

УДК 534.08.534.22

ВОЗМОЖНОСТИ АКУСТООПТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ ЗВУКА

С. В. Богданов, В. К. Сапожников

*Институт физики полупроводников СО РАН им. А. В. Ржанова,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13
E-mail: svb-21@mail.ru*

Представлен краткий обзор ряда работ, посвященных акустооптическим методам измерения скорости звука в твердых телах, выполненных в Отделе акустоэлектроники и акустооптики Института физики полупроводников Сибирского отделения РАН.

Ключевые слова: акустические волны, скорость звука, акустооптическое взаимодействие, дифракция света на ультразвуке.

Введение. В настоящее время нет необходимости доказывать, что фазовая скорость звука является одной из важнейших характеристик материала. Поэтому методики ее измерения представляют безусловный интерес, в частности акустооптические методы. Их можно разделить на две группы: прямые методы, основанные на измерении угла дифракции света на ультразвуке, и косвенные методы, в которых угол дифракции не измеряется.

К прямым методам относятся: классический традиционный, в котором используется дифракция в режиме Брэгга (Б); классический нетрадиционный, в котором используется дифракция в режиме Рамана — Ната (Р-Н); метод Шефера — Бергмана, имеющий, скорее, иллюстративный характер (для измерения скорости звука он не используется).

Косвенными считаются различные неклассические методы, например интерференционный акустооптический метод измерения скорости звука.

Однако прежде чем перейти к изложению сути методов, напомним, что дифракция света на ультразвуке имеет два предельных случая:

1. Дифракция Брэгга (рис. 1, а) имеет место при падении света под определенным углом θ (внутри образца) на широкий звуковой пучок. Критерий существования режима

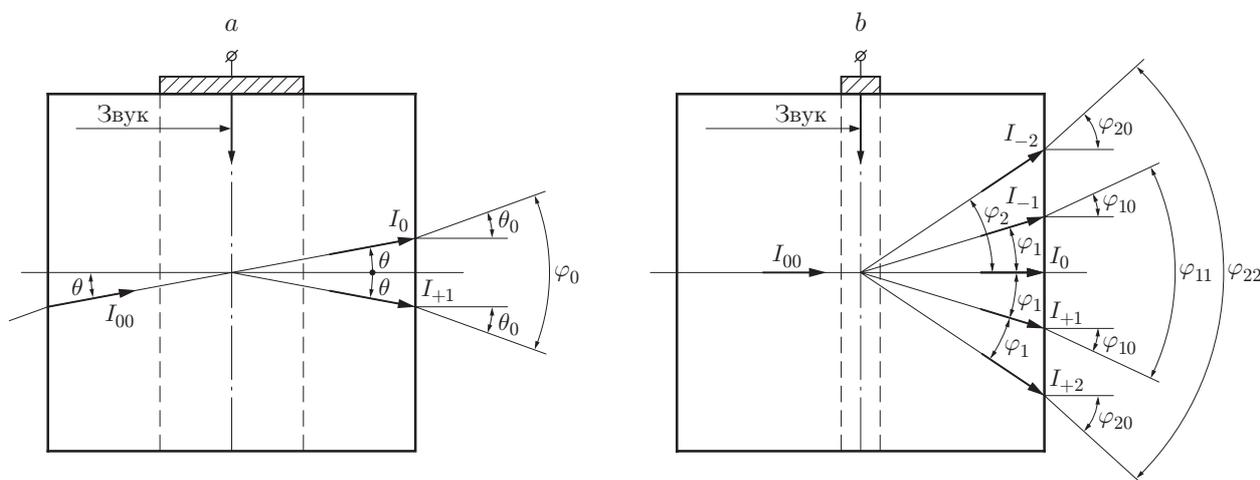


Рис. 1. Схематическое изображение хода лучей: при дифракции Брэгга (а) и дифракции Рамана — Ната (б)

(Б) имеет вид $\lambda L/\Lambda^2 \gg 1$, где λ — длина волны света в образце, L — ширина звукового пучка, Λ — длина волны звука. Дифракция Брэгга обычно наблюдается на высоких частотах и широких звуковых пучках (большое значение L и малое значение Λ).

При дифракции (Б) имеют место два луча: первый — прошедший без дифракции (нулевой порядок дифракции I_0) и второй — дифрагирующий в первый порядок $I_{\pm 1}$ (знаки «+» или «-» получаются в зависимости от геометрии эксперимента).

Интенсивность дифрагированного света определяется выражением [1]

$$I_{\pm} = I_{00} \sin^2[(\pi L/\lambda_0)(MI_s/2)^{0,5}],$$

где I_{00} — интенсивность падающего света; λ_0 — длина волны света в воздухе; I_s — интенсивность звука; M — коэффициент акустооптической добротности: $M = p^2 n^6 / \rho V^3$ (здесь p — действующая фотоупругая константа, n — показатель преломления, ρ — плотность, V — скорость звука). Частота дифрагированного света отличается от частоты падающего на величину частоты звука: она выше для положительного порядка и ниже для отрицательного. Однако частота звука примерно на шесть–семь порядков ниже частоты света. Поэтому изменением модуля волнового вектора света (вследствие изменения его частоты) при дифракции в изотропном теле можно пренебречь (за исключением специальных случаев).

Таким образом, отношение I_{\pm}/I_{00} может достигать единицы при достаточно большой интенсивности звука. Однако для акустооптических измерений обычно достаточно незначительной интенсивности дифракции. Тогда $I_{\pm} \sim I_s$, что в ряде случаев бывает очень важно.

2. Дифракция Рамана — Ната (рис. 1, *b*) имеет место при нормальном (или близком к нормальному) падении света на узкий звуковой пучок при относительно низких частотах. Критерий существования режима (Р–Н) имеет вид $\lambda L/\Lambda^2 \ll 1$ (малое значение L и большое значение Λ).

При дифракции (Р–Н) наблюдается несколько (m) дифракционных порядков ($\dots, I_{-2}, I_{-1}, I_0, I_{+1}, I_{+2}, \dots$), расположенных симметрично относительно луча I_0 , прошедшего без дифракции (нулевой порядок дифракции). Однако интенсивность дифрагированного света мала и определяется выражением [2]

$$I_m = I_{00} J_m^2(\Gamma_0),$$

где I_m — интенсивность света в m -м порядке дифракции; J_m — функция Бесселя m -го порядка. В принятых выше обозначениях $\Gamma_0 = (\pi L/\lambda_0)(2MI_s)^{0,5}$.

Частота дифрагированного света отличается от частоты падающего на m частот звука: выше для положительных порядков и ниже для отрицательных. Относительно этого сдвига частоты можно сделать те же замечания, что и при дифракции Брэгга. Поэтому и при дифракции (Р–Н) модуль волнового вектора дифрагированного света в изотропном материале можно считать постоянным.

Между режимами Брэгга и Рамана — Ната лежит широкая переходная область, в которой реально производятся измерения. Говоря о режиме (Р–Н), мы имеем в виду переходной режим, приближающийся к тому или другому предельному случаю.

1. Прямые методы. 1.1. *Классический традиционный метод* не требует знания ни показателя преломления образца, ни его толщины. Это является его большим достоинством, поскольку толщина в обычных методах измерения скорости звука и есть основной источник погрешности. Метод основан на измерении угла дифракции φ_0 между нулевым и плюс (или минус) первым порядком дифракции на воздухе (см. рис. 1).

Для дифракции (Б) при условии, что волновой вектор звука и нормаль к выходной оптической грани образца ортогональны, угол Брэгга θ внутри материала (который отсчитывается от нормали к волновому вектору звука) определяется выражением

$$\sin \theta = \frac{1}{2} \lambda / \Lambda = \frac{1}{2} \lambda_0 / \Lambda n.$$

А угол φ_0 между I_0 и I_1 в воздухе для изотропных материалов (при условии, что показатель преломления одинаков как для падающего, так и для дифрагированного луча) равен сумме двух углов Брэгга в воздухе, т. е. $\varphi_0 = 2\theta_0$. Угол Брэгга в воздухе θ_0 по закону преломления света определяется выражением

$$\sin \theta_0 = n \sin \theta,$$

т. е.

$$\sin \theta_0 = n \frac{1}{2} \lambda_0 / \Lambda n = \frac{1}{2} \lambda_0 / \Lambda = \sin(\varphi_0/2).$$

Таким образом, угол дифракции φ_0 не зависит от показателя преломления образца.

Зная частоту звука, легко найти его скорость:

$$\sin(\varphi_0/2) = \frac{1}{2} \lambda_0 / \Lambda = \frac{1}{2} \lambda_0 f / V,$$

откуда

$$V = \lambda_0 f / 2 \sin(\varphi_0/2) \quad (1)$$

(здесь f — частота). Если угол φ_0 не превышает 3° (что и имеет место в большинстве случаев), то выражение (1) упрощается:

$$V = \lambda_0 f / \sin \varphi_0, \quad \text{или} \quad V \approx \lambda_0 f / \varphi_0.$$

Видно, что

$$\Delta V / V = \Delta \lambda_0 / \lambda_0 + \Delta f / f + \Delta \varphi_0 / \varphi_0 \approx \Delta \varphi_0 / \varphi_0,$$

поскольку первые два слагаемых много меньше третьего. Таким образом, реальная точность нахождения скорости звука определяется точностью измерения достаточно малого угла φ_0 .

Однако измерение угла дифракции φ_0 обычно производится примитивным способом: на некотором расстоянии L от образца перпендикулярно к падающему свету помещают плоский экран, на котором и наблюдают дифракционную картину. Измеряя прямо на экране расстояние h между нулевым и первым порядком дифракции, находят $\operatorname{tg} \varphi_0 = h / L \approx \varphi_0$. Точность измерения угла дифракции описанным способом составляет примерно 1–2%. Действительно, при $L \sim 1500$ мм добиться лучшей точности ее измерения чем ± 5 мм весьма трудно. Если при этом $h = 26$ мм ($\varphi_0 = 1^\circ$), то Δh составляет порядка $\pm(0,4 - 0,5)$ мм, и тогда

$$\Delta \varphi_0 / \varphi_0 = \Delta L / L + \Delta h / h \approx \pm(1,8 - 2,2) \cdot 10^{-2}.$$

В работе [3], несмотря на принятые меры, точность определения скорости звука в воде не превышала 1%.

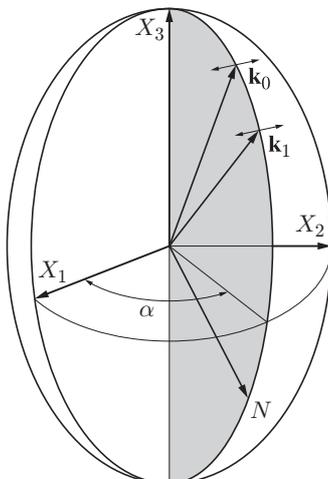


Рис. 2. Сечение оптической индикатрисы двуосного кристалла плоскостью акустооптического взаимодействия X_3N (серый цвет), в которой лежат волновая нормаль N , волновые векторы падающего (\mathbf{k}_0) и дифрагированного (\mathbf{k}_1) света. Их поляризация должна быть ортогональна плоскости X_3N

Ясно, что первым шагом в повышении точности этого метода являлся отказ от примитивного способа измерения угла дифракции [4]. Для этой цели был использован гониометр ГС-5, который позволяет измерить угол с абсолютной точностью $\pm 5''$. При угле дифракции, равном 1° , относительная точность измерения $\Delta\varphi_0/\varphi_0$ теперь составит $1,4 \cdot 10^{-3}$, что примерно в 15 раз лучше, чем при примитивном методе измерения угла дифракции.

Как следует из выражения (1), угол φ_0 тем больше, чем выше частота звука и чем меньше его скорость. Поэтому для увеличения точности измерений следовало использовать частоты ~ 100 МГц и выше.

Кроме увеличения точности измерения скорости звука, предприняты шаги для измерения скорости сдвиговых волн в кристаллах.

Акустооптические методы определения скорости звука используются обычно в оптически изотропных материалах (стекле, кубических кристаллах), так как для использования простейших формул определения скорости звука дифракция должна быть такой, чтобы показатель преломления был одинаковым для падающего и дифрагированного лучей. Однако дифракция на сдвиговых волнах обычно происходит с изменением поляризации дифрагированного света и, следовательно, с изменением показателя преломления для дифрагированного луча. Как будет показано далее, с некоторыми ограничениями можно обойти данное затруднение. Для этого необходимо, чтобы выбранная (любая) ось оптической индикатрисы кристалла, волновая нормаль звука и волновой вектор падающего света лежали в одной плоскости (в этой же плоскости будет лежать и волновой вектор дифрагированного света). Поляризация падающего и поляризация дифрагированного света должны быть перпендикулярными к этой плоскости (рис. 2).

Если эти условия соблюдены, то измерения скорости звука в оптически анизотропных кристаллах ничем не отличаются от измерения ее в изотропных телах. К сожалению, для поперечных волн (в отличие от продольных) они выполнимы далеко не всегда.

Показано, что для ряда кристаллов в некоторых случаях даже изменение поляризации дифрагированного света не препятствует использованию простейшего выражения (1). Это имеет место, когда волновой вектор света лежит вблизи оптической оси кристалла (рис. 3).

Также проанализирован возможный источник погрешности — клиновидность (отличие угла между оптической и акустической гранями образца от 90°).

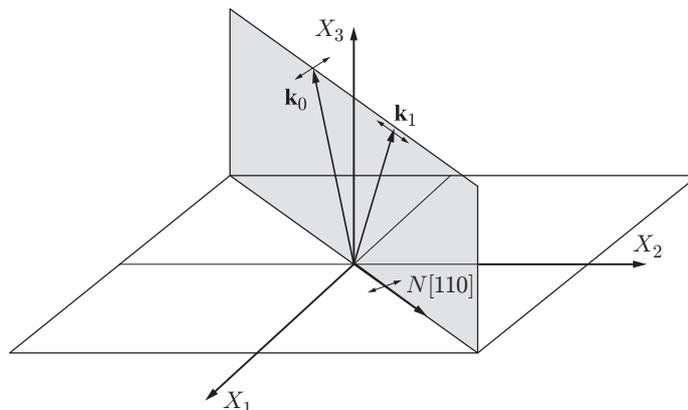


Рис. 3. Взаимное расположение волновой нормали N , волновых векторов света k_0 , k_1 в кристалле класса 422 при измерении сдвиговой скорости, когда изменение поляризации дифрагированного света незначительно. Поляризация звука падающего и дифрагированного света показана двусторонними стрелками

Эти и некоторые другие изменения методики привели к существенному увеличению точности определения скорости звука данным методом и расширению его возможностей [4].

Схема используемой установки, пригодной для измерения изотропных и анизотропных материалов, приведена на рис. 4.

1.2. *Классический нетрадиционный метод.* Хотя этот метод как метод, позволяющий увеличить точность измерения скорости звука, был упомянут в работе [4], тем не менее из-за ряда сложностей он полностью не отработан и до настоящего времени.

В работе [5] показано, что при дифракции (Р-Н) углы между соседними порядками дифракции внутри материала равны друг другу и равны углу между нулевым и первым порядком дифракции (Б) (см. рис. 1). Таким образом, вытекающее из теории (Р-Н) нели-

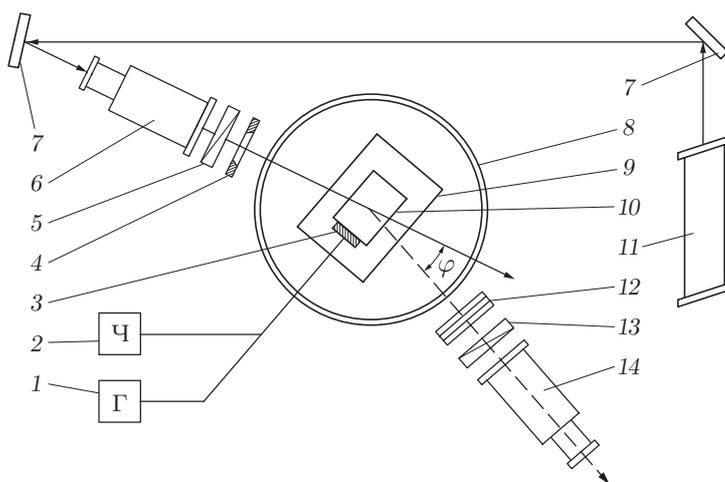


Рис. 4. Принципиальная схема измерительной установки: 1 — генератор высокой частоты, 2 — частотомер, 3 — преобразователь, 4 — апертурная диафрагма, 5 — полуволновая пластинка, 6 — коллиматор гониометра, 7 — юстировочные зеркала, 8 — столик гониометра, 9 — держатель образцов, 10 — образец, 11 — лазер, 12 — ослабляющие фильтры, 13 — анализатор, 14 — зрительная труба гониометра

нейное выражение $\sin \varphi_m^* = m \sin \varphi_1^*$ следует заменить линейным $\varphi_m = m\varphi_1$, где знаком «*» обозначены углы дифракции по теории (Р–Н), а φ_1 (φ_1^*) — угол между нулевым и первым порядком дифракции.

Следовательно, внутри образца

$$\begin{aligned}\varphi_1 &= 2\theta, \\ \sin \varphi_1 &= \sin(2\theta) = 2 \sin \theta \cdot \cos \theta = 2 \sin \theta (1 - \sin^2 \theta)^{0,5}.\end{aligned}$$

Напомним, что синус угла Брэгга внутри материала равен $\sin \theta = \lambda_0/2\Lambda n$. Подставляя это значение в приведенное выше выражение, получим

$$\sin \varphi_1 = 2(\lambda_0/2\Lambda n)(1 - \sin^2 \theta)^{0,5} = (\lambda_0/\Lambda n)[1 - (\lambda_0/2\Lambda n)^2]^{0,5}.$$

Хотя в оптически изотропных материалах углы между соседними дифракционными порядками внутри образца одинаковы, на воздухе, благодаря преломлению на границе образец — воздух, это равенство нарушается и углы дифракции начинают зависеть от показателя преломления. Так, например, измеренный в воздухе угол φ_{10} между I_0 и $I_{\pm 1}$ при нормальном падении света будет иметь вид

$$\sin \varphi_{10} = n \sin \varphi_1 = n(\lambda_0/\Lambda n)[1 - (\lambda_0/2\Lambda n)^2]^{0,5} = (\lambda_0/\Lambda)[1 - (\lambda_0/2\Lambda n)^2]^{0,5}.$$

Тем не менее этой зависимостью можно пренебречь. В реальных условиях $(\lambda_0/2\Lambda n)^2 \ll 1$ и с хорошей точностью $\sin \varphi_{10} = \lambda_0/\Lambda$.

На практике измеряется угол $\varphi_{11} = 2\varphi_{10}$ между I_{+1} и I_{-1} . Тогда предыдущее выражение следует заменить выражением $\sin(\varphi_{11}/2) = \lambda_0/\Lambda$. При использовании второго порядка дифракции измеряется угол φ_{22} между I_{+2} и I_{-2} . При условии $\cos \theta \cong 1$

$$\sin(\varphi_{22}/2) = (2\lambda_0/\Lambda)[1 - (\lambda_0/n\Lambda)^2]^{0,5} \cong 2\lambda_0/\Lambda.$$

Предложенные приближения остаются справедливыми для m порядка дифракции при условии $\varphi_{mm} \leq 5^\circ$. Тогда

$$\sin(\varphi_{mm}/2) \cong m\lambda_0/\Lambda. \quad (2)$$

Различие между углами φ_m и φ_m^* вызвано следующим обстоятельством: Раман и Нат, а также другие исследователи этой дифракции, в том числе и авторы работы [6], улучшившие эту теорию, использовали приближение плоских волн (электромагнитной и звуковой). Но если такое приближение вполне оправдано для звуковой волны в режиме (Б), то в режиме (Р–Н) звук расходится весьма ощутимо. Если для гелий-неонового лазера и световой апертуры $D = 1$ мм синус угла расхождения света $\lambda/D \sim 6 \cdot 10^{-4}$, то для режима (Б) при частоте звука 100 МГц, скорости звука $4 \cdot 10^3$ м/с и ширине звукового пучка $L = 12$ мм отношение $\Lambda/L \sim 3 \cdot 10^{-3}$, т. е. волны можно считать плоскими, а для режима (Р–Н) при частоте звука 10 МГц, той же скорости звука ($4 \cdot 10^3$ м/с) и ширине звукового пучка 2 мм отношение $\Lambda/L = 0,2$. Это значит, что звуковая волна сильно расходится и ее никак нельзя считать плоской. Однако, как упомянуто выше, в работе [6] звуковая волна считается плоской. Это приводит к нарушению закона сохранения импульса при трехчастичном взаимодействии фотон—фонон—фотон. С нашей точки зрения, нарушения закона сохранения импульса при этом взаимодействии не будет. С учетом расхождения звука и при соблюдении закона сохранения импульса в работе [5] получено линейное соотношение $\varphi_m = m\varphi_1$.

В заключение этого раздела отметим, что поскольку $\varphi_{mm} \cong 2m\varphi_0$, то может показаться, что переход на дифракцию Р–Н всегда дает увеличение точности определения скорости

звука. Однако это не всегда происходит. Дело в том, что измерения в режиме (Б) производятся на частоте f_B , а в режиме (Р-Н) — на частоте f_R , причем $f_B > f_R$. Поэтому увеличение точности будет иметь место лишь при параметре $Q = 2mf_R/f_B > 1$. Более того, увеличение точности будет заметным лишь при условии $Q \geq 2$.

Хотя описываемый метод еще полностью не отработан, тем не менее можно с уверенностью считать, что использование дифракции (Р-Н) в прямом акустооптическом методе измерения скорости звука позволит заметно увеличить точность этого измерения.

2. Косвенные методы. 2.1. *Интерференционный акустооптический метод измерения скорости звука.* Так как в обычном исполнении классический традиционный метод не обладает необходимой точностью, разработан косвенный метод, обеспечивающий высокую точность, который пригоден для измерения скорости продольных и поперечных волн в прозрачных и непрозрачных, изотропных и анизотропных материалах.

Метод основан на наблюдении интерференции двух звуковых волн: одной волны, отраженной от поверхности образца, и другой волны, прошедшей в образец, отразившейся от его задней грани, вновь прошедшей образец и вышедшей из него (рис. 5) [7]. Средой, в которой распространяются интерферирующие волны, является твердотельный изотропный буфер, в качестве которого используется оптически прозрачное стекло (желательно с высокой акустооптической добротностью). Для наблюдения интерференции этих волн через буфер поперек направления распространения звука пропускался узкий лазерный луч (диаметром ~ 2 мм) и наблюдалась дифракция света.

При изменении частоты звука меняется фазовый сдвиг между интерферирующими волнами и наблюдаются интерференционные максимумы и минимумы амплитуды результирующей волны. Они регистрируются по соответствующим максимумам и минимумам интенсивности дифрагированного света. Для целей регистрации биений не существенны ни характер дифракции (обычно это переходной режим), ни величина регистрируемых биений, а важно лишь их наличие. Подстройка угла падения и угла наблюдения не требуется — оптическая система настраивается один раз на средней частоте диапазона (в процессе измерений происходит лишь уменьшение интенсивности дифрагированного света). Для измерений используются высокочастотные звуковые импульсы.

В работе [7] подробно рассмотрены выбор продолжительности звуковых импульсов, величина промежутков между ними, необходимые размеры образцов и длина буфера. Важно отметить, что интенсивность дифрагированного света пропорциональна квадрату амплитуды звуковой волны. Поэтому наблюдаемые световые импульсы значительно острее звуковых, что заметно повышает точность их фиксации по частоте. Использование акустооптики позволяет (в случае необходимости) визуализировать звуковое поле, отличить

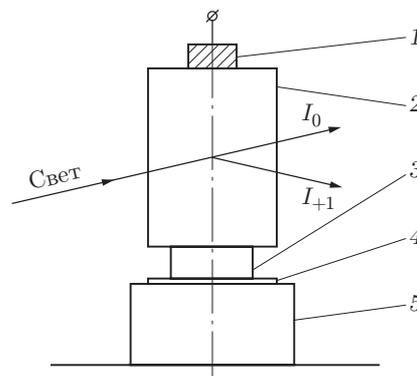


Рис. 5. Схематическое изображение измерительной ячейки: 1 — преобразователь, 2 — буфер, 3 — образец, 4 — прокладка, 5 — опора

полезный сигнал от побочных, проследить его распространение в образце и в буфере.

Легко показать, что разность фаз $\Delta\Phi$ между высокочастотным заполнением рассматриваемых интерферирующих импульсов будет

$$\Delta\Phi = 2\pi f(2L/V) + a_1 - a_2,$$

где L — размер образца вдоль звука; a_1 — набег фазы при отражении от границы раздела буфер — образец; a_2 — набег фазы при отражении от границы раздела опора — образец. Ни расположение светового луча (вдоль буфера), ни его размеры не влияют на точность измерений.

При изменении частоты разность фаз будет последовательно проходить значения $\Delta\Phi = \pi 2n$ и $\Delta\Phi = \pi(2n + 1)$. Тогда высокочастотное заполнение интерферирующих импульсов будет либо в фазе — и результирующий сигнал достигнет максимума, либо в противофазе — и результирующий сигнал будет минимальным. Будем следить, например, за максимумами сигнала. Пусть на частоте f_1 наблюдается n -й максимум, а на частоте f_2 — m -й, причем $m = n + N$. Таким образом, изменение частоты на $\Delta f = f_2 - f_1$ дает $N = m - n$ максимумов. Если a_1 и a_2 не зависят от частоты, то $N = \Delta f(2L/V)$. При этом считается, что в диапазоне частот Δf дисперсия скорости не происходит. При сделанных приближениях

$$V = 2L\Delta f/N. \quad (3)$$

Погрешность определения скорости звука $\delta V/V = \delta L/L + \delta(\Delta f)/\Delta f$. При стандартных приборах и $L \sim 8$ мм имеем $\delta L \sim (2-3) \cdot 10^{-3}$ мм, $\delta(\Delta f) \sim (10-15) \cdot 10^3$, $\Delta f \sim (50-60) \cdot 10^6$. Таким образом $\delta V/V \cong (4-7) \cdot 10^{-4}$. Такая точность достаточна для любых применений. Более того, ошибку можно несколько уменьшить, увеличив толщину образца и повторяя измерения несколько раз.

Остановимся теперь на сделанных приближениях об отсутствии дисперсии скорости звука в пределах рабочего диапазона частот и о независимости величин a_1 и a_2 от частоты.

Для подавляющего числа материалов дисперсия скорости звука наступает при частотах, превышающих 10^{10} Гц, что на два порядка выше используемой в данном методе частоты. Кроме того, наличие дисперсии легко обнаружить по величине интервалов между соседними максимумами интерференции. Поэтому такое приближение практически всегда выполняется полностью.

Далее, величина a_2 — набег фазы при отражении от опоры — тоже не зависит от частоты, потому что между металлической опорой и образцом всегда имеется матерчатая прокладка, которая эквивалентна воздушному слою. Это делает коэффициент отражения равным единице, а набег фазы при отражении нулевым при любой частоте.

Величина a_1 несколько сложнее: в принципе она зависит от частоты, однако при достаточно тонкой акустической связке, когда она много меньше длины волны (на самой высокой частоте диапазона), набегом фазы a_1 можно пренебречь и считать $a_1 = 0$ во всем используемом частотном диапазоне. В этом приближении и выполнена работа [7].

Хотя описанный выше метод весьма хорош при обычных стандартных измерениях, но при высокоточных прецизионных измерениях необходимо учитывать набег фазы в акустической связке (a_1 в работе [7]), что было сделано в [8].

С учетом зависимости a_1 от частоты выражение (3) переходит в

$$V = (2L\Delta f/N)[1 + \Delta a_1/2\pi N], \quad (4)$$

где $\Delta a_1 = a_1(f_2) - a_1(f_1)$; f_2 и f_1 — крайние частоты рабочего диапазона. Таким образом, для расчета V необходимо знать зависимость набег фазы в акустической связке от частоты. Это выражение и было получено в работе [8] в зависимости от параметров системы,

в частности от толщины связки и акустических импедансов граничащих слоев $Z_i = \rho_i V_i$, где ρ_i и V_i — плотность и скорость звука в граничащих слоях соответственно.

К сожалению, непосредственно воспользоваться полученным соотношением нельзя, так как неизвестны ни толщина связки, ни точное значение скорости звука в образце, входящее в выражение для акустического импеданса Z . Можно воспользоваться методом последовательных приближений и за 2–3 шага найти точное значение скорости звука и точное значение толщины связки. В ряде случаев последнее имеет и самостоятельный интерес. Следует отметить, что предложенный метод требует компьютерного моделирования системы, подробно описанного в работе [8]. При использовании метода последовательных приближений точность нахождения скорости звука определяется лишь точностью задания толщины образца. Поэтому в прецизионных измерениях целесообразно использовать образцы не тоньше 10 мм.

2.2. Акустооптический метод определения скорости звука в сильно поглощающих звук материалах. При исследовании некоторых полупроводников, ряда горных пород, композитных материалов часто требуется измерить скорость звука в сильно поглощающих (или рассеивающих) звук образцах [9]. Хотя требования к точности определения скорости звука в подобных материалах обычно невысоки, тем не менее сильное поглощение звука катастрофически затрудняет проведение измерений, так как звук не доходит до противоположной грани образца, и невозможно измерить ни время его прохождения сквозь образец, ни его резонансные свойства.

Предложенный метод базируется на определении акустооптическим методом акустического импеданса исследуемого образца и пригоден для оптически прозрачных и непрозрачных, изотропных и кристаллических материалов. В последнем случае необходимо с достаточно высокой точностью ориентировать образцы, чтобы была измерена именно заданная скорость. Достоинством метода, кроме того, является отсутствие необходимости точного знания размеров образца, рабочей частоты, коэффициента электромеханической связи, эталонных прокладок. В данном методе легко измеряется затухание звука в жидкости и расстояние от поверхности образца до точки измерения, за которую принята середина лазерного луча. К недостаткам методики следует отнести отсутствие возможности измерения скорости сдвиговых волн и относительно низкую точность — погрешность метода ~ 5 –10 %. Измерения проводятся в импульсном режиме. Длительность импульсов выбирается такой, чтобы падающий и отраженный импульсы не перекрывались.

Акустический импеданс образца $Z_0 = \rho_0 V_0$ определяется путем измерения коэффициента отражения звука от его передней грани. Чтобы акустическая связка не изменяла коэффициент отражения от образца, в данном методе она не используется. Контактными средами являются твердотельный образец и жидкость с известным акустическим импедансом Z_1 , в которую погружены образец и твердотельный буфер (соединенный с ним преобразователь находится на воздухе) (рис. 6). Через жидкость пропускается лазерный луч диаметром ~ 2 мм, и наблюдается дифракция света. Измеряемой величиной является его интенсивность в произвольных единицах, например в миллиметрах амплитуды сигнала на экране осциллографа. В данной точке измеряется интенсивность дифрагированного света вначале от падающей звуковой волны (I_1), потом от отраженной (I_2), затем находится их отношение I_2/I_1 . Если эффективность дифракции невысока, то в режиме Рамана — Ната и в режиме Брэгга с хорошей точностью интенсивность дифрагированного света пропорциональна интенсивности звука, поэтому отношение $I_2/I_1 = R$ (R — коэффициент отражения по интенсивности).

Следует отметить, что коэффициент отражения сам зависит от коэффициента поглощения звука. Это существенно затрудняет определение скорости звука в образце. Однако выполненные в работе оценки показывают, что даже при очень сильном затухании — в 100 раз по интенсивности на трех длинах волн в самых неблагоприятных условиях —

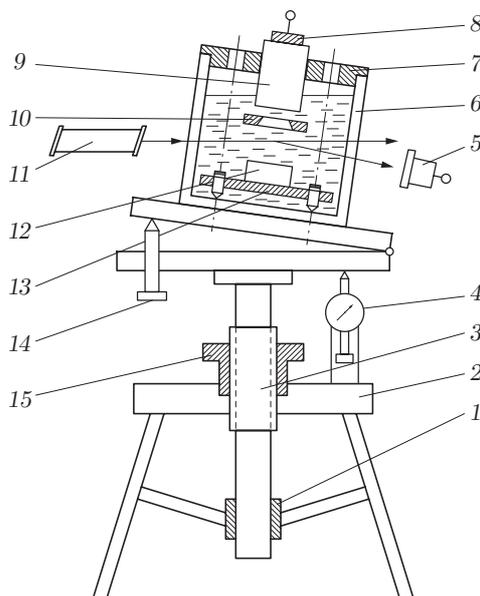


Рис. 6. Схема экспериментальной установки для измерения скорости звука в сильно поглощающих звук материалах: 1 — центрирующий узел, 2 — опорная плита, 3 — винт с ленточной резьбой, 4 — микрометр, 5 — фотоприемник, 6 — кювета с образцом, 7 — крышка, 8 — преобразователь, 9 — буфер, 10 — диафрагма, 11 — лазер, 12 — образец, 13 — опорная площадка, 14 — регулировочный винт, 15 — гайка

погрешность не превышает 13 %, а при реальных условиях измерений составляет всего 1,2 %. Выполненная оценка позволяет сделать вывод, что затухание звука не вносит существенной погрешности в определение его скорости.

Методика измерений разработана так, что определения затухания звука в жидкости не требуется. Измерения интенсивности дифрагированного света проводятся 2 раза: первый раз на расстоянии X от поверхности образца, второй — переместив лазерный луч на расстояние $\Delta X = 2X$. Сами вычисления чрезвычайно просты: $R = I_2 I_1^* / I_1^2$, где знаком «*» отмечена интенсивность дифрагированного света при втором измерении. Зная R , находим скорость звука:

$$V_0 = Z_1(1 + R^{0,5}) / \rho_0(1 - R^{0,5}). \quad (5)$$

Отметим, что низкая точность определения скорости звука связана, видимо, с низкой точностью определения интенсивности дифрагированного света по экрану осциллографа. При использовании более точного метода регистрации погрешность в определении скорости звука, вероятно, может быть снижена в 5–10 раз.

Заключение. Приведенные в данной работе материалы иллюстрируют современные возможности акустооптических методов измерения фазовой скорости звука. Точность измерений (погрешность $\Delta V/V \sim 10^{-3} - 10^{-4}$) ставит их в один ряд с лучшими методами измерения абсолютной величины фазовой скорости. Однако измерения скорости сдвиговых волн в кристаллах оказываются ограниченными — не любую из существующих скоростей возможно измерить.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. М.: Наука, 1982. 335 с.

2. Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Методы модуляции и сканирования света. М.: Наука, 1970. 203 с.
3. Luna D. A., Real M. A., Duran D. V. Undergraduate experiment to measure the speed of sound in liquid by diffraction of light // Amer. Journ. Phys. 2002. **70**, N 8. P. 874–875.
4. Богданов С. В., Сапожников В. К. Акустооптический метод измерения скорости звука // Электромагнитные волны и электронные системы. 2006. **11**, № 10. С. 62–68.
5. Богданов С. В. К вопросу о дифракции света на ультразвуке // Автометрия. 2004. **40**, № 3. С. 83–89.
6. Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
7. Богданов С. В., Зубринов И. И., Пестряков Е. В., Сапожников В. К. Интерференционный акустооптический метод измерения скорости звука // Акуст. журн. 2000. **46**, № 1. С. 35–41.
8. Богданов С. В. Интерференционный акустооптический метод измерения скорости звука. Учет акустической связи // Акуст. журн. 2002. **48**, № 4. С. 461–466.
9. Богданов С. В., Сапожников В. К. Акустооптический метод определения скорости звука в сильно поглощающих звук материалах // Приборы и техника эксперимента. 2008. № 4. С. 145–149.

Поступила в редакцию 19 мая 2009 г.
