

## **ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4**

### *Электропроводность тонких диэлектрических пленок*

**Описание лабораторной работы подготовили:**

студенты 4 курса

Потупалова Л.М., Штуберт А.Ю., Штуберт О.М.

**Использованные литературные источники:**

- 1) Райкерус П.А. –  
Методическое пособие по лабораторной работе  
«Электропроводность тонких диэлектрических пленок»,  
Петрозаводск, 1984.
- 2) Малиненко В.П., Сергеева О.В. –  
Методические указания к лабораторной работе  
«Зонный и прыжковый механизмы переноса в неупорядоченных  
оксидах металлов»,  
Петрозаводск, 2002.

Петрозаводск  
2003г

## Цель работы:

1. Ознакомится с теорией электропроводности тонких диэлектрических пленок, с типами контактов металл-диэлектрик, с токами, ограниченными пространственным зарядом, с эффектом Паула-Френкеля в аморфных веществах.
2. Экспериментально исследовать электропроводность анодных окисных пленок на тентале или ниобии и нитриде кремния

## **1. Предварительные замечания**

### Введение.

В этой лабораторной работе мы обсудим механизм проводимости в тонких диэлектрических пленках, входящих в структуру металл-диэлектрик-металл (МДМ), т.е. структур типа «сэндвич». Слово sandwich в переводе с англ. языка означает «бутерброд», «слоистая структура». Так как в таких структурах применяют в основном тонкие пленки, обычно толщиной 1-2 мкм, то даже при малых напряжениях порядка нескольких вольт напряженность электрического поля в пленке весьма велика и достигает величины  $10^5$ - $10^6$  В•см<sup>-1</sup>. В противоположность свойствам в слабых полях, когда наблюдаются омические ВАХ (ток I линейно зависит напряжения U), в сильных полях свойства пленок более интересны, так как ВАХ обычно имеет ряд особенностей. Очень часто электрические свойства в сильных полях не могут быть удовлетворительно описаны одним механизмом проводимости и в различных диапазонах напряженности электрического поля могут доминировать разные механизмы.

Вопросы, касающиеся ионной проводимости, в данной лабораторной работе не рассматриваются, по ионной проводимости см. лабораторную работу по проводимости окисных пленок, погруженных в электролиты.

Экспериментальная часть работы посвящена исследованию ВАХ структур металл – анодная окисная пленка - металл или полупроводник – окись кремния – нитрид кремния – металл. В последнем случае полупроводник (Si) играет роль электрода, окись кремния и нитрид кремния – это диэлектрики.

### Проводимость тонких пленок.

Диэлектрик – это материал, концентрация носителей в котором крайне низка, во многих веществах значительно меньше 1 см<sup>-3</sup>, вследствие чего он фактически не обладает проводимостью при комнатной температуре. Как будет показано ниже, прохождение тока через тонкопленочные материалы вовсе не определяется собственными свойствами диэлектриков. Электрические свойства систем МДМ могут резко отличаться от свойств, ожидаемых при учете лишь объемной проводимости примененных диэлектриков, ширина запрещенной зоны которых обычно более 2 эВ. Зачастую электрические характеристики таких систем определяются другими свойствами, такими как природа контакта электрод – диэлектрик. Омический контакт (см. ниже) способствует инжекции дополнительных носителей в диэлектрик, концентрация которых гораздо больше концентрации собственных носителей. Кроме того, напряжение в несколько вольт способно создать необычно сильное электрическое поле в пленке диэлектрика вблизи границы электрод-диэлектрик, что способствует инжекции носителей из электрода в диэлектрик.

Другим важным фактором, который нужно учитывать при рассмотрении тонкопленочного диэлектрика, является наличие в нем ловушек, так как диэлектрические пленки в большинстве случаев являются некристаллическими (аморфными). В самое последнее время показано, что в

аморфных веществах существует много таких ловушек, связанных с обрывом связей или с перестройкой этих связей (так называемые валентно-альтернативные дефекты, когда одновременно возникают в равной концентрации дефекты донорного и акцепторного типов). Донорные центры приводят к электропроводности Пула – Френкеля, а по акцепторным ловушкам может осуществляться прыжковая проводимость.

## Зонная структура.

Следует отметить, что на энергетических диаграммах запрещенная зона, разделяющая валентную зону и зону проводимости, изображается всегда с четко выраженными границами. Строго говоря, запрещенная зона с четко выраженными границами является свойством лишь кристаллических тел, а мы в большинстве случаев имеем дело с аморфными диэлектриками в виде тонких пленок. Однако можно показать, что большинство особенностей зонной структуры твердого тела определяется ближним порядком, поэтому основные свойства зонной структуры кристаллического состояния можно перенести на аморфное состояние. Отсутствие дальнего порядка в некристаллических материалах вызывает развитие краев зоны проводимости и валентной зоны, так что энергетические зоны не являются четко выраженными. Но в первом приближении можно считать, что в диэлектрических пленках ширина запрещенной зоны строго определена и соответствует некоторой средней величине реальной размытой энергетической зоны. В пределах ограничений, налагаемых такой моделью, рассмотрим ряд особенностей структуры пленочных диэлектриков.

## **2. Виды контактов**

Пленочные оксиды переходных металлов, таких как тантал, ниобий, вольфрам, гафний, иттрий и др., при получении их анодным окислением являются неупорядоченными по своей структуре материалами. Заметную проводимость они проявляют в полях свыше  $10^4$ - $10^5$  В/см. при этом в связи с особенностью структуры в них могут проявляться различные механизмы проводимости зонного и не зонного характера, а также нелинейная проводимость с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

При рассмотрении проводимости структуры металл-пленочный диэлектрик-металл важно знать, что представляет собой контакт металл-диэлектрик. По типам контакты могут быть нейтральными, омическими и выпрямляющими. В литературе [1,2] рассмотрены контакты полупроводников и диэлектриков с металлами и электролитами. Диэлектрики, к которым относятся многие окислы переходных металлов, можно рассматривать как широкозонные полупроводники с учетом низкой концентрации электронов при нормальных условиях. При этом подход к рассмотрению контактов металл-полупроводник, металл-диэлектрик будет одинаковым.

На рис.1 представлены схемы энергетических уровней для нейтрального контакта между металлом и диэлектриком. Электрически нейтральный контакт предполагает, что в диэлектрике нет объемных зарядов и изгиба зон, так что края зоны проводимости и валентной зоны остаются плоскими до поверхности металла. Условиями плоских контактов являются соотношения работ выхода металла  $\phi_m$  и изолятора или полупроводника  $\phi$ .

При  $\phi_m = \phi$  (рис. 1а) равновероятен переход электрона из металла и изолятора, в результате чего суммарный ток равен нулю и вблизи поверхности объемный заряд возникать не будет. При  $\phi_m > \phi$  (рис.1б и в) в области низких температур или когда уровень захвата электронов расположен высоко над уровнем Ферми  $E_f$ , объемный заряд, захваченный ловушками, будет слишком мал, чтобы вызвать изгиб зон. Нейтральный контакт определяется как контакт, при котором концентрация носителей в приконтактном слое равна их концентрации в объеме изолятора. Ток, инжектированный из металлического контакта в изолятор, в соответствии с законом Ома достигает анода.

Для изоляторов часто выполняется соотношение  $\phi_{m1} < \phi < \phi_{m2}$ . Тогда в изоляторе будет существовать разность потенциалов (рис. 1г):

$$V_{12} = \frac{1}{q} [(\phi_{m_2} - \chi) - (\phi_{m_1} - \chi)] = \frac{1}{q} (\phi_{m_2} - \phi_{m_1}) \quad (1)$$

и внутреннее поле будет равно:

$$F_{12} = -\frac{dV_{12}}{dx} \approx -\frac{V_{12}}{d}, \quad (2)$$

где  $\chi$  - электронное сродство,  $d$  - толщина диэлектрика. В тонких пленках, где  $d$  мало, это поле может достигать больших значений. При омическом контакте плотность свободных носителей заряда на контакте и в непосредственной близости от него намного выше, чем плотность носителей в объеме диэлектрика (полупроводника). Такой контакт может функционировать как резервуар носителей зарядов. Вольт-амперная характеристика омического контакта

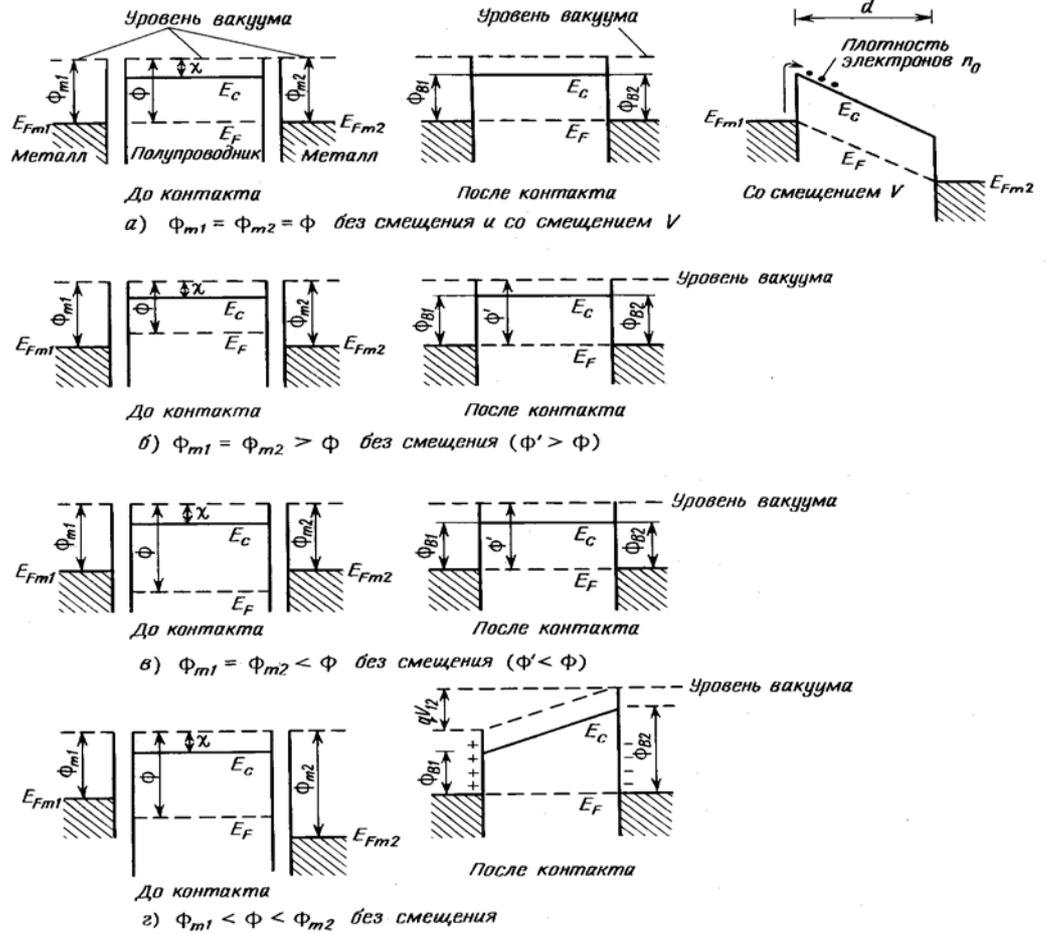
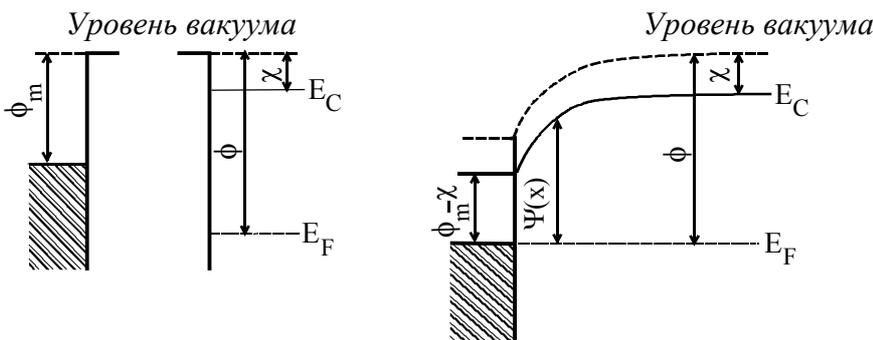


Рис. 1. Схемы энергетических уровней для нейтрального контакта между металлом и собственным полупроводником (или изолятором)[1]

зависит от многих факторов и зачастую нелинейна, поэтому сам термин «омический» не вполне удачен. В слабых полях проводимость такого контакта подчиняется закону Ома, если металл не инжектирует избыточных носителей, и становится нелинейной, когда преобладают инжекция носителей из электродов или ограничения, связанные с наличием объемного заряда.



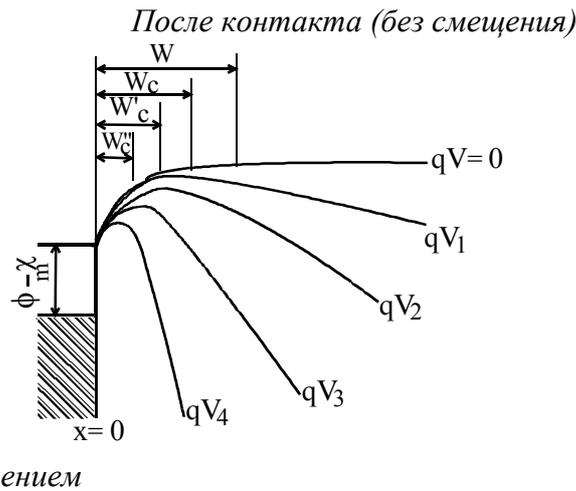


Рис. 2. Схема энергетических уровней для омического контакта металл-диэлектрик. Напряжения  $V_4 > V_3 > V_2 > V_1 > 0$  [1]

Для создания омических контактов нужно, чтобы  $\phi_m < \phi$  для понижения потенциального барьера и эффективной термоэлектронной эмиссии, благодаря чему плотность свободных носителей на контакте становится больше, чем в объеме диэлектрика. Для полупроводников может быть использовано сильное легирование поверхности вблизи контакта, в результате потенциальный барьер становится достаточно тонким для эффективного квантово-механического туннельного перехода. На рис. 2 показаны схемы энергетических уровней для омического контакта металл-диэлектрик для  $\phi_m < \phi$ .  $W$  - ширина области объемного заряда или ширина барьера Шоттки,  $W_c$  - положение виртуального катода, то есть область, откуда начинается перенос электронов с начальной скоростью, равной нулю.

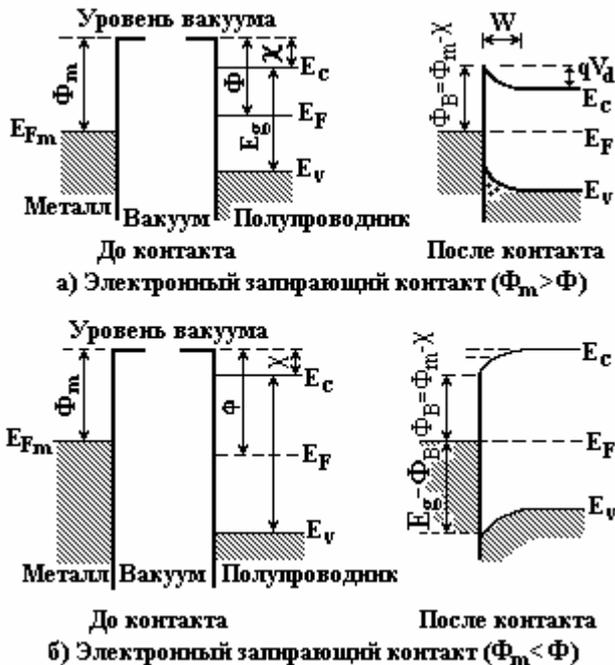


Рис. 3. Схема энергетических уровней для запирающего контакта металл-диэлектрик [1]

Запирающий контакт возникает при условии  $\phi_m > \phi$ . При этом в приконтактной области создается обедненный слой шириной  $W$ , который обеспечивает условие запираения. При таком контакте термоэлектронная эмиссия из металла с ростом обратного смещения проявляет тенденцию к насыщению. Проводимость при обратном смещении лимитируется электродным

процессом. Другим путем преодоления электронами границы металл-изолятор при обратном смещении может быть туннельный переход в сильном поле сквозь потенциальный барьер на границе. Схема энергетических уровней для запирающего контакта приведена на рис. 3.

### Эффект Шоттки

Снижение высоты потенциального барьера по мере увеличения напряженности электрического поля называется эффектом Шоттки. На рис. 4 приведена схема энергетических уровней, показывающая уменьшение высоты потенциального барьера при совместном воздействии сил зеркального отображения и приложенного внешнего однородного поля  $F$  для нейтрального контакта.

Высота барьера  $\psi(x)$  на расстоянии  $x$  от поверхности, отсчитываемая от уровня Ферми металла, определяется формулой

$$\psi(x) = \phi_m - \chi - \frac{q^2}{16\pi\epsilon\epsilon_0 x} - q \cdot F \cdot x. \quad (3)$$

Будем считать, что выражение для потенциальной энергии электрона справедливо для всех значений  $x$ , начиная с  $x = x_0$ , для которого  $q^2/(16\pi\epsilon\epsilon_0 x_0) = \phi_m - \chi$ . Используя условие экстремума для потенциального барьера, можно получить расстояние, соответствующее высоте барьера в максимуме:

$$\frac{d\psi(x)}{dx} = 0 \quad \text{и} \quad x_m = \left( \frac{q}{16\pi\epsilon\epsilon_0 F} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Полное понижение высоты потенциального барьера равно

$$\Delta\phi_B = (\phi_m - \chi) - \psi(x_m) = \left( \frac{q^3 \cdot F}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \right)^{1/2} = \beta_{sc} \cdot F^{1/2}, \quad (5)$$

где  $\beta_{sc} = \left( \frac{q^3}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \right)^{1/2}$  - константа для данного материала. Эффективная высота барьера определяется как

$$\phi_B = (\phi_m - \chi) - \left( \frac{q^3}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \right)^{1/2} \cdot F^{1/2}. \quad (6)$$

Из (6) видно, что высота барьера с ростом напряженности поля понижается.

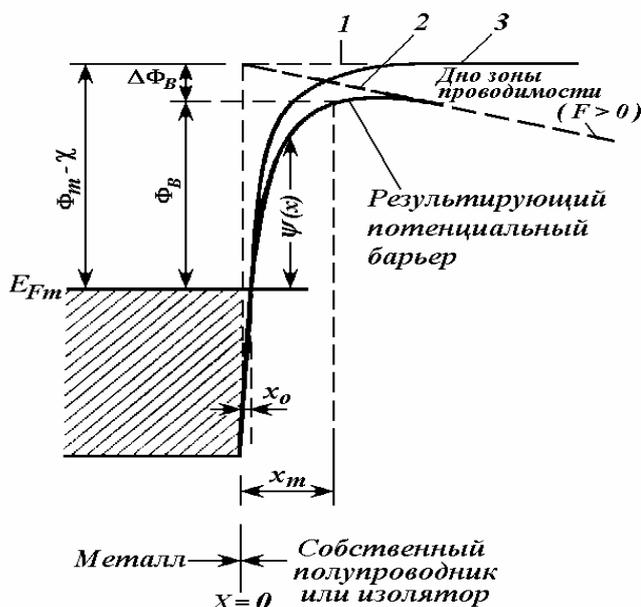


Рис. 4. Потенциальный барьер металл-диэлектрик при воздействии сил зеркального изображения (1); потенциальной энергии внешнего поля  $F$  (2); дно зоны проводимости при внешнем поле  $F = 0$  (3)

Ток термоэлектронной эмиссии определяется выражением Ричардсона - Дэшмэна

$$j = A^* T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right), \quad (7)$$

где  $A^*$  - постоянная Ричардсона, которая для эмиссии в вакууме равна  $A^* = A = 4\pi e k^2 m/h^3 = 120 \text{ A}/(\text{см}^2 \cdot \text{K}^2)$ . Значение  $A^*$  при термоэмиссии в изолятор или полупроводник может сильно отличаться от  $A$ . Для изотропных веществ  $A^*/A = m^*/m$ . Например, для Si n-типа  $A^*/A = 2,1$ , а для GaAs – 0,072.

Для большинства структур типа металл-изолятор контакт можно рассматривать как нейтральный. Для нейтральных контактов, подставляя (6) в (7), получим выражение для тока, который будет определяться проводимостью объема диэлектрика или полупроводника:

$$j = A^* T^2 \exp\left(\frac{\Phi_B - x}{kT}\right) \cdot \exp\left(\frac{q^3 F}{4\pi\epsilon\epsilon_0 (kT)^2}\right)^{1/2}. \quad (8)$$

В координатах  $\ln j(F^{1/2})$  шоттковский ток надбарьерной эмиссии будет линейаризоваться с наклоном, соответствующим постоянной Шоттки:

$$\beta_{\text{Ш}} = \left(\frac{q^3 F}{4\pi\epsilon\epsilon_0 (kT)^2}\right)^{1/2}. \quad (9)$$

При малых напряжениях экспоненту в выражении (8) можно разложить в ряд. Ограничиваясь первым членом разложения, получим, что  $j \sim E$ , то есть в области малых токов зависимость тока надбарьерной эмиссии от напряжения линейна.

При измерении проводимости диэлектрика необходимо иметь электроды для обеспечения инжекции электронов во внутрь диэлектрика и их выхода из диэлектрика с другой стороны, только в этом случае образуется замкнутая цепь для прохождения тока. Проводимость системы будет определяться проводимостью диэлектрика, т.к. она много ниже проводимости металлического (или полупроводникового) электрода. Наличие диэлектрика между электродами приводит к появлению потенциального барьера высотой от уровня Ферми электрода до дна зоны проводимости диэлектрика (рис.2) . Этот барьер на границе электрод – диэлектрик препятствует прохождению электронов из электрода в диэлектрик в случаи не омического контакта.

Очевидно, высота потенциального барьера является важным параметром в изучении проводимости системы металл – диэлектрик; она определяется взаимным расположением энергетических зон электрода и диэлектрика. Чем же оно обусловлено? Это ясно из рассмотрения условия термодинамического равновесия, согласно которому уровень вакуума и уровень Ферми должны быть непрерывны по всей системе.

Уровень вакуума представляет собой энергию покоящегося электрона, находящегося за пределами металла или другого материала, а разность энергий уровня вакуума и уровня Ферми называется *работой выхода материала*.

Может показаться, что условия равновесия удовлетворяются только тогда, когда работа выхода металла  $\psi_m$  и работа выхода диэлектрика  $\psi_i$  равны (рис.1, «в» и «г»). Однако условия равновесия выполняется и при  $\psi_i \neq \psi_m$ , благодаря тому, что заряд переходит из электрода в диэлектрик или наоборот.

При определенной величине напряжения может реализоваться ситуация, когда из катода в диэлектрик будут вводиться электроны в кол-ве достаточном, чтобы восполнить уход носителей заряда из диэлектрика в анод. При таких условиях ВАХ образца будет определяться объемными свойствами диэлектрика; в этом случае говорят, что *проводимость ограничена объемом*. При блокирующем контакте плотность тока, инжектированного из катода, может оказаться меньше той плотности тока, которую способен пропустить диэлектрик. В этом случае говорят, что ток *ограничен эмиссией из контакта или просто контактом*.

Рассмотрим подробнее виды контактов, которые могут существовать на границе металл-диэлектрик.

- 1) Омический ; 2) нейтральный ; 3) блокирующий

### Омический контакт.

Для осуществления омического контакта на границе металл – диэлектрик необходимо : работа выхода электрода  $\psi_m$  должна быть меньше работы выхода диэлектрика  $\psi_i$ , как показано на рисунке 2 «а». Здесь термин «омический контакт» используется для обозначения того, что электрод может легко поставлять электроны в диэлектрик. В этих условиях при соприкосновении металла с диэлектриком, рисунок 2 «б», в процессе установления термодинамического равновесия электроны инжектируются из электрода в зону проводимости диэлектрика, создавая в нем вблизи контакта область пространственного заряда, эта область простирается на расстояние  $\lambda_o$  вглубь диэлектрика и называется областью обогащения. Для сохранения электронейтральности такое же количество положительного заряда (обозначим его  $Q_o$ ) скапливается на поверхности электрода. Эти заряды создают электрическое поле у поверхности диэлектрика, которое уменьшается по мере удаления от границы и равно нулю на краю области пространственного заряда (то есть на расстоянии  $\lambda_o$  от границы). В соответствии с этим дно зоны проводимости постепенно поднимается и в глубине диэлектрика остается горизонтальным. Расстояние от уровня Ферми до дна зоны проводимости в глубине диэлектрика равно  $\psi_i = \chi$ , где  $\chi$  - электронное сродство диэлектрика. Высота барьера на границе металл – диэлектрик, то есть расстояние от уровня Ферми до дна зоны проводимости на границе равно  $\psi_m - \chi$ .

При отсутствии ловушек в запрещенной зоне диэлектрика глубина проникновения объемного заряда в диэлектрик дается выражением

$$\lambda_o \cong \frac{\pi}{2} \left( \frac{2kT\varepsilon\varepsilon_o}{e^2 N_c} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\psi_i - \chi}{2kT}\right), \quad (10)$$

где  $k$  - постоянная Больцмана,  $T$  – температура,  $\varepsilon$  - относительная диэлектрическая проницаемость,  $\varepsilon_o$  - постоянная вакуума,  $e$  - заряд электрона,  $N_c$  - эффективная плотность состояния в зоне проводимости.

Табл.1 Глубина обогащенного слоя для ряда высот барьера на границе

$\psi_m - \chi$ , эВ	0,1	0,2	0,3	0,4
$\lambda_o$ , см	$1,6 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$7,2 \cdot 10^{-5}$	$7,2 \cdot 10^{-4}$

Из таблицы видно, что при комнатной температуре хороший омический контакт получается в том случае, когда на границе металл-диэлектрик расстояние от дна зоны проводимости диэлектрика до уровня Ферми на границе, т.е. высоты барьера  $\psi_m - \chi$  не превышает 0,3 эВ.

Хорошим омическим контактом считается контакт, если  $\lambda_o \ll$  толщины диэлектрика, чтобы инжектированный заряд не изменял свойств диэлектрика в его глубине. В противном случае дно зоны проводимости будет искривлено по всей толщине диэлектрика. Обычно толщины окисных пленок не превышают  $1 \mu\text{м} = 10^{-4}$  см . Поэтому для них хороший омический контакт должен получаться вроде бы только при очень маленьких барьерах на границе  $\psi_m - \chi < 0.2$  эВ.

Но высоты барьеров на границе значительно больше. Все дело в том, что в аморфных веществах в запрещенной зоне диэлектрика присутствует очень много ловушек, в том числе и глубоких ловушек, находящихся недалеко от уровня Ферми. Инжектированные электроны захватываются на этих ловушках вблизи границе, так что толщина объемного заряда будет весьма не большой. Для расчета  $\lambda_o$  можно использовать формулу (1), но только вместо  $N_c$  необходимо подставлять

концентрацию ловушек, а вместо  $\psi_i - \chi$  расстояние от уровня ловушек до уровня Ферми. Если эти ловушки расположены недалеко от уровня Ферми, то величина  $\lambda_o$  будет весьма малой.

Итак, мы пришли к выводу, что в аморфных веществах (в отличии от кристаллических), **если работа выхода электрона меньше, чем работа выхода диэлектрика, всегда возникает хороший омический контакт с очень тонким слоем объёмного заряда вблизи границы с электродом.** Этот слой объёмного заряда получил название виртуального катода, который при приложении к образцу напряжения, обеспечивает поступление носителей заряда вглубь диэлектрика и эти носители заряда переносят ток через диэлектрик.

### Нейтральный контакт.

Если работа выхода электрода равна работе выхода диэлектрика, то такой контакт называется нейтральным. В этом случае никаких объёмных зарядов диэлектрике не возникает, и дно зоны проводимости будет плоским на протяжении всей толщины диэлектрика, т.е. загиб зоны отсутствует (рис.2, «г»).

При включении напряжения катод способен снабжать диэлектрик электронами в количестве, достаточном для компенсации уходящих из диэлектрика электронов, так что ВАХ будет омическая, но при повышении напряжения ток эмиссии из катода быстро достигает насыщения – это ток электронной эмиссии Ричардсона через барьер на границе, и ВАХ перестает быть омической, т.е. ток будет определяться эмиссионной способностью контакта. Учет сил изображения на границе электрод - диэлектрик приводит к тому, что с увеличением приложенного напряжения ток насыщения растет – эффект Ричардсона - Шоттки. Вид ВАХ в случае эффекта Ричардсона – Шоттки будет приведен ниже.

### Блокирующий контакт.

Такой контакт образуется при  $\psi_m > \psi_i$ ; в этом случае в процессе установления термодинамического равновесия электроны переходят из диэлектрика в металл. Т.о., в диэлектрике возникает область пространственного заряда (положительного), т.е. область обеднения, а на электроде появляется область отрицательного заряда. Этот объёмный заряд создает локальное электрическое поле вблизи границы с металлом. Это заставляет дно зоны проводимости изгибаться вниз по мере продвижения вглубь диэлектрика до тех пор, пока уровень вакуума диэлектрика не окажется расположенным на расстоянии  $\psi_i$  над уровнем Ферми. Однако в собственном диэлектрика концентрация электронов столь низка, что требуемая область положительного заряда займет всю толщину диэлектрика, а сама величина заряда будет весьма мала.

Таким образом, зона проводимости собственного диэлектрика при блокирующем контакте имеет в действительности лишь незначительный наклон вниз, т.е. контакт по существу нейтральный.

Но ситуация сразу меняется, если в диэлектрике есть большое число доноров. В аморфных веществах при наличии валентно – альтернативных дефектов так и будет. На рис 2 «е» показан этот случай. При наличии доноров глубина проникновения объёмного заряда  $\lambda_o$  вычисляется по формуле:

$$\lambda_o \cong \left( \frac{2(\psi_m - \psi_i)\epsilon\epsilon_o}{e^2 N_d} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (11)$$

В таблице 2 приведен ряд значений  $\lambda_o$ , рассчитанных при  $\psi_m - \psi_i = 2$  эВ и  $\epsilon = 5$ . Очевидно, что для создания достаточно узкой зоны обеднения плотность доноров должна быть порядка  $10^{16} \text{ см}^{-3}$  или выше.

Таблица 2. Глубина области обеднения для ряда значений концентрации доноров.

Nd, $\text{см}^{-3}$	$10^{15}$	$10^{17}$	$10^{19}$	$10^{21}$
$\lambda_o$ , см	$10^{-4}$	$10^{-5}$	$10^{-6}$	$10^{-7}$

Следует отметить, что концентрация электронов в область обеднения гораздо меньше, чем в объеме диэлектрика, поэтому и проводимость в ней намного ниже. Таким образом можно считать с хорошим приближением, что всё напряжение, приложенное к системе, полностью будет падать на области обеднения.

### Блокирующий контакт с аморфным веществом.

В случае контакта блокирующего типа с аморфным диэлектриком следует учитывать наличие запрещенной зоны диэлектрика многочисленных ловушечных уровней. Если концентрация ловушек велика, то расстояние между ловушками мало, так что электроны из металлического электрода имеют возможность туннелировать непосредственно на ловушки (см. рис.3).

Эти электроны могут пройти через всю толщину диэлектрика, туннелируя (прыгая) с ловушки на ловушку – так происходит называемая *прыжковая проводимость*. Кроме того, электроны, заброшенные на ловушку из электрода, за счет тепловой энергии забрасываются из этих ловушек в зону проводимости. Нетрудно видеть, что энергия тепловой активации таких электронов намного меньше, чем заброс электронов с уровня Ферми металла через потенциальный барьер на границе. Таким образом путем обходного маневра электроны из металла проникают в зону проводимости диэлектрика, и контакт теряет свое блокирующее свойство. Поэтому в дальнейшем блокирующие контакты мы рассматривать не будем. Контакт на рис. 3 будет вести себя как омический, если при приложении напряжения окажется, что переход электронов из металла на ловушки происходит значительно легче, чем дальнейшее движение этих инжектированных носителей через толщину диэлектрика. По-видимому, так всегда и будет, так как концентрация электронов в металле, которые способны туннелировать на ловушки, значительно больше, чем число электронов, прыгающих по ловушкам или в зоне проводимости в глубине диэлектрика. Иными словами, электрод способен поставлять в диэлектрик любое необходимое число электронов. По этой же причине и нейтральный контакт при наличии ловушек может быть омическим.

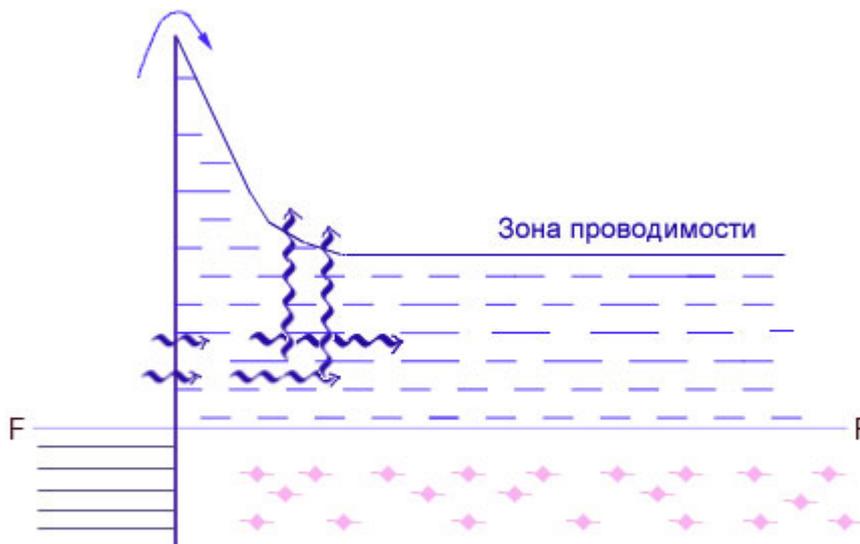


рис.3 Блокирующий контакт перестает быть блокируемым, если в запрещенной зоне диэлектрика имеется много ловушек. Стрелки показывают пути движения электронов.

## **3. Токи, ограниченные пространственным зарядом (ТОПЗ).**

### Феномологический анализ ТОПЗ.

Итак, мы видели, что в случае аморфного диэлектрика контакт практически никогда не будет блокирующим, он должен быть омическим или в крайнем случае нейтральным. Собственная

проводимость диэлектрика практически равна нулю, поэтому для прохождения заметного тока через диэлектрик в зоне проводимости должны появляться носители заряда – электроны. Как мы видели, при омическом контакте из электрода (катода) в диэлектрик входит объемный заряд, но этот заряд распределен в непосредственной близости у границы электрод – диэлектрик. При приложении электрического поля инжектированные в диэлектрик электроны втягиваются вглубь диэлектрика и, проходя сквозь диэлектрик, вызывают протекание тока. Это будет ток, связанный не с собственными электронами в зоне проводимости, а с инжектированными из катода. Инжектированные электроны создают в диэлектрике пространственный заряд. Поэтому соответствующие токи были названы токами, ограниченными пространственным зарядом или сокращенно ТОПЗ. Но почему здесь стоит слово «ограниченные», ведь инжектированные электроны увеличивают ток через диэлектрик? Дело в том, что омический контакт пропускает через себя любое количество электронов, а ток через диэлектрик не может быть бесконечно большим, так как подвижность - а значит и дрейфовая скорость в электрическом поле - величина конечная. Иначе говоря, объём диэлектрика не может пропустить через себя столь же большой ток, как и омический контакт.

Посмотрим, что получается при подаче на образец напряжения? Из катода электроны начинают инжектироваться в диэлектрик, в диэлектрике начинает расти объёмный заряд этих электронов. Этот заряд создает свое электрическое поле, которое накладывается на внешнее приложенное поле. Внешнее поле равно

$$E = \frac{U}{L} \quad (12)$$

где  $U$  – приложенное напряжение,  $L$  – толщина диэлектрика.

Поле же образованного объемного заряда является неоднородным, оно приводит к увеличению общего поля вблизи анода и к уменьшению поля вблизи катода. Какой объёмный заряд может образоваться в диэлектрике? С увеличением этого пространственного заряда уменьшается поле вблизи катода, а это приводит к уменьшению скорости переноса электронов из катода диэлектрик. В конце концов устанавливается равновесие: ток через контакт будет равен току через объём диэлектрика, а это возможно только в том случае, если напряженность поля около контакта будет много меньше, чем в объеме диэлектрика. Поэтому по сравнению с полем в объеме можно с достаточной точностью считать, что поле около контакта равно нулю.

Так как мы используем диэлектрик в виде тонкой пленки, заключенной между двумя металлическими электродами, то такой образец представляет собой конденсатор, величина емкостного заряда на электроде зависит от емкости конденсатора  $C$  и от приложенного напряжения

$$Q = C \cdot U \quad (13)$$

Если контакт является омическим, то этот электронный заряд из катода переходит в диэлектрик. Равенство нулю поля вблизи катода означает, что в диэлектрик инжектировался заряд, определяемый формулой (4), т.е. весь заряд геометрической емкости.

Наличие пространственного заряда в диэлектрике приводит к тому, что поле в диэлектрике становится неоднородным, что приводит к необходимости при расчете ТОПЗ использовать дифференциальное уравнение Пуассона. Однако для приближенного расчета ТОПЗ используется так называемый конденсаторный метод (или конденсаторная модель ТОПЗ). Такой подход позволяет добиться исключительной простоты выкладок и доказательств, дающих тем не менее полное представление о физике явления инжекции и ТОПЗ. Такой феноменологический анализ игнорирует неоднородность и распределение поля и пространственного заряда по толщине диэлектрика. Будем считать, что поле в диэлектрике является однородным и равным (3), инжектированный же заряд дается уравнением (4). Хотя на самом деле при входе электронов из катода в диэлектрик емкость образца несколько возрастает.

Теперь рассмотрим некоторые модельные задачи, постоянно усложняя их.

### Идеальный диэлектрик.

Рассмотрим сначала ВАХ в простейшем возможном случае, а именно для идеального изолятора, не содержащего ловушек для электронов. Следовательно, речь идет по существу о твердотельном аналоге термоэлектронного вакуумного диода. Все инжектированные электроны остаются свободными, то есть они находятся в зоне проводимости и все они участвуют как в образовании объемного заряда, так и в переносе тока. Ток через диэлектрик равен

$$I = e\mu nE = e\mu n \frac{U}{L} = \rho\mu E \quad (14)$$

Где  $\mu, \rho, n$  – соответственно подвижность, концентрация электронов плотность заряда в зоне проводимости. Пусть площадь образца равна единице, тогда уравнение (14) даст нам плотность тока через образец.

Плотность заряда  $\rho$  и концентрация электронов  $n$  в зоне проводимости равна/используя уравнения (12) и (13) :

$$\rho = \frac{Q}{L} = \frac{CU}{L} = \frac{\epsilon\epsilon_0 U}{L^2} = \frac{\epsilon\epsilon_0 E}{L}; C = \frac{\epsilon\epsilon_0}{L} \quad (15)$$

$$n = \frac{\rho}{e} = \frac{\epsilon\epsilon_0 U}{eL^2} = \frac{\epsilon\epsilon_0 E}{eL} \quad (16)$$

Тогда плотность тока (5) будет равна

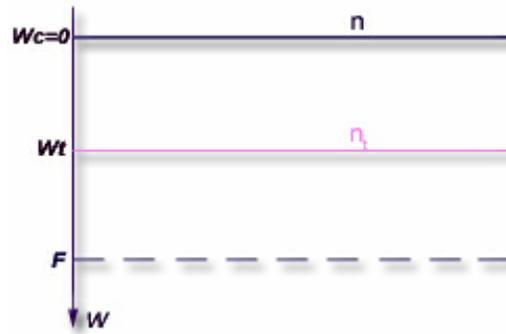
$$I = \frac{\mu\epsilon\epsilon_0}{L^3} U^2 = \frac{\mu\epsilon\epsilon_0}{L} E^2 \quad (17)$$

### Диэлектрик с мелкими моноэнергетическими ловушками.

Присутствие электронных уровней захвата / ловушек / приводит к сильному уменьшению тока, так как эти уровни, являясь первоначально пустыми, захватывают подавляющую часть инжектированных электронов, не допуская их перемещения электрическим полем. Таким образом, электроны, захваченные на ловушки, создают объемный заряд, но не участвуют в переносе тока через диэлектрик.

Энергетическая диаграмма диэлектрика с мелкими ловушками показана на рис.4. Сделаем следующие обозначения:  $W_c$  – дно зоны проводимости,  $F$  – уровень Ферми,  $W_l$  – уровень ловушек. Для

Рис.4. Энергетическая диаграмма диэлектрика с мелкими моноэнергетическими ловушками. Практически все инжектированные электроны<sub>12</sub> захватываются на ловушки и сидят на них неподвижно



упрощения записи формул ось энергии направим сверху вниз, а за точку отсчета энергии / нуль энергии / примем дно зоны проводимости  $W_c=0$ . Тогда величины  $W_t$  и  $F$  будут обозначать соответственно глубины залегания ловушек и уровня Ферми под дном зоны проводимости. Моноэнергетические ловушки – это значит, что все ловушки имеют одно и тоже значение  $W_t$ , то есть, другими словами, одну и ту же энергию ионизации / энергию выброса электронов из ловушек в зону проводимости /. Если использовать предыдущие обозначения, то  $F=\Psi_i-X$ . Концентрация инжектированных в диэлектрик электронов по-прежнему дается уравнением (7), но только теперь эти электроны почти все будут захвачены на ловушки, таким образом концентрация электронов на ловушках равна

$$n_t \approx \frac{\varepsilon\varepsilon_0 U}{eL^2} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E}{eL} \quad (18)$$

Какая же часть электронов остается в зоне проводимости? Это обычная задача из статистики полупроводников. Выразим концентрации электронов в зоне проводимости и на ловушках через уровень Ферми

$$n = N_c \exp\left(-\frac{F}{kT}\right) \quad (19)$$

$$n_t = N_t \exp\left(-\frac{F - W_t}{kT}\right) \quad (20)$$

Причем уравнение (11) справедливо для слабо заполненных ловушек, то есть когда ловушки лежат выше уровня Ферми по крайней мере на  $2kT$ . Такие ловушки называются мелкими. Исключая из уравнений (10) и (11) уровень Ферми, получим связь между  $n$  и  $n_t$ :

$$n = \theta n_t \quad (21)$$

где величина  $\theta$  равна

$$\theta = \frac{n}{n_t} = \frac{N_c}{N_t} \exp\left(-\frac{W_t}{kT}\right) \quad (22)$$

Итак, для мелких ловушек  $n$  и  $n_t$  пропорциональны друг другу, причем коэффициент пропорциональности  $Q$  зависит от глубины залегания ловушек. Это и понятно, так как чем глубже лежат ловушки, тем меньше часть электронов остается в зоне проводимости – увеличивается энергия выброса электронов их ловушек. Подставляя (12) в (5), получим для плотности тока

$$I = \frac{\theta \mu \epsilon \epsilon_0 U^2}{L^3} = \frac{\theta \mu \epsilon \epsilon_0 E^2}{L} \quad (23)$$

Уравнение (14) отличается от уравнения (8) только численным множителем  $Q$ , и так как  $Q \ll 1$ , то и ток при наличии мелких ловушек будет значительно меньше, чем в диэлектрике без ловушек. Итак, наличие ловушек значительно уменьшает величину тока из-за захвата части носителей заряда на ловушки. Квадратичная зависимость от напряжения и зависимость от толщины сохраняется. Но так будет только в случае, если инжектированных электронов не хватает для заметного заполнения ловушек.

### ТОПЗ в случае полного заполнения ловушек

В очень сильных полях или при небольшой концентрации ловушек инжектированные электроны могут полностью заполнить все ловушки, изображенные на рис. 4. В этом случае уравнение (11) уже не будет справедливым. Для ловушек произвольной глубины

$$n_t = \frac{N_t}{1 + \exp\left(\frac{F - W_t}{kT}\right)} \quad (24)$$

В уравнениях (10), (11) и (15)  $N_c$  – это эффективная плотность состояний в зоне проводимости,  $N_t$  – концентрация ловушек. Исключая из (10) и (15) уровень Ферми, можно получить зависимость  $n$  от  $n_t$  и, подставляя в (9) и (5), получим ВАХ. Но алгебраическое выражение для ВАХ будет достаточно сложным, и мы приводить его не будем. Какова будет ВАХ, можно представить себе из физических соображений. Соответствующая ВАХ показана на рис.5.

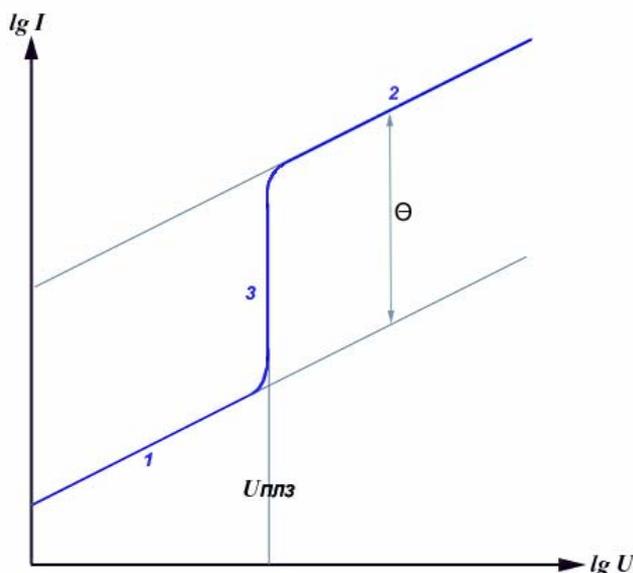


Рис.5. ВАХ диэлектрика с моноэнергетическими ловушками с учетом возможного из заполнения инжектированными электронами.  
1 – ВАХ для диэлектрика без ловушек;  
2 – ВАХ для диэлектрика с мелкими ловушками;  
3 – Быстрый рост тока при полном заполнении ловушек.

В области слабых полей или малых напряжений, пока инжектированных электронов меньше, чем ловушек, ВАХ будет квадратичной и определяется уравнением (14). Далее, с увеличением

напряжения, инжектированные электроны заполняют все ловушки полностью. При каком напряжении это произойдет? Число инжектированных электронов будет равно числу ловушек, поэтому из уравнения (9) получим, что ловушки полностью заполнятся при напряжении

$$U_{ПЗЛ} = \frac{N_t L^2}{\epsilon \epsilon_0} \quad (25)$$

Это напряжение получило название напряжения полного заполнения ловушек.

При дальнейшем повышении напряжения в диэлектрик инжектируются новые дополнительные носители заряда. Этим электронам уже больше некуда деваться, как оставаться в зоне проводимости. Поэтому при напряжениях, больших, чем напряжение полного заполнения ловушек, ВАХ будет такой же, как и для диэлектрика без ловушек. То есть заполненные ловушки больше не влияют на вид ВАХ и их можно не принимать во внимание.

Из уравнений (8) и (14) следует, что при переходе от участка 1 на рис.5 к участку 2 ток возрастает в  $1/\theta$  раз. То есть в диэлектрике с ловушками ток в  $1/\theta$  раз меньше, чем в диэлектрике без ловушек. Что можно экспериментально определить из ВАХ, показанной на рис.5? Во-первых, зная величину  $U_{ПЗЛ}$ , можно определить концентрацию ловушек. Из уравнения (16) получаем

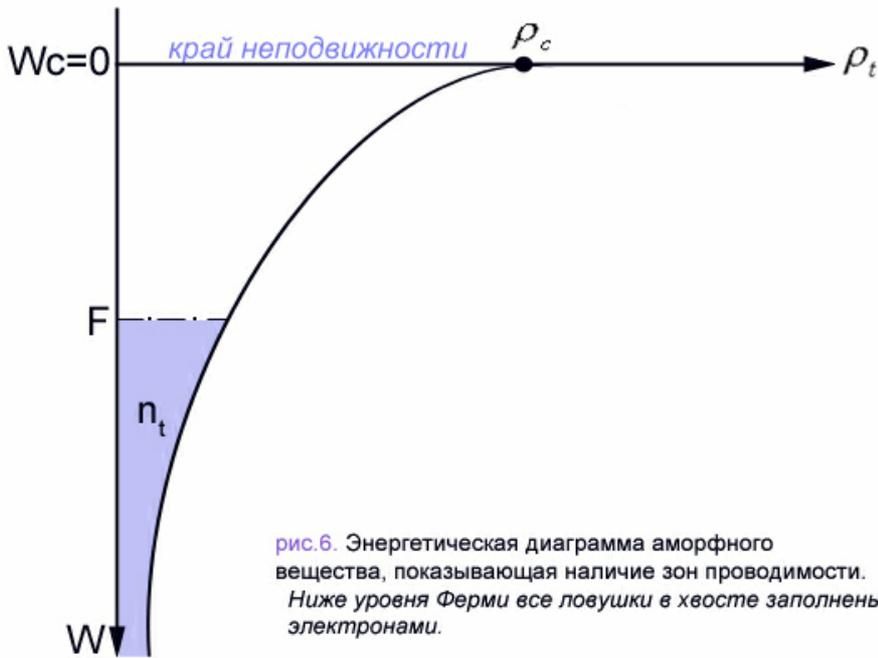
$$N_t = \frac{\epsilon \epsilon_0 U_{ПЗЛ}}{L^2} \quad (26)$$

Определив из экспериментального графика величину  $N_t$  и зная  $\theta$ , из уравнения (13) можно определить глубину залегания ловушек. Соответствующую формулу нетрудно получить самим. Надо только знать эффективную концентрацию состояний в зоне проводимости  $N_c$ . Из теории полупроводников следует  $N_c = 2,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  при комнатной температуре. Следует, правда учесть, что в аморфных полупроводниках или диэлектриках величина  $N_c$  может существенно отличаться от выше приведенной, но для аморфных веществ пока еще нет соответствующей теории, как для кристаллических веществ.

### Экспоненциальное распределение ловушек по энергии

В аморфных веществах, которые характерны для тонкопленочных диэлектриков, следует скорее ожидать непрерывного, чем дискретного (моноэнергетического) распределения ловушечных уровней по энергии.

Теория аморфных веществ говорит, что зона проводимости в таких веществах не имеет четко выраженного дна, как показано на рис.4. для кристаллических веществ. Дно зоны проводимости размывается, а вглубь запрещенной зоны уходит так называемый хвост зоны проводимости, причем состояния в хвосте являются локализованными и действуют как ловушки для электронов. Вместо дна зоны проводимости вводится так называемый край подвижности (рис.6).



Выше края подвижности электроны свободно двигаются через весь диэлектрик, как в обычной зоне проводимости кристаллического вещества, ниже этого края подвижность электронов резко падает практически до нуля, это и есть хвост ловушек. Край подвижности фактически теперь играет роль дна зоны проводимости. Как и на рис.4, энергию будем отсчитывать сверху вниз от края подвижности, то есть будем измерять глубину залегания ловушек.

При подаче к образцу напряжения инжектированные электроны захватываются на ловушки и постепенно оседают на самые глубокие ловушки в хвосте, так что ниже уровня Ферми  $F$  ловушки окажутся практически все заполненными, а выше уровня Ферми ловушки останутся пустыми (рис.6).

Хвост ловушек имеет следующую форму:

$$\rho_t(W) = \rho_c \exp\left(-\frac{W}{E_0}\right) = \frac{N_t}{E_0} \exp\left(-\frac{W}{E_0}\right) \quad (27)$$

то есть при удалении от края подвижности вниз плотность ловушек  $\rho_t$  экспоненциально уменьшается с энергией. Величина  $\rho_c$  – это плотность ловушек вблизи края подвижности,  $E_0$  – характерная энергия спада плотности ловушек, чем больше  $E_0$ , тем медленнее падает плотность ловушек, и тогда хвост ловушек проникает глубже в запрещенную зону.  $N_t$  – полное число ловушек в единице объема диэлектрика. Инжектированные электроны практически все оседают на ловушках, поэтому, используя уравнение (9), получим

$$n_t = \int_F^{\infty} \rho_t(W) dW = N_t \exp\left(-\frac{F}{E_0}\right) = \frac{\epsilon\epsilon_0 E}{L} = \frac{\epsilon\epsilon_0 U}{L^2} \quad (28)$$

Это уравнение дает зависимость  $n_t$  от положения уровня Ферми и от напряженности электрического поля. Из этого уравнения находим зависимость положения уровня Ферми от поля или напряжения

$$F = E_0 \ln \frac{N_t L^2}{\epsilon\epsilon_0 U} = E_0 \ln \frac{N_t L}{\epsilon\epsilon_0 E} \quad (29)$$

Видно, что уровень Ферми зависит от поля и толщины диэлектрика. Связано это с тем, что чем тоньше диэлектрик и выше поле, тем больше концентрация инжектированных электронов, а значит, уровень Ферми лежит выше на рис.6. Для определения концентрации электронов в зоне

проводимости, то есть выше края подвижности, надо найденное выражение для уровня Ферми подставить в формулу (10)

$$n = N_c \left( \frac{\varepsilon \varepsilon_0 U}{N_t L^2} \right)^l \quad (30)$$

где

$$l = \frac{E_0}{kT} \quad (31)$$

Для получения ВАХ подставим найденное выражение для  $n$  в уравнение (5)

$$I = e \mu N_c \left( \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{N_t} \right)^l \frac{U^{l+1}}{L^{2l+1}} = e \mu N_c \left( \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{N_t} \right)^l \left( \frac{E}{L} \right)^l \quad (32)$$

Итак, ток имеет степенную зависимость от напряжения и поля и от толщины диэлектрика. В анодных окисных пленках величина  $l$  обычно лежит в пределах от 3 до 6, это значит, что ток значительно сильнее зависит от напряжения и толщины, чем в случае мелких моноэнергетических ловушек.

Экспериментальные ВАХ обычно строятся в логарифмических координатах зависимости  $\lg I$  от  $\lg U$ , как на рис.5. В этих координатах ВАХ должна дать прямую линию с наклоном  $l+1$ . Зная величину  $l$ , из уравнения (22) можно определить характерную энергию распределения ловушек по энергии  $E_0$

$$E_0 = lkT \quad (33)$$

## Эффект Пула-Френкеля

### Теория эффекта Пула-Френкеля

В предыдущей главе мы рассмотрели случай, когда электроны в зоне проводимости появлялись за счет инжекции из электрода при омическом контакте, при этом ловушки играли отрицательную роль, захватывая электроны, уменьшая тем самым величину тока инжектированных зарядов. Рассмотрим теперь еще один способ появления электронов в зоне проводимости. Кроме ловушек, в запрещенной зоне диэлектрика могут находиться и доноры. Свойства доноров принципиально отличаются от свойств ловушек. Во-первых, ловушки не имеют своих электронов, они только захватывают «чужие» электроны. Доноры же имеют свои электроны и эти электроны частично забрасываются в зону проводимости. Но самое замечательное свойство доноров – их энергия ионизации уменьшается в присутствии электрического поля. С чем связан этот так называемый эффект Пула-Френкеля? При удалении электрона из донора сам донор приобретает положительный заряд, поэтому для удаления электрона из донора этот электрон должен преодолеть кулоновскую силу притяжения между собой и положительным донором. С энергетической точки зрения это означает, что донор создает вокруг себя кулоновскую потенциальную яму, рис.7.

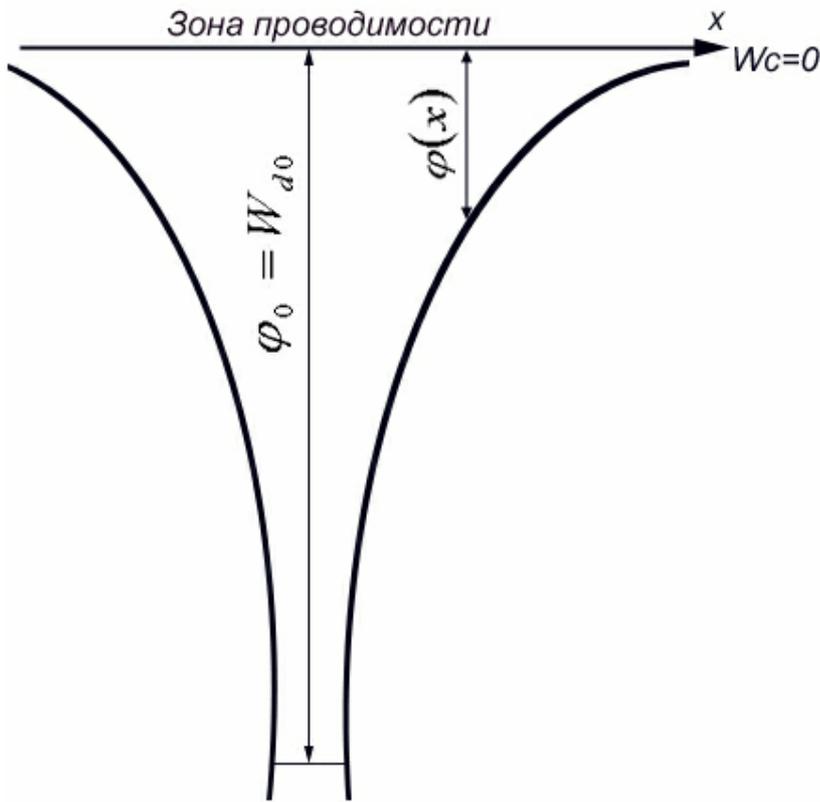


Рис.7. Кулоновский потенциал донорного центра в отсутствие внешнего поля.

Эта потенциальная яма имеет следующий вид

$$\varphi(x) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 x} \quad (34).$$

Как видно из рис.7, энергия активации (ионизации) донорного центра равна  $\varphi_0 = W_{d0}$ . То есть, чтобы электрон не скатился обратно в потенциальную яму, он должен преодолеть потенциальный барьер высотой  $\varphi_0$ .

В присутствии внешнего поля  $E$  потенциальная энергия кулоновского центра приобретает вид

$$\varphi(x) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 x} - eEx \quad (35).$$

Вид этой потенциальной ямы показан на рис.8. Поле  $E$  гонит электроны слева направо, то есть по направлению оси  $x$ . Поэтому, если электрон удаляется из донора слева направо, то внешнее поле  $E$  помогает ему уйти из донора и барьер по направлению поля уменьшается. Если же электрон будет удаляться из донора в направлении против поля, то поле загонит этот электрон обратно на донорный центр. Найдем величину барьера для электрона, движущегося по направлению поля. Это обычная математическая задача на определение максимума функции, даваемой уравнением (26). Для этого берется производная из уравнения (26) и приравняется к нулю. Для координаты максимума получаем

$$x_m = \frac{\beta}{2eE^{1/2}} \quad (36)$$

где  $\beta$  получила название постоянной Пула-Френкеля

$$\beta = \left( \frac{e^3}{\pi\epsilon\epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (37)$$

Здесь  $\epsilon$  - высокочастотная диэлектрическая проницаемость,  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная. В этом состоит отличие от ТОПЗ, где  $\epsilon$  представляет собой стационарное значение диэлектрической проницаемости. Почему в уравнении (28) берется высокочастотное значение  $\epsilon$ ? Уход электрона из донора – очень быстрый процесс, в то время как токи ТОПЗ измеряются через очень большое время после выдачи на образец напряжения. Для высоты потенциального барьера на рис.8 получаем

$$\varphi_m = \varphi_0 - \Delta W = W_{d0} - \beta \cdot E^{1/2} \quad (38)$$

где  $\Delta W$  – уменьшение высоты барьера по сравнению со случаем отсутствия поля. Напомним, что энергию мы отсчитываем от дна зоны проводимости, поэтому  $\Delta W$  – расстояние от дна зоны проводимости до максимума барьера. Понижение высоты барьера зависит от величины поля:

$$\Delta W = \beta \cdot E^{1/2} \quad (39)$$

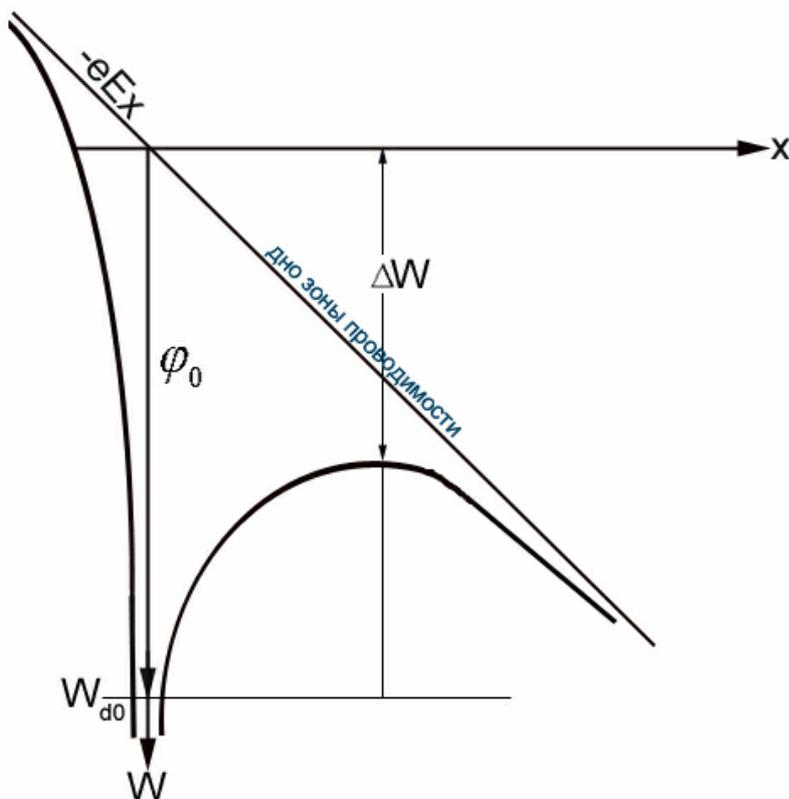


Рис.8. Кулоновская яма донорного центра в присутствии внешнего поля, которое понижает барьер, определяющий выброс электрона из донора. В электрическом поле дно зоны проводимости становится наклонным.

Формула (30) – это и есть эффект Пула-Френкеля понижения барьера донорного центра в электрическом поле.

Как все это скажется на зонной диаграмме? В электрическом поле уменьшается энергия ионизации донора, что эквивалентно уменьшению энергетического расстояния от дна зоны проводимости до уровня доноров, рис.9.  $W_{d0}$  – положение уровня доноров в отсутствие поля,  $W_d$  – положение уровня доноров в присутствии поля. Таким образом, в электрическом поле уровень доноров смещается вверх на величину  $\Delta W$ .

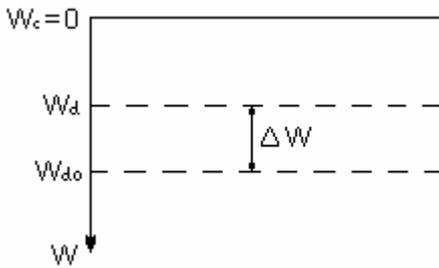


Рис.9. Смещение донорного уровня в сторону зоны проводимости в присутствии электрического поля.

### Нормальный эффект Пула-Френкеля.

Выражение для ВАХ будет зависеть от наличия в запрещенной зоне диэлектрика помимо донорных центров еще и ловушек.

Пусть ниже доноров присутствуют еще компенсирующие акцепторы – это будет так называемый компенсированный полупроводник или диэлектрик, рис.10. Пусть акцепторов будет меньше, чем доноров  $N_a \ll N_d$ , где  $N_a$  – концентрация акцепторов. Для расчета концентрации электронов в зоне проводимости можно взять любой учебник по полупроводникам и использовать выведенные там формулы, имея в виду, что уровень доноров не остается постоянным, а смещается в сторону зоны проводимости

$$W_d = W_{d0} - \Delta W = W_{d0} - \beta \cdot E^{1/2} \quad (40).$$

Однако мы используем более наглядный графический метод расчета. Как видно из рис.10, часть электронов с доноров переходит на акцепторы, поэтому число пустых доноров будет равно числу акцепторов. Если концентрация электронов в зоне проводимости  $n$  много меньше, чем число пустых доноров и число электронов на донорах,

$$n \ll p_d; \quad n \ll n_d \quad (41)$$

то при сдвиге донорного уровня вверх несмотря на то, что часть электронов при этом переходит с доноров в зону проводимости,  $p_d$  и  $n_d$  остаются постоянными. То есть заселенность доноров не меняется. Это значит, что распределение Ферми-Дирака будет смещаться вверх вместе с донорным уровнем на ту же величину  $\Delta W$ , рис.10. А тогда и уровень Ферми сдвигается вверх на величину  $\Delta W$ . Итак, для компенсированного полупроводника

$$\Delta F = F_0 - F = \Delta W = \beta \cdot E^{1/2} \quad (42).$$

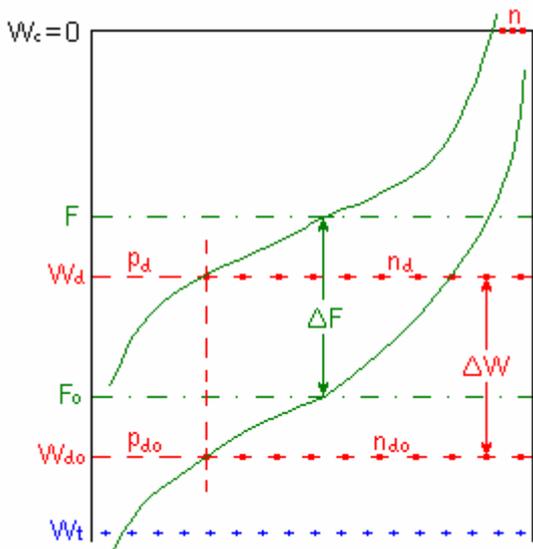


Рис.10. Для компенсированного полупроводника уровень Ферми сдвигается вверх на ту же величину, что и уровень доноров (33).

Здесь  $F_0$  – положение уровня Ферми в отсутствии внешнего поля,  $F$  – положение уровня Ферми в присутствии поля.

Найдем теперь концентрацию электронов в зоне проводимости  $n$ . В отсутствии поля эта концентрация равна  $n_0$ . Для расчета  $n$  и  $n_0$  используем уравнение (10), получим

$$n = n_0 \exp\left(\frac{F_0 - F}{kT}\right) = n_0 \exp\left(\frac{\Delta F}{kT}\right) \quad (43).$$

Подставляя  $\Delta F$  из уравнения (33), найдем ВАХ для нормального эффекта Пула-Френкеля

$$I = e\mu \cdot nE = e\mu \cdot n_0 E \exp\left(\frac{\beta \cdot E^{1/2}}{kT}\right) = e\mu \cdot n_0 \frac{U}{L} \exp\left(\frac{\beta \cdot U^{1/2}}{kTE^{1/2}}\right) \quad (44).$$

Таким образом ток экспоненциально зависит от приложенного напряжения, причем в показателе экспоненты стоит корень из напряжения. Постоянная Пула-Френкеля  $\beta$  вычисляется по уравнению (28).

### Аномальный эффект Пула-Френкеля

Пусть теперь ловушки также будут моноэнергетическими, но расположенными выше уровня доноров, рис.11.

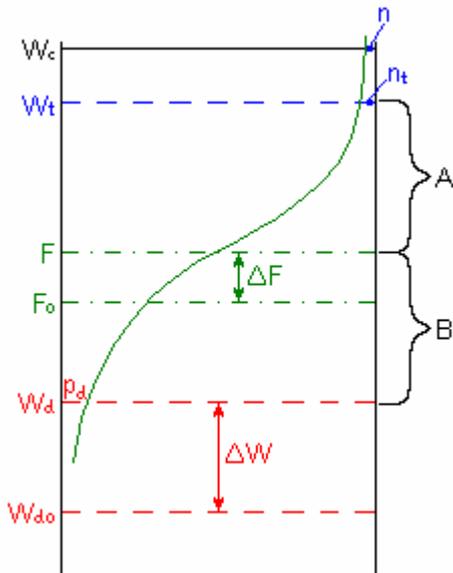


Рис.11. В присутствии мелких ловушек уровень Ферми сдвигается вверх в 2 раза медленнее, чем уровень доноров.

$$A=B$$

Некоторая часть электронов с доноров  $p_d$  забрасывается на вышележащие ловушки и в зону проводимости. Обычно  $n \ll n_t$ , где  $n_t$  – концентрация электронов на ловушках. Поэтому уравнение электронейтральности имеет простой симметричный вид  $n_t = p_d$ . Это значит, что уровень Ферми также расположен симметрично – посередине между уровнем доноров и уровнем ловушек. Отсюда легко сделать вывод, что уровень Ферми сдвигается вверх в 2 раза медленнее, чем уровень доноров, то есть

$$\Delta F = \frac{1}{2} \Delta W = \frac{1}{2} \beta \cdot E^{1/2} \quad (45).$$

Подставляя в уравнение (34), получим следующее выражение ВАХ:

$$I = e\mu \cdot n_0 E \exp\left(\frac{\beta \cdot E^{1/2}}{2kT}\right) = e\mu \cdot n_0 \frac{U}{L} \exp\left(\frac{\beta \cdot U^{1/2}}{2kTE^{1/2}}\right) \quad (46).$$

Эта ВАХ отличается от выражения (35) наличием 2 в показателе экспоненты. Это будет ВАХ в случае аномального эффекта Пула-Френкеля. Эффект этот в литературе иногда называют также модифицированным эффектом Пула Френкеля.

### Эффект Пула-Френкеля в случае ловушек, экспоненциально распределенных по энергии

Как было указано на стр.17 в аморфных веществах ловушки скорее всего не являются моноэнергетическими, а распределены по энергии. Так, от дна зоны проводимости вниз отходит хвост ловушек, смотри рис.6 на стр.18. Такой хвост ловушек имеется в анодных окисных пленках. Показано также, что в анодных окисных пленках есть и донорные центры.

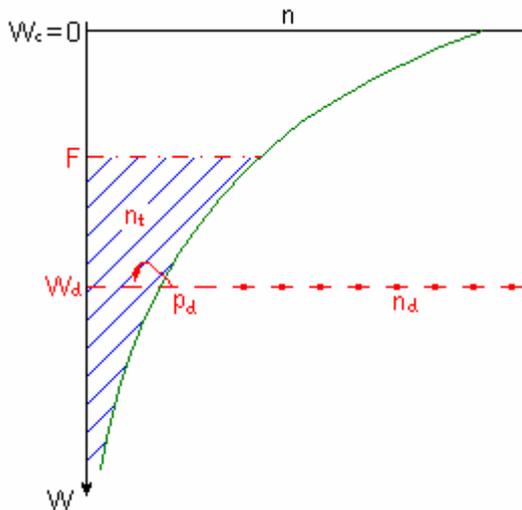


Рис.12.  
Энергетическая  
диаграмма  
аморфного вещества  
с экспоненциальным  
хвостом ловушек и  
моноэнергетическими  
донорами.

На рис.12 показана зонная диаграмма аморфного вещества при наличии хвоста ловушек и моноэнергетических доноров. Хвост ловушек подчиняется уравнению (18). Электроны с доноров переходят на ловушки, поэтому должно выполняться следующее простое уравнение электронейтральности

$$n_t = p_d \quad (47)$$

где  $p_d$  и  $n_t$  - соответственно концентрации пустых доноров и электронов на ловушках. Определим сначала положение уровня Ферми. Для моноэнергетических слабо ионизованных доноров концентрация пустых доноров равна

$$p_d = N_d \exp\left(-\frac{W_d - F}{kT}\right) \quad (48).$$

Зависимость  $n_t$  от  $F$  задается формулой (19). Используя эти два уравнения и уравнение (38), находим

$$F = \frac{W_d + kT \ln(N_t / N_d)}{1 + s} \quad (49)$$

где

$$s = \frac{kT}{E_0} = \frac{1}{l} \quad (50)$$

а величина  $l$  была нами введена формулой (22). Используя уравнение (10), находим ВАХ

$$I = e\mu \cdot n_0 E \exp\left(\frac{\beta \cdot E^{1/2}}{rkT}\right); \quad n_0 = N_c \left(\frac{N_d}{N_t}\right)^{1/r} \exp\left(-\frac{W_{d0}}{rkT}\right) \quad (51).$$

То есть все выражения для ВАХ эффекта Пула-Френкеля имеют одинаковый вид (42). Но только для хвоста ловушек имеем, что параметр  $r$  равен

$$r = 1 + s = 1 + \frac{kT}{E_0} \quad (43).$$

Для нормального эффекта Пула-Френкеля  $r=1$ , а для аномального  $r=2$ . Все вышеприведенные уравнения справедливы в случае, если  $kT < E_0$ . Если же  $E_0 < kT$ , то хвост ловушек действует как мелкие моноэнергетические ловушки, тогда  $r=2$ . Итак, параметр  $r$  для вышеприведенных случаев имеет значения в пределах  $1 < r < 2$ .

### Ловушки и доноры в виде хвоста

Выше мы рассматривали доноры только моноэнергетические. Но в аморфных веществах уровень доноров также может быть размыт в зону, рис.13.

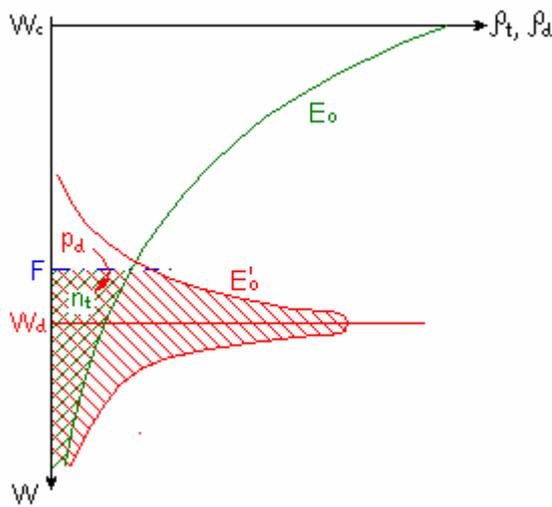


Рис.13. Энергетическая диаграмма аморфного вещества при наличии хвоста ловушек и размытия доноров в зону

Причем верхняя часть донорной зоны также имеет вид экспоненциального хвоста, в этом хвосте распределение доноров по энергии имеет вид

$$\rho_d(W) = \frac{N_d}{E'_0} \exp\left(-\frac{W_d - W}{E'_0}\right) \quad (52).$$

Электроны с самых верхних доноров переходят на нижние ловушки, так чтобы ниже уровня Ферми все ловушки и доноры были заполнены. В уравнении (44)  $E'_0$  - характерная энергия распределения доноров по энергии. В случае, если размытие доноров в зону не очень широкое  $E'_0 < kT$ , то такая зона доноров работает как один моноэнергетический уровень, совпадающий с максимумом плотности зоны. Если же размытие велико  $E'_0 > kT$ , то «работает» только верхняя часть донорной зоны, то есть верхний хвост доноров.

Расчет ВАХ для этого случая дает

$$I = e\mu \cdot n_0 E \exp\left(\frac{\beta \cdot E^{1/2}}{rkT}\right) \quad (53)$$

то есть ВАХ имеет тот же самый вид, но параметр  $r$  теперь равен

$$r = 1 + \frac{E'_0}{E_0} \quad (54).$$

В зависимости от величин  $E'_0$  и  $E_0$  параметр  $r$  может принимать значения как меньше 2, так и больше 2 (когда  $E'_0 > E_0$ , то есть доноры обладают более длинным хвостом, чем ловушки).

## **Экспериментальное исследование электропроводности тонких диэлектрических пленок.**

### Методика эксперимента.

В работе исследуются электропроводность анодных окисных пленок  $Ta_2O_5$  и  $Ne_2O_5$  или  $Si_3N_4$ . Окисные пленки формируются на соответствующем металле. Нитрид кремния обычно находится в структуре  $Si-SiO_2-Si_3N_4$  – металл. Одним электродом служит подложка, а вторым либо непосредственно металлический шарик, прижимаемый к образцу с постоянным давлением, либо напыленный слой металла, на который также опускается шарик. Образец располагается на специальном столике, находящемся внутри шкафа-экрана. Шариковый электрод подводится к поверхности образца с помощью опускающей стойки.

Измерение тока через систему проводится электрометрическим усилителем, который измеряет падение напряжения  $U_{вых}$  на своем внутреннем сопротивлении  $R$  – так происходит в режиме ЭДС.

Ламповый вольтметр измеряет напряжение на цепочке образец+усилитель.

Ток, протекающий через образец, равен

$$I = \frac{U_{вых}}{R}$$

а напряжение, падающее на образце  $U = U_0 - U_{вых}$

Если усилитель работает в режиме «ток», то происходит автоматическая компенсация падения напряжения на внутреннем сопротивлении, тогда вольтметр показывает непосредственно напряжение, падающее на образце.

Перед работой с электрометрическим усилителем внимательно ознакомьтесь с его инструкцией.

### Порядок выполнения работы.

- 1) Познакомиться с работой электрометрического усилителя. Тщательно изучить инструкцию к нему. Включить усилитель, прогрев должен продолжаться не менее 30 минут.  
Установить нуль прибора. Проверит установку нуля на всех диапазонах.
- 2) Проверить правильность работы измерительной схемы. Для этого поднять подвижной контакт с поверхности образца, разорвав, таким образом, цепь. При этом ток в цепи должен отсутствовать, следовательно падение напряжения на эталонном сопротивлении усилителя равно 0и вольтметр электрометра должен показывать нуль на всех диапазонах.
- 3) Собрать схему для измерения тока через образец. Одним электродом служит подложка металл или полупроводник, другим – подвижной прижимной контакт, опускаемый на образец.
- 4) Снять ВАХ системы при положительном напряжении на подложке, а затем при отрицательном напряжении на подложке. Узнать у преподавателя или лаборанта, какой стоит образец и какое максимальное напряжение можно подавать на образец.

При работе необходимо помнить!

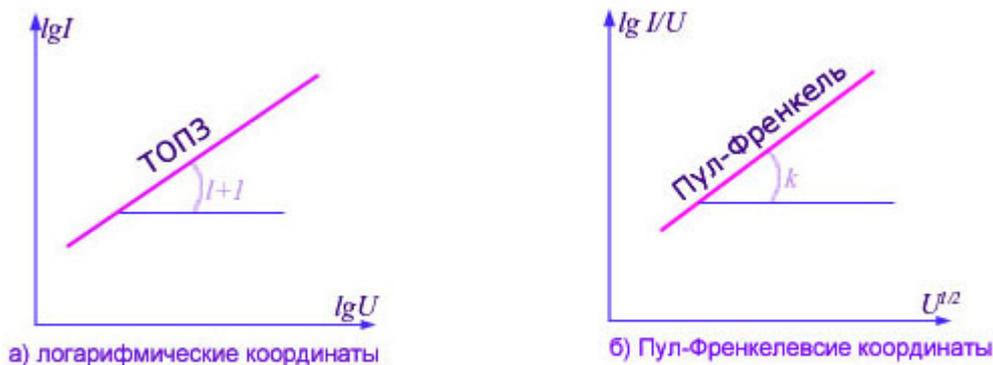
Не подавать напряжение непосредственно на образец без последовательного подключения к нему электрометрического усилителя. В противном случае при возможном пробое образца пойдут очень большие токи, и подвижной контакт подгорит.

Чувствительность электрометрического усилителя очень большая, поэтому должна соблюдаться тщательная экранировка исследуемого образца. Все контакты в схеме должны быть по возможности плотными и экранированными.

- 5) Построить ВАХ при обоих полярностях приложенного напряжения в координатах зависимости логарифма тока от логарифма напряжения (рис. 15а), и в координатах зависимости логарифма проводимости от квадратного корня напряжения (рис. 15в) .

В первом случае координаты называются логарифмическими , во втором – пул-френкелевскими.

В случае моноэнергетических ловушек ВАХ является квадратичной, поэтому в логарифмических координатах такая ВАХ дает прямую линию с наклоном , равным  $-2$ . В случае экспоненциального хвоста ловушек  $-1/2$ . Если же ВАХ является омической , то в этих же координатах получится прямая линия с единичным наклоном.



Таким образом, логарифмические координаты позволяют выявить токи, ограниченные пространственным зарядом (ТОПЗ).

Как видно из уравнения (42), в Пул - Френкелевских координатах этот закон имеет вид прямой линии

$$\lg \sigma \approx \lg \frac{I}{U} \approx \frac{\beta \cdot E^{1/2}}{rkT} = \frac{\beta \cdot U^{1/2}}{rkTL^{1/2}}$$

Тангенс угла наклона будет равен  $k = \frac{\beta}{rkTL^{1/2}}$

- 6) Расчет экспериментальных ТОПЗ.

Если в логарифмических координатах вы получили прямую линию, то это означает, что через образец протекают ТОПЗ при омическом контакте. Из угла наклона определите параметр  $l$  , а из формулы (22) определите характерную энергию распределения  $E_0$  (постоянная Больцмана  $k=1.381 \cdot 10^{-23}$  Дж/К, заряд электрона  $e=1.602 \cdot 10^{-19}$  Кл).

- 7) Расчет экспериментальных токов Пула-Френкеля. Если в Пул-Френкелевских координатах получили прямую линию, то через ваш образец протекает Пул-Френкелевский ток.

При расчетах энергию  $kT$  удобно выражать в эВ, для этого берется следующее значение постоянной Больцмана  $k=8.62 \cdot 10^{-5}$  эВ/К. Тогда постоянную Пула-Френкеля рассчитайте по формуле:

$$\beta = \left( \frac{e^3}{\pi \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Диэлектрическая постоянная вакуума  $\varepsilon_0=8,86 \cdot 10^{-12}$  Ф/м. Диэлектрическую проницаемость вашего образца узнайте у преподавателя или лаборанта. Толщину образца (**L**) также узнайте у преподавателя и не забудьте L выразить в метрах.

Зная все эти величины, из уравнения (50) определите параметр **r**. Если величина **r** получилась меньше 2-х, по формуле (43) определите  $E_0$ . По величине параметра **r** сделайте вывод, какого типа эффект Пула-Френкеля вы наблюдаете. Нарисуйте зонную энергетическую диаграмму диэлектрика.