

Дружинин Г. А., Крячко В. М., Токман А. С. // Тр. VI Междунар. симп. по нелинейной акустике. М., 1976. Ч. 1. С. 209. [4] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М., 1965. [5] Чарная Е. В., Шутилов В. А. // Акуст. журн. 1985. 31. С. 114. [6] Каудерер Г. Нелинейная механика. М., 1961. [7] Красновский В. М., Школьник И. Э., Юровский В. А., Фишман В. Я. А. с. 1146593 // Бюл. изобретений. 1985. № 11.

Поступила в редакцию
21.11.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 2

УДК 524.641

ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ И ПОГЛОЩЕНИЯ ГИПЕРЗВУКА В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ИМПЕДАНСНЫМ МЕТОДОМ

К. Н. Баранский, З. А. Магомедов, С. В. Павлов, И. В. Паламарчук,
Г. А. Север, А. Д. Шпилюкин

(кафедра физики кристаллов)

Рассмотрены особенности применения импедансного метода акустических измерений скорости и поглощения звука в тонких пленках. Предложена методика определения скорости и коэффициента поглощения звука для случаев отражения от одного и от двух тонких слоев.

Тонкие пленки пьезополюпроводников, напыляемые на акустические линии задержки (АЛЗ), используются как пьезоэлектрические преобразователи для возбуждения и регистрации гиперзвука в различных акустооптических и акустоэлектронных устройствах. В качестве электродов служат металлические пленки. Расчет этих многослойных систем требует знания значений скорости v и коэффициента поглощения α гиперзвука в каждом слое. Поглощение гиперзвука в микрооднородных поликристаллических пленках металлов и текстурированных пленках пьезополюпроводников определяется главным образом релаксационными процессами выравнивания температуры, а время релаксации — размером и температуропроводностью зерен. Частотные зависимости поглощения в большой мере определяются соотношением длины волны гиперзвука и размеров зерна. В предельных случаях, если длина волны $\lambda \gg a$ (a — размер зерен), или $\lambda \ll a$, то $\alpha \sim \omega^2$, а при $\lambda \approx a$ $\alpha \sim \sqrt{\omega}$ [1, 2]. Для измерения скорости и поглощения применяется импедансный метод [3, 4], использующий зависимость комплексного коэффициента отражения $Re^{i\varphi}$ гиперзвукового импульса, распространяющегося по АЛЗ, от исследуемой пленки. Необходимость использования этого метода связана, во-первых, с тем, что коэффициент поглощения в пленках достаточно велик, и, во-вторых, с тем, что измерения ведутся при том же расположении пленки на АЛЗ, в котором она применяется в различных устройствах и экспериментах.

В случае акустических измерений пленок, непосредственно напыленных на торец АЛЗ без подслоя, коэффициент отражения имеет вид [4]

$$Re^{i\varphi} = \frac{Z_0 + Z_1 \operatorname{th} i\Phi_1}{Z_1 \operatorname{th} i\Phi_1 - Z_0}, \quad (1)$$

где Z_0 — импеданс АЛЗ, Z_1 — импеданс пленки, $Z_1 = \rho_1 v_1 / (1 - iD_1)$, $\Phi_1 = (\omega/v_1 - i\alpha_1)d_1$, ρ_1 — плотность материала пленки, v_1 — скорость звука в пленке, $D_1 = \alpha_1 v_1 / \omega$ — декремент поглощения в пленке, d_1 — толщина пленки, α_1 — коэффициент поглощения в пленке, ω — циклическая частота.

В случае $2\alpha_1 d_1 \ll 1$ из (1) следует приближенное уравнение для определения скорости через фазу коэффициента отражения:

$$\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} = - \frac{Z_1}{Z_0} \operatorname{tg} \left(\frac{\omega d_1}{v_1} \right). \quad (2)$$

Для однозначного определения скорости необходимо провести измерения φ на нескольких пленках различной толщины. В этом же приближении удается получить явное выражение D_1 через модуль R и определенное из (2) значение v_1 :

$$D_1 = \frac{v_1}{2\omega d_1 [1 + a(1 + R^2)/(1 - R^2)]}, \quad (3)$$

где $a=Z$ при $2\omega d_1/v_1=2n\pi$ и $a=Z^{-1}$ при $2\omega d_1/v_1=(2n-1)\pi$, $Z=Z_1/Z_0$, $n=1, 2, \dots$

Если скорость в материале пленки известна, то для определения поглощения в пленке, как следует из (3), достаточно измерить только модуль коэффициента отражения. Точные значения v_1 , a_1 и D_1 рассчитываются по формуле (1) методом поиска на ЭВМ.

В тех случаях, когда для напыления пленки на торец АЛЗ требуется предварительно напылить подслоя, для расчета акустических свойств такой системы необходимо применять формулу для коэффициента отражения от двух слоев. Коэффициент отражения для системы, состоящей из АЛЗ с импедансом Z_0 , на которую нанесены два слоя с толщинами d_1 и d_2 и импедансами Z_1 и Z_2 [4],

$$R e^{i\varphi} = \frac{\text{th } i\Phi_1 \cdot (Z_1 Z_2 + Z_1 Z_0 \text{th } i\Phi_2) + Z_2^2 \text{th } i\Phi_2 + Z_2 Z_0}{\text{th } i\Phi_1 \cdot (Z_1 Z_2 - Z_1 Z_0 \text{th } i\Phi_2) + Z_2^2 \text{th } i\Phi_2 - Z_2 Z_0}, \quad (4)$$

где $Z_j = \rho_j v_j / (1 - iD_j)$, $\Phi_j = (k_j - i\alpha_j) d_j$, $j=1, 2$.

Акустические свойства подслоя, как правило, известны, и расчет по формуле (4) проводится методом поиска на ЭВМ. Методика импедансных измерений применительно к пленкам изложена в работе [5].

В диапазоне частот от 10^8 до $3 \cdot 10^9$ Гц были проведены измерения модуля коэффициента отражения R и фазы φ для поликристаллических пленок Ag и текстурованных пленок CdS и ZnSe (направление оси текстуры c) с размером зерен менее 0,1 мкм и определены скорости распространения и частотные зависимости коэффициента поглощения при комнатной температуре. Оказалось, что скорости распространения гиперзвука в пленках в пределах точности измерений не отличаются от их значений для монокристаллов, рассчитанных из известных значений упругих модулей, по направлениям осей текстур пленок CdS и ZnSe, а для серебра — от значений скоростей в массивных поликристаллических образцах серебра. Значения коэффициентов поглощения продольных волн в пленках Ag изменялись от 11 см^{-1} при 120 МГц до $5,2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ при 9,4 ГГц, в CdS соответственно от 11 до $1,2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ и в пленках ZnSe от 10 см^{-1} при 120 МГц до 160 см^{-1} при 2,7 ГГц. Значения коэффициентов поглощения поперечных волн в пленках Ag изменялись от 36 см^{-1} при 120 МГц до $3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ при 2,8 ГГц, а в пленках ZnSe — от 45 см^{-1} при 120 МГц до 420 см^{-1} при 2,4 ГГц. Точность определения α составляла 10–20%. Если аппроксимировать частотные зависимости экспериментальных значений степенной функцией $\alpha \sim \omega^n$, то средние значения n в диапазоне частот от 120 МГц до 3 ГГц оказываются для пленок CdS — 1,8; Ag — 1,5 и ZnSe — 1. В диапазоне частот от 3 до 9,4 ГГц для CdS — 2,4, а для Ag — 3,1. Сопоставление этих данных с частотными зависимостями, характерными для рассмотренных механизмов поглощения, показывает, что влияние рассеяния и вязкости можно предполагать лишь для поликристаллических пленок Ag на частотах 3–9,4 ГГц. Количественная оценка вклада рассеяния звука для этих пленок на частоте 3 ГГц дает $\alpha = 40 \text{ см}^{-1}$, а на 9,4 ГГц — $4,2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, что в 10 раз меньше экспериментальных значений. Полученные частотные зависимости поглощения в диапазоне частот 120 МГц — 9,4 ГГц характерны для влияния релаксационных процессов теплообмена в микронеоднородных средах. Используя выводы теории Шермергора [2], удалось удовлетворительно описать экспериментальные зависимости поглощения в пленках Ag, CdS и ZnSe в указанном диапазоне частот. Определенные при этом времена релаксации τ_r для пленок Ag оказались $2,5 \cdot 10^{-11}$ с, CdS — $1,5 \cdot 10^{-9}$ с и для ZnSe — $1,6 \cdot 10^{-8}$ с. Эти значения оказались совпадающими по порядку величины с рассчитанными значениями $\tau_r = a^2/\chi$, где a — размер зерен, χ — температуропроводность. Отсюда следует, что в пленках серебра до частоты 3 ГГц преобладает влияние теплообмена внутри зерен, а в пленках CdS и ZnSe заметную роль уже играет влияние теплообмена между зернами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М., 1965. [2] Шермергор Т. Д. Теория упругости микронеоднородных сред. М., 1977. [3] Моор Р., Мак-Скимин Г. // Физическая акустика. М., 1973. Т. 6. С. 203. [4] Бреховс-

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.533

ЭМИССИЯ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ТОНКИХ МОНОКРИСТАЛЛОВ ВОЛЬФРАМА И МОЛИБДЕНА ИОНАМИ Ar^+

Э. Э. Азизов, В. Г. Бабаев, Н. Б. Брандт, В. А. Маштакова

(кафедра физической электроники; кафедра физики низких температур)

Измерены энергетические спектры электронов, эмиттируемых тонкими монокристаллами вольфрама и молибдена со стороны, противоположной бомбардируемой ионами аргона.

При исследовании термоэлектронной эмиссии переходных металлов на вольтамперных характеристиках плоскосимметричного диода при температуре катода $T > > \theta^*$ (θ^* — примерно половина значения температуры плавления металла) наблюдались аномалии [1], которые в работе [2] связывались с изменениями энергетического спектра эмиттируемых электронов вследствие появления «быстрых» электронов с энергией $\sim 2,5$ эВ. Появление высокоэнергетичных электронов объяснялось рекомбинацией френкелевских пар (точечных дефектов типа вакансии — междоузельный атом), а соответствующая эмиссия названа рекомбинационной.

Известно, что френкелевские пары в металлах образуются не только при нагревании металлов, но и под действием ионной бомбардировки [3]. Поэтому можно предположить, что при облучении тонких металлических монокристаллов ионами аргона в решетке монокристаллов будут образовываться точечные дефекты, которые, диффундируя к противоположной стороне кристалла и рекомбинируя вблизи поверхности, обуславливают эмиссию высокоэнергетичных электронов.

Образцы представляли собой монокристаллы W чистотой 99,999 мас.% и Mo чистотой 99,997 мас.% с различной ориентацией кристаллографических плоскостей (граней). Толщина монокристаллов составляла 20 ± 100 мкм. Предполагалось, что в процессе стравливания под действием ионной бомбардировки она будет уменьшаться и в конце концов станет достаточной для того, чтобы наблюдалась рекомбинационная эмиссия. При этом все другие виды эмиссии не могли наблюдаться.

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Тонкие монокристаллы диаметром 10 мм герметично закреплялись между диском из нержавеющей стали толщиной 1 мм и танталовым диском толщиной 0,5 мм; в центре дисков имелось отверстие диаметром 3–5 мм, которое оставляло открытой поверхность образца для облучения ионами аргона. Энергия ионов Ar^+ $E = 3$ кэВ и максимальная плотность пучка $j_{Ar} = 100$ мкА/см² позволяли создать достаточную концентрацию дефектов

$$(N \sim \sqrt{j_{Ar} E} \text{ [3, 4]}).$$

В первой серии экспериментов ток с образца сразу поступал на вторичный электронный умножитель ВЭУ-1 с коэффициентом усиления $K = 10^6$ и измерялся с помощью электрометрического усилителя У1-6 ($R_{вх} = 10^{10}$ Ом). Во второй серии экспериментов регистрировались энергетические спектры эмиттируемых электронов с помощью энергоанализатора в форме гиперболического зеркала [5] (разрешение энергоанализатора составляло 1%, коэффициент пропускания 1%).

Зависимость плотности тока от толщины образца представлена на рис. 2 в полулогарифмическом масштабе (плотность тока составляла $10^{-11} \pm 10^{-15}$ А/см²). Следует отметить, что в экспериментах не наблюдалось запаздывания электронного тока относительно момента воздействия ионного пучка, т. е. ток появлялся одновременно с ионным пучком и пропал сразу после прекращения ионного воздействия. Был проведен контрольный эксперимент, заключающийся в том, что между ионным пучком и образцом помещалась танталовая заслонка толщиной 0,2 мм. В этом слу-