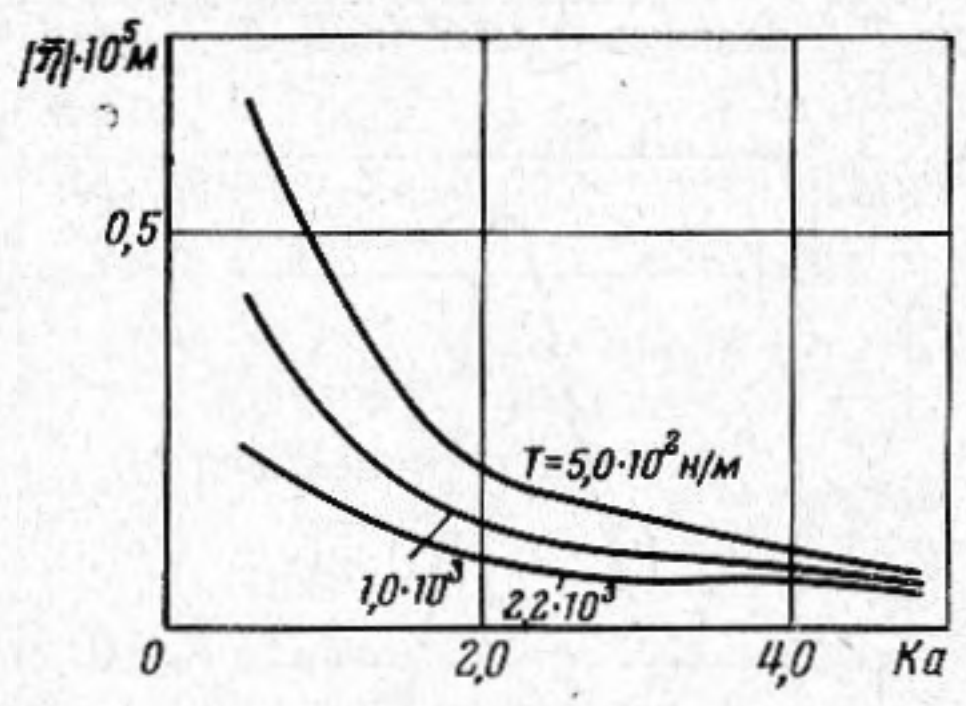
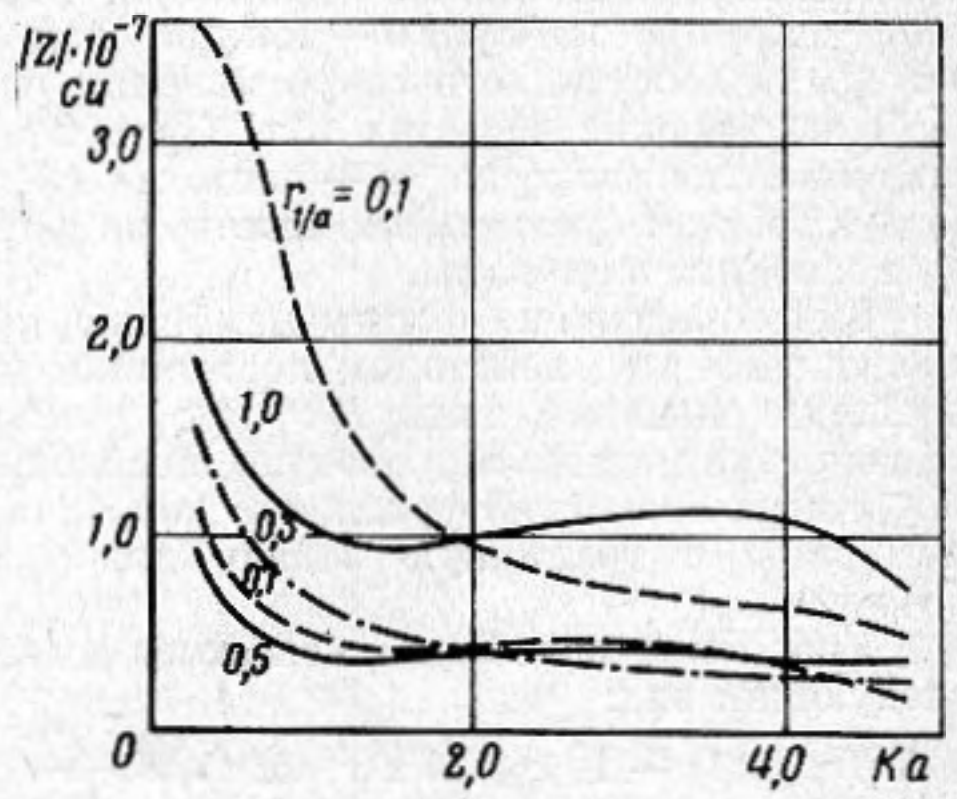
$\sigma = 7{,}8 \cdot 10^{-2}$ *кг/м*², $a = 7{,}1 \cdot 10^{-3}$ *м*, $F_0 = 0{,}1$ *н/м*², $r_1 = 0{,}5\ a$). Графики показывают, что с увеличением толщины слоя воздуха средняя по площади амплитуда смещения мембраны возрастает, так что при достаточно больших h могут выявиться резонансы системы на частотах, несколько меньших частоты собственного резонанса мембраны.

Фиг. 2 иллюстрирует зависимость амплитудно-частотных характеристик от величины натяжения мембраны (при $h = 3{,}0 \cdot 10^{-3}$ *см*). С увеличением натяжения амплитуда смещения мембраны уменьшается. Изменение натяжения особенно сказывается



Фиг. 2



Фиг. 3

на низких частотах. На высоких частотах графики $|\eta|$ сближаются, но не совпадают при $Ka = 2{,}4$, как это следовало бы из теории колебаний мембраны с равномерным распределением сопротивления слоя [1].

На фиг. 3 представлены результаты расчета механического сопротивления системы при различных радиусах узкого кольцевого отверстия в неподвижной пластине (r_1). Расчетные параметры: $T = 2{,}2 \cdot 10^3$ *н/м*, $\sigma = 7{,}8 \cdot 10^{-2}$ *кг/м*², $a = 7{,}1 \cdot 10^{-3}$ *м*, $h = 3{,}0 \cdot 10^{-5}$ *м*. Графики показывают изменение сопротивления с увеличением радиуса. На различных частотах наименьшее сопротивление получается для разных r_1 / a (минимум сопротивления слоя воздуха при колебаниях плоской диафрагмы соответствует $r_1 / a = 0{,}7$ [2]).

Таким образом, результаты вычисления величин $\overline{\eta}$ и Z убеждают в необходимости учета взаимодействия мембраны и слоя воздуха при расчетах конденсаторных устройств (электростатические микрофоны, громкоговорители) на высоких частотах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Морз. Колебания и звук. М.— Л., ГИТТЛ, 1949, стр. 226.
2. И. Г. Петрицкая. Сопротивление тонкого слоя воздуха при гармонических колебаниях диафрагмы. Акуст. ж., 1966, 12, 2, 222—230.
3. И. Г. Петрицкая. Исследование акустического сопротивления тонкого слоя воздуха с приложением к конденсаторному микрофону (канд. диссертация). Л., 1966.

Всесоюзный н.-и. институт
им. А. С. Попова
Ленинград

Поступило в редакцию
1 марта 1967 г.

УДК 534.28.2:548

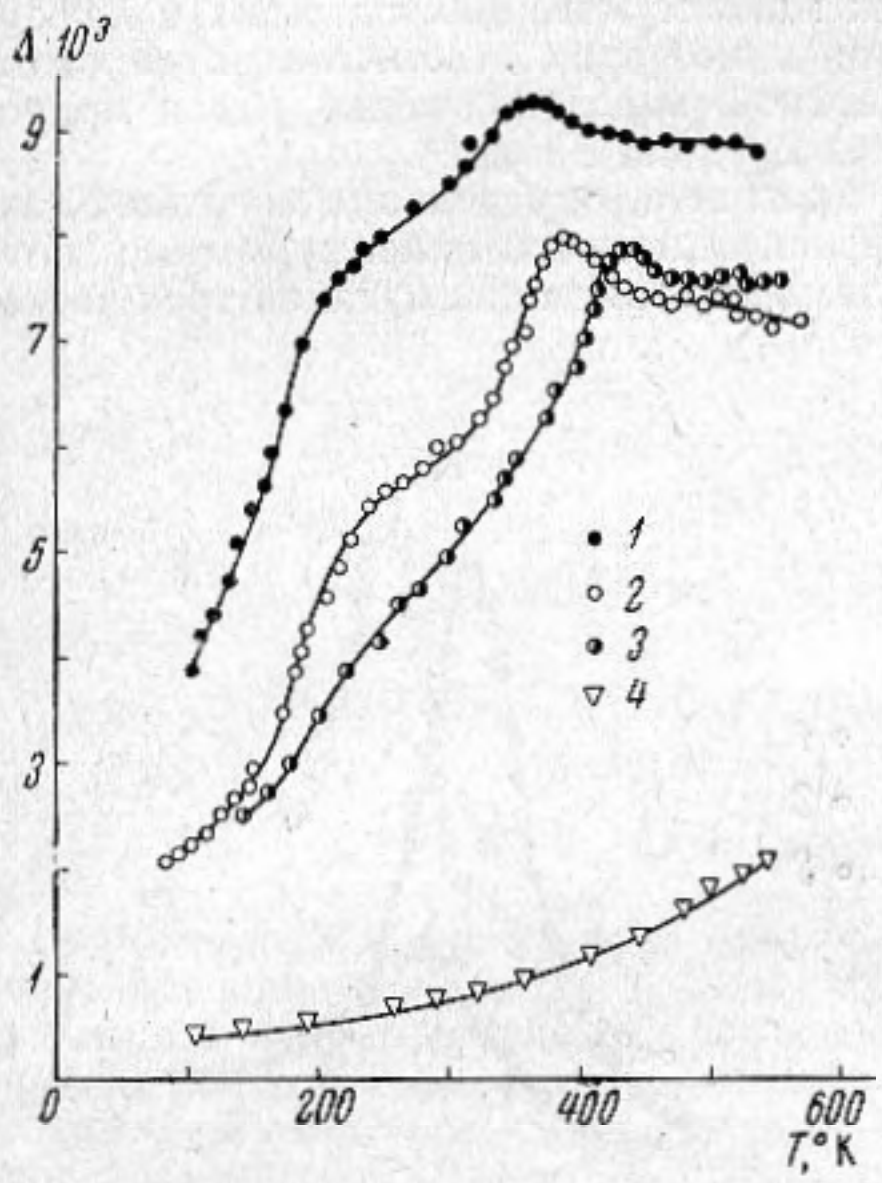
ЗАТУХАНИЕ УЛЬТРАЗВУКА В ДЕФОРМИРОВАННЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ МОЛИБДЕНА И НИОБИЯ В РАЗЛИЧНЫХ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИХ НАПРАВЛЕНИЯХ

И. Г. Полоцкий, Г. И. Прокопенко

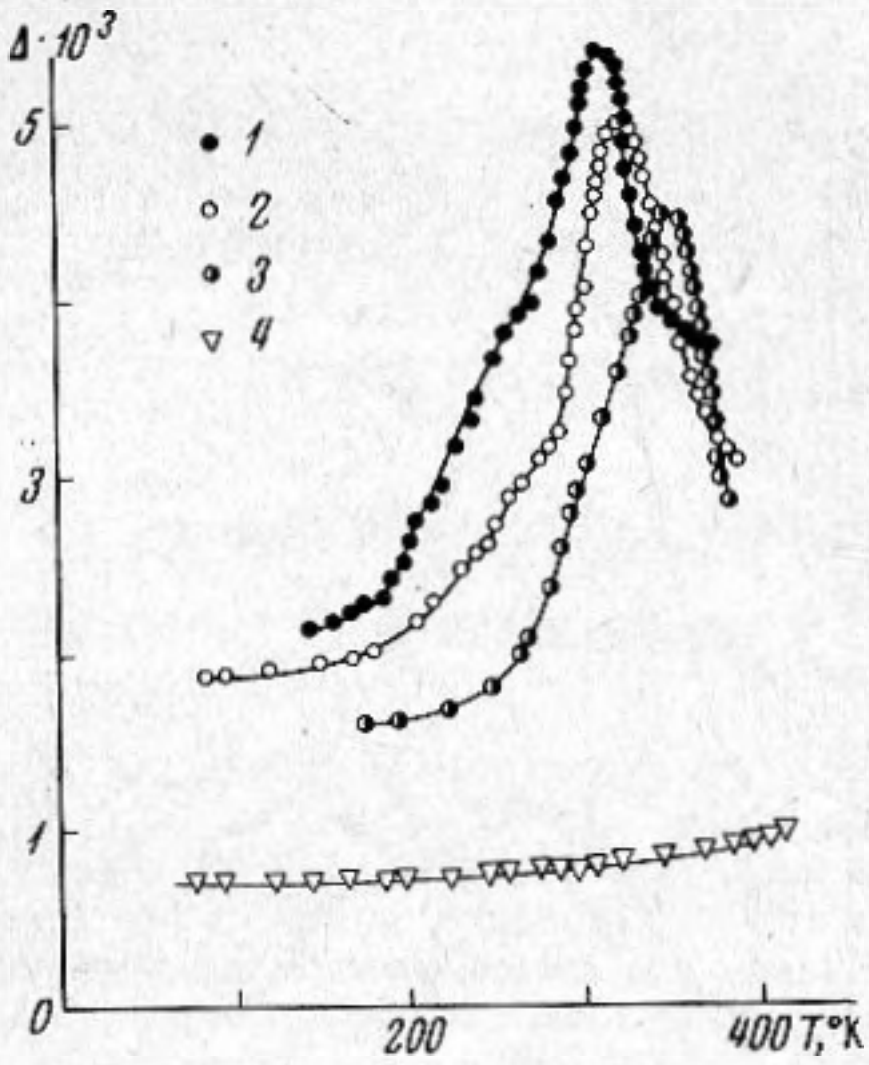
В последнее время возрос интерес к неупругим эффектам, связанным с несовершенствами кристаллического строения металлов с объемноцентрированной решеткой [1—4]. Это в известной мере вызвано тем, что исследование релаксационных максимумов затухания в металлах, обусловленных деформацией, позволяет изучить движение свободных дислокаций и дает возможность определять силы Пайерлса. Природу релаксационных максимумов затухания пытаются объяснить теорией Зегера [5].

До настоящего времени изучение релаксационных максимумов в металлах с объемноцентрированной кубической решеткой было проведено на поликристаллическом молибдене, ниобии, тантале и вольфраме в диапазоне частот порядка герц и килогерц. Однако проведение исследований на монокристаллах дает возможность изучать влияние ориентации на релаксационные максимумы затухания в деформированных металлах.

В настоящей работе исследовалась температурная зависимость затухания ультразвука в предварительно деформированных монокристаллах молибдена и ниобия в различных кристаллографических направлениях в области частот порядка мегагерц



Фиг. 1



Фиг. 2

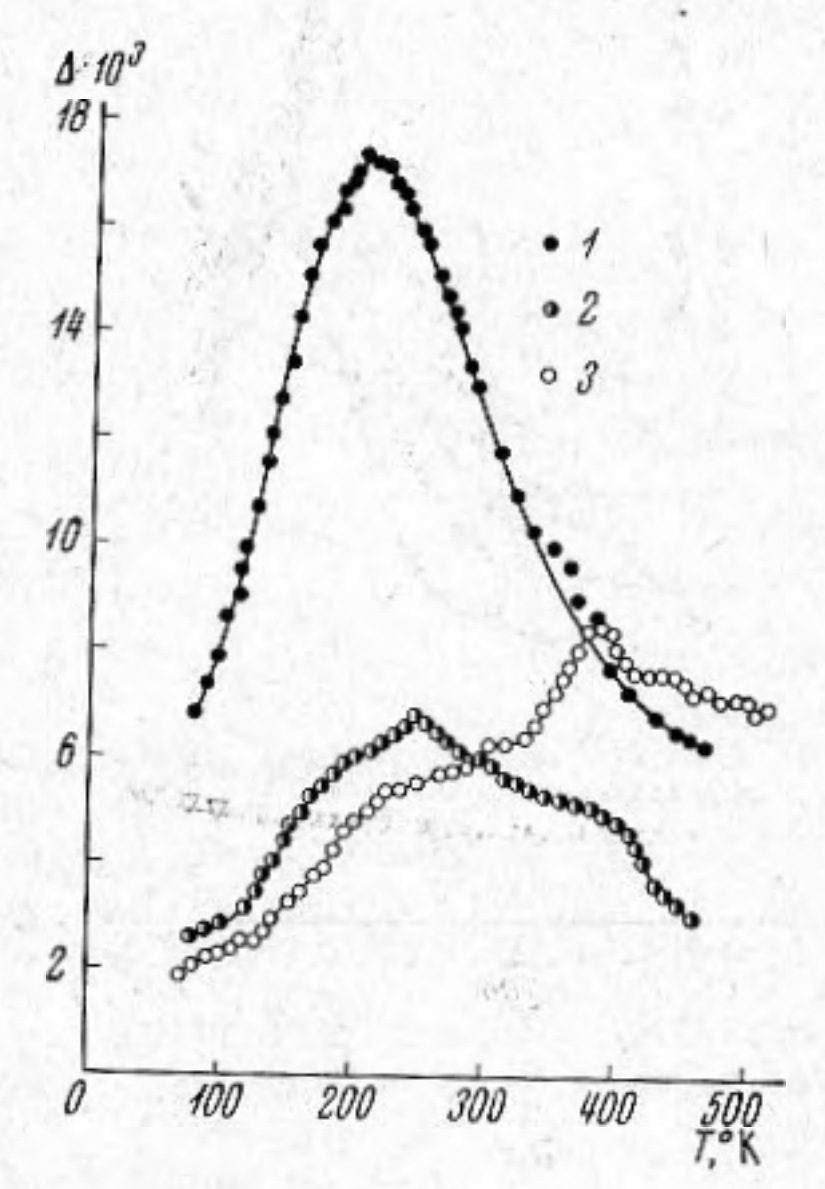
и была определена энергия активации релаксационных максимумов. Для того чтобы свести к минимуму влияние примесей на деформационные максимумы, исследование было проведено на монокристаллах молибдена и ниобия, полученных зонной плавкой и очисткой. Монокристаллические образцы для исследования затухания изготовлялись длиной ~ 15 и диаметром ~ 12 *мм* с параллельными рабочими поверхностями образцов. Ориентировка монокристаллов определялась рентгеновским методом при помощи обратной Лауэ-съемки с точностью до 1°. Образцы имели плоскопараллельные грани перпендикулярно кристаллографическим направлениям [100], [110] и [111]. Снятие внутренних напряжений и последствий механической обработки производилось отжигом в вакууме 10^{-5} *мм* до 1100° с выдержкой 2 *час* и последующим охлаждением с печью. Деформация образцов на 10% производилась в направлении [100], [110] и [111] при комнатной температуре со скоростью 1% в минуту на специальном прессе. Направление деформации сжатия и распространения продольных ультразвуковых волн при измерении затухания в монокристаллах молибдена и ниобия совпадали с одним из кристаллографических направлений [100], [110] и [111]. Поглощение ультразвука в монокристаллах молибдена и ниобия определялось после термообработки и предварительной пластической деформации на созданной нами ультразвуковой импульсной установке с автоматической записью затухания. Исследование температурной зависимости затухания ультразвука в монокристаллах указанных металлов производилось при частотах 5, 10 и 30 *Мгц*.

В таблице и на фиг. 1, 2 представлены результаты исследования температурной зависимости декремента затухания при различных частотах в деформированных в направлении [110] монокристаллах молибдена и ниобия (обозначение *1* отвечает частоте 5, *2* — 10, *3* — 30 *Мгц*, обозначение *4* — отожженному кристаллу). Температура максимума затухания как для молибдена (фиг. 1), так и для ниобия (фиг. 2) связана с частотой; при повышении последней максимум смещается в область более высоких температур, что указывает на его релаксационную природу. Полученные данные (таблица и фиг. 3, 4) показывают, что предварительная пластическая деформация на 10% вызывает появление максимума затухания в молибдене и ниобии в направлении [100], [110] и [111]. На фиг. 3, 4 обозначение *1* отвечает направлению [100], *2* — направлению [111] и *3* — направлению [110]. Температура релаксационного максимума в деформированном молибдене (фиг. 3) при одной и той же частоте — 10 *Мгц* — различна для разных кристаллографических направлений: [100] 183° K, [110]

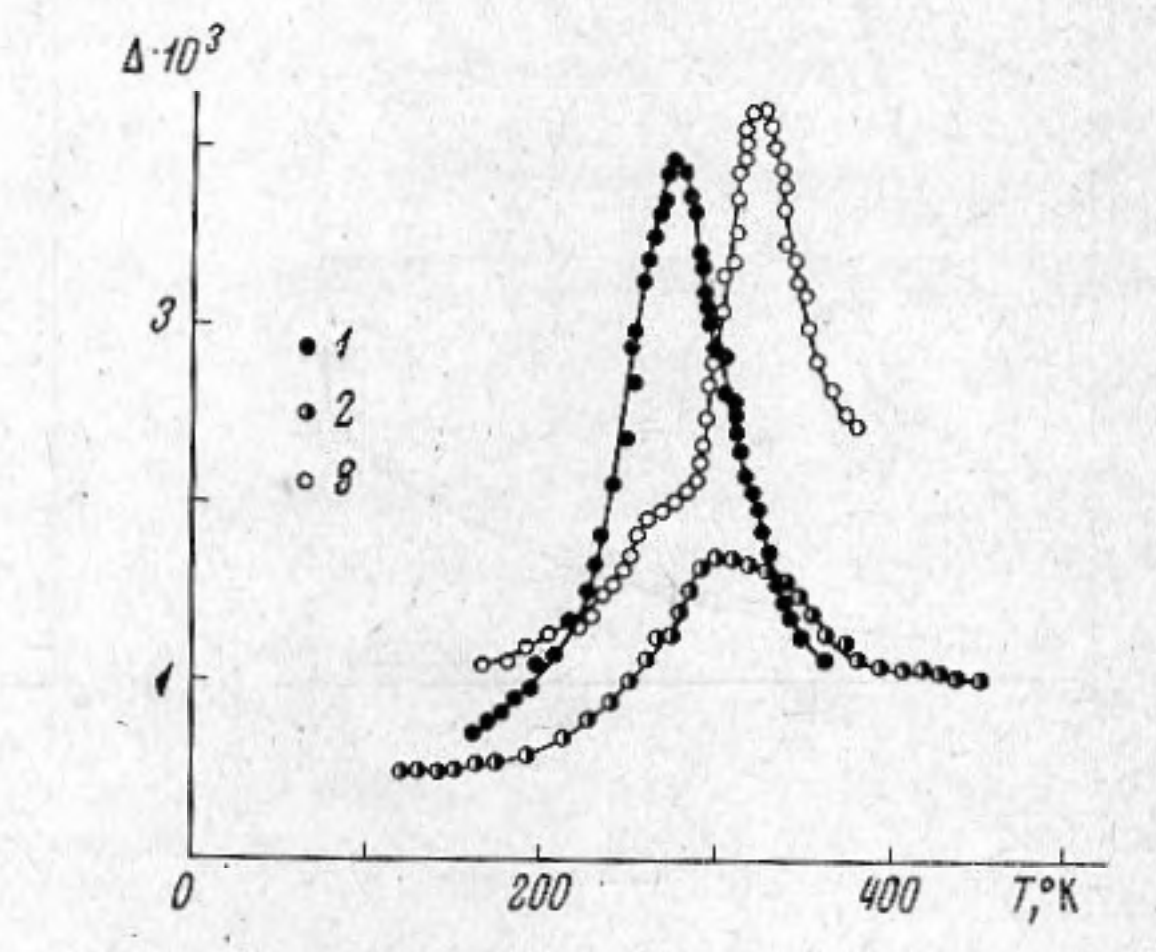
382° К и [111] 248° К, а в деформированном ниобии (фиг. 4) — в направлении [100] 269° К, [110] 321° К и [111] 299° К. Как видно из таблицы и фиг. 3, 4, смещение максимумов с температурой для монокристаллов молибдена значительно больше, чем для монокристаллов ниобия для одной и той же частоты. Высота максимумов как в молибдене, так и ниобии наименьшая при деформации и распространении ультразвука в направлении [111].

Низкотемпературный отжиг вызывает понижение и полное исчезновение максимума затухания в молибдене и ниобии, что вызвано закреплением термически активированных дислокаций точечными дефектами. Точечные дефекты возникают при холодной обработке или уже существуют в виде примесей внедрения. Как показали Чемберс и Шульц [2], природа релаксационных максимумов, наблюдаемых в деформированных металлах с объемноцентрированной решеткой, вероятно, та же, что и природа пиков Бордони в меди.

Мы произвели определение энергии активации релаксационных максимумов по смещению температуры максимума на трех частотах. Энергии активации релаксационных максимумов в деформированных монокристаллах ниобия и молибдена значительно отличаются в различных кристаллографических направлениях (см. таблицу). Так, для ниобия в направлении [100] $H = 0{,}27$ *эв*, [110] $H = 0{,}41$ *эв*, и [111] $H = 0{,}30$ *эв*, а для молибдена в направлении [100] $H = 0{,}19$ *эв*, [110] $H = 0{,}39$ *эв* и [111] $H = 0{,}27$ *эв*. Следует отметить, что величины энергии активации для молибдена и ниобия для одинаковых направлений близки друг к другу. Энергия активации релаксационных максимумов имеет наименьшее значение для монокристаллов ниобия и молибдена в направлении [100] и наибольшее в направлении [110]. Наблюдавшиеся в монокристаллах молибдена и ниобия в разных кристаллографических направлениях релаксационные максимумы с различной энергией активации, вероятно, вызваны тем, что винтовые и смешанные дислокации преодолевают различные энергетические барьеры. Что касается частотного фактора f_0 (см. таблицу), то для молибдена в различных кристаллографических направлениях он мало изменялся, а в случае ниобия различие составляло примерно два порядка.



Фиг. 3



Фиг. 4

Металл	Направление [100]			Направление [110]			Направление [111]		
	f, *Мгц*	T_p, °К	H и f_0	f, *Мгц*	T_p, °К	H и f_0	f, *Мгц*	T_p, °К	H и f_0
Mo	5 10 30	173 183 203	$H = 0{,}19$ *эв*, $f_0 = 10^{12}$ *сек*$^{-1}$	5 10 30	361 382 421	$H = 0{,}39$ *эв*, $f_0 = 2{,}3 \cdot 10^{12}$ *сек*$^{-1}$	5 10 15 30	237 248 256 275	$H = 0{,}27$ *эв*, $f_0 = 2 \cdot 10^{12}$ *сек*$^{-1}$
Nb	5 10 30	253 269 298	$H = 0{,}27$ *эв*, $f_0 = 5{,}6 \cdot 10^{11}$ *сек*$^{-1}$	5 10 30	306 321 346	$H = 0{,}41$ *эв*, $f_0 = 2{,}2 \cdot 10^{13}$ *сек*$^{-1}$	5 10 30	282 299 330	$H = 0{,}3$ *эв*, $f_0 = 9{,}2 \cdot 10^{11}$ *сек*$^{-1}$

ЛИТЕРАТУРА

1. R. H. Chambers, J. Schultz. Dislocation relaxation spectra of coldworked bodycentered cubic transition metals. Phys. Rev. Lett., 1961, 6, 6, 273—275.
2. R. H. Chambers, J. Schultz. Dislocation relaxation spectra in plastically deformed refractory B.C.C. metals. Acta Met., 1962, 10, 4, 466—483.
3. P. G. Bordoni, M. Nuovo, L. Verdini. Dislocation relaxation in some B.C.C. metals. 4th Internat. Congr. Acoustics, Copenhagen. 1962. Congr. Report, 1, s. a., NJ 53, 4.
4. E. de Lamotte, C. Wert. Internal friction peaks caused by deformation in Ta and Nb, J. Phys. Soc. Japan, 1964, 19, 9, 1560—1564.
5. A. Seeger. On the theory of the low temperature internal friction peak observed in metals. Phil. Mag., 1956, 1, 7, 651—662.

Институт металлофизики
АН УССР
Киев

Поступило в редакцию
29 марта 1967 г.

УДК 534.28.2:548

МЕХАНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В МОНОКРИСТАЛЛАХ CdS И CdSe *

Л. Ф. Протопопова, А. М. Федорченко

Изучению поверхностных волн (волн Рэлея) в последнее время уделяется значительное внимание [1, 2, 3]. Это связано с тем, что с помощью поверхностных волн удалось получить усиление СВЧ сигнала [4]. Изучение механических характеристик поверхностных волн дает также возможность судить об упругих свойствах монокристаллов. Кроме того, что особенно важно, взаимодействие поверхностных волн с носителями тока в полупроводниках позволяет изучать электронные свойства поверхности.

В данной работе были вычислены механические характеристики поверхностных волн в полупроводниковых монокристаллах с симметрией C_{6v} (CdS, CdSe).

Распространение упругих волн описывается системой уравнений

$$\rho\ddot{U}_i = \frac{\partial P_{ij}}{\partial x_j}, \qquad \operatorname{div}\mathbf{D} = 0, \qquad \operatorname{rot}\mathbf{E} = 0, \tag{1}$$

где

$$P_{ij} = \lambda_{ijkl}U_{kl} + \gamma_{ijs}E_s, \tag{2}$$

$$D_i = \varepsilon_{ij}E_j - 4\pi\gamma_{ijk}U_{jk}. \tag{3}$$

Строго говоря, система уравнений справедлива только при условии $\frac{V^2\gamma^2}{c^2\lambda} < 1$, где V — фазовая скорость упругих волн, c — скорость света, γ — пьезомодуль, λ — модуль упругости.

Распространение упругих волн при достаточно высоких частотах, когда можно пренебречь теплопереносом, является процессом адиабатическим. Поэтому в уравнение (2) должны входить адиабатические модули. Для расчетов использовались упругие константы, взятые из различных экспериментов: 1) при $E = \text{const}$ (см. таблицу, первая колонка), 2) при $\mathbf{D} = \text{const}$ [6] (вторая колонка таблицы). В обоих этих случаях результаты оказались близкими. Результаты в третьей колонке получены при использовании упругих постоянных из справочника [7].

Таким образом, нам необходимо решить систему уравнений

$$\rho\ddot{U}_i = \lambda_{ijkl}^{(E,D)}\frac{\partial U_{kl}}{\partial x_j} \tag{4}$$

---

* Работа была доложена на Совещании по новым направлениям исследований в области поглощения, генерации и усиления ультразвуковых и гиперзвуковых волн в твердых телах в Ленинграде (4—6 июля 1966 г.). Некоторое время спустя появилась работа [5], в которой были вычислены характеристики поверхностных волн для тех же направлений в CdS, однако, в расчетах мы использовали более поздние экспериментальные данные для упругих постоянных.