АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2002, том 48, № 4, с. 461–466

УДК 534.08; 534.22

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ АКУСТООПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ ЗВУКА

© 2002 г. С. В. Богданов

Институт физики полупроводников СО РАН
630090 Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева 13
E-mail: bogd@isp.nsc.ru

Поступила в редакцию 22.01.2001 г.

В работе рассмотрено влияние акустической связки между буфером и образцом на точность определения скорости звука в твердотельном образце интерференционными методами, и, в частности, интерференционным акустооптическим методом [11]. Найдена разность фаз между вышедшей из образца и отраженной от него волнами, вносимая акустической связкой. Показано, что в области толщин связки $0.1 \le h \le 1.0$ мкм поправка к скорости звука мало зависит от толщины связки. Предложена процедура, позволяющая найти эту поправку и истинную скорость звука в каждом конкретном случае.

Скорость распространения звука представляет интерес как сама по себе, так и как инструмент для исследования разнообразных свойств материалов, начиная с упругих свойств, включая пьезоэлектричество, фазовые переходы и многочисленные другие явления [1–5]. Предлагаются различные методы (в том числе и высокоточные) для измерения скорости звука, приспособленные к тем или иным конкретным условиям [6–10]. Растут требования к точности ее определения. Сравнительно недавно нами [11] был предложен новый, относительно простой, метод измерения скорости звука в твердых телах (как изотропных, так и анизотропных), легко поддающейся автоматизации. Метод основан на наблюдении интерференции двух звуковых волн: одной – отраженной от передней грани образца, и другой – прошедшей в образец, отразившейся от его задней грани и вновь вышедшей из образца. Средой, в которой распространяются интерферирующие волны, является твердотельный изотропный буфер из оптически прозрачного материала. Через буфер, поперек направления распространения звука, пропускается тонкий лазерный луч и наблюдается его дифракция на интерферирующих волнах. При изменении частоты звука изменяется фазовый сдвиг между этими волнами и наблюдаются интерференционные максимумы и минимумы амплитуды результирующей волны. Они регистрируются по соответствующим максимумам и минимумам интенсивности дифрагированного света. Поскольку интенсивность дифрагированного света пропорциональна квадрату амплитуды результирующей звуковой волны, то наблюдаемые световые максимумы оказываются значительно более острыми, чем звуковые. Это существенно повышает точность предложенного метода.

Измерительная ячейка состоит из преобразователя, буфера, образца и общего, в виде рамки, держателя. Между преобразователем и буфером, буфером и образцом вводится акустическая связка. Влиянием последней на фазовый сдвиг между распространяющимися в системе волнами в [11] пренебрегалось. При подаче на преобразователь одиночного высокочастотного импульса в буфере, в результате последовательных отражений, будут наблюдаться следующие импульсы: U_1 – падающий от преобразователя, U_2 – отраженный от передней грани образца, U_3 – вошедший в образец, отразившийся от его задней грани и вновь вышедший в буфер, ряд последующих импульсов U_4, U_5… и т.д., прошедшие образец несколько раз вследствие многократных отражений. Заполнение всех этих импульсов имеют одинаковую частоту, длину волны и поляризацию. При перекрытии они будут интерферировать друг с другом. В работе [11] была рассмотрена интерференция импульсов U_2 и U_3. Было показано, что без учета акустической связки, расчетная формула для определения скорости звука чрезвычайно проста:

$$V = \frac{2L\Delta f}{N}, \tag{1}$$

где V – скорость звука, L – длина образца, Δf – интервал частот, в пределах которого наблюдаются интерференционные максимумы (или минимумы), N – их число.

В [11] не рассматривалось, какую толщину акустической связки "h" можно считать малой, и какова вносимая ею погрешность, хотя ясно, что такая погрешность должна иметь место, поскольку импульсы U_2 и U_3 проходят в акустической связке различный путь. Естественно, при высоко-

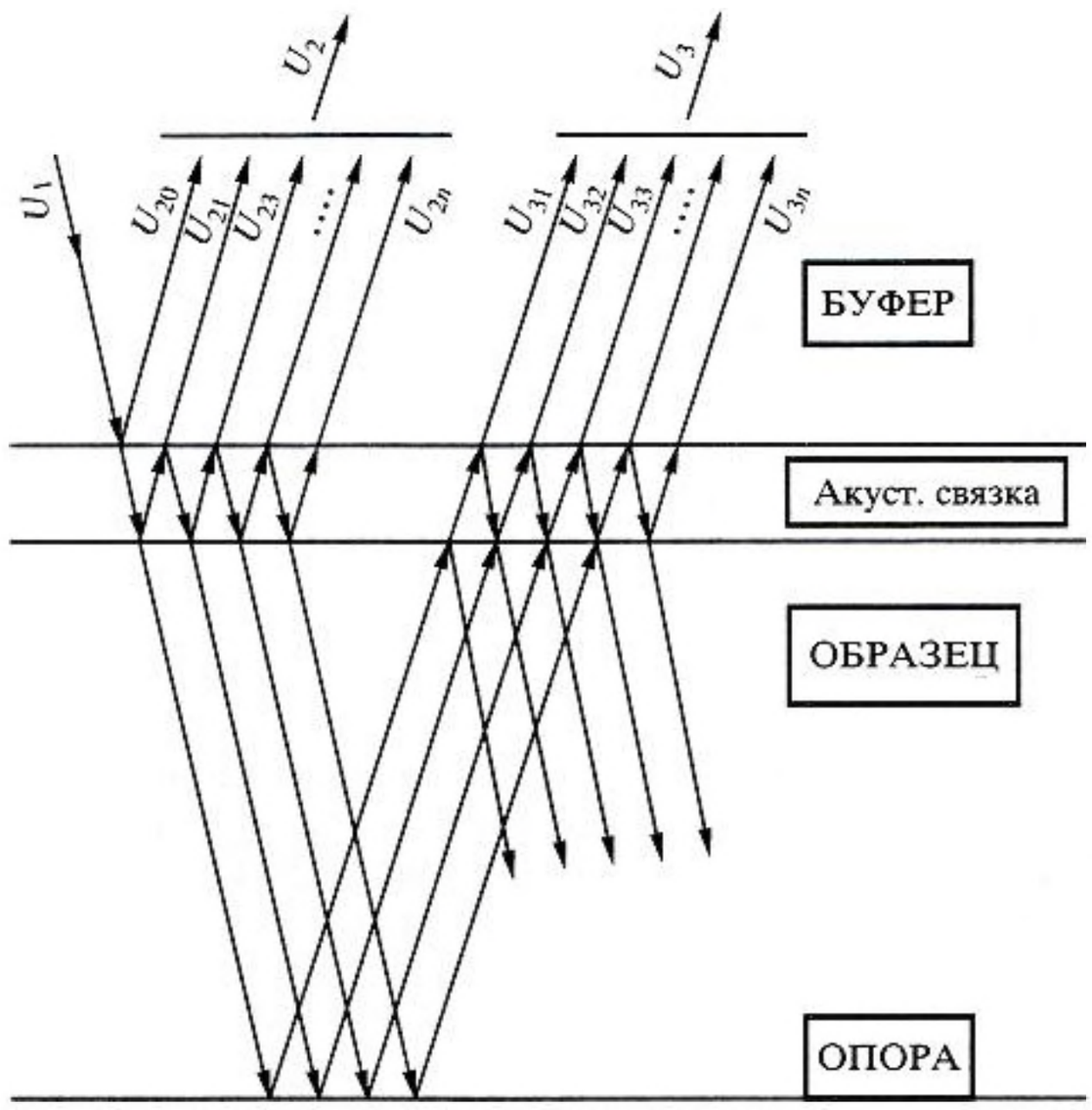

Рис. 1. Схематическое изображение набора волн, распространяющихся в системе: буфер – акустическая связка – образец – опора. U_1 – падающая, U_2 – отраженная, U_3 – вышедшая волны.

точных измерениях учет акустической связки необходим.

В настоящей работе мы учтем наличие акустической связки между буфером и образцом, однако, по-прежнему будем считать ее достаточно тонкой (соответствующий критерий будет приведен ниже). Наличие акустической связки между преобразователем и буфером учитывать нет нужды, поскольку она изменит лишь параметры излученного импульса и не повлияет на ход дальнейших рассуждений.

Рассмотрим интерференцию высокочастотного заполнения импульсов U_2 и U_3, считая, что они распространяются перпендикулярно к границам разделов. Присвоим величинам, относящимся к граничащим средам следующие индексы: буфер – 1, акустическая связка – 2, образец – 3. Введем следующие обозначения:

V_1 – скорость звука в буфере; $k_1 = \omega/V_1$ – волновое число; 1 – длина буфера.

V_2 – скорость звука в акустической связке; $k_2 = \omega/V_2$ – волновое число; h – толщина акустической связки.

V_3 – скорость звука в образце; $k_3 = \omega/V_3$ – волновое число; L – длина образца.

Обозначим набег фазы высокочастотного заполнения импульса U_3 относительно U_2 через $\Delta\Phi_{32}$. Он слагается из набега фазы, вызванного образцом – $2k_3L$ – и набега фазы, вызванного наличием акустической связки – $\alpha = \alpha(f, h)$. Таким образом, при неизменной толщине связки, $\Delta\Phi_{32} = 2k_3L + \alpha(f)$.

При изменении частоты $\Delta\Phi_{32}$ будет последовательно проходить значения $\Delta\Phi_{32} = 2n\pi$ и $\Delta\Phi_{32} = (2n + 1)\pi$, т.е. U_2 и U_3 будут либо в фазе, либо в противофазе, и, следовательно, будут наблюдаться биения амплитуды A суммарного сигнала. Соответственно этому будут наблюдаться и биения интенсивности дифрагированного света.

Пусть на частоте f_1 при заданной толщине связки h наблюдается n-ный максимум интенсивности дифрагированного света, т.е.

$$2\pi f_1\left(\frac{2L}{V_3}\right) + \alpha(f_1) = 2\pi n,$$

а на частоте f_2 некоторый $m = (n + N)$ максимум

$$2\pi f_2\left(\frac{2L}{V_3}\right) + \alpha(f_2) = 2\pi(n + N).$$

Таким образом, при изменении частоты на $\Delta f = f_2 - f_1$ будет наблюдаться $N = m - n$ максимумов. Найдем

$$2\pi N = 2\pi\left(\frac{2L}{V_3}\right)\Delta f + \Delta\alpha,$$

$$\text{где } \Delta\alpha = \alpha(f_2) - \alpha(f_1).$$

Отсюда

$$V_3 = \frac{2L\Delta f}{N - \dfrac{\Delta\alpha}{2\pi}} \tag{2а}$$

или

$$V_3 = \frac{2L\Delta f}{N}\left(1 + \frac{\Delta\alpha}{2\pi N}\right). \tag{2б}$$

Относительная погрешность равна $\Delta V_3/V_3 = \Delta\alpha/(2\pi N + \Delta\alpha)$.

Если $\Delta\alpha > 0$, то наличие акустической связки приводит к занижению V_3, рассчитанному по (1) по сравнению с истинным. Чтобы определить V_3 при наличии акустической связки, необходимо знать $\Delta\alpha \equiv \Delta\alpha(f_1, f_2, h)$.

Чтобы найти α, а затем и $\Delta\alpha$, как функцию частоты, толщины h и свойства самой акустической связки, необходимо решать поставленную задачу сразу с учетом дополнительного слоя (толщиной h) между буфером и образцом. Картина распространяющихся в системе волн схематически представлена на рис. 1, где, для наглядности, угол падения принят отличным от нуля и не учитывается преломление при переходе из одной среды в другую. На рис. 1 линиями со стрелками условно показаны распространяющиеся в системе волны, возникающие из одной падающей U_1 за счет многократных отражений. Интересующие нас волны

U_2 и U_3 формируются в результате сложения соответствующих парциальных волн. В дальнейшем будем полагать, что решаемая задача стационарна. Это позволяет не решать временную задачу. Последнее возможно, если падающий импульс длится больше времени установления стационарного состояния τ_s, которое можно представить в виде $\tau_s = m2h/V_2$. Здесь m – численный множитель, порядка 20–30. Если при этом двойное время прохождения волны по образцу (туда и обратно) $\tau_o = 2L/V_3$ много больше τ_s, то решаемую задачу можно разбить на две независимые: а) прохождение волны из буфера через связку в образец (см. рис. 2А), и б) прохождение волны из образца через связку в буфер (см. рис. 2Б). Это позволяет не решать задачу прохождения волн в системе буфер – связка – образец – связка – буфер и воспользоваться известным решением прохождения волны через слой (см., например, [12]). Последнее условие ($\tau_o \gg \tau_s$) накладывает ограничение на допустимую толщину связки $h \ll LV_2/mV_3$. Для сохранения преемственности с работой [11], одиночными индексами U_1, U_2, U_3... обозначены волны в буфере. Волны в образце имеют двойную индексацию U_{41}, U_{42}, U_{51}..., понятную из рис. 2. Изображенные на рис. 2 волны являются суммой соответствующих парциальных волн.

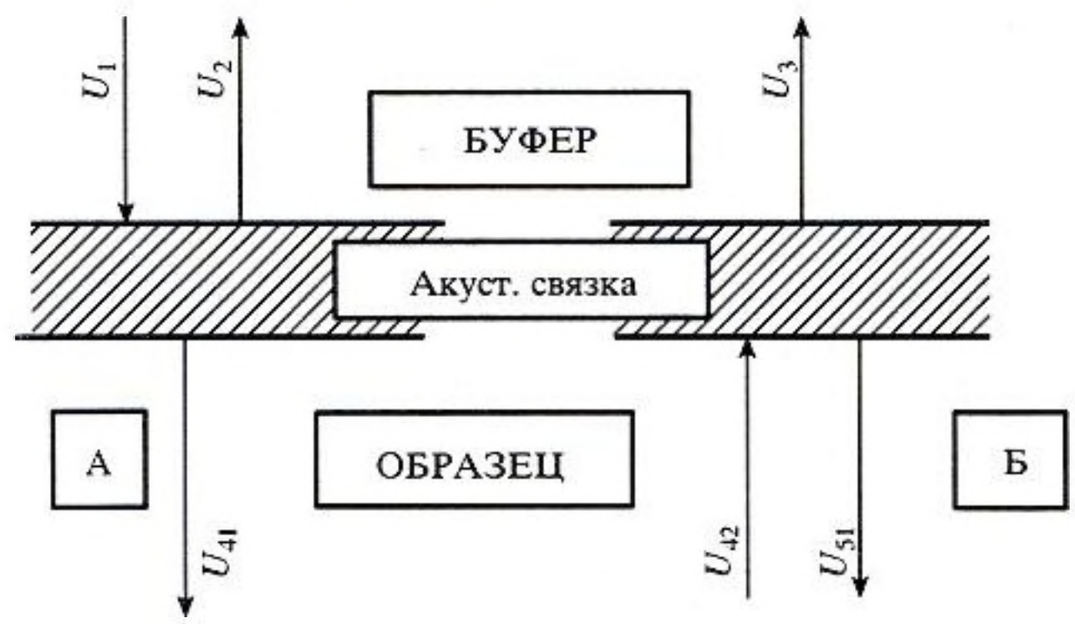

Рис. 2. Схематическое изображение стационарных волн, распространяющихся в системе: (А) – буфер-акустическая связка-образец, (Б) – образец – акустическая связка – буфер. U_1 – падающая, U_2 – отраженная, U_3 – вышедшая волны.

В дальнейшем нам потребуются:

$R_{ik} = \dfrac{Z_i - Z_k}{Z_i + Z_k}$ – коэффициент отражения по амплитуде от границы раздела "i" и "k" сред (при нормальном падении). Волна падает из "i" среды и отражается обратно в "i" среду.

$T_{ik} = \dfrac{2Z_i}{Z_i + Z_k}$ – коэффициент прохождения по амплитуде через границу раздела "i" и "k" сред (при нормальном падении).

Волна падает из "i" среды и проходит в "k" среду.

Здесь – $Z_i = \rho_i V_i$ – акустический импеданс "i" среды. ρ_i – плотность, V_i – скорость звука в "i" среде.

Для случая, изображенного на рис. 2А, коэффициенты отражения от слоя R и прохождения T_{13} будут иметь вид:

$$R = \frac{R_{12} + R_{23}\exp(-j2k_2h)}{1 + R_{12}R_{23}\exp(-j2k_2h)};$$

$$T_{13} = \frac{T_{12}T_{23}\exp(-jk_2h)}{1 + R_{12}R_{23}\exp(-j2k_2h)}.$$

Таким образом, $U_2 = RU_1$, $U_{41} = T_{13}U_1$.

Для случая, изображенного на рис. N 2Б, нас будет интересовать лишь "вышедшая" волна U_3. Для ее определения примем во внимание, что волна U_{41} пройдет образец, отразится от задней грани образца, вновь пройдет образец и подойдет к акустической связке с набегом фазы $2Lk_3$. Таким образом, $U_{42} = R_{34}U_{41}\exp(-2k_3L)$ или $U_{42} = R_{34}T_{13}U_1\exp(-2k_3L)$. Здесь R_{34} – коэффициент отражения от опоры. В нашем случае $R_{34} = 1$ (отражение от воздушной прослойки), и $U_{42} = T_{13}U_1\exp(-2k_3L)$. Легко показать, что коэффициент прохождения через слой со стороны образца $T_{31} = T_{13}(Z_3/Z_1)$. Принимая это во внимание, для вышедшей волны U_3 получим

$$U_3 = (Z_3/Z_1)T_{13}^2U_1\exp(-2k_3L).$$

Введем обозначения $2k_2h \equiv x$; $2k_3L \equiv y$; $T \equiv (Z_3/Z_1)T_{13}^2\exp(-y)$, тогда $U_3 = TU_1$.

Приведем R и T к виду:

$R = \mathrm{Re}(R) - j\mathrm{Im}(R)$, $T = \mathrm{Re}(T) - j\mathrm{Im}(T)$, где

$$\mathrm{Re}(R) = \frac{R_{12}(1 + R_{23}^2) + R_{23}(1 + R_{12}^2)\cos(x)}{1 + R_{12}^2R_{23}^2 + 2R_{12}R_{23}\cos(x)}, \tag{3а}$$

$$\mathrm{Im}(R) = \frac{R_{23}(1 - R_{12}^2)\sin(x)}{1 + R_{12}^2R_{23}^2 + 2R_{12}R_{23}\cos(x)}, \tag{3б}$$

$$\mathrm{Re}(T) = \frac{Z_3T_{12}^2T_{23}^2[2R_{12}R_{23}\cos(y) + \cos(y + x) + R_{12}^2R_{23}^2\cos(y - x)]}{Z_1[1 + R_{12}^2R_{23}^2 + 2R_{12}R_{23}\cos(x)]^2}, \tag{3в}$$

$$\mathrm{Im}(T) = \frac{Z_3 T_{12}^2 T_{23}^2 [2R_{12}R_{23}\sin(y) + \sin(y+x) + R_{12}^2 R_{23}^2 \sin(y-x)]}{Z_1[1 + R_{12}^2 R_{23}^2 + 2R_{12}R_{23}\cos(x)]^2}. \quad (3г)$$

При перекрытии импульсов $U_2 = RU_1$ и $U_3 = TU_1$ они будут интерферировать, образуя суммарную волну U_{23}. Ее амплитуда A равна

$$A = A_1\sqrt{|R|^2 + |T|^2 + 2[\mathrm{Re}(R)\mathrm{Re}(T) + \mathrm{Im}(R)\mathrm{Im}(T)]}. \quad (4)$$

Здесь A_1 – амплитуда падающей волны U_1, которую мы примем равной 1.

$|\ldots|$ – модуль R, T.

Заметим, что

$$\left[\frac{\mathrm{Re}(R)\mathrm{Re}(T) + \mathrm{Im}(R)\mathrm{Im}(T)}{|R||T|}\right] = \cos(\phi_T - \phi_R) = \cos(\Delta\Phi_{32}).$$

Напомним, что разность фаз $\Delta\Phi_{32}$ (т.е. разность фаз между вышедшей U_3 и отраженной U_2 волнами) вызвана наличием образца ($2Lk_3$) и наличием акустической связки [$\alpha(f, h)$]. Таким образом

$$\Delta\Phi_{32} = 2Lk_3 + \alpha(f, h) = \arccos\left[\frac{\mathrm{Re}(R)\mathrm{Re}(T) + \mathrm{Im}(R)\mathrm{Im}(T)}{|R||T|}\right].$$

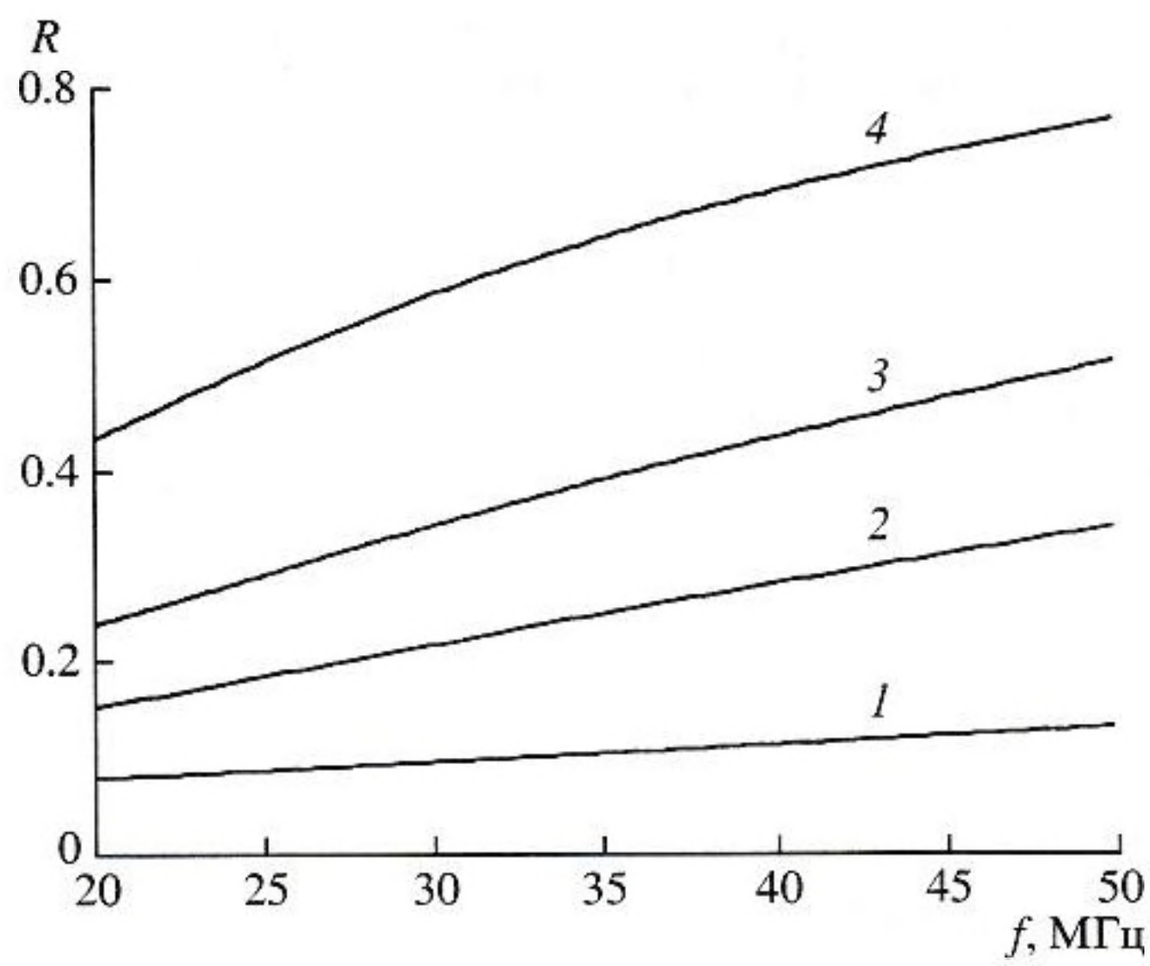

Рис. 3. Зависимость модуля коэффициента отражения R от частоты при толщинах связки h: *1* – 0.1, *2* – 0.3, *3* – 0.5, *4* – 1.0 мкм.

Чтобы найти $\alpha(f, h)$ следует положить $L = 0$. Тогда

$$\alpha(f, h) = \arccos\left[\frac{\mathrm{Re}(R)\mathrm{Re}(T) + \mathrm{Im}(R)\mathrm{Im}(T)}{|R||T|}\right]_{L=0}. \quad (5)$$

По существу, выражение (5) и является решением поставленной задачи: при заданных параметрах системы следует рассчитать α при двух крайних частотах f_1 и f_2 использованного диапазона частот, найти $\Delta\alpha = \alpha(f_2) - \alpha(f_1)$, а затем по (2) – точное значение скорости в образце.

К сожалению, выполнение этой программы сталкивается с двумя трудностями: во-первых, неизвестно точное значение скорости звука в образце, а во-вторых, неизвестна толщина акустической связки h. Однако, оба эти затруднения можно обойти, воспользовавшись методом последовательных приближений и ориентировочным значением толщины связки, найденной либо по интерференционным цветам тонкой пленки, либо – по экспериментальным измерениям зависимости $R = R(f)$. Из сравнения измеренной кривой $R = R(f)$ с расчетной $R = R(f, h)$, где h выступает в качестве параметра – см. рис. 3, определяется величина h. Последовательность вычислений лучше всего проследить на конкретном примере.

В качестве такового рассмотрим определение скорости звука в типичной ситуации: продольные волны, жидкая связка.

Заданы следующие параметры системы:

1. Буфер (оптическое стекло Ф – 4) –

$$\rho_1 = 3.67 \times 10^3\ \text{кг/м}^3, \quad V_1 = 4.1 \times 10^3\ \text{м/с}.$$

2. Акустическая связка (трансформаторное масло) –

$$\rho_2 = 0.897 \times 10^3\ \text{кг/м}^3, \quad V_2 = 1.425 \times 10^3\ \text{м/с},$$
$$h = 0.2 \times 10^{-6}\ \text{м}.$$

3. Образец (плавленный кварц) –

$$\rho_3 = 2.2 \times 10^3\ \text{кг/м}^3, \quad V_3 = 5.960 \times 10^3\ \text{м/с},$$
$$L = 10^{-2}\ \text{м}.$$

Экспериментально найдены:

$f_1 = 20.214 \times 10^6$ Гц, $f_2 = 49.991 \times 10^6$ Гц, количество биений $N = 100$, ориентировочная толщина связки $h \simeq 0.3 \times 10^{-6}$ м.

При компьютерном моделировании примем диапазон возможных значений толщин связки $h = (0.05–1.0) \times 10^{-6}$ м (что заведомо перекрывает ее возможное значение) и зададимся частотным

диапазоном $f_{10} = 20 \times 10^6$ Гц – $f_{20} = 50 \times 10^6$ Гц, несколько превышающим реально использованный.

Оценим условия применимости приближения стационарных волн, приняв $m = 30$. Это условие выполняется, когда толщина пленки $h \ll V_2L/V_3m \simeq$ $\simeq 80$ мкм. Таким образом, даже самая толстая акустическая связка с $h = 1$ мкм с хорошей точностью удовлетворяет условию стационарности. В результате определяется следующая последовательность вычислений скорости звука.

1. Определение скорости $V_3 = V_3(0)$ в нулевом приближении.

Здесь и ниже цифра в скобках обозначает степень приближения. По выражению (1) вычисляем скорость звука $V_3 = V_3(0)$. В нашем случае $V_3(0) = 5955$ м/с. (Скорость округленна до целого значения – реальной точности измерений).

2. Определение скорости $V_3(1)$ в первом приближении.

Приняв $Z_3 = \rho_3 V_3(0) = Z_3(0)$ и толщину связки $h = h(1) = 0.3 \times 10^{-6}$ м, для частот f_1 и f_2 по выражению (5) рассчитываем $\alpha_1(1)$, $\alpha_2(1)$ и находим $\Delta\alpha(1)$. Затем по (2) – значение $V_3(1)$. В нашем случае, оказалось $\Delta\alpha(1) = 0.458$ и $V_3(1) = 5959$ м/с. Как видно, $V_3(1)$ мало отличается от заданной V_3. Это объясняется слабой зависимостью $\Delta\alpha$ от толщины связки в использованном диапазоне толщин (см. рис. 4).

Если более высокая точность не требуется, то расчет можно ограничить нахождением $V_3(1)$.

3. Уточнение толщины связки.

Для этой цели воспользуемся зависимостью $A = A(f, h)$, рассчитанной по выражению (4). Общий вид этой зависимости для нашей системы в диапазоне частот $f_{10} = 20$ МГц и $f_{20} = 21$ МГц для трех значений h показана на рис. 5а. На нем отчетливо видны наблюдаемые в системе биения, амплитуда которых существенно зависит от толщины связки. От толщины связки зависит также и частота, при которой наблюдается максимум A, причем, чем больше толщина связки, тем ниже частота максимума. В то же время, расстояние между соседними максимумами практически не зависит от толщины связки. Высокая точность определения частот f_1 и f_2 обеспечивает хорошее разрешение $A = A(f, h)$ по толщине связки, что и позволяет использовать эту зависимость для уточнения h.

Для этого при $V_3 = V_3$ (1), по выражению (4), находим серию зависимостей $A = A(f, h)$ вблизи частоты f_1 (первый максимум) и выбираем $h = h(2)$, при которой частота максимума A совпадет с найденной экспериментально f_1 (см. рис. 5б). В нашем случае – $h(2) = 0.175 \times 10^{-6}$ м.

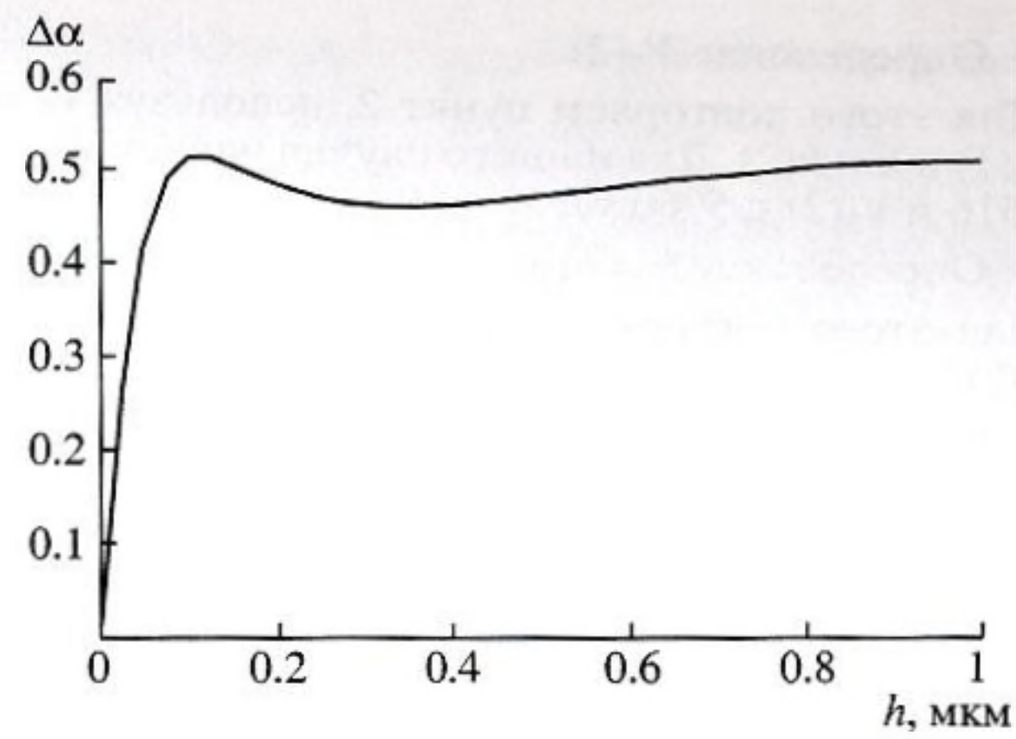

Рис. 4. Зависимость разности $\Delta\alpha(f_1, f_2, h)$ от толщины акустической связки при скорости $V_3 = 5960$ м/с и $f_{10} = 20$ МГц, $f_{20} = 50$ МГц.

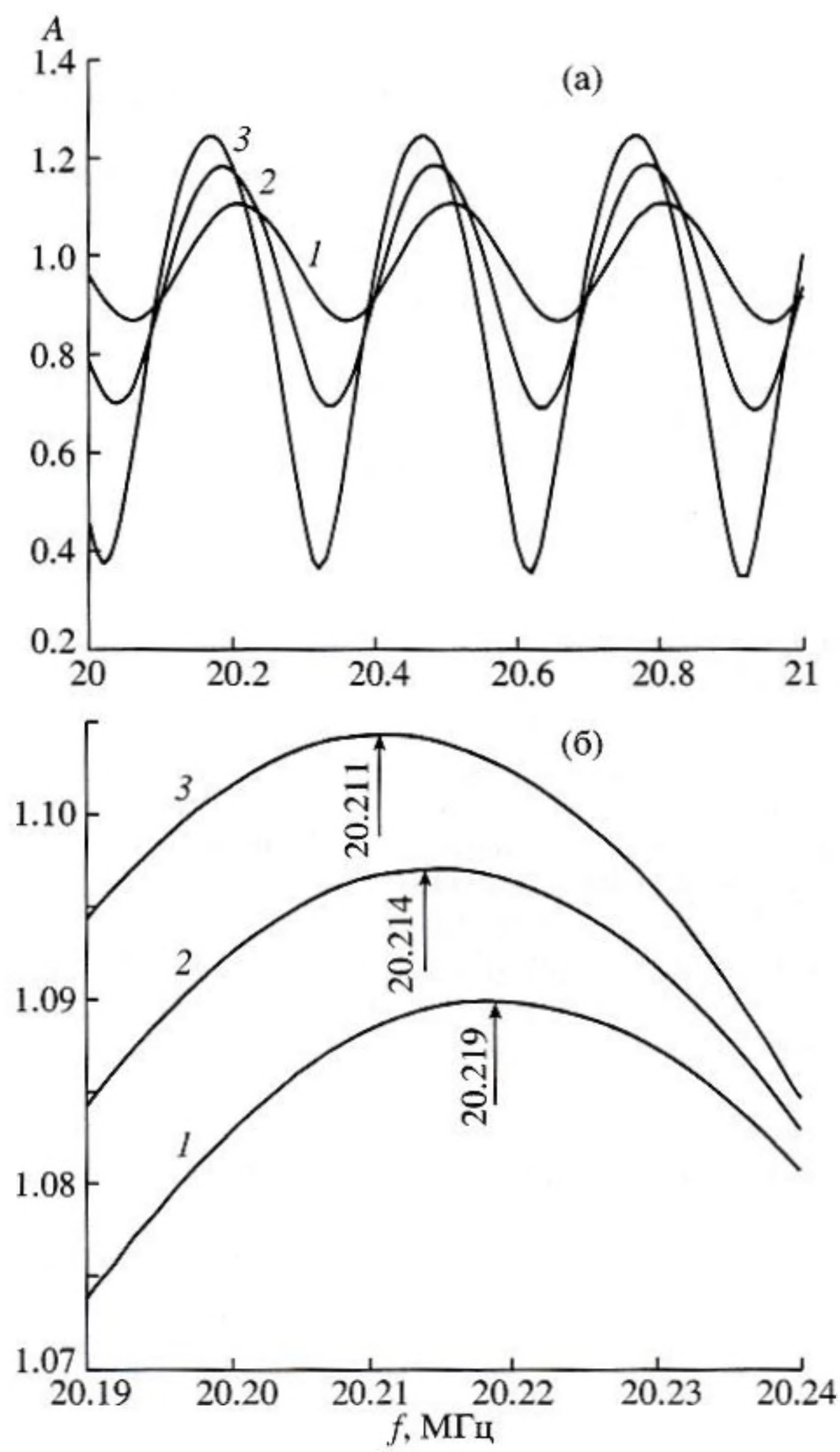

Рис. 5. Зависимость амплитуды A суммарной волны U_{23} от частоты а – при скорости $V_3 = 5960$ м/с для толщин акустической связки h: *1* – 0.1, *2* – 0.5, *3* – 1.0 мкм; б – при скорости $V_3 = 5959$ м/с для толщин акустической связки h: *1* – 0.15, *2* – 0.175, *3* – 0.2 мкм.

4. Определение $V_3(2)$.

Для этого повторяем пункт 2, используя $V_3 = V_3(1)$ и $h = h(2)$. Для нашего случая найдем $\Delta\alpha = 0.516$ и $V_3(2) \cong 5960$ м/с.

5. Определение $h = h(3)$.

Для этого повторяем пункт 3, используя $V_3 = V_3(2)$.

В нашем случае это дает $h(3) = 0.2 \times 10^{-6}$ м^3.

6. Определение $V_3(3)$.

Для этого повторяем пункт 2, используя $V_3 = V_3(2)$ и $h = h(3)$. Для нашего случая это дает $\Delta\alpha = 0.518$ и $V_3(3) = 5960$ м/с.

Как видно $V_3(2)$ и $V_3(3)$ практически совпадают. Поэтому на третьем приближении расчет можно прекратить.

Из изложенного можно сделать следующие выводы:

Наличие акустической связки любой толщины ($h \neq 0$) приводит к ошибке в определении скорости звука интерференционными методами. Это относится не только к рассматриваемой методике, но и к любому другому методу, в котором используется разность фаз между отраженной и вышедшей волнами (например, [13, 14]).

Погрешность в определении скорости звука без учета акустической связки весьма не велика ($\Delta V/V \simeq 7 \times 10^{-4}$). Поэтому учет наличия связки целесообразно проводить лишь при высокоточных измерениях.

При высокоточных измерениях скорости звука необходимо выполнить компьютерное моделирование системы, воспользовавшись выражениями (3)–(5).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Li Baosheng, Leibermann R.C., Weidner D.J.* Elastik moduli of wadsleyite (beta – Mg_2SiO_4) to 7 Gigapascals and 873 Kelvin // Sciense. 1998. V. 281. № 5377. 675 p.
2. *Veheskel Ori, Tevet Ofer.* Elastic moduli of transparent yttria // J. Amer. Ceram. Soc. 1999. V. 82. № 1. P. 136–144.
3. *Богданов С.В.* Акустический метод определения упругих и пьезоэлектрических постоянных кристаллов 6 mm – 4 mm классов // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 5. Р. 609–612.
4. *Floudas G., Steffen W., Hadjichristides N.* Order-disorder transition in a poli (styrens-b-isoprene) diblock copolymer at hypersonic frequencies // Europhys Lett. 1998. V. 44. № 1. P. 37–41.
5. *Mandrus D., Keppens V., Sales J.L.* Unusual transport and large diamagnetism in the intermetallic semiconductor $RuAl_2$ // Phys. Rev. B. 1998. V. 58. № 7. P. 3712–3716.
6. *Maev R.G., Roman G., Levin V.M.* Principles of local sound velocity and attenuation measuremerts using transmissin acoustic microscope // IEEE. Trans. Ultrason. Ferroelec. and Freq. Contr. 1997. V. 44. № 6. P. 1224–1231.
7. *Balakrishnan K., Manmeet K.M., Ghodke N.L. et al.* A fulli automate precise measurement system for sound velocity and internal friction in solids down to liquid helium temperatures using the vibrating reed tecnique // Rev. Sci. Instrum. 1997. V. 68. № 9. P. 3436–3441.
8. *Kamioka Hiroaki.* An instrument for ultrasonic measurement of small speciments // Jpn. J. Appl. Phys. Pt-1. 1997. V. 36. № 5A. P. 2896.
9. *Alues J. Maia, Vallera A.M.* High temperature sound velocity measurement with piezoelectric transdusers // Rev. Sci. Instrum. 1998. V. 69. № 1. P. 130–132.
10. *Matsuda Y., Nakano H., Nagai S.* Precise laser ultrasonic technique with application to silicon velocity measurements // Jpn. J. Appl. Phys. Pt–2. 2000. V. 39. № 1 A/B. P. L59–L61.
11. *Богданов С.В., Зубринов И.И., Пестряков Е.В., Сапожников В.К.* Интерференционный акустооптический метод измерения скорости звука // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 1. С. 35–41.
12. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1957. С. 43.
13. Mc. Skimin H.J. Ultrasonic measurement techniques applicable to small solid speciments // J. Acoust. Soc. Amer. 1950. V. 22. № 4. P. 413.
14. Mc. Skimin H.J. Measurement of ultrasonic wave velocity for solid in the frequency range 100 to 500 Mc // J. Acoust. Soc. Amer. 1962. V. 34. № 4. P. 404.

Interference Acoustooptic Technique for Sound Velocity Measurements

S. V. Bogdanov

Institute of Semiconductor Physics, Siberian Division, Russian Academy of Sciences, pr. Akademika Lavrent'eva 13, Novosibirsk, 630090 Russia

e-mail: bogd@isp.nsc.ru

Abstract—The effect of an acoustic link between a buffer and a solid sample on the accuracy of the sound velocity measurements in the sample by interference techniques and, in particular, the interference acoustooptic technique [11] is considered. The phase difference between the waves going out of the sample and reflected from it, which is introduced by the acoustic link, is determined. It is demonstrated that, in the range of link thicknesses $0.1 \leq h \leq 1.0$ μm, the correction to the sound velocity depends little on the link thickness. A procedure that allows one to determine this correction and the actual sound velocity in each specific case is proposed.