

ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ.  
КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

УДК 534.08:534.213

ЛИНЗОВЫЙ МНОГОЭЛЕМЕНТНЫЙ АКУСТИЧЕСКИЙ МИКРОСКОП  
В РЕЖИМЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СЛОИСТЫХ ОБЪЕКТОВ

© 2017 г. С. А. Титов<sup>а</sup>, \*, Р. Г. Маев<sup>а</sup>, А. Н. Богаченков<sup>б</sup>

<sup>а</sup>Институт биохимической физики им. Н. М. Эмануэля Российской академии наук (ИБХФ РАН)  
119334 Москва, ул. Косыгина 4

<sup>б</sup>Московский технологический университет (МИРЭА)  
119434 Москва, просп. Вернадского 78

\*e-mail: sergetitov@mail.ru

Поступила в редакцию 11.07.2016 г.

Рассмотрен акустический микроскоп с цилиндрической линзой и ультразвуковой решеткой, а также методика измерений с его помощью скоростей продольной и поперечной волн, толщины и плотности исследуемого слоя. Построена теоретическая модель микроскопа, найдена связь выходного пространственно-временного сигнала решетки с угловой зависимостью коэффициента отражения образца. Показано, что скорости объемных волн и толщина могут быть определены по измеренным элементами решетки задержкам ультразвуковых откликов, отраженных от границ слоя, а плотность — по амплитудам этих откликов. Экспериментальная апробация метода выполнена с помощью 20-элементной решетки с центральной частотой 15 МГц и периодом 0.8 мм. На примере пластинки из дюралюминия показано, что погрешность измерения толщины и скорости продольной волны не превосходит 1%, скорости поперечной волны — 2%, а плотность может быть оценена с точностью примерно 5%.

**Ключевые слова:** акустический микроскоп, ультразвуковая решетка, скорость объемных волн, коэффициент отражения.

DOI: 10.7868/S0320791917050136

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Сканирующий акустический микроскоп предназначен для исследования структуры различных объектов с помощью сфокусированных высокочастотных ультразвуковых волн. В наиболее распространенной конфокальной схеме микроскопа [1] используется одиночный пьезоэлектрический элемент 1, расположенный соосно акустической линзе 2 (рис. 1а) и работающий в эхо-импульсном режиме. Для построения ультразвуковых изображений внутренней структуры производится механическое сканирование относительно исследуемого объекта 3 [2, 3]. Акустический микроскоп также используется для количественной характеристики локальных латерально однородных областей объектов путем измерения параметров вытекающих поверхностных волн [4, 5] и скоростей объемных волн и толщин слоев [6, 7]. Эти количественные методы измерений основаны на обработке пространственно-временного сигнала микроскопа, записанного в зависимости от смещения образца из фокальной плоскости. Однако дополнительное механическое перемещение приводит к низкой производительности и требует применения прецизионных механических устройств.

Заменить механическое сканирование электронным позволяет применение для измерений акустических параметров слоистых объектов многоэлементных преобразователей, выполненных, как правило, в виде ультразвуковых решеток [8, 9]. В таких устройствах оказывается возможным регистрировать ультразвуковые отклики, отраженные от границ исследуемого слоя под различными углами, и определять по полученным угловым зависимостям параметры слоя. Для обеспечения необходимой ширины диаграммы направленности и достаточной частоты пространственной дискретизации регистрируемых отраженных волн размер элемента должен быть сравним с длиной волны. Однако изготовление ультразвуковых решеток, пригодных для работы на характерных для акустической микроскопии частотах, вызывает ряд технологических трудностей.

Недавно был предложен микроскоп со сферической акустической линзой и двумерной решеткой, размеры элементов которой существенно превосходят длину волны [10]. В такой схеме ультразвуковые пучки, излучаемые элементами решетки, сводятся линзой в фокальной области, что позволяет выполнять электронную фокусировку и сканирование в продольном и поперечном на-

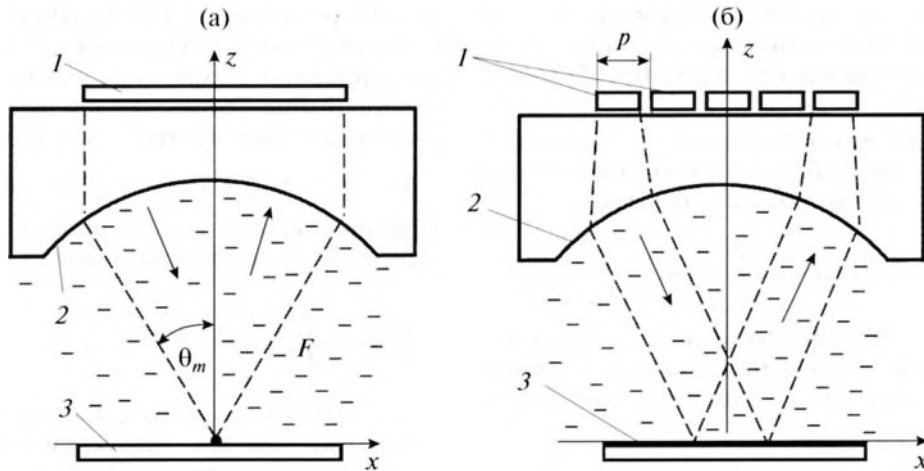


Рис. 1. Одноэлементный (а) и многоэлементный (б) акустические микроскопы: 1 – пьезоэлементы, 2 – акустическая линза, 3 – образец.

правлениях в области естественного фокуса линзы и компенсировать aberrации.

В данной статье предложен линзовый многоэлементный микроскоп с линейной решеткой и цилиндрической акустической линзой и разработана методика измерений с его помощью скоростей объемных волн, толщины и плотности слоя.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ МЕТОДА

Схема линзового многоэлементного микроскопа показана на рис. 1б. Линейная ультразвуковая решетка одинаковых прямоугольных элементов 1, расположена в задней фокальной плоскости акустической цилиндрической линзы 2 на торце звукопровода. Переднее и заднее фокальные расстояния линзы равны, соответственно [11]:

$$F = R \frac{C_D}{C_D - C}, \quad F_D = F \frac{C}{C_D}, \quad (1)$$

где  $R$  – радиус линзы,  $C$  и  $C_D$  – скорости ультразвука в иммерсионной среде и материале линзы соответственно. Для того чтобы найти связь выходного пространственно-временного сигнала решетки с параметрами исследуемого слоя, необходимо рассмотреть распространение волн от элементов решетки до образца и обратно. Предполагая, что длина элемента решетки вдоль оси  $u$  существенно превосходит характерную длину волны, можно ограничиться двумерной моделью.

Пусть элемент решетки, возбуждаемый гармоническим сигналом, создает в плоскости решетки распределение поля  $u_1(x)$ . Тогда распределение поля в плоскости линзы может быть найдено путем свертки по пространственной координате этого поля с импульсным откликом звукопровода  $g_D(x)$  [12]. В приближении Френеля для двумерно-

го случая этот отклик с точностью до несущественного постоянного множителя равен [13]

$$g_D(x) = \frac{1}{\sqrt{\lambda_D F_D}} \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda_D} F_D + i \frac{2\pi}{2\lambda_D F_D} x^2\right), \quad (2)$$

где  $\lambda_D$  – длина волны в материале звукопровода. Влияние линзы на распространяющуюся волну может быть учтено в параксиальном приближении фазовым множителем:

$$g_L(x) = \exp\left(-i \frac{k_0 x^2}{2F}\right), \quad (3)$$

где  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  – длина волны в иммерсионной жидкости. Распространение волны в жидкости до передней фокальной плоскости ( $z = 0$ ) описывается аналогично (2) импульсным откликом:

$$g_W(x) = \frac{1}{\sqrt{\lambda F}} \exp\left(ik_0 F + i \frac{k_0}{2F} x^2\right). \quad (4)$$

Таким образом, поле в фокальной плоскости может быть представлено в виде

$$u_f(x) = \{[u_1(x) * g_L(x)] g_f(x)\} * g_W(x), \quad (5)$$

где \* обозначает операцию свертки. Подстановка (2)–(4) в (5) позволяет выразить поле в передней фокальной плоскости  $u_f(x)$  через преобразование Фурье распределения поля в задней фокальной плоскости  $U_1(k_x) = \mathcal{F}\{u_1(x)\}$ :

$$u_f(x) = \frac{1}{\sqrt{\lambda F}} \exp\left(ik_0 F \left(1 + \frac{C^2}{C_D^2}\right)\right) U_1\left(k_0 \frac{x}{F}\right). \quad (6)$$

Данное выражение показывает, что составляющая спектра зондирующей волны, имеющая пространственную частоту  $k_x$ , фокусируется линзой в точку  $x = Fk_x/k_0$ . Экспоненциальный же множитель определяет фазовую задержку, общую

для всех компонент пространственного спектра волны. Формула (6) является выражением известного свойства линзы осуществлять преобразование Фурье [12, 13].

Спектральная плотность падающего поля в фокальной плоскости определяется соответственно распределением поля в плоскости решетки:

$$u_F(k_x) = \sqrt{\lambda F} \exp\left(ik_0 F \left(1 + \frac{C^2}{C_D^2}\right)\right) u_1\left(-\frac{F}{k_0} k_x\right). \quad (7)$$

Таким образом, бесконечно тонкий элемент решетки, расположенный в точке  $x$ , дает плоскую волну, падающую на плоскость под углом  $\sin \theta = k_x k_0^{-1} = -x F^{-1}$ .

Спектр отраженной волны может быть получен умножением спектра (7) на коэффициент отражения  $R(k_x)$  образца, отнесенный к фокальной плоскости. Распределение поля отраженной волны в плоскости решетки  $u_R(x)$  может быть найдено по спектральной плотности в фокальной плоскости  $U_F(k_x)$  в соответствии с соотношением, аналогичным (6):

$$u_R(x) = \exp\left(i2k_0 F \left(1 + \frac{C^2}{C_D^2}\right)\right) R\left(k_0 \frac{x}{F}\right) u_1(-x). \quad (8)$$

Таким образом, значение принимаемого поля в точке  $x$  является пропорциональным коэффициенту отражения при  $k_x = k_0 x F^{-1}$ . Для того чтобы найти пространственно-временной сигнал решетки при импульсном возбуждении, необходимо выполнить обратное преобразование Фурье гармонических составляющих (8). Так как  $k_0 = \omega C^{-1}$ , фаза в экспоненциальном множителе пропорциональна частоте  $\omega$ . Тем самым он обеспечивает постоянную задержку сигнала и может быть опущен при дальнейшем рассмотрении.

Учитывая временную зависимость излучаемой волны и выполняя обратное фурье-преобразование, принимаемое поле можно представить сверткой по времени:

$$u_R(x, t) = r(x, t) * u_1(-x, t), \quad (9)$$

где

$$r(x, t) = \mathcal{F}_\omega^{-1}\left\{R\left(k_0 \frac{x}{F}, \omega\right)\right\}. \quad (10)$$

Если прием отраженной волны осуществляется преобразователем с импульсным откликом  $u_r(x, t)$ , то выходной сигнал выражается интегралом суперпозиции по пространственной координате:

$$s(t) = \int_{-\infty}^{\infty} [r(x, t) * u_t(-x, t)] * u_r(x, t) dx. \quad (11)$$

В предлагаемой методике измерений излучение и прием сигнала осуществляются парами эле-

ментов решетки, симметрично расположенными относительно оси. Пусть  $h_l(x, t)$  и  $h_r(x, t)$  есть характеристики элемента на излучение и прием соответственно. Тогда для элементов, центры которых имеют координаты  $(-x)$  и  $x$ , можно записать

$$u_l(\xi, t) = h_l(\xi + x, t), \quad u_r(\xi, t) = h_r(\xi - x, t). \quad (12)$$

Подстановка (12) в (11) дает для выходного пространственно-временного сигнала выражение

$$s(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} [r(\xi, t) * h_l(x - \xi, t)] * u_r(\xi - x, t) d\xi. \quad (13)$$

Здесь пределы интегрирования указаны бесконечными, однако характеристики элементов имеют существенные значения на интервале  $|\xi| < p/2$ , где  $p$  – период решетки (рис. 1б). Определяя общий импульсный отклик устройства в виде

$$h(\xi, t) = \int_{-\infty}^{\infty} [h_l(\xi, \tau) h_r(-\xi, t - \tau)] d\tau, \quad (14)$$

выходной сигнал представляется сверткой по пространственной и временной переменным функции образца и импульсного отклика:

$$s(x, t) = r(x, t) *^{(t)} *^{(x)} h(x, t). \quad (15)$$

Таким образом, результат оказывается сглаженным по пространственной координате, а ширина импульсного отклика, равная примерно периоду решетки  $p$ , определяет угловую разрешающую способность. Однако, учитывая, что коэффициент отражения меняется сравнительно медленно в пределах угловой апертуры и  $p$  мало по сравнению с общей длиной решетки, можно считать, что  $h(x, t) \approx \delta(x)h_0(t)$  и пользоваться приближением

$$s(x, t) = r(x, t) * h_0(t). \quad (16)$$

Предположим также, что длительность ультразвуковых импульсов меньше времени распространения волн через исследуемый слой. Тогда в выходном сигнале можно разделить отклики, отраженные от границ слоя, и коэффициент отражения представить в виде суммы:

$$R(k_x, \omega) = \exp\left(-2iz\sqrt{k_0^2 - k_x^2}\right) \times (R_0 + R_L + R_{LT} + R_T \dots). \quad (17)$$

Экспоненциальный множитель определяет изменение фазы плоской гармонической волны при распространении из фокальной плоскости до верхней границы слоя и обратно [14], где координата  $z$  задает положение этой границы. Величина  $R_0$  есть коэффициент отражения от границы раздела между жидкостью и материалом слоя. Для того чтобы зондирующие волны эффективно проникали вглубь объекта, максимальный апер-

турный угол выбирается обычно меньше критического угла для продольных волн, поэтому  $R_0$  можно считать действительной величиной, зависящей только от угла падения. Таким образом, составляющая пространственно-временного сигнала, которая соответствует отражению от поверхности, равна:

$$s_0(x, t) = R_0 \left( \frac{x}{F} \right) \delta(t - \tau_w) * h_0(t), \quad (18)$$

где  $\delta$  – дельта-функция, обеспечивающая задержку отклика в жидкости на величину

$$\tau_w = -\frac{2z}{C} \sqrt{1 - \left( \frac{x}{F} \right)^2}. \quad (19)$$

Слагаемое  $R_L$  соответствует продольной волне, прошедшей через слой:

$$R_L = T_L \left( \frac{x}{F} \right) \exp \left( 2id \sqrt{\omega^2 C_L^{-2} - k_x^2} \right). \quad (20)$$

Его амплитуда  $T_L$ , равная произведению коэффициентов прохождения через верхнюю границу и отражению от нижней границы слоя, также не зависит от частоты. Соответствующая составляющая сигнала запишется в виде

$$s_L(x, t) = T_L \left( \frac{x}{F} \right) \delta(t - \tau_w) * \delta(t - \tau_L) * h_0(t), \quad (21)$$

где дополнительная задержка  $s_L$  относительно импульса  $s_0$  зависит от толщины слоя  $d$  и скорости  $C_L$ :

$$\tau_L = \frac{2d}{C_L} \sqrt{1 - \left( \frac{C_L x}{CF} \right)^2}. \quad (22)$$

Таким образом, измеряя задержку  $\tau_L$  для сигналов от всех элементов решетки и зная скорость звука  $C$  в жидкости и фокусное расстояние  $F$ , можно с помощью модельного уравнения (22) найти  $d$  и  $C_L$ . Аналогичное рассмотрение можно провести для составляющей  $R_T$  общего коэффициента отражения (17). Эта составляющая образуется поперечными волнами в слое, а задержка  $\tau_T$  соответствующего импульса определяется аналогично (22) с заменой  $C_L$  на скорость поперечной волны  $C_T$ . Однако амплитуда отклика поперечной волны обычно мала, особенно при малых углах падения. Более заметным является отклик смешанной моды  $R_{LT}$ , образованной продольной и поперечной волнами, распространяющимися через слой в противоположных направлениях. Задержка данного отклика относительно импульса  $s_0$  равна

$$\tau_{LT} = (\tau_L + \tau_T)/2, \quad (23)$$

измеряя которую и зная  $\tau_L$  и  $d$ , можно определить и скорость поперечной волны  $C_T$ . Кроме того, отношение амплитуд сигналов  $s_L$  и  $s_0$  равно отношению коэффициентов  $T_L/R_0$ , которые зависят не

только от скоростей, но и от плотностей жидкости и материала слоя. Таким образом, зная величины скоростей, определенные на предыдущем этапе обработки, и плотность жидкости, можно найти и плотность слоя.

Область применимости предлагаемого метода ограничивается введенным выше приближением (16), основанном на медленности изменения функции объекта  $r(x, t)$  по апертуре отдельного элемента решетки. Так как амплитудные коэффициенты  $R_0$  и  $T_L$  являются плавными, то основной вклад в скорость изменения  $r$  вносят задержки (19) или (22). Таким образом, изменение задержки в пределах периода решетки  $p$  должно быть меньше периода ультразвука:

$$\left| \frac{d\tau}{dx} \right| p < \frac{\lambda}{C}. \quad (24)$$

Подстановки (19) и (22) в (24) дают соответственно

$$zp < \frac{\lambda F}{2 \sin \theta_m}, \quad dp < \frac{C \lambda F}{2 C_L \sin \theta_m}, \quad (25)$$

где  $\theta_m$  – максимальный апертурный угол (рис. 1), синус которого равен отношению максимального  $x$  к фокусному расстоянию  $F$ . При типичных значениях  $\theta_m \approx 0.2$ ,  $C_L = 4C$  и  $p = 10\lambda$  расфокусировка  $z$  и толщина слоя  $d$  не должны превосходить величин  $z < F/4$ ,  $d < F/16$ .

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Экспериментальное подтверждение метода было проведено с помощью ультразвуковой решетки, образованной  $N = 20$  прямоугольными элементами. Период решетки составлял  $p = 0.8$  мм, а длинная сторона элемента была равна 1.2 мм. Центральная частота частотной характеристики элементов в режиме передачи–приема и относительная полоса на уровне –6 дБ составляли 15 МГц и 60% соответственно. К решетке была присоединена цилиндрическая акустическая линза из полистирола с радиусом  $R = 13$  мм, ось которой была ориентирована вдоль длинной стороны элементов решетки. В качестве иммерсионной жидкости использовалась вода, что на основании (1) дает величину фокусного расстояния  $F = 35$  мм. Расстояние между линзой и решеткой было равно 17 мм, что близко к величине заднего фокусного расстояния  $F_D = 22$  мм. Ширина ультразвуковой решетки была равна  $Np = 16$  мм, что обеспечивало максимальный апертурный угол  $\theta_m = 12^\circ$ .

Для формирования выходного пространственно-временного сигнала с помощью многоканального электронного блока производилось последовательное импульсное возбуждение элементов решетки с номерами  $k$  ( $k = 1, \dots, N$ ) и регистрация сигналов элементов с номерами  $N - k + 1$ , расположенными относительно оси линзы симметрич-

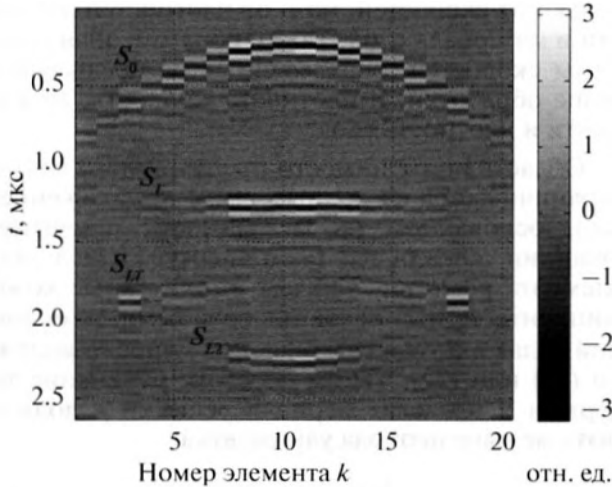


Рис. 2. Сигнал решетки  $s_k(t)$ , измеренный для дюралюминиевой пластинки. Амплитуда сигналов при  $t > 1$  мкс увеличена в 4 раза.

но излучающим элементам. Таким образом, координата передающего элемента решетки равна  $x = 0.5(2k - N - 1)p$ . На рис. 2 в виде полутоновой диаграммы показан сигнал  $s_k(t)$ , измеренный для дюралюминиевой пластинки с толщиной  $d = 3.21 \pm \pm 0.01$  мм. Образец был смещен по вертикали в сторону линзы, так что его верхняя поверхность занимала положение  $z \approx 16.5$  мм. В принятом сигнале наблюдаются описанные выше составляющие  $s_0$ ,  $s_L$ , отклик продольно-поперечной моды  $s_{LT}$ , а также отклик  $s_{L2}$ , образованный двойным прохождением волны через слой. Составляющая сигнала, образованная поперечной волной, является слабой и не обнаруживается на изображении.

Время прихода отклика  $s_0$ , отраженного от верхней границы слоя, определяется выражением (19). Так как слой смещен из фокальной плоскости, эта задержка существенно изменяется в зависимости от положения приемно-передающей пары элементов решетки. Отклик продольной волны  $s_L$  задержан относительно  $s_0$  на величину  $\tau_L$  (22). В данном эксперименте задержки  $\tau_L$  и  $\tau_W$  имеют противоположные знаки и являются сравнимыми по величине, поэтому время прихода отклика слабо зависит от  $k$ . В формировании отклика  $s_{LT}$  принимают участие не только продольные, но и поперечные волны, поэтому его амплитуда мала в области малых углов падения.

При практической реализации метода следует учесть, что скорости звука в материале линзы и иммерсионной среде, а также радиус линзы и фокусное расстояние, известны с некоторыми погрешностями. Кроме того, акустическая линза имеет aberrации, и элементы решетки могут быть расположены с погрешностями относительно

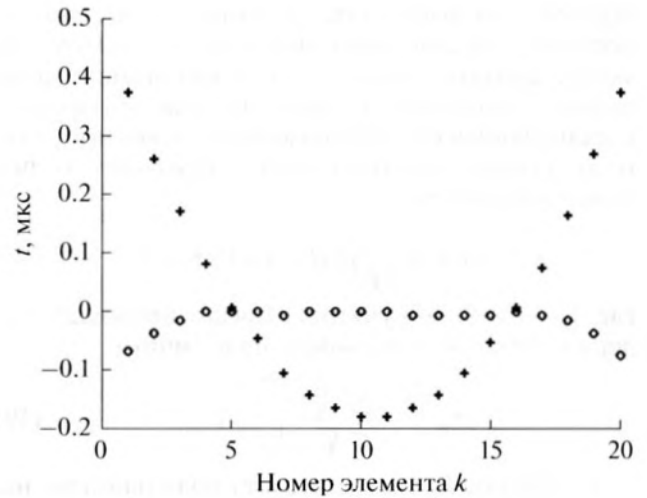


Рис. 3. Задержки сигналов  $t_0$  (○) и  $t_1$  (+), отраженных при положении отражателя  $z = 0$  и  $z = 16.48$  мм соответственно.

вертикальной оси. Поэтому целесообразно проводить калибровку прибора для определения углов распространения волн, излучаемых и принимаемых элементами решетки. Найти величины  $\beta_k = \sin\theta_k$  можно путем измерения относительных задержек сигналов  $\tau_k$ , возникающих при смещении идеального плоского отражателя вдоль вертикальной оси  $\Delta z$ . Зная скорость звука в воде  $C$  и смещение  $\Delta z$ , величины  $\beta_k$  можно найти на основе выражения (19):

$$\beta_k = \sqrt{1 - \left(\frac{\tau_k C}{2\Delta z}\right)^2}. \quad (26)$$

На рис. 3 показаны времена  $t_0$  и  $t_1$  прихода сигналов от поверхности полированного стального образца, расположенного примерно в фокальной плоскости линзы ( $z = 0$ ) и смещенного по направлению к линзе на расстояние  $\Delta z = 16.48$  мм. Времена отсчитываются относительно момента прихода сигнала  $t_0$ , излученного элементом  $k = 10$ , а время  $t_1$  на графике увеличено на 22 мкс. Как следует из представленных данных, время  $t_0$  не является постоянным для всех элементов решетки. Наиболее заметно этот эффект наблюдается на краях решетки, что может быть объяснено возрастанием aberrаций линзы при увеличении угла падения. Величины  $\beta_k$ , определенные по измеренным задержкам  $\tau_k = t_{0k} - t_{1k}$  в соответствии с (26), представлены на рис. 4. На рисунке показаны также результаты расчета  $\beta_k$  по известным геометрическим параметрам линзы и решетки  $\beta_k = x_k F^{-1}$ . Между расчетными и экспериментальными величинами имеются заметные расхождения, что и обуславливает целесообразность проведения калибровки.

После калибровки выполнялось измерение относительных задержек  $\tau_L$  и  $\tau_{LT}$  для исследуемой дюралюминиевой пластинки, результаты которого представлены на рис. 5 в зависимости от параметра  $\beta_k$ . Для определения задержек импульсов  $s_L$  и  $s_{LT}$  относительно импульсов  $s_0$  использовался корреляционный метод и учитывалось изменение полярности импульсов  $s_L$  и  $s_{LT}$ , отраженных от нижней границы металл–жидкость. Далее производилось усреднение  $\tau_L$  и  $\beta$  для симметрично расположенных пар передающих элементов решетки с номерами  $k$  и  $N - k + 1$ . Возведение выражения (22) в квадрат позволяет получить линейное регрессионное уравнение с независимым переменным  $\beta_k^2$  и зависимым переменным  $\tau_{Lk}^2$ ,  $k = 1, \dots, N$ :

$$\tau_{Lk}^2 = \frac{4d^2}{C_L^2} - 4d^2\beta_k^2. \quad (27)$$

Находя методом наименьших квадратов коэффициенты этого уравнения, можно определить  $d$  и  $C_L$ . Многократное повторение измерений, выполненное на рассматриваемом образце, дает результаты  $d = 3.17 \pm 0.03$  мм и  $C_L = 6380 \pm 40$  м/с. Аналогичным образом рассчитывалась скорость поперечной волны  $C_T$  по задержке  $\tau_T$ , которая определялась по измеренным задержкам  $\tau_{LT}$  и  $\tau_L$  в соответствии с (23). В связи с тем, что амплитуда отклика продольно-поперечной моды  $s_{LT}$  существенно меньше амплитуды отклика  $s_L$  в области малых углов падения, расчет проводился для ограниченного интервала данных  $2 < k < 9$  и использовалось значение толщины  $d$ , определенное на предыдущем этапе обработки. Полученное значение составляет  $C_T = 3120 \pm 50$  м/с. Полученные результаты измерения скоростей согласуются с опубликованными для дюралюминиевого сплава данными  $C_L = 6300...6400$  м/с и  $C_T = 3100...3200$  м/с [15, 16], а найденная толщина пластинки соответствует величине, измеренной независимым способом ( $d = 3.21$  мм). Таким образом, относительная погрешность измерения не превосходит 1% для  $d$  и  $C_L$  и 2% для  $C_T$ .

Плотность материала слоя  $\rho$  может быть найдена по амплитудам регистрируемых сигналов. Как следует из выражений (18) и (21), отношение амплитуд откликов  $s_L$  и  $s_0$  не зависит от характеристик микроскопа, а определяется только коэффициентами отражения и прохождения волн на границах слоя  $\gamma = T_L/R_0$ . Для нормального падения этот коэффициент равен [14]

$$\gamma = \frac{4ZZ_W}{(Z + Z_W)^2}, \quad (28)$$

где  $Z = \rho C_L$  и  $Z_W$  – импедансы слоя и воды соответственно. Измеренное значение амплитудного коэффициента составило  $\gamma = 0.27 \pm 0.01$ , откуда

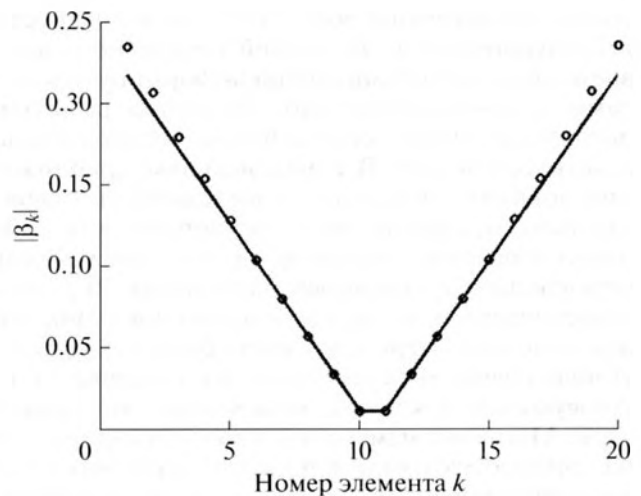


Рис. 4. Параметры  $\beta_k$ : расчет (—) и эксперимент (o).

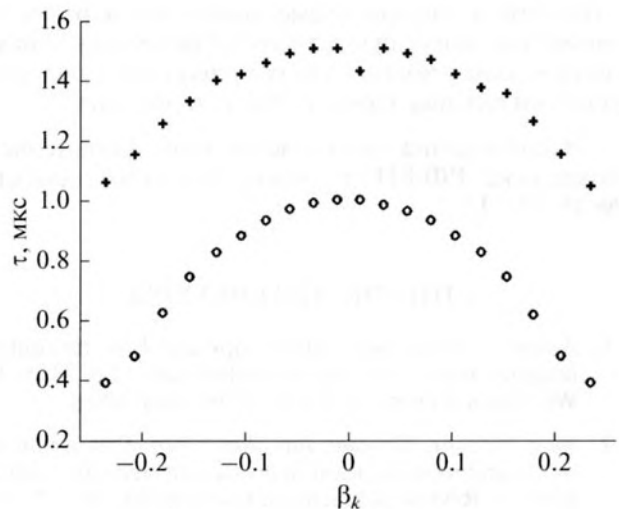


Рис. 5. Задержки  $\tau_L$  (o) и  $\tau_{LT}$  (+), измеренные для дюралюминиевой пластинки.

следует оценка плотности  $\rho = 2.95 \pm 0.13$  г/см<sup>3</sup>. Относительная погрешность оценки плотности в этом случае не превосходит 5%, однако среднее значение является несколько завышенным по сравнению с опубликованными величинами  $\rho = 2.7...2.8$  г/см<sup>3</sup>. Одной из причин возникновения смещения может являться игнорирование затухания ультразвука в материале слоя в представлении амплитудного коэффициента (28).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложен акустический микроскоп с цилиндрической акустической линзой и линейной ультразвуковой решеткой, расположенной в задней фокальной плоскости линзы, а также разработана методика измерения с его помощью

скоростей объемных волн, толщины и плотности исследуемого слоя. Выходной пространственно-временной сигнал микроскопа формируется парами приемо-передающих элементов решетки, расположенными симметрично относительно акустической оси. В паракиральном приближении показано, что сигнал определяется коэффициентом отражения волны от поверхности слоя при угле падения, задаваемом расстоянием между передающим и приемным элементами. В работе теоретически и экспериментально показано, что искомые параметры слоя могут быть найдены по угловым зависимостям амплитуд и задержек ультразвуковых откликов, отраженных от границ слоя. Методика измерений продемонстрирована на примере изотропной пластинки, однако наличие цилиндрической линзы, обеспечивая избирательность по азимутальному углу, делает возможным применение микроскопа для исследования анизотропных материалов. Следует также отметить, что в данной схеме микроскопа размеры элементов могут существенно превышать характерную длину волны, что упрощает изготовление решетки для высокочастотного диапазона.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-07-01236.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Advances in acoustic microscopy and high resolution imaging: from principles to applications / Ed. Maev R. Weinheim, Germany: Wiley-VCH, 2013. 400 p.
- Bing-Feng Ju, Xiaolong Bai, Jian Chen. Fast scanning mode and its realization in a scanning acoustic microscope // Review of Scientific Instruments, 2012. V. 83. P. 035113-1-035113-8.
- Петрониюк Ю.С., Мороков Е.С., Левин В.М. Методы импульсной акустической микроскопии в промышленной диагностике // Известия РАН. Серия физическая, 2015. Т. 79. № 10. С. 1425–1431.
- Kushibiki J., Ono Y., Ohashi Y., Arakawa M. Development of the line-focus-beam ultrasonic material characterization system // IEEE Trans. Ultrason., Ferroelectr. Freq. Control. 2002. V. 49. № 1. P. 99–113.
- Deng X.D., Monnier T., Guy P., Courbon J. Acoustic microscopy of functionally graded thermal sprayed coatings using stiffness matrix method and Stroh formalism // J. Appl. Phys. 2013. V. 113. P. 224508-1–224508-10.
- Völker Hänel. Measurement of sound velocity and thickness of thin samples by time-resolved acoustic microscopy // J. Appl. Phys. 1998. V. 84. № 2. P. 668–670.
- Jian Chen, Xiaolong Bai, Keji Yang, Bing-Feng Ju. 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. 505–511.
- Lane C.J.L., Dunhill A.K., Drinkwater B.W., Wilcox P.D. The inspection of anisotropic single-crystal components using a 2-D ultrasonic array // IEEE Trans. Ultrason., Ferroelectr. Freq. Control. 2010. V. 57. № 12. P. 2742–2752.
- Титов С.А., Маев П.Г. Определение параметров изотропного слоя по пространственно-временным сигналам ультразвуковой решетки. // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 5. С. 648–656.
- Титов С.А., Маев П.Г. Линзовый акустический микроскоп с двумерной ультразвуковой решеткой // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. № 9. С. 8–15.
- Briggs G.A.D., Kolosov O.V. Acoustic microscopy. Second Edition. New York: Oxford university press, 2010. 387 p.
- Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 364 с.
- Papoulis A. Systems and transforms with application in optics. Malabar, Florida: Robert Krieger Publishing Company, 1968. 474 p.
- Бреховских Л.М., Годун О.А. Акустика слоистых сред. М.: Наука, 1989. 416 с.
- Ермолов И.Н., Ланге Ю.В. Ультразвуковой контроль. М.: Машиностроение, 2004. 864 с.
- Birks A.S., Green R.E., McIntire P. Ultrasonic Testing. Nondestructive Testing Handbook. 2nd ed. Columbus, OH: American Society for Nondestructive Testing, 1991. V. 7. 893 p.