Результат разложения записанного сигнала в спектр плоских волн $W(s, \tau)$ путем направленного суммирования в соответствии с (9) представлен на рис. 4. При $s > 0$ прямая, вдоль которой осуществляется интегрирование сигнала (например, прямая a), пересекает знакопеременный отклик v_D , что обуславливает малость результата. При $s \approx 0$ прямая располагается примерно параллельно линиям постоянной фазы, что приводит к существенному результату интегрирования. При $s < 0$ интегрирование дает близкий к нулю результат в областях, удаленных от фокуса. В области фокуса амплитуда и фаза сигнала претерпевают резкие изменения, линии постоянной фазы являются наклонными. Интегрирование сигнала вдоль этих линий (например, b) дает существенный отклик $W_D(s, \tau)$, причем задержка τ примерно равна задержке отклика $v_D(0, t)$, оставаясь постоянной при разных углах наклона, определяемых параметром s .

Особенности формирования отклика $W(s, \tau)$ могут быть также проиллюстрированы рассмотрением в области (k, ω) (рис. 3). На основании (10) временной спектр $W(s, \tau)$ определяется значениями спектра измеренного пространственно-временного сигнала $V_D(k, \omega)$, которые лежат на линиях вида OC и которые удовлетворяют соотношению $k = s\omega$. Таким образом, экспериментальный отклик $W(s, \tau)$ располагается в области отрицательных значений параметра s , что согласуется с теоретическим представлением (11).

Отклики W_D, W_L и W_{LT} определяются передающей функцией измерительной системы H , поэтому при одном значении параметра s они имеют одинаковую форму, но различные амплитуды и задержки (рис. 5). Амплитуды откликов W_D, W_L принимают максимальные значения при нормальном падении составляющих спектра плоских волн на поверхность образца ($s = 0$). В формировании отклика W_{LT} участвуют поперечные волны, поэтому его амплитуда равна нулю при нормальном падении, а максимум смещен в сторону меньших значений параметра s .

Для определения толщины d и значений скоростей C_L, C_T по полученным спектрам были измерены зависимости $\tau_L(s), \tau_{LT}(s)$. Задержки опре-

делялись по положению экстремумов корреляционных функций по временной переменной отклика W_D с откликами W_L и W_{LT} . Сначала производилась нелинейная оценка параметров d и C_L по модельному уравнению (16), затем, используя полученные значения этих величин, находилась скорость поперечной волны C_T по уравнению (18). Многократная регистрация сигнала $v(z, t)$ с последующей обработкой по описанному методу позволила получить статистические данные, приведенные в таблице. Видно, что полученные значения находятся в согласии со справочными данными и результатами независимых измерений, а погрешность измерений толщин и скоростей объемных волн по предлагаемому методу может быть оценена на уровне не более 1%.

Из выражения (14) следует, что амплитуда компонентов спектра плоских волн определяется не только амплитудой системного отклика, но и коэффициентами отражения, прохождения и трансформации мод на границах слоя. На рис. 6 показаны относительные амплитуды откликов продольной моды $\xi_L(s)$ и продольно-поперечной моды $\xi_{LT}(s)$, измеренные по спектру $W(s, \tau)$ (рис. 4). Если поглощением ультразвука в слое можно пренебречь, эти амплитуды зависят от d, C_L, C_T, C_W , а также от плотности материала слоя ρ и иммерсионной жидкости (воды). Считая, что d, C_L, C_T были найдены ранее по задержкам, а свойства воды известны, можно по зависимостям $\xi_L(s), \xi_{LT}(s)$ определить плотность ρ .

Для нахождения плотности производился поиск минимума величины вида

$$\int \left[\left(\xi_L - \xi_L^* \right)^2 + \left(\xi_{LT} - \xi_{LT}^* \right)^2 \right] ds, \quad (19)$$

выражающей близость экспериментальных и модельных данных. Модельные величины $\xi_L^*(s, \rho), \xi_{LT}^*(s, \rho)$ рассчитывались по хорошо известным аналитическим выражениям для коэффициентов отражения, прохождения и трансформации мод на границах полупространств [8]. Невязка (19) вычислялась в диапазоне $-9 < s < -1$ мкс/м, в котором экспериментальные данные являются наименее искаженными. Относительные амплитудные коэффициенты ξ_L^*, ξ_{LT}^* , рассчитанные для найденного значения плотности ρ , показаны на рис. 6. Относительная погрешность оценки плотности составляет примерно 8% (см. таблицу), а ее среднее находится в соответствии с опубликованным значением.

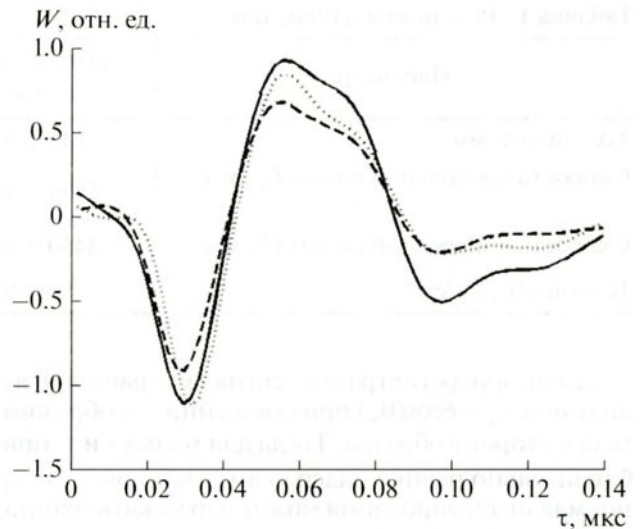


Рис. 5. Отклики W_D, W_L (···) и W_{LT} (---) при $s = -4$ мкс/м. Импульсы W_L и W_{LT} увеличены в три раза, инвертированы, а их задержка уменьшена на 0,356 и 0,5 мкс соответственно.

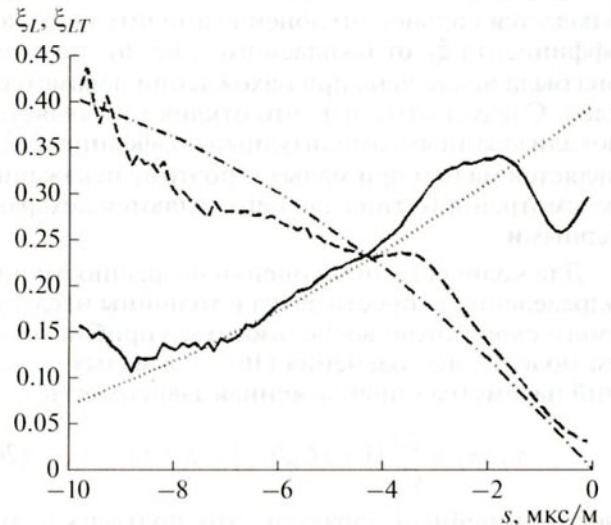


Рис. 6. Относительные амплитуды откликов: измеренные ξ_L (—), ξ_{LT} (---) и рассчитанные ξ_L^* (···), ξ_{LT}^* (— · —).

4. АНАЛИЗ ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ

Среди факторов, влияющих на точность метода, следует выделить следующие: ограниченность интервала регистрации исходного пространственно-временного сигнала, погрешность отсчета координаты положения преобразователя, вариации параметров иммерсионной жидкости, величина угловой апертуры фокусирующего преобразователя, помехи в виде радиоэлектронных шумов и паразитных переотражений ультразвуковых волн.

Таблица 1. Результаты измерений

Параметр	Измеренные значения	Известные и справочные данные
Толщина d , мм	1.15 ± 0.01	1.155 ± 0.003
Скорость продольной волны C_L , м/с	5830 ± 45	5800 ± 30 (измерено эхо-импульсным методом) 5770 стекло, лист [12]
Скорость поперечной волны C_T , м/с	3450 ± 25	3430 стекло, лист [12]
Плотность ρ , г/см ³	2.6 ± 0.2	2.51 стекло, лист [12]

Диапазон регистрации сигнала ограничен величиной $z_m \approx F \cos(\theta_m)$ при смещении преобразователя в сторону образца. Тогда для малых s и τ , приблизительно равных задержкам откликов v_D и v_L , прямая интегрирования может пересекать границу интервала регистрации сигнала $z = z_m$ ($z = -z_m$), за которой сигнал отсутствует. Искажения результата интегрирования, вызываемые резким скачком сигнала на границах, имеют место при $|s| < T/2z_m$, где T – длительность отклика. Для экспериментальных данных (рис. 2) оценка размера этой области составляет $|s| < 1.5$ мкс/м. В этой области наблюдается сильное отклонение амплитудного коэффициента ξ_L от ожидаемого (рис. 6), поэтому она была исключена при нахождении параметров слоя. Следует отметить, что отклик v_{LT} является локализованным, амплитудный коэффициент ξ_{LT} является малым при малых s , поэтому искажения рассмотренного типа для него являются нехарактерными.

Для количественной оценки погрешности при определении скорости звука и толщины исследуемого слоя можно воспользоваться приближением модельного уравнения (16). Для малых значений параметра s приближенная зависимость

$$\tau_L(s) \approx \frac{2d}{C_L} (1 + sC_W^{-1}C_L^2) = a + bs \quad (20)$$

носит линейный характер, что подтверждается экспериментальными наблюдениями (рис. 4). Искомые скорость C_L и толщина d являются решениями системы уравнений

$$\begin{cases} a = 2dC_L^{-1}, \\ b = 2dC_L C_W^{-1}, \end{cases} \quad (21)$$

где коэффициенты a и b определяются по экспериментальной зависимости $\tau_L(s)$. Решение системы (21) имеет вид

$$C_L = \sqrt{bC_W a^{-1}}, \quad d = \sqrt{C_W ab}/2. \quad (22)$$

Пусть скорость звука в воде известна с погрешностью ΔC_W , а погрешность отсчета координаты сканирования линейно возрастает при смещении из фокуса: $\Delta z = \eta z$. Тогда вариации скоро-

сти звука в воде приводят к погрешности отсчета времени при регистрации сигнала, линейно зависящей от пространственной координаты:

$$\Delta t = \frac{2z}{C_W} - \frac{2z}{C_W - \Delta C_W} \approx \frac{2z \Delta C_W}{C_W^2}, \quad (23)$$

и, следовательно, к сдвигу спектра плоских волн по параметру s на величину $\Delta C_W C_W^{-2}$. Растяжение измеренного пространственно-временного сигнала в $(1 + \eta)$ раз по координате z приводит к сжатию спектра в $(1 - \eta)$ раз. Таким образом, модельное уравнение (20) с учетом погрешностей приобретает вид

$$\tau_L = a + b \left(s(1 - \eta) - \frac{\Delta C}{C_W^2} \right). \quad (24)$$

Погрешности определения коэффициентов a и b (21) могут быть оценены следующим образом соответственно:

$$\Delta a = b \frac{\Delta C_W}{C_W^2}, \quad \Delta b = b\eta. \quad (25)$$

Тогда относительная погрешность определения скорости δC может быть выражена через частные производные выражения (22) по параметрам a и b :

$$\delta C = \frac{1}{C_L} \left(\left| \frac{\partial C_L}{\partial a} \right| \Delta a + \left| \frac{\partial C_L}{\partial b} \right| \Delta b \right). \quad (26)$$

С учетом соотношений (21) погрешность δC равна

$$\delta C = \frac{1}{2} \left(\frac{C_L^2}{C_W^2} \frac{\Delta C_W}{C_W} + \eta \right). \quad (27)$$

Аналогичным образом можно показать, что относительная погрешность определения толщины слоя равна той же величине: $\delta d = \delta C$.

Полученные соотношения позволяют провести численные оценки погрешностей измерений. Например, погрешность механического сканера составляет 10 мкм при смещении преобразователя из фокальной плоскости на 10 мм, относительные погрешности измерения скорости и толщины при этом будут составлять 0.1%. Вме-

сте с тем отклонение скорости звука в воде, равное $\Delta C_W = 3$ м/с, и соотношение скоростей, равное $C_L/C_W \sim 3$, обеспечивают погрешность измерений $\delta d = \delta C \sim 1\%$. Таким образом, результат измерений является весьма чувствительным к изменению скорости звука в иммерсионной жидкости. Учитывая, что температурный коэффициент скорости звука в воде в диапазоне температур 20–30°C составляет приблизительно 2 м/(с °C) [1], при проведении измерений необходимо обеспечивать стабилизацию и измерение температуры иммерсионной среды.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан метод измерения параметров изотропного слоя по пространственно-временному сигналу импульсного акустического микроскопа, записанному как функция времени и величины смещения фокусирующего ультразвукового элемента микроскопа перпендикулярно поверхности образца. Применяемое в работе разложение данных по импульсным плоским волнам позволяет измерить их задержки в слое и относительные амплитуды в зависимости от направления распространения без знания передаточной функции ультразвукового элемента. Скорости продольных и поперечных волн, толщина слоя рассчитываются по задержкам составляющих спектра плоских волн, а плотность — по амплитудам этих составляющих. Выполненный анализ погрешности измерения показывает, что ограниченность пространственного интервала регистрации сигнала вызывает искажение спектра плоских волн в области малых углов падения, который целесообразно исключить при определении искомых параметров. Также установлено, что на погрешность измерений оказывают сильное влияние вариации скорости звука в иммерсионной среде. Результаты теоретического обоснования метода подтверждены экспериментально путем исследования тестового образца с помощью акустического микроскопа с центральной частотой 50 МГц.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 15-12-00057.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Briggs G.A.D., Kolosov O.V.* Acoustic microscopy. Second Edition, New York: Oxford university press, 2010. 387 p.
2. *Levin V.M., Goryunov A.A., Petronyuk Yu.S., Zakutailov K.V.* Principles of local elastic measurements. Application of focused impulse ultrasound for measuring with micron and submicron resolution / 2011 Int. Cong. on Ultrasonics ICU-2011, Gdansk, Poland. 2011. P. 124.
3. *Petronyuk Y.S., Levin V.M., Titov S.A.* Shape of short ultrasonic echo-pulses focused in the solid plate // *Physics Procedia*. 2015. V. 70. P. 626.
4. *Hänel V., Kleffner B.* Double focus technique for simultaneous measurement of sound velocity and thickness of thin samples using time-resolved acoustic microscopy / *Proc. Int. Symp. Acoustical Imaging*, V. 24. Sept. 23–25, 1998, Santa Barbara, CA, USA / Ed. Hua Lee. 187 p.
5. *Hänel V.* Measurement of sound velocity and thickness of thin samples by time-resolved acoustic microscopy // *J. Appl. Phys.* 1998. V. 84. № 2. P. 668.
6. *Chen J., Bai X., Yang K., Ju B.-F.* Simultaneously measuring thickness, density, velocity and attenuation of thin layers using $V(z, t)$ data from time-resolved acoustic microscopy // *Ultrasonics*. 2015. V. 56. P. 505.
7. *Titov S.A., Maev R.G., Bogatchenkov A.N.* Wide-aperture, line-focused ultrasonic material characterization system based on lateral scanning // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr.* 2003. V. 50. № 8. P. 1046.
8. *Бреховских Л.М., Годун О.А.* Акустика слоистых сред. М.: Наука, 1989. 416 с.
9. *Клаербоут Д.Ф.* Сейсмическое изображение земных недр. М.: Недра, 1989. 407 с.
10. *Титов С.А., Маев Р.Г.* Определение параметров изотропного слоя по пространственно-временным сигналам ультразвуковой решетки // *Акуст. журн.* 2013. Т. 59. № 5. С. 648.
11. *Zhang J., Guy P., Baboux J.C., Jayet Y.* Theoretical and experimental responses for a large-aperture broadband spherical transducer probing a liquid–solid boundary // *J. Appl. Phys.* 1999. V. 86. № 5. P. 2825–2835.
12. *Birks A.S., Green R.E., McIntire P.* Ultrasonic Testing (Nondestructive Testing) Handbook. 2nd ed. V. 7. Columbus, OH: Amer. Soc. Nondestructive Testing, 1991. 840 p.