АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XVI 1970 Вып. 1

УДК 534.286:537.311.33

ПОГЛОЩЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЯХ $A^{III}B^{V}$

Б. А. Бобылев, А. Ф. Кравченко

Описываются результаты экспериментального исследования поглощения ультразвука мегагерцевого диапазона в бинарных полупроводниковых соединениях арсенида галлия, антимонида галлия, арсенида индия и антимонида индия в температурном интервале 13—100° К. Проведено сопоставление данных эксперимента с теорией фононного поглощения и дана температурная зависимость постоянной Грюнайзена для арсенида галлия.

Интерес к изучению поглощения ультразвука в кристаллах постоянно растет в связи с открывающимися возможностями изучения внутренней структуры веществ. Среди полупроводниковых материалов наиболее широко исследовалось поглощение ультразвука в кристаллах кремния, германия и сульфида кадмия.

Для выяснения основных закономерностей поглощения ультразвука в полупроводниковых соединениях типа $A^{III}B^{V}$ нами было проведено исследование температурных зависимостей поглощения на частоте 90 *Мгц* в кристаллах арсенида галлия, арсенида индия, антимонида галлия и антимонида индия.

Измерения были выполнены импульсным методом, описанным в работе [1]. Дополнительное использование временного селектора с импульсным вольтметром позволило непрерывно регистрировать изменение поглощения в зависимости от температуры по изменению амплитуды выбранного импульса. Средняя чувствительность к изменению поглощения составляла $\sim 1\%$. Температура измерялась угольным сопротивлением. Акустический контакт между преобразователем и образцом создавался слоем кремнийорганического масла — жидкость № 6 или использовалась смесь 1 ч. н-пропилового спирта с 5 ч. глицерина. Влияние акустической связи на амплитуду принятого сигнала имеет место только в области высоких температур при плавлении связки ($T > 220°$ К).

Зависимости поглощения от температуры исследовались в образцах, основные характеристики которых при комнатной температуре приведены в табл. 1.

Образцы имели ориентацию ⟨110⟩ ⟨110⟩ ⟨001⟩, выполненную на оптическом гониометре с ошибкой не более 1°. Окончательная обработка образ-

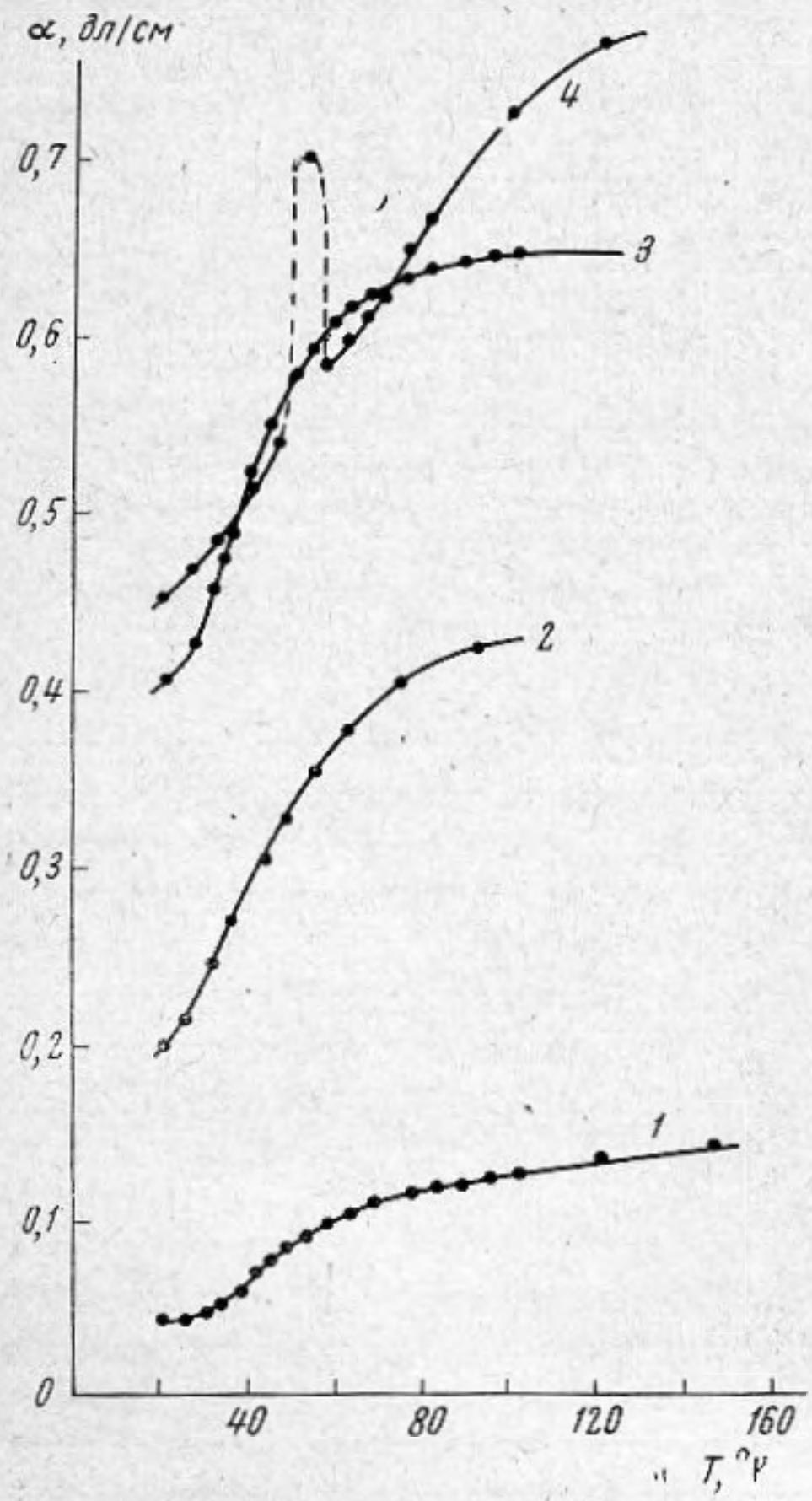
Таблица 1

№ образцов	Материал	ρ, n [M^{-3}]	ρ [*ом·м*]	№ образцов	Материал	ρ, n [M^{-3}]	ρ [*ом·м*]
2	*n*-GaAs	$8{,}0\cdot10^{22}$	$3{,}0\cdot10^{-4}$	17	*p*-GaAs	$3{,}8\cdot10^{25}$	$4{,}0\cdot10^{-5}$
4	*n*-GaAs	$7{,}7\cdot10^{21}$	—	7	*p*-GaSb	$8{,}8\cdot10^{25}$	$4{,}8\cdot10^{-6}$
5	*n*-GaAs	$2{,}5\cdot10^{24}$	$1{,}3\cdot10^{-5}$	12	*n*-InSb	$4{,}0\cdot10^{20}$	$3{,}5\cdot10^{-4}$
8	*n*-GaAs	$1{,}2\cdot10^{25}$	$2{,}6\cdot10^{-6}$	14	*n*-InAs	$7{,}0\cdot10^{22}$	—
16	*n*-GaAs	—	900	15	*n*-InAs	$2{,}2\cdot10^{25}$	$2{,}0\cdot10^{-5}$

цов производилась шлифовальным порошком М5. Параллельность граней образцов была не хуже 10^{-4}.

Результаты эксперимента позволили выделить несколько характерных закономерностей поглощения ультразвука в рассматриваемых материалах.

Прежде всего в области температур 20—100° К наблюдается быстрый рост поглощения с температурой, что наиболее характерно для продольных волн и сдвиговых волн, распространяющихся в направлении ⟨110⟩ с поляризацией ⟨1$\bar{1}$0⟩, и что иллюстрируется фиг. 1, где приведены температурные зависимости поглощения сдвиговых волн этого типа в арсениде галлия *1*, антимониде галлия *2*, арсениде индия *3*, антимониде индия *4*. Значения поглощения показаны в *децилогах/см*.



Фиг. 1

На графике зависимости построены от абсолютных значений поглощения, измеренных при 20° К. Увеличение поглощения в этих материалах происходит в той же последовательности, что и увеличение теплоемкости. Абсолютные величины поглощения при 20° К волн трех поляризаций приведены в табл. 2 также в *децилогах/см*.

Звездочкой в таблице отмечен тип волны, для которого поглощение зависит от концентрации свободных носителей заряда. В таблице приведены наименьшие значения поглощения.

Зависимости поглощения от температуры волн различных поляризаций во всех рассмотренных материалах идентичны. На фиг. 2 приведены типичные температурные зависимости поглощения волн трех поляризаций, измеренные на образце арсенида галлия-2: *1* — продольные волны, распространяющиеся в направлении ⟨110⟩, *2* — сдвиговые волны ⟨110⟩ ⟨1$\bar{1}$0⟩ и *3* — сдвиговые волны ⟨110⟩ ⟨001⟩. Обращает на себя внимание уменьшение спада поглощения в области низких температур по мере уменьшения концентрации свободных носителей заряда для пьезоактивных волн, что подчеркнуто кривой *3*. Подобного рода анизотропия свойственна образцам

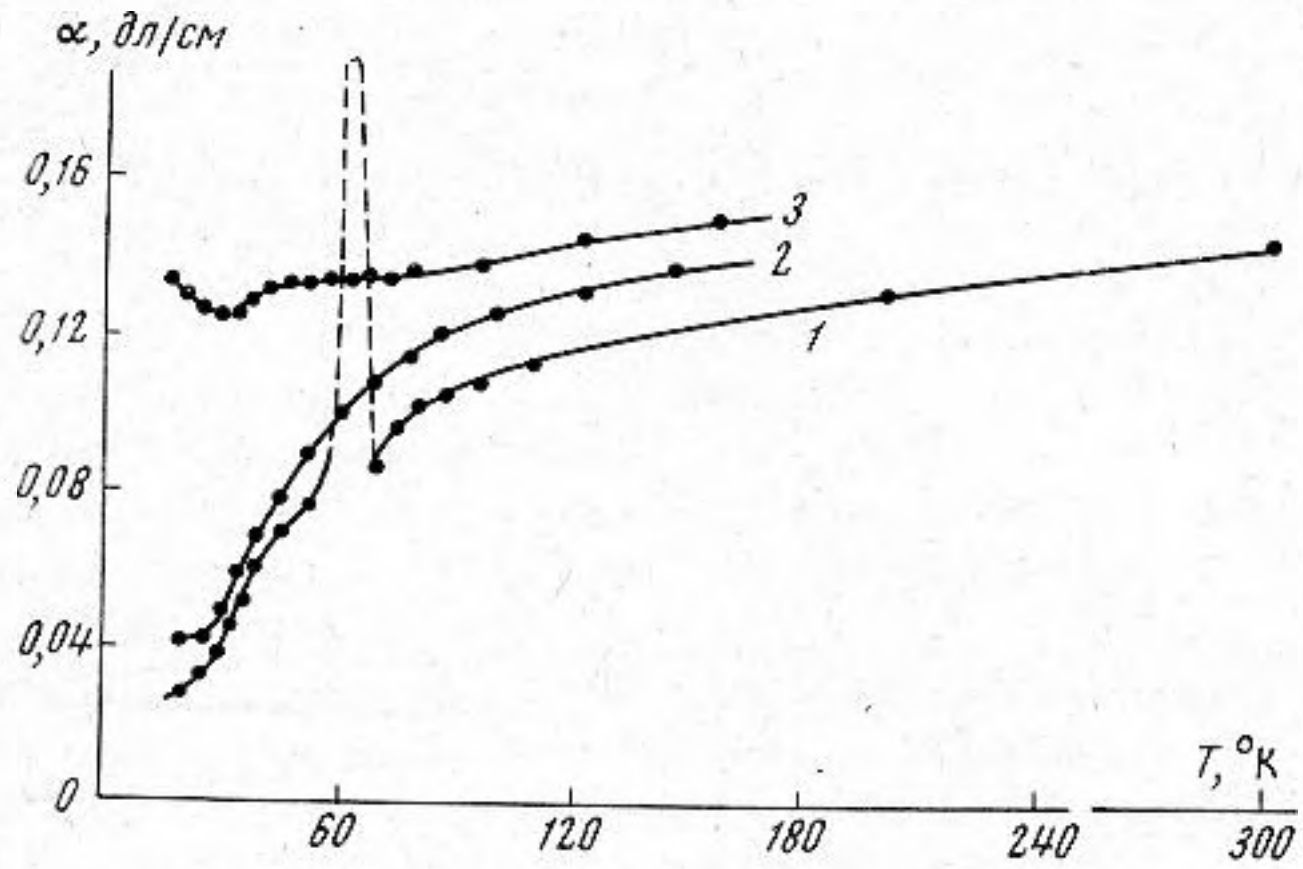
Таблица 2

Типы волны	Материалы			
	GaAs	[illegible]	InA	nSb
⟨110⟩ ⟨110⟩	~0,05	0,1	0,2	0,9
⟨110⟩ ⟨1$\bar{1}$0⟩	~0,05	0,2	0,4	0,45
⟨110⟩ ⟨001⟩ *	~0,05	0,1	0,4	0,9
Плотность, *кг/м*³	5316	5619	5660	5775

с концентрацией свободных носителей заряда $\sim 10^{20} \div 10^{22}$ *м*$^{-3}$. Что касается частотных зависимостей поглощения в области низких температур, то они, как и при комнатной температуре [1], имеют степенной характер $\alpha \infty \infty f^n$, но при 20° К n принимает значения $\sim 1{,}1 \div 1{,}2$.

Необходимо отметить, что во многих случаях температурные зависимости поглощения при 60° К имеют особенность, представленную на фиг. 1 и 2 в виде резкого максимума поглощения, который может быть разрешен на серию узких пиков поглощения, не имеющих регулярной структуры [2].

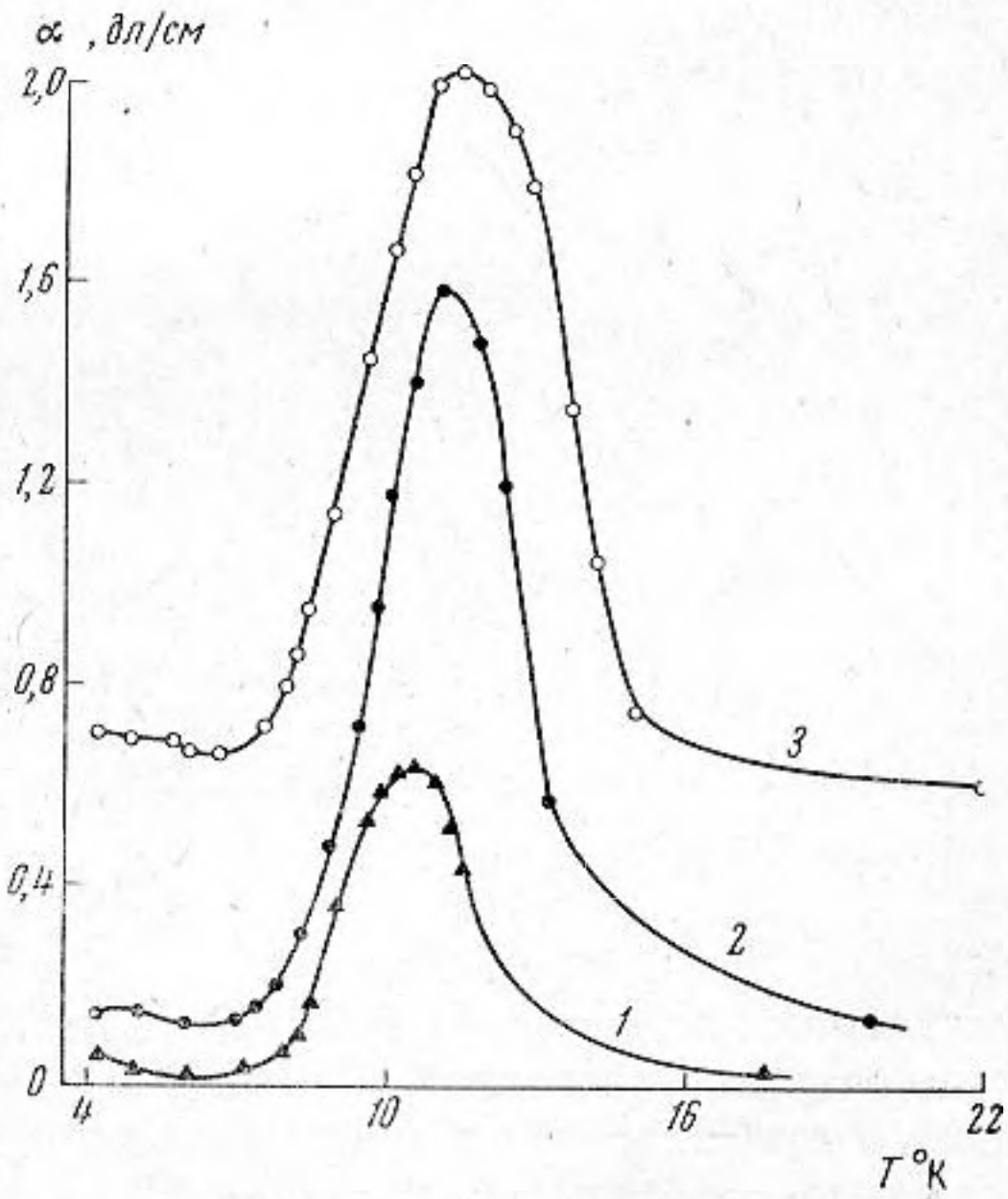
В исследованных образцах имеют место и специфические особенности. Одной из них является пик поглощения, наблюдаемый при 11° К в высоко-



Фиг. 2

омных кристаллах арсенида галлия, легированных хромом, для волн, распространение которых определяется сдвиговой упругой постоянной $\frac{C_{11}-C_{12}}{2}$.

На фиг. 3 приведены результаты измерений поглощения сдвиговых волн, распространяющихся в направлении ⟨110⟩ с поляризацией ⟨1$\bar{1}$0⟩, на трех частотах: *1* — 31, *2* — 97, *3* — 165 *Мгц* в области температур 4,2—20° К.



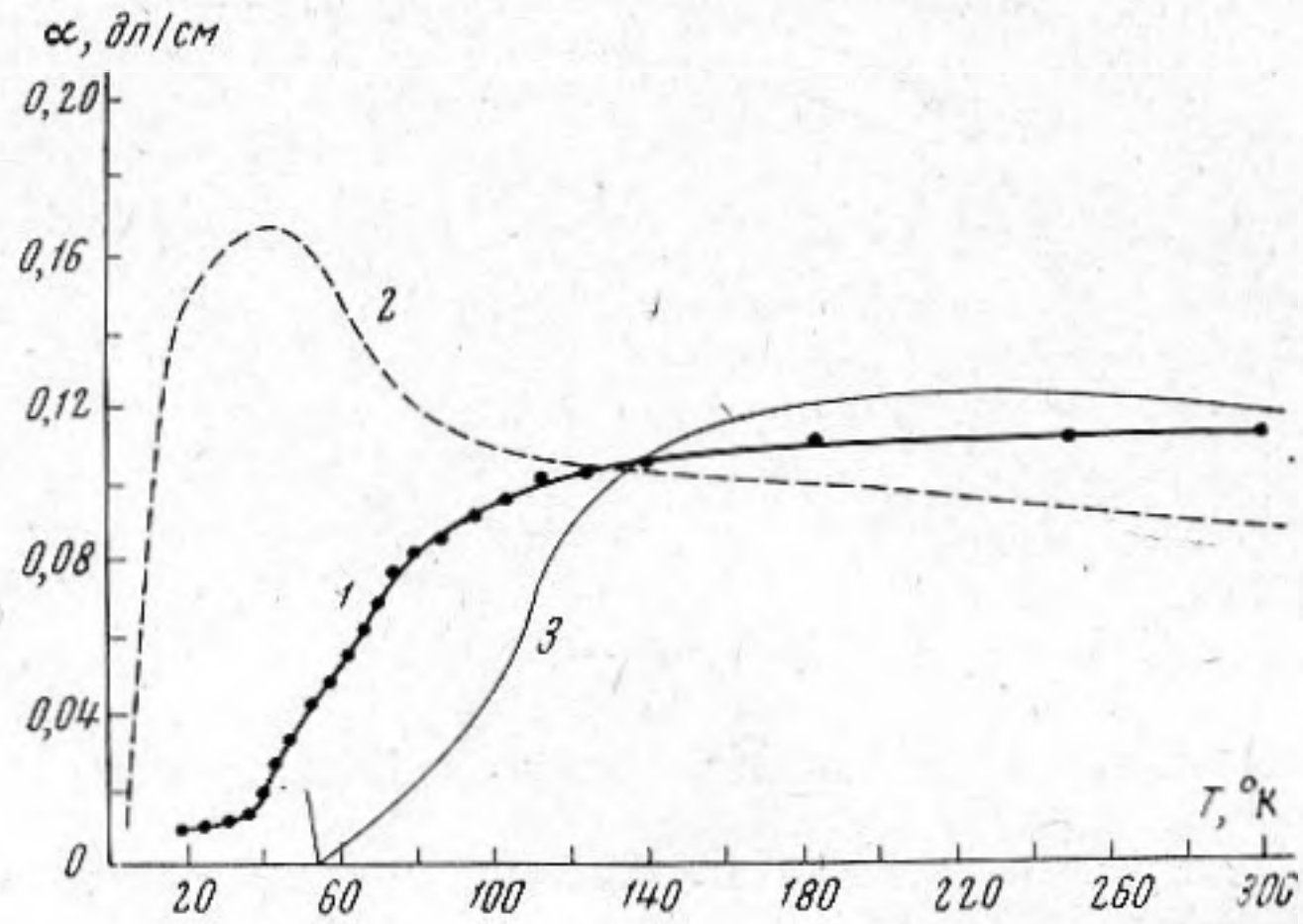
Фиг. 3

Полученные экспериментальные данные позволяют произвести разделение проявляющихся механизмов поглощения. Общий характер зависимости поглощения от температуры показывает, что одним из основных механизмов является фононное поглощение, наблюдаемое в диэлектриках и полупроводниках [3—5], и для описания которого используются различные теоретические методы в двух предельных случаях: $\omega\tau \gg 1$ [6] и $\omega\tau \ll 1$ [7, 8]. Здесь ω — круговая частота ультразвуковой волны, τ — время релаксации тепловых фононов. Было проведено сравнение экспериментальных зависимостей поглощения в арсениде галлия с теорией фононного поглощения Вудраффа — Эренрайха [8], построенной для $\omega\tau \ll 1$. Это условие выполняется в нашем случае во всей температурной области выше 20° К, если τ определять из выражения $\varkappa = \frac{1}{}C_v v^2\tau$ с использованием экспери-

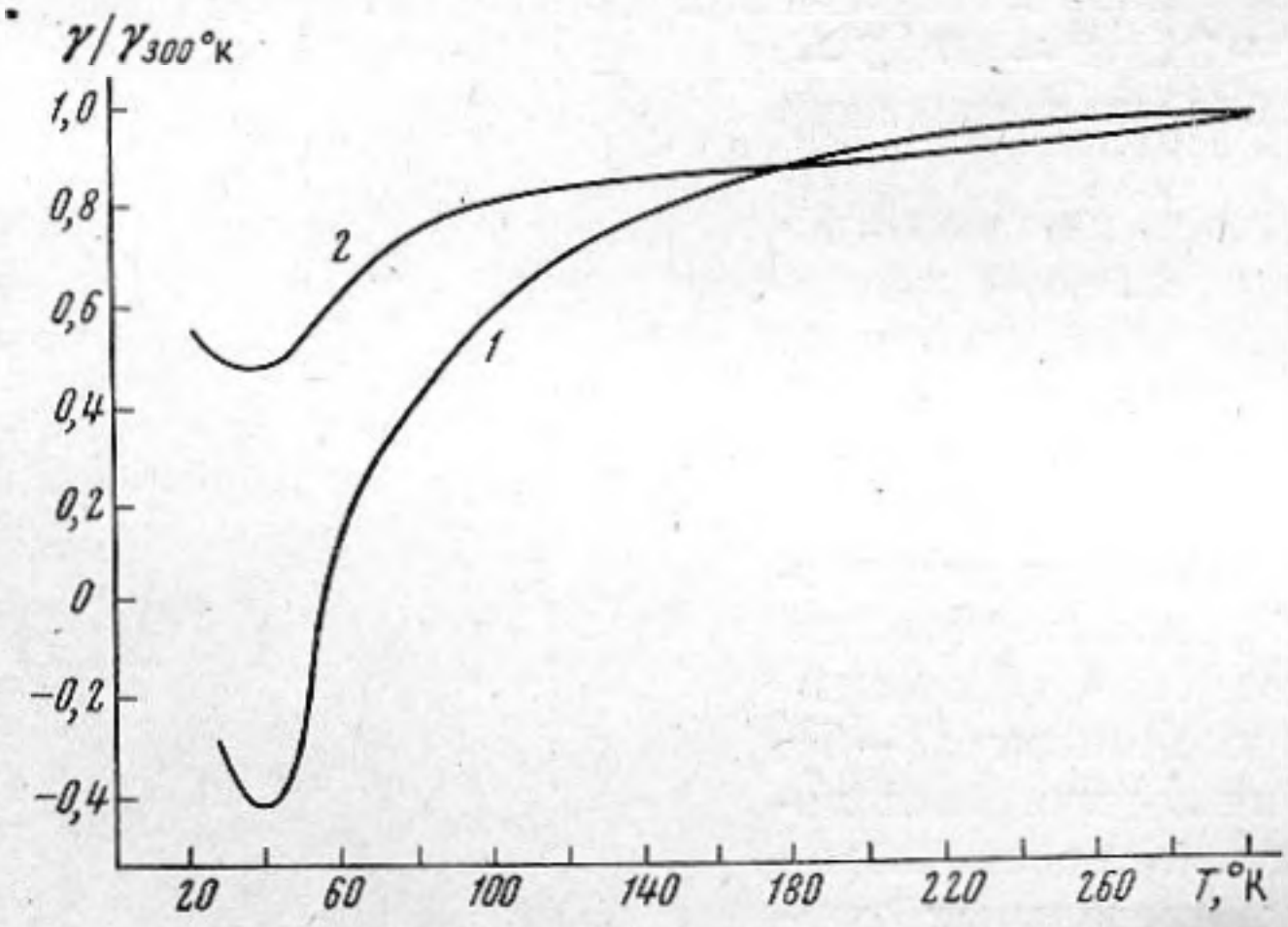
ментальных данных теплопроводности $\varkappa$ [9] и теплоемкости C_v [10]. Выражение для затухания продольных волн, когда времена релаксации трехфононных процессов τ_N и процессов переброса τ_u изотропны и $\tau_N \gg \tau_u$ имеет вид

$$\alpha = \frac{4{,}34\gamma^2 \cdot \varkappa \cdot T \cdot \omega^2}{\rho c^5},$$

где T — температура, ρ — плотность и $\frac{3}{c^3} = \frac{1}{c_l^3} + \frac{2}{c_t^3}$, c_l и c_t — скорости продольных и сдвиговых волн в изотропном материале. В выражение для



Фиг. 4



Фиг. 5

поглощения входит γ — параметр Грюнайзена, зависимость которого от температуры неизвестна. Поэтому на фиг. 4 экспериментальная зависимость *1* сравнивается с двумя теоретическими, одна из которых соответствует γ, не зависящему от температуры и выбранному равным 2 (пунктирная кривая *2*), а вторая (кривая *3*) соответствует зависимости $\gamma_{ср}$ от температуры, согласно кривой *1* на фиг. 5. Эта зависимость построена по выражению

$$\gamma_{ср} = \frac{{}^1/_3(C_{11} + 2C_{12}) \cdot \beta}{\rho \cdot C_v}$$

где C_{11} и C_{12} — упругие постоянные, а значение теплоемкости C_v и коэффициента линейного расширения β взяты из работ [10 и 11] соответственно. Если предположить, что теория верна, то зависимость постоянной Грюнайзена от температуры, построенная на основе соответствия теоретической и экспериментальной кривых поглощения, принимает вид кривой *2* на фиг. 5.

Тот факт, что поглощение волн, распространяющихся в направлении ⟨110⟩ с поляризацией ⟨001⟩ в ряде образцов слабо зависит от температуры, мы связываем с ростом поглощения при понижении температуры на свободных носителях заряда, обусловленных пьезоэлектрическим взаимодействием. Поскольку соединения $A^{III}B^{V}$ имеют одну независимую пьезоэлектрическую постоянную e_{14}, то в нашем случае только данный тип волны имеет продольную составляющую электрического поля, приводящую к взаимодействию звуковой волны со свободными носителями заряда. В соответствии с теорией пьезоэлектрического поглощения [12] мы должны ожидать роста поглощения с уменьшением температуры вследствие уменьшения проводимости кристаллов. Освещение образцов приводит к уменьшению поглощения при данных проводимостях.

Наблюдаемый температурный пик при 11° К специфичный как для природы материала, так и для типа волны, по-видимому, следует считать проявлением влияния легирующей примеси. Согласно расчетам поглощения звуковых волн примесными центрами [13] происхождение пиков может быть связано как с колебательными состояниями примеси, так и с электронным спектром. Анизотропия эффекта и температурное положение пика говорят в пользу поглощения локализованными электронами на примесных центрах со сложным спектром, каким, например, обладает хром в арсениде галлия.

Проведенные исследования по выяснению природы особенности поглощения при 60° К показали, что она обусловлена конденсацией воздуха на поверхности образца при испарении хладоагента в атмосферу. Однако механизм проявления фазового перехода, происходящего на поверхности образца, приводящий к поглощению ультразвуковых волн в системе не совсем ясен.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Бобылев, А. Ф. Кравченко. Поглощение ультразвуковых волн в соединениях GaAs и GaSb. Акуст. ж., 1966, **12**, 3, 369—371.
2. Б. А. Бобылев, А. Ф. Кравченко. К температурной зависимости поглощения ультразвуковых волн в соединениях $A^{III}B^{V}$. Акуст. ж., 1969, **15**, 2, 292—293.
3. W. P. Mason, T. B. Bateman. Ultrasonic wave propagation in pure silicon and germanium. J. Acoust. Soc. America, 1964, **36**, 644—652.
4. B. I. Miller. Temperature dependence of the ultrasonic attenuation in Ge. Phys. Rev., 1963, **132**, 2477—2483.
5. M. Pomerantz. Temperature dependence of microwave phonon attenuation Phys. Rev., 1965, **139**, A501—506.
6. Von L. Landau, G. Rumer. Über Schallabsorption in festen körpern. Phis. Zeits., Sowjetun., 1937, **11**, 18—25.
7. А. И. Ахиезер. О поглощении звука в твердых телах. Ж. эксп. и теор. физ., 1938, 8, 1318—1329.
8. T. O. Woodruff, H. Ehrenrich. Absorption of sound in insulators. Phys. Rev., 1961, **123**, 1553—1559.
9. M. G. Holland. Phonon scattering in semiconductors from thermal conductivity studies. Phys. Rev., 1964, **134**, A471—480.
10. U. Von Piesbergen. Die durchnittlichen Atomwärmen der $A^{III}B^{V}$ Halbleiter AlSb, GaAs, GaSb, InP, InAs, InSb und die Atomwärme des Elements Ge zwischen 12—273° K. Zts. Naturforsch., 1963, **18A**, 141—149.
11. С. И. Новикова. Исследование теплового расширения GaAs и ZnSe. Физ. тв. тела, 1961, **3**, 1, 178—179.
12. A. R. Hutson, D. L. White. Elastic wave propagation in piesoelectric semiconductors. J. Appl. Phys., 1962, **33**, 40—47.
13. М. А. Иванов, М. А. Кривоглаз. Влияние локализованных состояний на затухание упругих волн в кристаллах. Физ. тв. тела, 1967, **9**, 1771—1779.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР
Новосибирск

Поступила в редакцию
4 июня 1968 г.