

УДК 534.08;534.22

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ АКУСТООПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ ЗВУКА

© 2000 г. С. В. Богданов, И. И. Зубринов, Е. В. Пестряков*, В. К. Сапожников

*Институт физики полупроводников СО РАН
630090 Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13*

**Институт лазерной физики СО РАН
630090 Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13/3*

E-mail: bogd@isp.nsc.ru

Поступила в редакцию 17.08.98 г.

Обсуждается импульсный интерференционный акустооптический метод измерения фазовой скорости звука в твердых телах. Метод является дальнейшим развитием известного интерференционного метода длинного импульса. Интерференционный акустооптический метод, сохраняя все достоинства исходного, благодаря использованию акустооптики, обладает более высокой точностью и позволяет проводить измерения скоростей как продольных, так и поперечных волн в изотропных и кристаллических материалах.

ВВЕДЕНИЕ

Скорость звука является одной из важнейших характеристик материала. Знание ее необходимо как при интерпретации физических эффектов, так и для расчета различного рода систем и устройств. Фазовая скорость звука в кристалле является исходной величиной для определения его упругих констант [1], а также для расчета его пьезоэлектрических постоянных [2, 3]. При этом непрерывное повышение требований к точности их определения влечет за собой и неизбежное повышение требований к точности определения абсолютного значения скорости звука. Так, например, для определения с 10% точностью пьезоэлектрических постоянных слабых пьезоэлектриков, имеющих коэффициент электромеханической связи $K^2 \leq 0.01$, требуется измерение скорости звука с относительной точностью не хуже 10^{-4} , что соответствует точности в несколько метров в секунду.

Для измерения фазовой скорости звука существует достаточно много различных методов, в большинстве случаев основанных либо на измерении времени распространения ультразвукового сигнала по образцу известных размеров, либо на определении длины волны звука при известной частоте. Если в первой группе методов необходимо с высокой точностью измерять промежутки времени, то во второй – частоту. В настоящее время приборы, как для измерения времени, так и для измерения частоты имеют весьма высокую точность и, как правило, не они ограничивают точность методик, хотя использование частотомеров представляется более предпочтительным. В то же время, как в первой, так и во второй группе методов необходимо с высокой точностью из-

мерять длину образца, что реально выполнить очень сложно. Именно погрешности в определении длины образца и являются основным источником ошибок. Пожалуй, единственными методами, где не нужно знать длину образца, являются акустооптические методы, в которых используется дифракция света на ультразвуке [4, 5]. К сожалению, они пригодны только для оптически прозрачных сред. В этих методах необходимо с высокой точностью измерять угол дифракции, который обычно достаточно мал ($\varphi \sim 0.5-1.0$ град). Именно трудности высокоточных измерений малых углов и ограничивают возможности акустооптических методов измерения скорости звука. Отметим, что недавно был предложен оригинальный акустооптический метод для измерения скорости упругих поверхностных волн, позволяющий измерять ее с весьма высокой точностью [6, 7].

При измерении скорости звука используются как непрерывный, так и импульсный режимы излучения звука. Например, непрерывный режим, как правило, используется в резонансных методах, которые особенно хороши для высокоточных измерений незначительных изменений скорости звука [8]. В настоящее время наиболее широкое распространение получил импульсный режим, так как он имеет ряд преимуществ [9, 10]. Согласно [11] импульсные методы измерения скорости звука можно разбить на несколько групп, использующих: протектированные импульсы с дискретной задержкой, радиоимпульсы с дискретной задержкой, методы автоциркуляции импульсов, методы импульсной интерференции, с интерференцией ВЧ-сигналов заполнения отраженных звуковых импульсов.

С нашей точки зрения весьма точными и в то же время достаточно простыми являются методы импульсной интерференции и, в частности, метод длинного импульса [12, 13]. Предлагаемый нами метод является его дальнейшим развитием. В нашем случае техника длинного импульса совмещена с акустооптической регистрацией интерференции ультразвуковых волн. Этот метод, сохраняя все преимущества метода длинного импульса (большую широкополосность; отсутствие ошибок, связанных с дифракцией и необходимостью учета сдвига фазы при отражении от преобразователя; относительно тонкие образцы) обладает рядом дополнительных достоинств, обусловленных использованием акустооптики. К ним, в первую очередь, следует отнести пригодность данного метода для измерения скорости звука в анизотропных средах. Акустооптика позволяет непосредственно наблюдать распространяющиеся в образце сигналы, отличать полезный сигнал от дополнительных, тем самым точно регистрировать резонансную частоту и визуализировать всю картину распространения звукового импульса по образцу [14].

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ АКУСТООПТИЧЕСКИЙ МЕТОД

Предлагаемый метод основан на наблюдении интерференции двух или нескольких звуковых волн: одной волны – отраженной от поверхности образца, другой – прошедшей в образец, отразившейся от его задней грани и вновь вышедшей из образца. Средой, в которой распространяются интерферирующие волны, является твердотельный изотропный буфер, в качестве которого используется оптически прозрачное стекло. Для наблюдения интерференции акустических волн через буфер поперек направления распространения звука пропускается узкий лазерный луч и наблюдается дифракция света на звуковых волнах в буфере. При изменении частоты звука изменяется 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, характер дифракции света не существен (обычно это переходный режим от дифракции Рамана Ната к дифракции Брэгга) и подстройка угла падения и угла наблюдения с изменением частоты звука не требуется – оптическая система настраивается один раз перед началом измерений на предполагаемой средней частоте диапазона. При изменении частоты звука происходит лишь уменьшение интенсивности дифрагированного света.

Схема измерительной ячейки интерференционного акустооптического метода представлена на рис. 1. Упругие волны возбуждаются преобразователем, расположенным на буфере. Поляризация возбужденной волны определяется используемым преобразователем. Возможен вариант, когда преобразователь расположен не на буфере, а на образце. При этом буфер необходим лишь при исследовании непрозрачных образцов, однако, при таком расположении преобразователя точное определение скорости звука значительно сложнее, поскольку набег фазы при отражении от преобразователя зависит от частоты звука. В этом случае необходимо учитывать не только конечную толщину преобразователя, как это делается, например, в работе [15], но и преобразование части упругой энергии в электрическую. Поэтому этот вариант метода в данной работе рассматриваться не будет.

При нормальном падении упругой волны на границу раздела двух сред волновые вектора падающей, отраженной и прошедшей волн лежат на одной прямой нормально к границе раздела. Если обе среды изотропные (изотопные и буфер, и образец), то волн другой поляризации не возникает. Однако, если образец кристаллический и волновой вектор падающей волны ориентирован произвольно относительно его кристаллографических осей, то картина возбужденных в образце волн будет значительно сложнее. В общем случае в образце будут распространяться три волны (продольная и две поперечных) каждая со своей скоростью. Амплитуды этих волн будут пропорциональны возбуждающей их силе. Например, если падающая волна продольная, то в образце преобладающей также будет квазипродольная волна. Поскольку угол между направлением смещения и волновым вектором в квазипродольной волне, вообще говоря, мал (обычно он не превышает 5–10 град), амплитуды поперечных волн, соответственно, не будут превышать 10–15% от амплитуды продольной волны и ими можно пренебречь. Продольная волна, отразившись от границы “образец–нагрузка”, подойдет к буферу и возбудит в нем продольную и поперечную волны. Однако амплитуда поперечной волны в буфере по-прежнему не будет превышать отмеченные выше 10–15% от амплитуды продольной волны.

Если от преобразователя падает поперечная волна, то в кристаллическом образце она в общем случае также возбудит все три волны, однако квазипродольная волна будет мала – она не будет превышать отмеченные выше 10–15% от поперечных волн. Отношение амплитуд поперечных волн будет зависеть от того, насколько близка поляризация падающей волны к поляризации соответствующей поперечной волны в образце. В каждом конкретном случае можно выбрать такую поляризацию падающей сдвиговой волны, чтобы она

совпадала или была достаточно близка к поляризации, интересующей нас поперечной волны в образце, которая и будет в этом случае преобладающей. Подойдя к границе образец-основание, она отразится от нее и вновь подойдет к буферу. В буфере она в свою очередь возбуждит две волны: преобладающую поперечную с поляризацией, совпадающей с поляризацией поперечной волны в образце, и слабую продольную. Таким образом, когда поляризация падающей от преобразователя сдвиговой волны не точно совпадает с поляризацией поперечной волны в образце, то поляризация волны, вернувшейся после отражений в буфер, и поляризация волны, отраженной от границы "буфер-образец", будут несколько отличаться, однако это отличие не мешает им интерферировать между собой. Отметим сразу, что наличие в буфере волн различной поляризации не препятствует наблюдению интерференции именно интересующих нас волн, так как волны различной поляризации имеют и различные скорости a , следовательно, различные углы дифракции. Это позволяет направить на фотоприемник свет, дифрагированный только интересующими нас волнами. В импульсном режиме все упомянутые волны можно различить по времени прихода их фронта на линию оптического наблюдения.

ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДА

Рассмотрим более подробно распространение волн в измерительной ячейке, полагая для простоты, что образец изотропный.

Обозначим: L – длина образца; l – длина буфера; V_0 – скорость звука в образце; $k_0 = \omega/V_0$ – волновое число; V – скорость звука в буфере; $k = \omega/V$ – волновое число.

Набег фазы при отражении от границ раздела: a_1 – буфер-образец; a_2 – образец-опора; a_3 – образец-буфер; a_4 – буфер-преобразователь.

Мы полагаем, что $a_{1,2,3}$ не зависят от частоты. В то же время a_4 зависит от частоты, однако в описываемой ниже методике оно не участвует.

При подаче на преобразователь одиночного высокочастотного электрического импульса длительностью S в системе "преобразователь-буфер-образец" вследствие последовательных отражений от границ разделов возбуждается серия ультразвуковых импульсов той же длительности и частоты. В буфере на расстоянии x от преобразователя (рис. 1) будут наблюдаться следующие импульсы: импульс U_1 , падающий от преобразователя; импульс U_2 , отраженный от границы раздела "буфер-образец"; импульс U_3 дважды прошедший образец (вошедший в образец, отразившийся от границы раздела "образец-опора" и вновь вышедший в буфер); импульс U_4 , вошедший в образец и за счет последовательных отра-

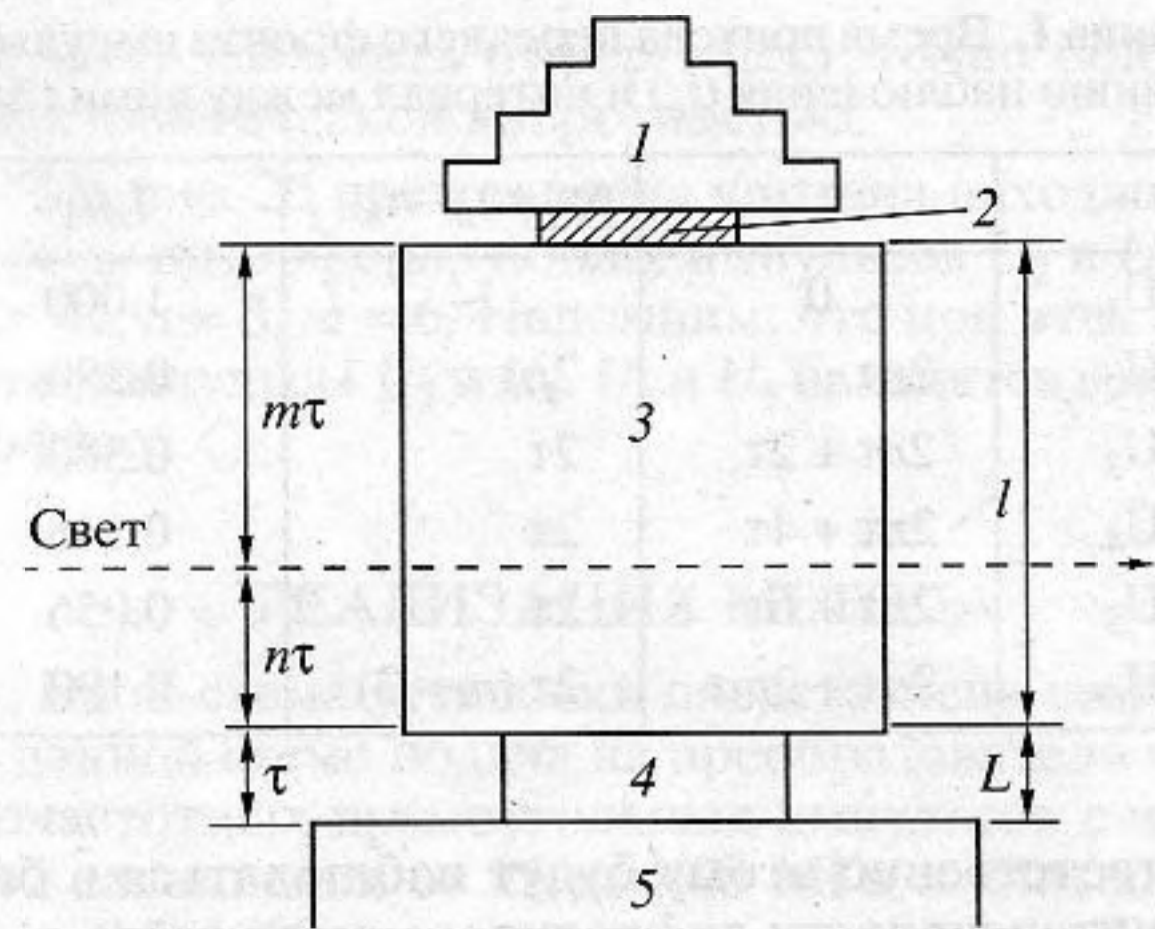


Рис. 1. Схема измерительной ячейки: 1 – нагрузка, 2 – преобразователь, 3 – буфер, 4 – образец, 5 – основание – рамка держателя.

жений от границ раздела "образец-основание" и "образец-буфер" четырежды прошедший образец и вышедший в буфер; импульс U_5 , вошедший в образец и шесть раз прошедший образец и вновь вышедший в буфер. Следует отметить, что при последовательных отражениях интенсивность акустических волн существенно уменьшается. Поэтому импульсом U_5 и всеми последующими из этой серии можно пренебречь.

Заполнение всех рассмотренных импульсов имеет одинаковую частоту, длину волны и поляризацию. При перекрытии импульсов они будут интерферировать друг с другом.

Рассмотрим интерференцию высокочастотного заполнения импульса U_3 , как наибольшего по амплитуде из несущих информацию об образце, и импульса U_2 . Легко показать, что разность их фаз $\Delta\Phi_{23} = \Phi_2 - \Phi_3$ на линии наблюдения – x будет

$$\Phi_2 = -(2k_1l - k_1x) + a_1, \quad (1a)$$

$$\Phi_3 = -(2k_1l - k_1x + 2k_0L) + a_2, \quad (1b)$$

$$\Delta\Phi_{23} = 2k_0L + a_1 - a_2, \quad (2a)$$

$$\Delta\Phi_{23} = 2\pi f(2L/V) + a_1 - a_2. \quad (2b)$$

Следует отметить, что расположение светового луча и его диаметр не влияют на точность измерения, так как $\Delta\Phi_{23}$ не зависит от x .

При изменении частоты разность фаз последовательно будет проходить значения $\Delta\Phi_{23} = 2n\pi$ и $(2n + 1)\pi$. При этом высокочастотное заполнение импульсов U_1 и U_2 будет либо в фазе, и их амплитуды будут складываться, либо в противофазе, в этом случае их амплитуды вычитаются. Таким образом, при изменении частоты будут происходить изменения (биения) амплитуды суммарного импульса U_{23} от $\min A_{23} = A_2 - A_3$ до $\max A_{23} = A_2 + A_3$.

Таблица 1. Время прихода переднего фронта импульсов на линию наблюдения (t_n) и интервал между ними (Δt_n)

	t_n	$\Delta t_n = t_n - t_{n-1}$	I_n/I_1
U_1	0	—	1.000
U_2	$2n\tau$	$2n\tau$	0.380
U_3	$2n\tau + 2\tau$	2τ	0.380
U_4	$2n\tau + 4\tau$	2τ	0.146
U_5	$2n\tau + 6\tau$	2τ	0.056
U_6	$2n\tau + 2m\tau$	$2\tau(m-3)$	0.190

Соответственно этому будут наблюдаться и биения интенсивности дифрагированного света.

Пусть на частоте f_1 наблюдается n -ый максимум интенсивности дифрагированного света,

$$2\pi f_1(2L/V_0) + a_1 - a_2 = 2\pi n, \quad (3)$$

на частоте f_2 — некоторый $m = n + N$ максимум,

$$2\pi f_2(2L/V_0) + a_1 - a_2 = 2\pi m. \quad (4)$$

Таким образом, при изменении частоты на $\Delta f = f_2 - f_1$ будет наблюдаться $N = (m - n)$ максимумов, которые не зависят от набега при отражениях

$$N - (1/2\pi)[2\pi f_2(2L/V_0) + (a_1 - a_2) - 2\pi f_1(2L/V_0) - (a_1 - a_2)], \quad (5)$$

$$N = \Delta f(2L/V_0). \quad (6)$$

Зная изменение частоты Δf и число “прошедших” максимумов N , легко определить скорость звука в образце:

$$V_0 = 2L\Delta f/N. \quad (7)$$

Аналогичное выражение получится и в том случае, если будут регистрироваться не максимумы интенсивности дифрагированного света, а его минимумы.

Рассмотрим теперь интерференцию высокочастотного заполнения импульсов U_2 и U_4 . Для них, как нетрудно показать,

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_{24} &= 4k_0L + a_1 - 2a_2 - a_3 = \\ &= 2\Delta\Phi_{23} - (a_1 + a_3). \end{aligned} \quad (8)$$

Таким образом, когда $\Delta\Phi_{23} = 2\pi n$ и U_1, U_2 в фазе, то фаза высокочастотного заполнения импульса U_4 относительно U_2 определяется только набегом фаз при отражениях $(a_1 + a_3)$. Эта сумма независимо от характера граничащих сред всегда равна π , так как представляет собой сдвиг фаз двух волн, отраженных от одной и той же границы, но падающих на нее с разных сторон.

Таким образом, на частоте, при которой U_2 и U_3 в фазе, комбинация U_2 и U_4 будет в противофа-

зе. Заметим, что при этом комбинации U_3, U_4 и U_4, U_5 будут тоже в противофазе.

Если длительность импульсов достаточно мала, то все они будут достигать линии наблюдения в различное время, и интенсивность дифрагированного света также будет представлять собой набор отдельных импульсов. Однако, если длительность импульсов увеличивать, то некоторые из них определенное время будут перекрываться и интерферировать между собой. При изменении частоты в области перекрытия этих импульсов будут наблюдаться описанные выше биения. Если удастся осуществить перекрытие только импульсов U_2 и U_3 , то биения U_{23} можно будет наблюдать в чистом виде.

Рассмотрим импульсный режим более подробно. Будем считать, что промежуток времени между двумя последовательными импульсами от преобразователя достаточно велик, и последующая серия отраженных импульсов в точности повторяет предыдущую. Поэтому достаточно рассмотреть только одну из них.

Обозначим время прохождения импульса (рис. 1) по образцу от одной его границы до другой через τ , от преобразователя до линии наблюдения через $m\tau$ и от линии наблюдения до образца через $n\tau$.

Величины τ и $\tau_1 = (m+n)\tau$ зависят от размеров буфера, образца и скорости звука и не зависят от расположения светового луча (линии наблюдения). Однако, меняя положение светового луча, можно менять величины m и n .

Проследим время τ прихода переднего фронта рассматриваемых импульсов на линию наблюдения и интервал Δt между ними. За начало отсчета времени примем время прихода на линию наблюдения переднего фронта импульса U_1 от преобразователя. Интересующие нас времена представлены в табл. 1. В последнем столбце приведены также относительные интенсивности I_n/I_1 света, дифрагированного на данном импульсе. Она пропорциональна не амплитуде звука, а его интенсивности. В таблице приведены значения I_n/I_0 при коэффициентах отражения звука по интенсивности для границ “буфер-образец”, “образец-опора”, “образец-преобразователь” равных $R_{60} = 1.0$, $R_{00} = 0.38$, $R_{6\pi} = 0.5$, соответственно.

Полагая для определенности длительность импульса $S = 0.5\tau$, $n = 3$, $m = 6$, представим интенсивность интересующих нас импульсов графически (рис. 2а).

Из рис. 2а видно, что для перекрытия импульсов U_2 и U_3 длительность падающего импульса S должна превышать 2τ . При этом перекрытия импульсов U_3, U_4, U_5 избежать нельзя. Заметное перекрытие импульсов U_2 и U_3 будет наблюдаться при $S = 3\tau$. Чтобы при этом импульс U_1 не перекрывался с U_2 , необходимо, чтобы $n \geq 2$. Чтобы

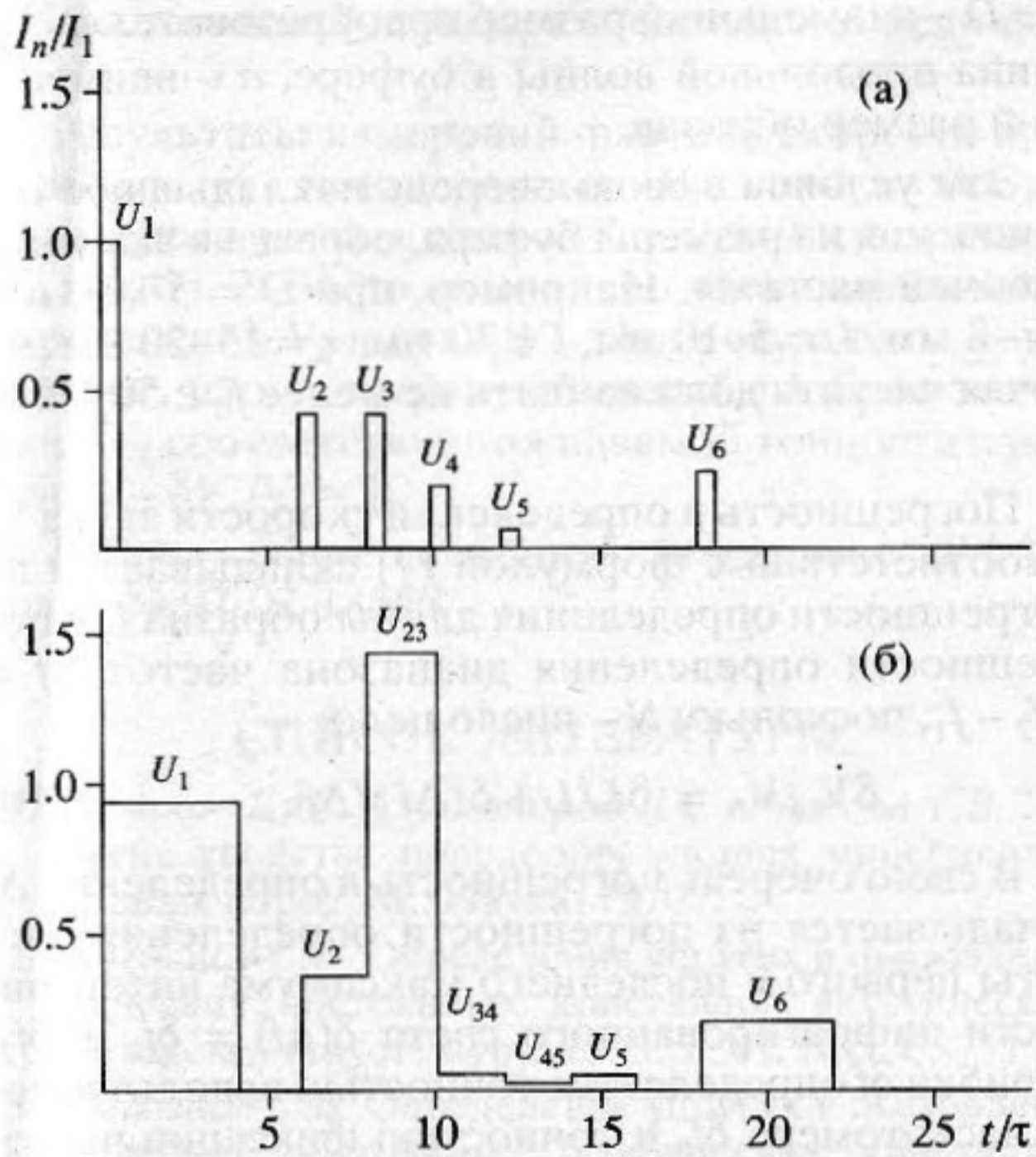


Рис. 2. (а) Схематическое изображение импульсов дифрагированного света при $S = 0.5 t$; $n = 3$; $m = 6$.
(б) Схематическое изображение импульсов дифрагированного света при $V = 2\pi N$, $S = 4t$, $n = 3$, $m = 6$.

импульс U_5 не перекрывался с U_6 необходимо, чтобы $m \geq 4.5$. Однако импульс U_5 мал (что уже отмечалось выше) и вполне допустимо его совпадение с импульсом U_6 . Более того, для отчетливой регистрации биений в области перекрытия импульсов U_2 и U_3 , допустимо расположение импульса U_6 между U_4 и U_5 , т.е. при $m = (2-3)$. Таким образом, минимальное время распространения звука по буферу – $\min \tau_1 = (4-5)\tau$, оптимальное – $\tau \geq (7-10)\tau$. Эти условия накладывают ограничения на минимальный размер буфера. Поэтому необходимо выбирать буфер из материала с малой скоростью звука. Кроме того, для регистрации дифрагированного света с высоким контрастом

желательно иметь буфер с достаточно большой акустооптической добротностью.

На рис. 2б представлена картина находящихся в фазе интерферирующих импульсов U_2 и U_3 при $S = 4\tau$, $n = 3$, $m = 6$. Напомним, что при этих условиях импульсы U_3 и U_4 , U_4 и U_5 находятся в противофазе.

РЕАЛИЗАЦИЯ МЕТОДА

Блок-схема установки представлена на рис. 3. В данной схеме подача на преобразователь высокочастотных прямоугольных импульсов с частотой заполнения от 25 до 400 МГц и длительностью 0.5–1000 мкс велась от генератора Г4-143, внешняя модуляция которого осуществлялась генератором Г5-54. Частота синусоидальных сигналов измерялась частотомером ЧЗ-34А с точностью не хуже 10 Гц. Возбужденные в исследуемом образце ультразвуковые колебания регистрировались по дифракции света с длиной волны 0.6328 мкм от гелий-неонового лазера ЛГ-79/1. Дифрагированный свет регистрировался фотумножителем ФЭУ-28.

Измерительный блок состоял из металлического держателя, внутри которого устанавливалась измерительная ячейка, состоящая из преобразователя с нагрузкой, буфера и образца (рис. 1). Буфер, длиной $l = 30$ мм, был выполнен из оптического стекла Ф-4, у которого скорость продольной акустических волны $V = 4100$ м/с, плотность $\rho = 3.67 \times 10^3$ кг/м³ и акустооптическая связь в 5 раз выше, чем у плавленого кварца. Преобразователи из монокристаллического ниобата лития (LiNbO₃) двух типов (для продольных волн – 36°У срез и для поперечных волн – 163°У срез) крепились каждый к своему буферу с помощью акустической связки, в качестве которой использовался салол. Между буфером и образцом также вводилась акустическая связка: для поперечных волн – салол, для продольных – вакуумное масло.

Жидкая связка позволяла в некоторой степени изменять коэффициент отражения от границы

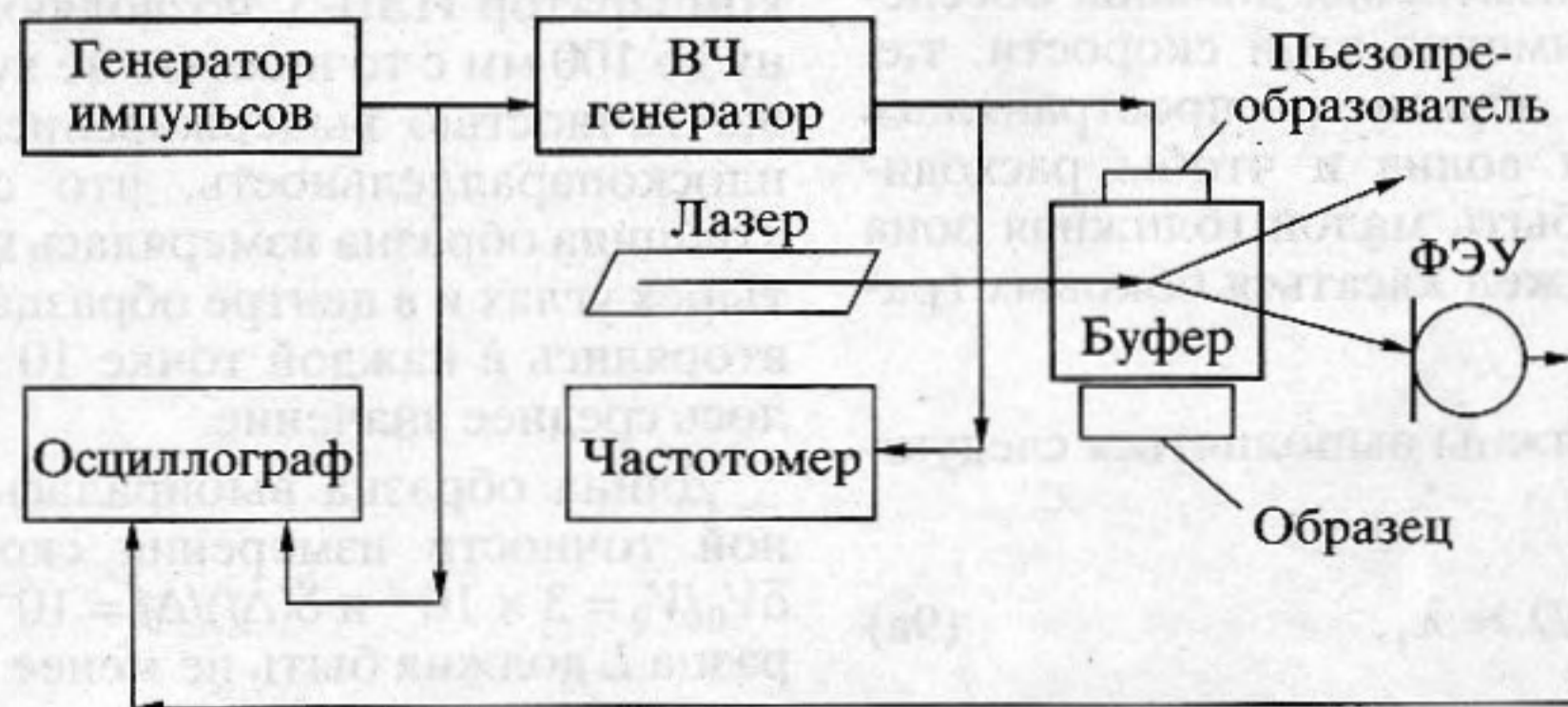


Рис. 3. Блок-схема экспериментальной установки.

Таблица 2. Результаты измерений фазовой скорости продольных $-V_L$ и поперечных $-V_T$ звуковых волн в плавном кварце

	Полоса частот, Δf , Гц	Количество отсчетов, p	Число биений, N	Продольная скорость, V_L , м/с	Поперечная скорость, V_T , м/с
1	42246450	25	137	5961	—
2	42245910	25	137	5961	—
3	40096550	25	130	5962	—
4	41949300	25	136	5962	—
5	40091370	25	130	5961	—
6	9761700	10	50	—	3767
7	9758000	10	50	—	3766
	Средние значения			5961.4 ± 0.5	3766.5 ± 0.7
	Табличные значения [1]			5960	3760

раздела “буфер-образец” путем изменения усилия их поджатия друг к другу. Между преобразователем и нагрузкой, а также между образцом и основанием акустическая связка не вводилась. Более того, между образцом и основанием помещался слой хлопчатобумажной ткани, что обеспечивало практически полное отражение звука от задней грани образца.

Электрический контакт осуществлялся между металлизированными гранями преобразователя и металлизированными поверхностями нагрузки и буфера, к которым подводилось напряжение от высокочастотного генератора.

Предварительная визуализация звука в системе позволяла собирать измерительную ячейку так, чтобы звуковой пучок не касался боковых граней образца, а поляризация поперечной волны в буфере была близка к поляризации поперечной волны в образце.

При определении скорости звука в среде обычно интересуются фазовой скоростью плоской звуковой волны в безграничном пространстве. Поэтому условия измерения должны обеспечивать определение именно этой скорости, т.е. необходимо, чтобы в образце распространялась плоская акустическая волна и чтобы расходимость звука должна быть малой (ближняя зона Френеля), и он не должен касаться боковых граней образца.

Таким образом, должны выполняться следующие условия:

$$а) a > D \gg \lambda_1, \quad (9a)$$

$$б) D^2 \gg 1\lambda_1 \text{ или } D^2 \gg [2L + 2l - x]\lambda_1, \quad (9б)$$

где D – наименьший размер преобразователя, λ_1 – длина продольной волны в буфере, a – наименьший размер образца.

Эти условия в свою очередь накладывают ограничения на размеры буфера, образца и значения рабочей частоты. Например, при $D = 5$ мм, $a = 7-8$ мм, $L = 5-10$ мм, $l = 30$ мм, $x = 15-20$ мм рабочая частота должна быть не менее $f_0 \geq 50$ МГц.

Погрешность в определении скорости звука V_0 в соответствии с формулой (7) складывается из погрешности определения длины образца L и погрешности определения диапазона частот $\Delta f = f_2 - f_1$, поскольку N – число целое

$$\delta V_0/V_0 = \delta L/L + \delta(\Delta f)/\Delta f. \quad (10)$$

В свою очередь погрешность в определении Δf складывается из погрешности определения частоты первого и последнего максимума интенсивности дифрагированного света $\delta(\Delta f) = \delta f_1 + \delta f_2$. Ошибка δf определяется точностью используемого частотомера δf_0 и точностью фиксации частоты максимума δf_m : $\delta f = \delta f_0 + \delta f_m$. Как уже упоминалось, δf_0 порядка 10 Гц, и ею во всем рабочем диапазоне частот можно пренебречь. Основная ошибка в определении Δf определяется точностью фиксации частоты, соответствующей первому и последнему максимуму. При указанных в блок-схеме приборах δf_m составляла 3–5 КГц как для f_1 , так и для f_2 . Таким образом, $\delta(\Delta f) = 2\delta f_m < 10$ кГц и $\delta(\Delta f)/\Delta f$ определяется реализованным диапазоном частот Δf . Обычно используемые преобразователи, как правило, позволяют наблюдать биения интенсивности дифрагированного света в полосе частот $\Delta f = 30-50$ МГц.

Таким образом, $\delta(\Delta f)/\Delta f \leq 3 \times 10^{-4}$. Поскольку $\delta f_0 \ll \delta f_m$, то, повторяя измерения f_1 и f_2 p -раз и взяв среднее, ошибку измерений можно существенно уменьшить, при $p = 10$, $\delta(\Delta f)/\Delta f \leq 10^{-4}$.

Погрешность в определении длины образца L определяется точностью используемого измерительного прибора и качеством изготовления образца (плоскостностью и плоскопараллельностью). Для измерения L использовался оптический компаратор ИЗВ-3, позволяющий измерять длину до 100 мм с точностью не хуже 10^{-3} мм. С этой же точностью выдерживались плоскостность и плоскопараллельность, что составляло $\approx 10^{-2}\lambda$. Толщина образца измерялась в пяти точках (в четырех углах и в центре образца). Измерения L повторялись в каждой точке 10 раз, за L принималось среднее значение.

Длина образца выбиралась, исходя из заданной точности измерения скорости звука. При $\delta V_0/V_0 = 3 \times 10^{-4}$ и $\delta(\Delta f)/\Delta f = 10^{-4}$ ($p = 10$) длина образца L должна быть не менее 5 мм.

Максимально достижимая точность измерения скорости звука предложенным методом при

использованных приборах составила величину $\delta V_0/V_0 \approx 10^{-4}$.

Результаты измерений фазовой скорости продольных (V_L) и поперечных (V_T) волн в образце плавленого кварца длиной $L = 9.649$ мм приведены в табл. 2. Было выполнено пять независимых определений V_L и два — V_T . Эти результаты показывают, что экспериментальный разброс значений ΔV_L соответствует ожидаемой точности измерений — $\delta V_L/V_L \approx 10^{-4}$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 97-02-18555.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Беликов Б.П., Александров Л.С., Рыжова Т.В. Упругие свойства породообразующих минералов и горных пород. М.: Наука, 1970.
2. Богданов С.В. Определение упругих и пьезоэлектрических постоянных кристаллов акустическим методом // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 5. С. 751.
3. Богданов С.В. Определение упругих и пьезоэлектрических постоянных ромбических кристаллов акустическим методом // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 3. С. 304.
4. Schaefer Cl., Bergmann L. Die Bestimmung der elastischen Konstanten optischer Glaser aus der Lichtbeugung an hochfrequenz schwingender Glaswürfeln // Ann. der Phys. 1948. V. 3. № 6. S. 72.
5. Krischer C. Measurement of sound velocities in crystals using Bragg diffraction of light and applications to lanthanum fluoride // Appl. Phys. Lett. 1968. V. 13. № 9. P. 310.
6. Kolosovsky E.A., Tsarev A.V., Yakovkin I.B. Precise interferometric AO method for saw velocity measurements in an anisotropic solid // IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control. 1997. V. 44. № 6. P. 1219–1223.
7. Колосовский Е.А., Царев А.В., Яковкин И.Б. Улучшенная методика измерения скорости ПАВ в анизотропных структурах // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 6. С. 793–800.
8. Jin C. A continuous wave method for simultaneous sound velocity and attenuation measurements // Rev. Sci. Instrum. 1996. V. 67. № 1. P. 271.
9. Godfrey L., Philip J. Ultrasonic measurement of the elastic constants of LiKO_4 between 300 and 370K // Solid State Communications. 1996. V. 97. № 7. P. 635–638.
10. Rajendran V., Elbatal H.A., Khalifa F.A. Analysis of the propagation of ultrasonic waves on chromium doped $40\text{Na}_2\text{O}$ -center-dot- 60SiO_2 glasses // Indian J. of Pure and Applied Physics. 1997. V. 35. № 2. P. 82–86.
11. Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М.: Мир, 1972.
12. Mc.Skimin H.J. Ultrasonic measurement techniques applicable to small solid specimens // J. Acoust. Soc. Amer. 1950. V. 22. № 4. P. 413.
13. Mc.Skimin H.J. Measurement of ultrasonic wave velocities for solids in the frequency range 100 to 500 Mc // J. Acoust. Soc. Amer. 1962. V. 34. № 4. P. 404.
14. Wollard G.W. Ultrasound waves made visible // Bell Lab. Rec. 1947. V. 25. P. 194.
15. Williams J., Lamb J. On the measurement of ultrasonic velocity in solids // J. Acoust. Soc. Amer. 1958. V. 30. № 4. P. 308.

Interference Acoustooptic Technique for Sound Velocity Measurements

S. V. Bogdanov, I. I. Zubrinov, E. V. Pestryakov, and V. K. Sapozhnikov

A pulsed interference acoustooptic technique for measuring the phase velocity of sound in solids is described. The technique is an outgrowth of the known long-pulse interference technique. The interference acoustooptic technique retains all advantages of the initial method, and, due to the usage of acoustooptics, it is more precise and provides an opportunity to conduct the measurements of velocities of both longitudinal and transverse waves, in both isotropic and crystalline materials.