

УДК 534.113

ПОГЛОЩЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН (ПАВ) В ТЕКСТУРИРОВАННЫХ ПЛЕНКАХ ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ СИНГОНИИ

В. И. Анисимкин, И. М. Котелянский

Проведены оценки минимально возможного значения коэффициента поглощения поверхностных акустических волн (ПАВ) в текстурированных пленках ZnO, CdS, AlN, а также аморфных пленках кварца. Оценивается собственное (вязкостное и термоупругое) поглощение и затухание ПАВ, связанное с рассеянием волны отдельными кристаллитами и статистически неровной поверхностью пленки. Получено согласие результатов оценок с экспериментальными данными.

Применение слоистых структур с пьезоэлектрическими пленками расширяет возможности создания акустоэлектронных устройств. Практическая реализация этих устройств требует оценки величины коэффициента поглощения ПАВ в пленках, которые представляют собой, как правило, поликристаллические одноосные текстуры с осью, перпендикулярной поверхности пленки.

В настоящей работе такие оценки проведены для пьезодиэлектрических пленок ZnO, CdS и AlN с размерами кристаллитов в направлении распространения волны $a=3 \cdot 10^{-8}$ и 10^{-7} м, частот ПАВ $f=10-1000$ МГц и температур $T=300$ К. Используемые в расчетах упругие модули C_{ij} , плотность ρ , теплоемкость C_p , теплопроводность κ и коэффициент объемного расширения β взяты из [1-6] и приведены в табл. 1. Упругие модули C_{ij} и

Таблица 1
Физические параметры материалов

Материалы	C_{ij} , 10^{11} Н/м ² [1]					ρ [1], 10 ³ кг/м ³	C_p [2], 10 ⁶ Дж/м ³ · К	κ [3], Вт/м ² · К	β [5], 10 ⁻⁶ К ⁻¹
	11	44	13	33	66				
ZnO	2.09	0.423	1.046	2.106	0.445	5.665	2.9	34 [5]	13.5
CdS	0.907	0.15	0.51	0.938	0.163	4.82	1.6	20	19.5
AlN *	3.45	1.18	1.20	3.95	1.10	3.26	2.35	320	15.9
Плавле- ный SiO ₂	0.785	0.312	0.161	0.785	0.312	2.2	1.4 [4]	1.5 [4]	1.65 [6]

Примечание. * Упругие постоянные из [2] для эпитаксиального AlN.

плотность пленок ρ принимались равными таковым для монокристаллов (отличие не превышает нескольких процентов), что вполне приемлемо для оценочных расчетов. ПАВ считалась полностью локализованной в пленке. При толщине пленки, меньшей длины волны $\lambda_{ПАВ}$, коэффициент поглощения ПАВ в слоистой структуре требует учета перераспределения энергии волны между пленкой и подложкой [7].

Релеевская ПАВ в изотропных условиях на плоскости (0001) гексагональных кристаллов представляет собой суперпозицию двух неоднородных волн — поперечной и продольной. Это позволяет представить коэффициент поглощения ПАВ $\alpha_{\text{ПАВ}}$ в виде линейной комбинации коэффициентов поглощения продольной α_L и поперечной α_T объемных волн [8]

$$\alpha_{\text{ПАВ}} = A\alpha_L + (1 - A)\alpha_T, \quad (1)$$

где величина A определяется коэффициентом Пуассона [8]. Используя тот факт [9], что отношение скоростей поперечной и продольной волн V_T/V_L также зависит только от коэффициента Пуассона, можно по отношению $V_T/V_L = \sqrt{C_{44}/C_{11}}$ определить величину A .

Составляющие коэффициента поглощения ПАВ, отвечающие различным механизмам поглощения, рассчитывались из (1) по значениям A , α_L , α_T . Значения α_L и α_T для каждого из механизмов определялись с помощью известных выражений из [9-16].

Наряду с текстурированными пленками оценки $\alpha_{\text{ПАВ}}$ проводились для монокристаллов ZnO, CdS, AlN. Это позволяло сравнить как вклады отдельных составляющих в суммарный коэффициент поглощения, так и величины минимально возможного (собственного) поглощения ПАВ в монокристалле и пленке из одного материала.

Для монокристаллов (M) поглощение продольных (L) волн, связанное с теплопроводностью (термоупругое поглощение), рассчитывалось из [9]

$$\alpha_L^M(\text{термо}) = \frac{\chi}{2V_L^2} \left[\frac{T\beta^2 p V_L}{C_p} \left(1 - \frac{4}{3} \frac{V_T^2}{V_L^2} \right)^2 \right] \omega^2, \quad (2)$$

где χ — коэффициент температуропроводности, равный κ_p/C_p ; $\omega = 2\pi f$ — частота волны. Коэффициент термоупругого поглощения поперечных (T) волн приравнивался нулю, так как в поглощение этих волн теплопроводность вклада не дает [9]. Тогда, следуя (1), коэффициент термоупругого поглощения ПАВ представлялся в виде: $\alpha_{\text{ПАВ}}^M(\text{термо}) = A\alpha_L^M(\text{термо})$. Как и ожидалось, коэффициенты $\alpha_L^M(\text{термо})$ и $\alpha_{\text{ПАВ}}^M(\text{термо})$ оказались малыми ($10^{-5} \div 10^{-2} \text{ м}^{-1}$) по сравнению с известными экспериментальными значениями для совершенных по своей кристаллической структуре монокристаллов [17-21]. Это позволяло приближенно считать, что экспериментальные значения коэффициентов поглощения объемных волн для совершенных практически бездефектных [17-19] монокристаллов ZnO и CdS, а также плавленого кварца обусловлены в основном одним вязкоупругим механизмом. В рамках этого приближения экспериментальные величины α_L^M и α_T^M приравнивались величинам $\alpha_L^M(\text{вязк})$ и $\alpha_T^M(\text{вязк})$. После этого для монокристаллов находились, во-первых, коэффициент вязкоупругого поглощения ПАВ (из (1)), а во-вторых, необходимые для последующих расчетов усредненные постоянные Грюнайзена продольных $\bar{\gamma}_L^M$ и попереч-

Таблица 2

Акустические параметры материалов, определяющие вязкоупругое поглощение звука

Материал	Параметр									
	V_T , 10^3 м/с	V_L , 10^3 м/с	A	$10^{-12} \tau$, с	$\bar{\gamma}_L^M$	$\bar{\gamma}_L^M/\bar{\gamma}_T^M$	$\bar{\gamma}_T^M$	$\bar{\gamma}_T^M/\bar{\gamma}_L^M$	$10^{11} B$, Н/м^2	$\bar{\gamma}^M$
ZnO	2.8	6.1	0.05	6	1.0	1.2	0.3	2.5	1.43	0.67
CdS	1.8	4.3	0.04	9.5	1.0	1.2	0.3	2.7	0.66	0.80
AlN	6.0	10.3	0.13	1.0	—	0.9	—	1.4	2.01	1.36
Плавленый SiO ₂	3.76	5.97	0.2	0.2	4.4	—	3.8	—	0.369	0.04

Таблица 3

Коэффициенты собственного поглощения продольных (L), поперечных (T) и поверхностных (ПАВ) волн в моно- (M) и поли- (P) кристаллах (M^{-1})

Материал	Коэффициент					
	α_L^M	α_T^M	$\alpha_{ПАВ}^M$	$\alpha_{ПАВ}^P$	α_R	$\alpha_{ш}$
ZnO	6.4 [17]	3.2 [17]	3.4	19.5	10^{-4}	1
CdS	18 [18, 19]	11.5 [18]	12	82	$7 \cdot 10^{-3}$	10
AlN	0.55	1.36	1.2	2.7	10^{-5}	0.04
Плавленый кварц	5.5 [20]	8 [21]	7.5	—	—	—

Примечание. Частота $f = 200$ МГц, размер кристаллитов $a = 3 \cdot 10^{-8}$ м, α (дБ/см) = $8.68 \cdot \alpha$ (см $^{-1}$).

ных $\bar{\gamma}_T^M$ волн. При комнатных температурах и выбранных частотах, когда доминирующим является ахизеровский механизм поглощения ($\omega\tau \ll 1$, τ — время тепловой релаксации фононов), определение $\bar{\gamma}_L^M$ и $\bar{\gamma}_T^M$ производилось из приближенных выражений [10]

$$\bar{\gamma}^M \approx \left(2\alpha^M \frac{\rho V^3}{C_p T \omega^2 \tau} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Время тепловой релаксации τ вычислялось из [10]

$$\tau \approx (3^{1/3} \rho \nu / C_p) (C_{11}^{-3/2} + 2C_{44}^{-3/2})^{1/2}. \quad (4)$$

При этом, как и в [10-12], приближенно считалось, что для поперечных волн $\tau_T = \tau$, а для продольных — $\tau_L = 2\tau$.

Если для выбранного монокристалла (в нашем случае AlN) экспериментальные значения α_L^M и α_T^M были неизвестны, то усредненная постоянная Грюнайтзена $\bar{\gamma}$ оценивалась из коэффициента объемного расширения β и удельной теплоемкости C_p [11]

$$\bar{\gamma}^M \approx \beta \frac{B}{C_p}. \quad (5)$$

Объемный модуль упругости B определялся выражением

$$B = \frac{(C_{11} + C_{12}) C_{33} - 2C_{13}^2}{C_{11} + C_{12} + 2C_{33} - 4C_{13}}. \quad (6)$$

Как известно, поликристаллическая одноосная текстура представляет собой совокупность отдельных кристаллитов, преимущественно ориентированных вдоль одной оси (в нашем случае оси (0001)). При распространении ПАВ с плоским волновым фронтом по такой структуре происходит как синхронное эллиптическое движение целой группы кристаллитов, расположенных по фронту волны и колеблющихся в фазе, так и взаимное смещение таких групп кристаллитов в направлении распространения волны. Механическая анизотропия текстурированных пленок значительно усиливается из-за наличия границ между кристаллитами в направлении распространения волны. Ввиду сложности задачи при оценке вязкоупругого поглощения ПАВ текстурированная пленка моделировалась нами упругоанизотропной средой, состоящей из полностью идентичных неразориентированных кристаллитов с атомарно гладкими границами. Такая модель текстурированной пленки, по нашему мнению, подобна модели слоистых кристаллов с толщиной слоев, много меньшей $\lambda_{ПАВ}$ и равной толщине кристаллитов, и межслоевым промежутком, равным приграничной области. В отличие от реальных слоистых кристаллов, размеры областей сильной и слабой связи между атомами у которых одного порядка ($\sim 10 \text{ \AA}$), в нашей модели текстурированной пленки область сильной связи внутри кристаллитов равна 300—1000 \AA и намного превышает область их слабой

связи в приграничной области (~ 10 Å). Для проверки правомерности принятой модели текстурированной пленки нами были проведены оценки величин упругих модулей такой пленки по модели «жестких слоев» [22], обычно применяемой для слоистых кристаллов [12, 23]. Результаты оценок количественно согласовывались с экспериментальными значениями [24], полученными для пленок ZnO.

Поскольку в настоящее время неизвестен вид потенциала взаимодействия атомов, расположенных по разные стороны от границы кристалли-

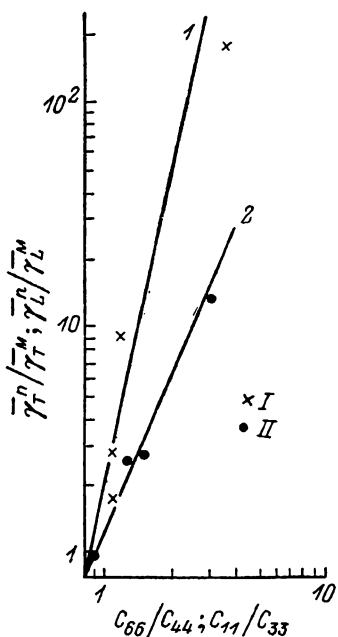


Рис. 1. Зависимость отношения постоянных Грюнаизена для волн, создающих $\bar{\gamma}^0$ и не создающих $\bar{\gamma}^M$ деформации сжатия/сдвига слоев (кристаллитов), от соотношения упругих постоянных.

1 — $\bar{\gamma}_T^0 / \bar{\gamma}_T^M$ от C_{66}/C_{44} ; 2 — $\bar{\gamma}_L^0 / \bar{\gamma}_L^M$ от C_{11}/C_{33} ; I, II — данные [12] для слоистых кристаллов гексагональной сингонии.

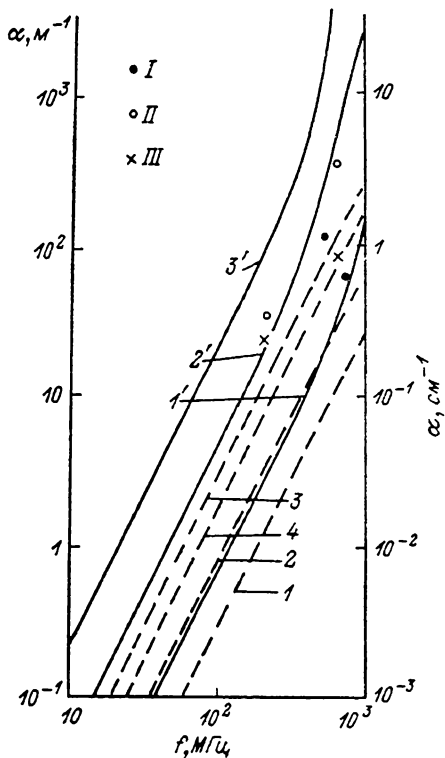


Рис. 2. Частотные зависимости коэффициентов собственного поглощения ПАВ в монокристаллах (I—3) и коэффициентов суммарного (собственного и не собственного) поглощения ПАВ в поликристаллических текстурах (I'—3').

1, 1' — AlN; 2, 2' — ZnO; 3, 3' — CdS; 4 — плавленый кварц; I — экспериментальные значения [2] для структуры AlN/Al₂O₃; II — экспериментальные значения [20] для структуры ZnO/SiO₂/Si; III — экспериментальные значения для структуры ZnO/ α -SiO₂.

тов текстурированных пленок ZnO, CdS, AlN, то оценка постоянных Грюнаизена продольной $\bar{\gamma}_L^0$ и поперечной $\bar{\gamma}_T^0$ волн, распространяющихся поперек кристаллитов текстурированного поликристалла и создающих деформации их сжатия и сдвига, проводилась из экспериментальных данных работы [12] для слоистых кристаллов той же сингонии. По этим данным мы построили зависимость отношения постоянных Грюнаизена для волн, создающих ($\bar{\gamma}^0$) и не создающих ($\bar{\gamma}^M$) деформации сжатия/сдвига слоев, от отношения соответствующих упругих постоянных (рис. 1). Зная C_{11} , C_{33} , C_{44} , C_{66} и постоянные Грюнаизена для монокристалла $\bar{\gamma}_L^M$, $\bar{\gamma}_T^M$ (вдоль слоев), из рис. 1 оценивали постоянные Грюнаизена $\bar{\gamma}_L^0$ и $\bar{\gamma}_T^0$ для текстурированной пленки (поперек слоев). После этого из (3) рассчитывали коэффициенты вязкоупругого поглощения продольной α_L^0 (вязк) и поперечной α_T^0 (вязк) волн в текстурированной пленке, а из (1) — соответствующий коэффициент для ПАВ. Этот коэффициент относился к волне, распро-

страняющейся перпендикулярно оси текстуры и создающей своей поперечной компонентой сдвиг, а продольной — сжатие кристаллитов пленки. Отметим, что наличие слабой связи между кристаллитами должно, как и в слоистых кристаллах, привести, по-видимому, к появлению низкочастотных фоновых ветвей и, следовательно, к изменению времени релаксации τ . Однако ввиду отсутствия данных времени τ при расчете α_L^{II} (вязк) и α_T^{II} (вязк) принимались равными таковым для монокристаллов.

Коэффициент термоупругого поглощения ПАВ в текстурированной пленке $\alpha_{\text{ПАВ}}^{\text{II}}$ (термо) оценивался из коэффициента для продольных волн α_L^{II} (термо) (термоупругое поглощение поперечных волн снова приравнялось нулю [9]). Для этого использовались оценочные выражения работы [9] для поликристаллов с хаотическим расположением кристаллитов (в случае текстурированных пленок это давало завышенные значения). Согласно [9], величина α_L^{II} (термо) зависит от того, успевает или нет установиться тепловое равновесие в пределах каждого кристаллита за время одного периода волны, т. е. выполняется условие $\omega \ll \chi/a^2$ или условие $\omega \gg \chi/a^2$, где a^2/χ — время выравнивания температуры на расстоянии $\sim a$ — размера кристаллита. Проведенные оценки показали, что наиболее интересная с практической точки зрения промежуточная область частот 300 МГц—1 ГГц соответствует условию $\omega \sim \chi/a^2$, и использование полученных в [9] выражений является неправомерным. Поэтому оценка α_L^{II} (термо) проводилась для верхних частот нижнего частотного диапазона ($\omega \ll \chi/a^2$) и для нижних частот верхнего частотного диапазона ($\omega \gg \chi/a^2$). Преобразуя полученные в [9] выражения к виду, аналогичному (2), получаем для $\omega \ll \chi/a^2$

$$\alpha_L^{\text{II}}(\text{термо}) \sim \frac{a^2}{\chi} \left[\frac{T\beta^2 \rho V_L}{C_p} \left(1 - \frac{4}{3} \frac{V_T^2}{V_L^2} \right) \right]^2 \omega^2, \quad (7)$$

для $\omega \gg \chi/a^2$

$$\alpha_L^{\text{II}}(\text{термо}) \sim \sqrt{\frac{\chi}{a^2}} \left[\frac{T\beta^2 \rho V_L}{C_p} \left(1 - \frac{4}{3} \frac{V_T^2}{V_L^2} \right) \right]^2 \sqrt{\omega}. \quad (8)$$

Из (2), (7), (8) находим: для монокристаллов ZnO, CdS, AlN — α_L^{II} (термо) $\sim \sim 10^{-19} \omega^2 \text{ м}^{-1}$, для поликристаллов тех же материалов — α_L^{II} (термо) $\sim \sim 10^{-16} \omega^2 \text{ м}^{-1}$ при $\omega \ll \chi/a^2$ и α_L^{II} (термо) $\sim 10^{-2} \sqrt{\omega} \text{ м}^{-1}$ при $\omega \gg \chi/a^2$, т. е. переход от моно- к поликристаллическому состоянию даже в условиях установления теплового равновесия в кристаллитах сопровождается увеличением α_L^{II} (термо), а следовательно, и $\alpha_{\text{ПАВ}}^{\text{II}}$ (термо) на 3 порядка. Для текстурированных пленок ZnO, CdS, AlN величина $\alpha_{\text{ПАВ}}^{\text{II}}$ (термо) на частотах ~ 100 МГц составила $\leq 1 \text{ м}^{-1}$, а на частотах ГГц диапазона $\sim 100 \text{ м}^{-1}$. Предполагая монотонность изменения $\alpha_{\text{ПАВ}}^{\text{II}}$ (термо) во всем частотном диапазоне, получаем, что несмотря на возрастание термоупругое поглощение ПАВ в поликристаллических текстурах остается меньше вязкоупругого. Для пленок из более мелких кристаллитов вклад термоупругих потерь может стать преобладающим [9]. Значение α_L^{II} (термо) для пленки плавле-ного кварца оценивалось из (2).

Рассеяние ПАВ из-за разориентации кристаллитов и обусловленного этим изменения упругих свойств среды в направлении волнового вектора оценивалось как для поперечных волн в рэлеевском (R) пределе ($(\omega/V_T) a \ll \ll 1$) [13]

$$\alpha_R \approx \frac{1}{250} \left(\frac{C_{11} - C_{12} - 2C_{44}}{C_{44}} \right)^2 \left(\frac{\omega a}{\sqrt{2} V_T} \right)^4 \left[2 \left(\frac{V_T}{V_L} \right)^5 + 3 \right] \frac{1}{a}. \quad (9)$$

Выражение (9), справедливое, строго говоря, для поликристаллов с хаотическим расположением кристаллитов кубической сингонии, давало для текстурированных пленок гексагональной сингонии завышенные значения α_R . Однако даже в этом случае величина α_R оказалась пренебрежимо малой по сравнению с собственным поглощением ПАВ. Для кристаллитов более значительных размеров этот механизм затухания может стать преобладающим [14].

Затухание ПАВ, вызванное рассеянием в объемные волны и вторичные ПАВ на слабо шероховатой статистически неровной поверхности, оценивалось из [15, 16] при амплитуде неровности $\delta=10^{-7}$ м, много меньшей корреляционной длины $l=3 \cdot 10^{-7}$ м, в условиях длинноволнового приближения ($\lambda_{\text{ПАВ}} \gg l$)

$$\alpha_m \approx 0, 2 \frac{\delta^2 l^2}{\pi V_{\text{ПАВ}}} \omega^5. \quad (10)$$

2. Результаты расчета

Результаты расчета представлены в табл. 2, 3 и на рис. 2. Они показывают, что собственное поглощение ПАВ в текстурированных пленках больше, чем в монокристаллах тех же материалов. При этом в обеих средах доминирующим является вязкоупругое поглощение. Дополнительное увеличение этой составляющей в текстурированных пленках обусловлено ослаблением механической связи между кристаллитами по сравнению с внутрикристаллитной связью. Усиление связи кристаллитов путем введения легирующих примесей может, по-видимому, как и в слоистых кристаллах [25], привести к снижению вязкоупругих потерь.

Сравнение собственного поглощения ПАВ в рассмотренных материалах выгодно отличает AlN во всем частотном диапазоне. Это, на наш взгляд, в основном обусловлено его большими значениями V_T и V_L .

Релеевское рассеяние ПАВ на кристаллитах и рассеяние на рельефе поверхности с указанными параметрами неровности оказалось малым на частоте 200 МГц (табл. 3) по сравнению с собственным поглощением. При увеличении частоты вклад этих составляющих благодаря сильной частотной зависимости возрастает и для рассеяния на рельефе сравнивается с собственным поглощением уже на частотах ~ 500 МГц (загиб характеристик на рис. 2). В результате частотная характеристика суммарного коэффициента поглощения ПАВ, квадратичная для $f \leq 500$ МГц, становится $\sim f^5$ при $f \geq 1$ ГГц.

Проверка расчета проводилась сравнением с известными наименьшими экспериментальными значениями для текстурированных пленок ZnO [26] и эпитаксиальных пленок AlN [2] (данные для текстурированного AlN, к сожалению, найти не удалось). Корректность сравнения требовала определения из измеряемого в эксперименте коэффициента поглощения ПАВ в слоистой структуре $\alpha_{\text{св}}$ и известного из литературы [20] коэффициента поглощения ПАВ в подложке $\alpha_{\text{пл}}$ значения этого же коэффициента собственно в пленке $\alpha_{\text{пл}}$, который и сопоставлялся с расчетом. Определение $\alpha_{\text{пл}}$ из $\alpha_{\text{св}}$ проводилось пересчетом по формуле [7]

$$\alpha_{\text{пл}} = (1/r) [\alpha_{\text{св}} - (1-r) \alpha_{\text{плд}}], \quad (11)$$

где r — доля энергии ПАВ, локализованная в пленке. Полученные из (11) экспериментальные значения $\alpha_{\text{пл}}$ для текстурированного ZnO и эпитаксиального AlN совпадали с проведенным расчетом. Для пленок ZnO совпадение было даже лучше, чем у автора [26]. Это, по нашему мнению, связано с тем, что за собственное поглощение ПАВ в [26] принималось значение для монокристалла, а не для текстурированной пленки. Кроме того, в [26] не учитывалось распределение энергии ПАВ между пленкой и подложкой, а также рассеяние волны поверхностным рельефом.

В заключение отметим, что проведенный расчет позволяет оценивать минимальное значение коэффициента поглощения ПАВ в плотноупакованных текстурированных пленках с учетом наличия границ между кристаллитами. В реальных пленках, содержащих дефекты, поглощение ПАВ из-за рассеяния на этих дефектах дополнительно возрастает.

- [1] *Slobodnik A. J., Jr., Conway E. D., Delmonico R. T.* Microwave Acoustic Handbook, 1973, vol. 1A, 728 p.
- [2] *Tsubouchi K., Mikosiba N.* IEEE Ultrason. Symp. Proc., 1985, p. 634—644.
- [3] Физико-химические свойства полупроводниковых веществ. Справочник. М.: Наука, 1979. 339 с.
- [4] Таблицы физических величин. Справочник под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1006 с.
- [5] *Slack G. A.* Phys. Rev., 1972, vol. B6, N 10, p. 3791—3800.
- [6] *Оно С., Wasa K., Hayakawa S.* Wave Electronics, 1977, vol. 3, N 1, p. 35—49.
- [7] *Анисимкин В. И., Котелянский И. М.* ЖТФ, 1985, т. 55, № 12, с. 2420—2421.
- [8] *Викторов И. А.* Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981. 287 с.
- [9] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория упругости. М.: Наука, 1965. 204 с.
- [10] *Мэзон У. В.* кн.: Физическая акустика. М.: Мир, 1968, т. 3Б, с. 285—344.
- [11] *Меркулов Л. Г., Коваленок Р. В., Коноводченко Е. В.* ФТТ, 1969, т. 11, № 10, с. 2769—2778.
- [12] *Окулов В. Л.* Автореф. канд. дис. Л., ФТИ АН СССР им. А. Ф. Иоффе, 1986.
- [13] *Stanke F. E., Kino G. S.* J. Acoust. Soc. Amer., 1984, vol. 75, N 3, p. 665—681.
- [14] *Балашова Е. В., Леманов В. В., Шерман А. Б., Тиходеев Ю. С.* Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 6, с. 321—325.
- [15] *Eguilus A. G., Maradudin A. A.* Phys. Rev., 1983, vol. 28B, N 2, p. 728—747.
- [16] *Косачев В. В., Лохов Ю. Н., Чуков В. Н.* В кн.: Тезисы докладов XIII Всес. конф. по акустоэлектронике и квантовой акустике. 1986, Черновцы, с. 133—134.
- [17] *Price D. H. R., Wilkinson C. D. W.* Appl. Phys. Lett., 1970, vol. 16, N 12, p. 480—482.
- [18] *Pomerantz M.* Phys. Rev., 1965, vol. 139, N 2A, p. A501—A506.
- [19] *Bateman T. V., Mc Fee J. H.* J. Appl. Phys., 1968, vol. 39, N 9, p. 4471—4472.
- [20] *Морозов А. И., Проклов В. В., Станковский Б. А.* Пьезоэлектрические преобразователи для радиоэлектронных устройств. М.: Радио и связь, 1981, 184 с.
- [21] *Martin T. A.* IEEE Trans., 1973, vol. SU-20, N 2, p. 104—123.
- [22] *Schmid P.* In: Feskorprobleme XVI: Advances in Solid State Physics. Veiweg, Braunschweig, 1976, p. 47—64.
- [23] *Беленький Г. Л., Стопачинский В. В.* УФН, 1983, т. 140, № 2, с. 233—270.
- [24] *Hickernell F. S.* IEEE Trans., 1985, vol. SU-32, N 5, p. 621—629.
- [25] *Илисаевский Ю. В., Окулов В. Л., Свечникова Т. Е., Чижевская С. Н.* ФТП, 1986, т. 20, № 11, с. 2115—2117.
- [26] *Hickernell F. S.* IEEE Ultrason. Symp. Proc., 1982, p. 325—328.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
12 мая 1987 г.
В окончательной редакции
28 октября 1987 г.