

Министерство высшего и среднего специального образования
РСФСР

Куйбышевский ордена Трудового Красного Знамени авиационный
институт имени академика С.П.Королева

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ
ПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУР

Утверждено редакционным советом
института в качестве методичес-
ких указаний к лабораторной
работе № 3

Куйбышев 1983

Изучаются механизмы образования и роста пленок, проводится их классификация. Анализируются также электронные процессы в тонких пленках: механизмы переноса зарядов в структуре металл-диэлектрик-металл; зависимости удельного сопротивления и температурного коэффициента сопротивления от толщины резистивных пленок; типы поляризации и диэлектрические потери в диэлектрических пленках.

Исследуются электрофизические параметры резистивных пленок, ВАХ МДМ структур и диэлектрические потери в тонкопленочных конденсаторах в зависимости от температуры и толщины пленок.

Рекомендуется для студентов специальности 0701.

Составители: П.В.Буренин, А.В.Волков

Ц е л ь р а б о т ы – изучение кинетики процесса конденсации и роста тонких пленок и исследование их электрофизических параметров.

З а д а н и я :

1. Изучить механизмы образования и роста пленок.
2. Изучить электронные процессы в тонких пленках.
3. Измерить величину сопротивления и рассчитать удельное сопротивление, удельное поверхностное сопротивление и ТКС в зависимости от толщины исследуемых резистивных пленок.
4. Снять вольтамперную характеристику структуры металл-тонкий диэлектрик – металл при различных температурах и определить механизм прохождения тока.
5. Исследовать зависимость емкости и добротности тонкопленочного конденсатора от температуры и частоты.

I. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

I.1. Образование и рост пленок

Тонкие пленки чаще всего получают конденсацией из паровой фазы. Конденсация атома, находящегося в парообразном состоянии, определяется его взаимодействием с соударяемой поверхностью. Налетающий на поверхность атом притягивается к ней одновременным действием дипольных и квадрупольных моментов поверхностных атомов, благодаря чему атом теряет за какой-то короткий промежуток времени компоненту скорости, нормальную к поверхности, при условии, что его кинетическая энергия не слишком велика. Таким образом, находившийся в паровой фазе атом попадает в физически адсорбированное состояние (адатом), но еще не успевает прийти в термическое равновесие с поверхностью. Благодаря термической активности адатом способен перемещаться по поверхности, перескакивая из одной потенциальной ямы в другую. Такой адатом имеет некоторое конечное время жизни на поверхности, на протяжении которого он взаимодействует с другими адатомами, образуя устойчивые образования (кластеры), или успевает перейти в химически адсорбированное состояние (становится остаточной частью поверхности), выделив тепло конденсации. Если адатом химически не адсорбируется и не участвует в образовании устойчивых кластеров, то он вновь испаряется (десорбируется).

В зависимости от химической природы подложки и атомов адсорбированного вещества различают три основных механизма роста пленок (рис. I).



Р и с. I. Схематическое изображение возможных механизмов роста тонких пленок: а-послойный, б- островковый, в-промежуточный механизм - островковый рост на монослое атомов, г - промежуточный механизм - островковый рост после первоначальной диффузии атомов в подложку

К ним относятся: двумерный, или послойный рост, типичный для системы-металлическая пленка на металлической подложке (или полупроводник-полупроводник); трехмерный или островковый рост, характерный для металлической пленки на диэлектрической подложке; промежуточный рост, т.е. островковый рост на предварительно сформированном монослое адсорбированных атомов. Для системы металлическая пленка на ковалентном полупроводнике реализуется промежуточный механизм роста. Для системы металлическая пленка на аморфном диэлектрике на самых ранних стадиях роста важным является процесс диффузии атомов в подложку, т.е. возможен еще один механизм роста.

По теории конденсации Френкеля Я.И. существенно, что миграция молекулы вдоль подложки происходит в потенциальном поле, рельеф которого характеризуется наличием "бугров" и "ям" и представляет собой распределение сил связи (сил Ван-дер-Ваальса) по поверхности подложки.

В процессе миграции возможны следующие результаты:

1) встретив на пути движения потенциальную "яму" (сильная связь с подложкой), молекула теряет избыток энергии и фиксируется на подложке (конденсируется), становясь центром кристаллизации;

2) встретив на пути движения потенциальный "бугор" (слабая связь с подложкой) и обладая достаточным избытком энергии, молекула покидает подложку (вторичное испарение, реиспарение, десорбция);

3) встретив на пути движения другую мигрирующую молекулу (или группу молекул), молекула вступает с ней в сильную связь (металлическую), в результате чего подвижность группы и вероятность ее десорбции значительно падают. При достаточно крупном объединении молекул такая группа полностью теряет способность мигрировать и фиксируется на подложке, становясь центром кристаллизации.

Вокруг отдельных центров кристаллизации происходит рост кристал-

литов, которые впоследствии срастаются и образуют сплошную пленку.

Повышение температуры подложки при прочих неизменных условиях увеличивает энергию адсорбированных молекул, т.е. их подвижность. В результате повышается вероятность десорбции (вторичного испарения) одиночных молекул на "буграх" потенциального рельефа и уменьшается вероятность конденсации одиночных молекул в потенциальных "ямах". При достаточно высокой температуре подложки (называемой критической) вероятность реиспарения становится равной единице и конденсация не происходит.

На первых стадиях роста при катодном и ионно-плазменном распылении, как и при вакуумтермическом испарении, первичные образования состоят из зародышей. Однако присутствие в потоке вещества электрически заряженных молекул увеличивает их поверхностную миграцию. В результате этого пленки становятся сплошными при гораздо меньших толщинах, чем полученные испарением в вакууме.

1.2. Классификация тонких пленок

Обычно в двух измерениях (x, y) пленки имеют макроскопическую протяженность, так что определение и измерение размеров в плоскости пленки не представляет труда. В третьем измерении (z) размер пленки (геометрическую толщину пленки) — d_r не удастся измерить достаточно надежно. Более того, для островковой пленки понятие геометрической толщины теряет смысл. Поэтому часто пользуются понятием не геометрической, а эффективной толщины. В частности, если считать, что плотность вещества остается постоянной как в массивном, так и в тонкопленочном состоянии, можно определить весовую толщину пленки. Весовой толщиной пленки d_B данного вещества называется толщина однородного слоя, имеющего ту же массу на единицу поверхности подложки, что и реальная пленка. Геометрическая и весовая толщины пленки совпадают лишь в случае однородного слоя вещества.

При описании пленок пользуются обобщенным понятием формы, подразделив ее на внешнюю и внутреннюю. По внешней форме пленки качественно классифицируются на три типа: сплошные, полусплошные и островковые. Внутренняя форма (структура) пленок может быть: поликристаллической, монокристаллической и аморфной.

Структура тонких пленок изучается при помощи электронной микроскопии и явлений электронной дифракции.

Монокристаллическую структуру имеют полупроводниковые пленки, полученные эпитаксией на монокристаллической полупроводниковой подложке. Кристаллическая структура металлических пленок (сплошных и

островковых) является поликристаллической.

Процесс формирования пленки для конкретных температур и материала подложки зависит главным образом от температуры плавления конденсируемого материала. Для металлов с низкой температурой плавления (серебро, хром, медь и др.) вследствие малой разницы между температурой плавления и температурой подложки осажденные частицы находятся в жидком состоянии сравнительно долго. С увеличением скорости испарения (осаждения) растет вероятность того, что группы близко расположенных атомов, приближаясь вследствие дрейфа одна к другой, находятся еще в жидком состоянии, и, соединяясь, затвердевают с образованием крупных кристаллитов. В результате образуется, как и в объемном состоянии, крупнозернистая пленка с низким удельным сопротивлением.

При медленном испарении концентрация осажденных частиц на подложке за то же время уменьшается, в результате чего вероятность встречи молекул снижается. При этом пленка получается более мелкозернистой и обладает повышенным удельным сопротивлением.

Для металлов с высокой температурой плавления (вольфрам, тантал и др.) вследствие большой разницы температур (конденсации и подложки) конденсируемые горячие частицы очень быстро остывают, их миграционная подвижность уменьшается. Поэтому пленка получается мелкозернистой.

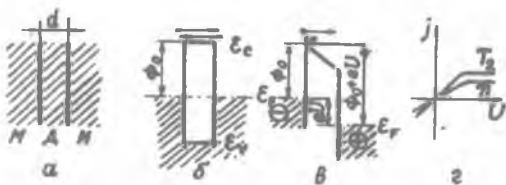
1.3. Механизмы переноса зарядов в структуре металл-диэлектрик - металл

Электронные процессы в структурах металл-тонкий диэлектрический зазор-металл разнообразны и играют большую роль в пленочных элементах. Сквозь тонкие зазоры между металлами возможно прохождение электронов благодаря либо надбарьерной эмиссии, либо туннелированию сквозь барьер. Рассмотрим кратко эти механизмы проводимости.

Эмиссия Шоттки. Если толщина пленки d порядка длины свободного пробега электронов в диэлектрике или меньше ее ($d \leq \lambda$), то использовать понятие подвижности носителей заряда для расчета сопротивления такой пленки нельзя. В этом случае электроны металла, преодолевшие потенциальный барьер φ_0 и влетевшие в диэлектрическую пленку, будут попадать на второй контакт практически без столкновений (рис.2,б, где \mathcal{E}_c - дно зоны проводимости, \mathcal{E}_v - потолок валентной зоны, \mathcal{E}_F - положение уровня Ферми). Такой механизм прохода свободных зарядов через тонкую диэлектрическую пленку на-

зывают надбарьерной эмиссией. Воспользовавшись аналогией с термоэлектронной эмиссией в вакуум, можно определить плотности встречных электронных токов с металлических контактов по формуле Ричардсона.

$$j = A \cdot T^2 \exp(-\varphi_0/kT).$$



Р и с. 2. Прохождение тока через тонкую диэлектрическую пленку Д, заключенную между двумя одинаковыми металлическими контактами М: а - схема МДМ-структуры; б - надбарьерное прохождение электронов через диэлектрическую пленку при внешнем смещении $U = 0$; в - изменение энергетической схемы МДМ-структуры под действием внешнего смещения U ; г - ВАХ МДМ структуры для двух температур ($T_1 < T_2$)

При приложении к структуре внешнего смещения U ее энергетическая диаграмма изменяется (рис.2,б): высота потенциального барьера для электронов, выходящих из отрицательного электрода, сохраняется прежней (φ_0), а для электронов, переходящих из положительного электрода, увеличивается на eU и становится равной $\varphi_0 + eU$. Вследствие этого плотность тока электронов, пересекающих диэлектрик и влетающих в отрицательно смещенный электрод, уменьшается до величины

$$j' = A T^2 \exp(-\frac{\varphi_0 + eU}{kT}).$$

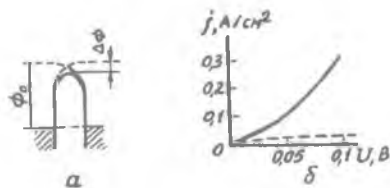
Плотность же встречного потока электронов сохраняется неизменной. Это приводит к возникновению результирующего тока, текущего через пленку от "+" к "-", плотность которого

$$j = A T^2 e^{-\varphi_0/kT} - A T^2 e^{-(\varphi_0 + eU)/kT} = A T^2 e^{-\varphi_0/kT} (1 - e^{-eU/kT}).$$

ВАХ такой структуры для двух различных температур ($T_2 > T_1$) показана на рис.2,г. Ввиду полной симметрии структуры смена полярности напряжения приводит лишь к изменению направления тока. При достаточно больших смещениях ($eU > kT$) ток насыщается, так как остается фактически лишь поток электронов из отрицательного электрода, не зависящий от смещения.

Этот вывод справедлив, однако, лишь для барьера прямоугольной формы. На самом же деле для электронов, идущих через пленку из од-

ного металла в другой, барьер скруглен из-за действия сил зеркального изображения (см. рис.2 – пунктирные линии). Силы зеркального изображения возникают всегда на границе раздела двух сред с различными диэлектрическими проницаемостями: металл-вакуум, металл-диэлектрик, металл-полупроводник. При малой толщине пленки d это приводит к понижению высоты барьера на величину $\Delta\varphi$ (рис. 3).



Р и с. 3. Влияние сил зеркального изображения на потенциальный барьер МДМ-структуры (а) и ее ВАХ (б): штриховая кривая – для барьера прямоугольной формы; непрерывная кривая – для скругленного барьера с учетом эффекта Шоттки

Снижение высоты барьера $\Delta\varphi$, как результат действия силы зеркального изображения и электрического поля, названо эффектом Шоттки. Учет этого эффекта в предположении, что форма барьеров у границ металл-диэлектрик определяется только силой электрического изображения, приводит к следующему приближенному выражению для плотности тока, текущего через МДМ-структуру:

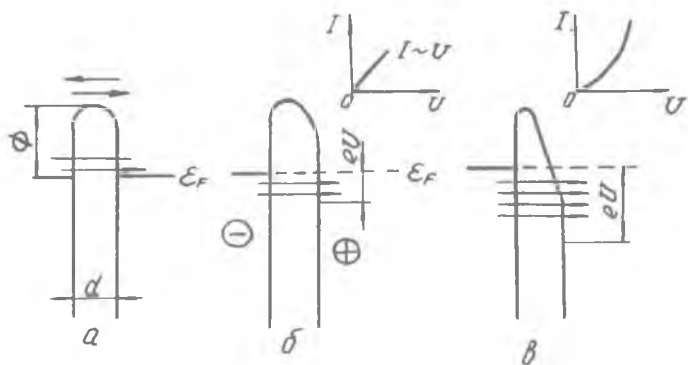
$$j = AT^2 \exp\left(-\frac{\varphi_0}{kT}\right) \times$$

$$\times \exp\left[\frac{1}{kT} \left(\frac{e^2 \ln 2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 d} \right)^2 + \frac{e^3 U}{4\pi\epsilon\epsilon_0 d} \right] \left[1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right].$$

ВАХ, рассчитанная по этой формуле для МДМ-структуры, приведена на рис. 3, где штриховой линией показана ВАХ для прямоугольного барьера высотой $\varphi_0 = 0,5$ эВ без учета сил изображения. Из рисунка видно, что эффект Шоттки приводит к разгибу ВАХ и "ликвидации" на ней участка насыщения. Из последней формулы следует, что при больших смещениях U ток надбарьерной эмиссии должен подчиняться следующему закону: $\ln j \sim \sqrt{U}$. Для эффекта Шоттки характерна сильная зависимость от температуры и от напряжения. Эксперимент подтверждает это.

Туннелирование электронов сквозь потенциальный барьер, образованный диэлектриком, показано на рис. 4. Туннельный ток является преобладающим при низких температурах и достаточно тонких (меньше 100 Å) диэлектрических пленках.

Из теории следует, что зависимость от температуры туннельного тока очень слабая.



Р и с. 4. Туннельное прохождение электронов через тонкие диэлектрические пленки: а - энергетическая диаграмма МДМ-структуры без внешнего смещения; б - изменение диаграммы под действием малого смещения и возникновение туннельного тока; в - увеличение тока под действием большого смещения

1.4. Резистивные свойства пленок

Для характеристики сопротивления пленки можно воспользоваться удельным сопротивлением

$$\rho = R \frac{bd}{l}$$

где R - полное сопротивление пленки; d , b и l - толщина, ширина и длина пленки, соответственно. Однако для того чтобы избавиться от необходимости измерять эффективную толщину пленки, широко используют понятие поверхностного сопротивления. Удельным поверхностным сопротивлением пленки ρ_{\square} называется сопротивление участка пленки с одинаковыми длиной и шириной в плоскости подложки, т.е. с $l=b$. Тогда

$$\rho_{\square} = R \frac{b}{l}$$

т.е. величину ρ_{\square} можно непосредственно измерить. Измерение не представляет никаких трудностей, если выполняется закон Ома. Поверхностное сопротивление ρ_{\square} зависит от объемного удельного сопротивления резистивного слоя и толщины пленки, т.е.

$$\rho_{\square} = \frac{\rho}{h}$$

и измеряется в Ом или Ом/кв.

Обратимые изменения величины сопротивления оцениваются температурным коэффициентом сопротивления ТКС

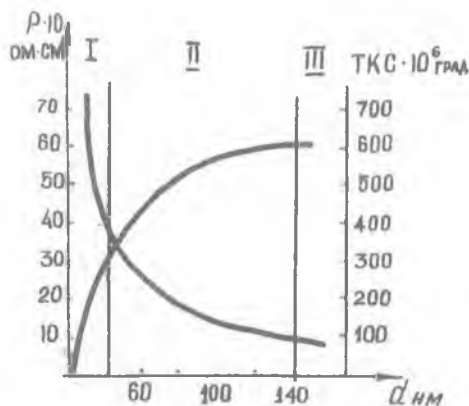
$$ТКС = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}$$

или в конечных разностях

$$ТКС = \frac{R_2 - R_1}{R_1} \frac{1}{T_2 - T_1}$$

где R_2 и R_1 - сопротивления образцов при температурах T_2 и T_1 .

Из сопоставления электронно-микроскопических снимков и данных об электропроводности пленок следует, что металлические островковые пленки характеризуются поверхностным сопротивлением $\rho_{\Omega} \geq 10^5 - 10^6$ Ом. Пленки с меньшим поверхностным сопротивлением, как правило, уже полуплоские, т.е. содержат сплошные проводящие цепочки между электродами, или сплошные. Обычно к островковым относятся пленки, которые состоят из островков со средним диаметром 1000-50 Å, разделенных такими же промежутками. Естественно, что основным механизмом переноса зарядов между островками в слабых полях может быть либо туннелирование, либо эмиссия Шоттки. Эти же механизмы переноса заряда определяют электропроводность керметных пленок, которые состоят из кристаллитов металла, разделенных тонким диэлектрическим окисным слоем. Если проводимость пленки обусловлена проводимостью прослоек или межостровковых прослоек, то значение ТКС такой пленки может быть отрицательно (зона I на рис. 5), т.к. эмиссия электронов из



Р и с. 5. Зависимость ρ и ТКС металлической пленки от толщины

металла увеличивается. На зависимости удельного сопротивления от толщины можно выделить еще два участка.

Характерной особенностью сплошных металлических пленок является наличие "размерного" эффекта. Размерный эффект заключается в изменении удельного сопротивления при толщинах пленки, сравнимых с длиной свободного пробега электронов в данном металле (зона 2 на рис. 5). Большое удельное сопротивление этого участ-

ка обусловлено тем, что дополнительно к рассеянию электронов на дефектах решетки и на тепловых колебаниях решетки, которые характерны и для III участка на рис. 5, существует рассеяние от границ пленки. По теории электронной проводимости подвижность носителей заряда $\mu = e\ell_{св}/2m^*v$ с увеличением рассеяния будет уменьшаться (уменьшаться длина свободного пробега), а следовательно будет увеличиваться удельное сопротивление

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{en\mu}$$

Для толщин на участке III рис. 5, как и для массивного материала, удельное сопротивление зависит лишь от длины свободного пробега электронов, движущихся между атомами решетки (рассеяние на дефектах и тепловых колебаниях решетки). Так как в массивном материале длина свободного пробега электронов - величина постоянная, то удельное сопротивление постоянно для данного металла.

Наиболее часто используются пленки такой толщины, при которой существенно сказываются их объемные свойства (участок III на рис. 5) как наиболее стабильные. Такая свежесаженная пленка обладает удельным сопротивлением гораздо большим, чем сопротивление исходного распыленного материала. Это объясняется наличием в пленке молекул остаточного газа и большей концентрацией примеси, а также ухудшением структуры материала. При последующей термообработке (дополнительном прогреве) происходит частичное удаление захваченных атомов и улучшение структуры, в результате чего сопротивление пленки уменьшается, если она не окисляется.

I.5. Тонкопленочные конденсаторы

Конденсатор характеризуется номинальной емкостью C , максимальным рабочим напряжением U_p , сопротивлением утечки R_y , температурным коэффициентом емкости

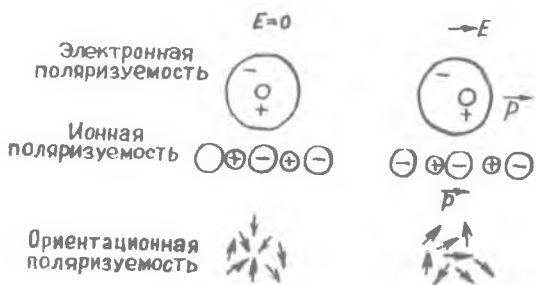
$$ТКЕ = \frac{1}{C_1} \frac{C_2 - C_1}{T_2 - T_1},$$

где $T_1(C_1)$ - первоначальная температура (емкость), $T_2(C_2)$ - конечная.

Качество конденсаторов в основном определяется свойствами диэлектрической пленки: диэлектрической проницаемостью ϵ , электрической прочностью $E_{пр}$, удельным объемным сопротивлением ρ , тангенсом угла диэлектрических потерь $\text{tg } \delta$.

Диэлектрическая проницаемость отражает способность материала поляризоваться под действием внешнего электрического поля. Поляриза-

ция - это процесс смещения связанных зарядов или ориентация дипольных моментов молекул \vec{p} под влиянием внешнего электрического поля (рис. 6).



Р и с. 6. Схематическое изображение трех основных типов вкладов в поляризуемость. Слева - ситуация в отсутствие внешнего поля E , справа - при включении поля E , \vec{p} - вектор дипольного момента

Степень поляризуемости оценивается увеличением емкости конденсатора при замене вакуума между его пластинами данным материалом. Эта величина и определяет диэлектрическую проницаемость ϵ . В конденсаторе с вакуумным зазором вектор электрического смещения $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$, где $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м - электрическая постоянная; E - напряженность электрического поля, $[E] = \text{В/м}$. При внесении в конденсатор диэлектрика на его поверхностях, обращенных к обкладкам, будет возникать связанный заряд, который увеличивает D в ϵ раз, так что $D = \epsilon \epsilon_0 E$; возникают индуцированные дипольные моменты \vec{p} , поэтому $D = \epsilon_0 E + \vec{P}$, где \vec{P} - вектор поляризации, представляющий собой индуцированный дипольный момент единицы объема.

Толщину диэлектрика рассчитывают, исходя из допустимой электрической прочности

$$E = \frac{3U_0}{d}$$

Пористость напыленных диэлектрических пленок является их органическим недостатком, обусловленным особенностью процесса напыления - адсорбцией остаточного газа. Для обеспечения необходимой электрической прочности толщину диэлектрика увеличивают в ущерб удельной емкости C_0 . Обычно толщина напыленных пленок принимается равной 1000 Å, анодированных - 300 Å. Тогда удельная емкость в пФ/см².

$$C_0 = \frac{0,885\epsilon}{d}$$

В идеальном конденсаторе угол сдвига фаз между векторами тока и напряжения $\varphi = 90^\circ$, то, следовательно, активная мощность $P_a = UI \cos \varphi = 0$. В реальном конденсаторе $\varphi \neq 90^\circ$ и поэтому $P_a \neq 0$. В этом случае имеет место угол δ , дополняющий угол φ до 90° , который называют углом потерь.

Потери в конденсаторе обычно характеризуют тангенсом угла потерь $\operatorname{tg} \delta$, который представляет собой отношение активной мощности потерь P_a к полной реактивной мощности P_p , запасенной в конденсаторе, т.е.

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{P_a}{P_p}$$

В радиотехнической практике для оценки качества конденсатора вместо $\operatorname{tg} \delta$ чаще всего применяется величина, называемая добротностью конденсатора (Q)

$$Q = \frac{1}{\operatorname{tg} \delta}$$

Общие потери $\operatorname{tg} \delta$ в пленочном конденсаторе определяются потерями в диэлектрике и в его обкладках

$$\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} \delta' + \omega R_{по} C,$$

где $\operatorname{tg} \delta'$ — суммарные потери в диэлектрике, обусловленные сквозной проводимостью и релаксационными потерями; ω — угловая частота; $R_{по}$ — сопротивление потерь в обкладках конденсатора.

Поверхностное сопротивление обкладок $\rho_0 = 0,1 \div 3 \text{ Ом/кв}$, поэтому на частотах около 10^4 Гц потери в них становятся существенными. Сквозная проводимость диэлектрических пленок толщиной порядка более 300 \AA (эмиссия Шоттки) обуславливает потери на низких частотах. На высоких частотах существенную роль играют релаксационные потери.

Релаксационные потери связаны с ориентационной (дипольной) поляризуемостью. Она возникает, когда вещество состоит из молекул, обладающих постоянными электрическими дипольными моментами \vec{p} , которые могут более или менее свободно ориентироваться во внешнем электрическом поле. Электронная и ионная поляризуемости являются мгновенными и не связаны с потерей энергии (см. рис.6).

Поворот диполей в направлении поля требует затрат энергии, поэтому он совершается не мгновенно, а в течение определенного промежутка времени, называемого временем релаксации τ . Это такое время, в течение которого упорядоченность ориентированных полей диполей уменьшается в e раз после снятия поля. Время релаксации лежит в широких пределах: от 10^{-2} до 10^{-10} . При наличии процессов релаксации диэлектрическая проницаемость определяется с помощью

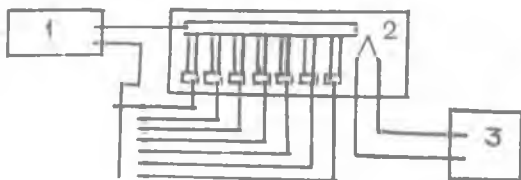
формулы Дебая

$$\epsilon = \epsilon' + i\epsilon'' = 1 + \frac{4\pi\alpha_0 N}{1 + i\omega\tau} = 1 + \frac{4\pi\alpha_0 N}{1 + \omega^2\tau^2} + \frac{4\pi\alpha_0 \omega\tau N}{1 + \omega^2\tau^2} i$$

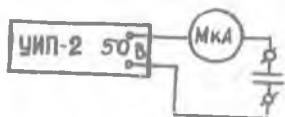
Из формулы следует, что мнимая часть ϵ'' определяется потерями в материале, а ϵ' имеет смысл обычной, действительной ϵ . Тогда тангенс угла диэлектрических потерь релаксационных $\operatorname{tg} \delta' = \epsilon''/\epsilon'$.

2. ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

Блок-схемы экспериментальной установки для исследования электрофизических свойств резистивных и диэлектрических пленок представлены на рис. 7, 8 (см. описание).



Р и с. 7. Блок-схема измерительной установки: 1 - мост измерений сопротивления; 2 - термостат; 3 - термопара



Р и с. 8. Схема исследования ВАХ МДМ-структуры

3. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

3.1. Исследование резистивных пленок

Геометрические размеры резистивных пленок приведены на лабораторном макете. Для измерения величины сопротивления используется мост постоянного тока. Необходимо снять зависимость сопротивления пленок от температуры в диапазоне 20–80°C. Рассчитать величины ρ , ρ_0 и ТКС.

3.2. Исследование диэлектрических пленок

1. Собрать и включить схему установки для измерения ВАХ МДМ-структур. Регулятор напряжения УИП-2 (50 В) перевести в крайнее левое положение.

2. Установить подложку с МДМ-структурой на основание контактного устройства и подключить щупы устройства к контактным площадкам структуры.

3. Плавно увеличивая напряжение на МДМ-структуре от 0 до ~ 50 В, снять изменение тока через диэлектрическую пленку. Для этого, переводя последовательно переключатель источника питания из крайнего левого положения, вправо фиксировать величину тока через МДМ-структуру измерительным прибором примерно через каждые 3 В. После этого плавно уменьшить напряжение на МДМ-структуре. Результаты измерений занести в таблицу.

4. Поместить МДМ-структуру, подключенную к измерительной схеме, в термошкаф и снять ВАХ при температуре на $15-20^\circ$ выше комнатной.

5. Определить электрическую прочность ТПК. Измерить пробивное напряжение. Пробивным напряжением считать напряжение первого пробоя. Для этого с помощью источника постоянного напряжения плавно подать на конденсатор напряжение от 0 до величины, при которой произойдет резкое падение напряжения, а на конденсаторе будет наблюдаться кратковременная вспышка-искра. При этом в схеме (рис.8) необходимо отключить микроамперметр.

6. Ознакомиться с инструкцией по работе на приборе Е9-5.

7. Измерить зависимость C и $tg\delta$ (добротности) от частоты.

При снятии частотной характеристики точки замера брать ориентировочно через 10 МГц. При включении куметра Е9-5 в электрическую сеть ручки установки уровня должны стоять в крайнем левом положении. Переключателем "диапазоны" и ручкой "частота" установить нужную частоту. Переключатель "шкала" установить на нужный предел.

После 10-минутного прогрева установить переключатель "диапазон" в промежуточное положение. Присоединить эталонную катушку к клеммам L_x , установить ручкой "уст. нуля Q " "нуль Q " вольтметра. Ручкой "уст. нуля" множителя установить нуль вольтметра уровня.

Повернуть переключатель "диапазоны" в требуемое положение. Ручкой "уст. множ. Q " установить стрелку прибора вольтметра уровня на I.

Контур куметра настроить в резонанс на частоте измерения f и определить значение резонансной емкости и добротности контура C_1 и Q . Затем подключить измеряемую емкость к клеммам C_x , т.е. параллельно контуру куметра и вторично настроить контур в резонанс. При этом определить новые значения емкости и добротности контура C_2 и Q_2 .

Зная C_1 , Q_1 , C_2 , Q_2 , можно рассчитать величину измеряемой емкости и ее добротности по следующим формулам:

$$C_x = C_1 - C_2, \quad Q_x = \frac{(C_1 - C_2) Q_1 Q_2}{C_1 (Q_1 - Q_2)}$$

Результаты замеров и расчета внести в таблицу.

8. Снять экспериментальным путем зависимость емкости и $\operatorname{tg} \delta$ от температуры в диапазоне $+(20-100)^\circ\text{C}$ и обратно. Для этого включить термошкаф и производить измерения C и $\operatorname{tg} \delta$ примерно через каждые 20°C . Результаты измерений свести в таблицу.

4. СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Блок-схемы измерительной установки.
2. Таблицы рассчитанных и измеренных значений ТПР и ТПК.
3. Таблицы и графики изменения параметров ТПР и ТПК в диапазонах температур и частот.
4. Выводы по проделанной работе.

5. ВОПРОСЫ ДЛЯ ДОПУСКА К РАБОТЕ

1. Основные электрофизические параметры резистивных пленок, их определения и размерность.
2. Определение C , $\operatorname{tg} \delta$, $U_{пр}$ и ТПК
3. Основные резистивные и диэлектрические материалы.
4. Формообразование и структура металлических пленок.
5. В каких структурах наблюдается проявление туннельного эффекта?
6. Методика измерения параметров диэлектрических пленок.
7. Релаксационные потери, с чем они связаны?

6. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ ДЛЯ ОТЧЕТА ПО РАБОТЕ

1. Теория конденсации по Френкелю. Определение критической температуры подложки.
2. Основной механизм роста металлических пленок на диэлектрической подложке.
3. Основные механизмы прохождения тока в МДМ-структуре.
4. Вывод ВАХ МДМ-структуры без учета сил зеркального изображения.
5. В каких структурах необходимо учитывать силы зеркального изображения?

6. Сущность эффекта Шоттки. Барьер Шоттки в полупроводниковых приборах.

7. Объяснить зависимость ρ и ТКС от толщины пленки.

8. Почему значение ТКС керметных пленок может быть отрицательно?

9. Основные типы поляризуемости.

10. Определение ϵ , $\operatorname{tg} \delta$, $\epsilon_{пр}$ диэлектрической пленки.

11. Общие потери в ППК.

Л и т е р а т у р а

1. Ефимов И.Е., Горбунов Д.И., Козырь И.Я. Микроэлектроника. Физические и технологические основы, надежность: Учебн.пособие для вузов. - М.: Высш.школа, 1977. - 416 с.

2. Богдан Г.И., Некрасов М.М. Пленочная электроника и полупроводниковые интегральные схемы: Учебн.пособие для вузов. - Киев: Вища школа. 1979. - 208 с.

3. Епифанов Г.И., Мома Д.А. Физические основы конструирования и технологии РЭА и ЭВА: Учебн.пособие для вузов. - М.: Сов.радио, 1979. - 352 с.

Составители: **Петр Викторович Буренин**
Алексей Васильевич Волков

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ
ПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУР**

Методические указания к лабораторной работе № 3

Редактор **Е.Д.Антонова**
Техн.редактор **Н.М.Каленюк**
Корректор **Н.С.Куприянова**

Подписано в печать 12.01.83. Формат 60x84 1/16
Бумага оберточная белая. Печать **оперативная**.
Усл.п.л. 1,16. Уч.-изд.л. 1,0. Т. 300 экз.
Заказ 1142 Бесплатно.

Куйбышевский ордена Трудового Красного Знамени авиационный
институт имени академика С.П.Королева, г.Куйбышев, ул.Моло-
догвардейская, 151.

Областная типография имени В.П.Мяги, г. Куйбышев, ул.Венцека, 60.