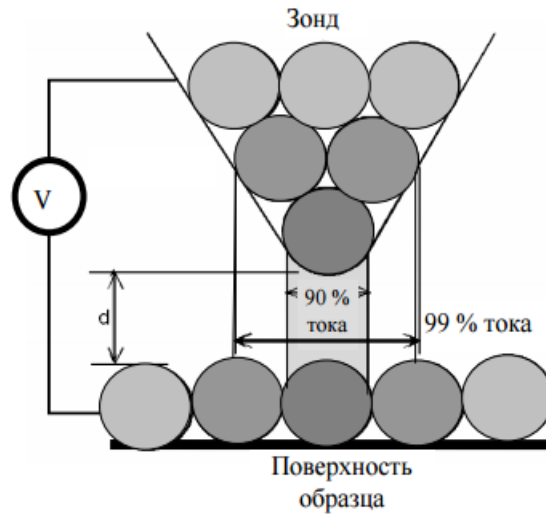


ЗАДАЧА № 8

Туннельная спектроскопия углеродосодержащих пленок



ОГЛАВЛЕНИЕ

1. Цель работы.....	3
2. Введение.....	3
3. Физические принципы работы СТМ.....	3
4. Устройство СТМ.....	6
5. Туннельная спектроскопия.....	8
6. Методика измерений.....	10
7. Упражнения.....	11
8. Литература.....	12
9. Приложение.....	13
10. Контрольные вопросы.....	15
11. Дополнительные сведения по физике полупроводников.....	16

1. Цель работы

- Изучение основ сканирующей туннельной спектроскопии
- Изучение принципов работы датчика туннельного тока в приборе FemtoScanOnline и измерение его основных параметров.
- Получение вольт-амперных характеристик исследуемых образцов и их дальнейшая интерпретация по требованиям в упражнениях

2. Содержание работы

Введение

Одним из наиболее информативных современных методов исследования поверхности, с точки зрения получения информации об атомной и электронной структуре, является метод сканирующей зондовой микроскопии. Уникальность свойств метода заключается в разрешающей способности, неразрушающем характере анализа, возможности работы как при условии вакуума, так и в различных средах, получении трехмерного изображения рельефа. Прибор, позволяющий получать эту информацию, называется сканирующий туннельный микроскоп (СТМ). Первый из сканирующих зондовых микроскопов создан в 1981 году Гердом Биннигом и Генрихом Рорером в научно-исследовательской лаборатории фирмы ИВМ в Цюрихе [1]. Пятью годами позже за это изобретение им присудили Нобелевскую премию по физике [2].

Возможности СТМ позволяют определить морфологию образца (это геометрический рельеф поверхности в виде трехмерной матрицы, которая преобразуется в картину), данные об электронной структуре исследуемого материала, локальную работу выхода, идентифицировать атомные элементы на поверхности, получать распределение плотности электронных состояний. СТМ был первым инструментом, который позволил получить изображение поверхности кремния с атомным разрешением.

Физические принципы работы СТМ

В основе СТМ лежит явление квантово-механического туннельного эффекта, заключающегося в способности электрона туннелировать через потенциальный барьер. Это означает, что вероятность обнаружить частицу в области классически запрещенного движения (под барьером) определяется как :

$$D \sim |\psi(x=d)|^2 \sim \exp(-2kd) = \exp\left(-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m(V_0 - E)}d\right), \quad (1)$$

где D – вероятность туннелирования, $\psi(x)$ – волновая функция частицы, x – координата, \hbar – постоянная Планка, m – масса электрона, V_0 – высота потенциального барьера, E – энергия налетающей частицы на барьер, d – ширина барьера.

Туннельные эффекты обычно наблюдаются в туннельных слоях порядка 10 нм. Эти явления связаны с волновыми свойствами электрона, которые можно описать с помощью модели энергетических состояний свободных электронов в металле. В рамках этой модели внутри проводника электронный газ считается свободным, то есть энергия электронов

описывается соотношением $E = \frac{p^2}{2m}$, где p – импульс электрона, а m – его масса.

Максимальную энергию, которую может иметь электрон в металле при температуре абсолютного нуля, называют уровнем Ферми (E_F). Основной вклад в туннельный ток вносят электроны, имеющие наибольшую энергию, то есть находящиеся на уровнях,

близких к уровню Ферми. Вблизи поверхности металла, т.е. около границы раздела металл – вакуум, электроны проводимости оказываются вблизи края потенциальной ямы конечной глубины, которая служит для них потенциальным барьером, высота которой определяется работой выхода (ϕ).

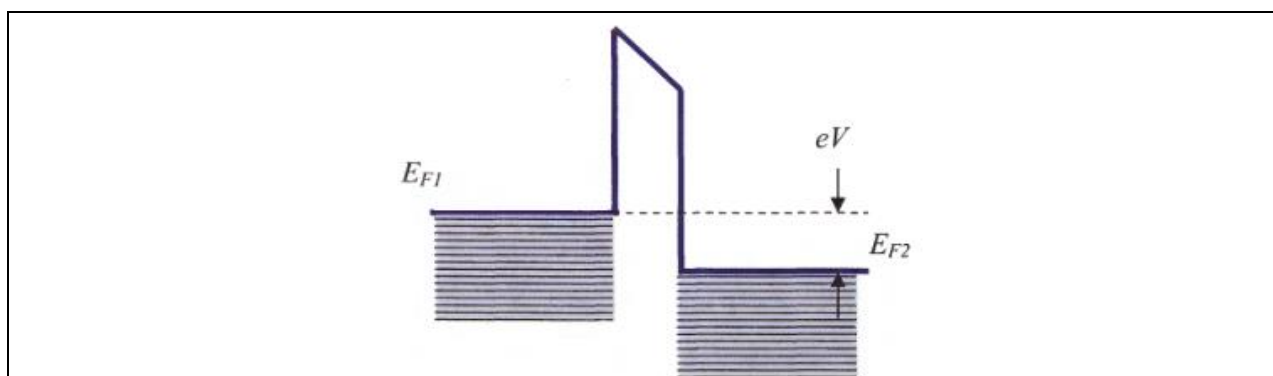


Рисунок 1. Энергетическая диаграмма туннельного контакта двух металлов.

На рисунке 1 представлены энергетические зоны контакта двух металлов, где E_{F1} и E_{F2} – энергия Ферми металлов, eV - приложенное напряжение.

Частицу можно описать с помощью некоторого волнового поля, которое будет связано с вероятностью её обнаружения в той или иной области пространства. Тогда частице, обладающей импульсом p , можно сопоставить волну:

$$\Psi = \exp\left(\frac{i}{\hbar}(px - Et)\right) = \exp(i(kx - \omega t)), \quad (2)$$

которая удовлетворяет уравнению:

$$\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m} \psi \quad (3)$$

Уравнение (3) было получено в приближении свободных электронов Э. Шредингером в 1926 году. Оно описывает движение частицы в свободном пространстве.

При рассмотрении падения частиц на потенциальный барьер конечной ширины квантовая механика предсказывает неизвестный в классической физике эффект – прохождение частиц сквозь потенциальный барьер. Вычислим прозрачность потенциального барьера прямоугольной формы. Рассмотрим падение пучка электронов на потенциальный барьер прямоугольной формы, при котором потенциальная энергия частиц:

$$U(z) = \begin{cases} 0, & z < 0; \\ U_0, & 0 \leq z \leq L \\ 0, & z > L, \end{cases} \quad (4)$$

а полная энергия E меньше чем U_0 (см. рис. 2.)

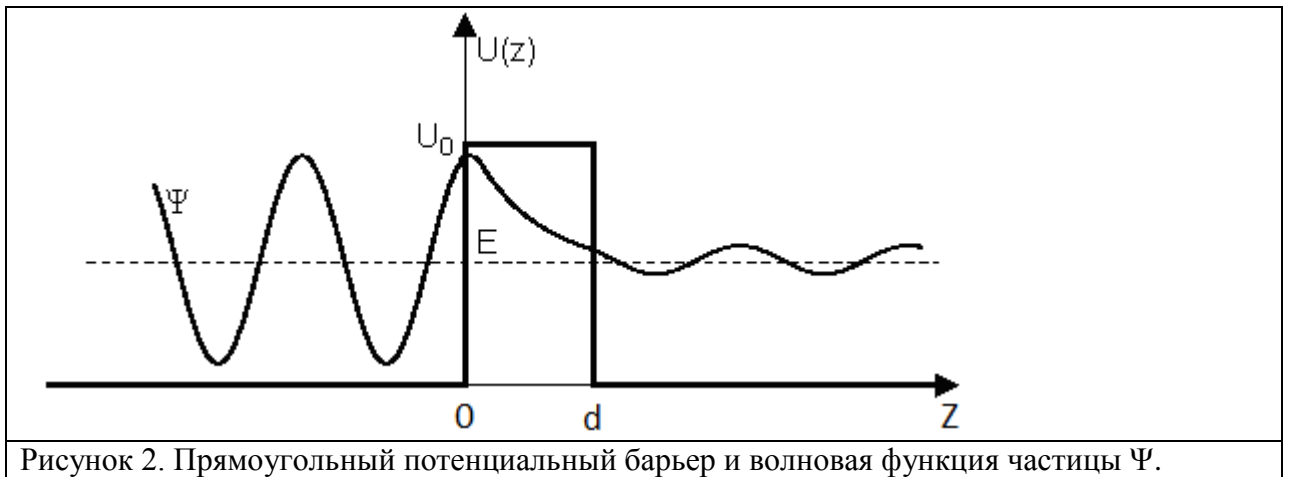


Рисунок 2. Прямоугольный потенциальный барьер и волновая функция частицы Ψ .

Стационарные уравнения Шредингера имеют вид:

$$\begin{cases} \Psi'' + k_1^2 \Psi = 0, & z < 0 \\ \Psi'' - k_2^2 \Psi = 0, & z \in [0; d] \\ \Psi'' + k_1^2 \Psi = 0, & z > d \end{cases} \quad (5)$$

где $k_1 = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$, $k_2 = \frac{\sqrt{2m(U_0 - E)}}{\hbar}$ - волновые вектора, $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж*с -

постоянная Планка. Решение волнового уравнения при $z < 0$ ищем в виде суммы падающей и отраженной волны: $\Psi = B_1 \exp(ik_1 z)$, а решение при $z > d$ - в виде прошедшей волны: $\Psi = A_3 \exp(-ik_1 z)$. Решение в области потенциального барьера $0 < z < d$ есть $\Psi = A_3 \sin(k_2 z) + B_2 \cos(-ik_2 z)$. Постоянные коэффициенты B_1, A_2, B_2 и A_3 определяются из условия непрерывности волновой функции Ψ и Ψ' в точках $z=0$ и $z=d$.

Прозрачность потенциального барьера в квазиклассическом приближении определяется вероятностью прохождения частицы сквозь него, вычисляемой как отношение числа прошедших частиц к количеству частиц, упавших на барьер. Для барьеров сложной формы эта величина равна: $D \sim \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(V(x) - E)} dx\right)$, где интеграл берется по области классически запрещенного движения. Для прямоугольно барьера шириной d : $D = \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(V_0 - E)} d\right)$ При сближении двух металлов на расстояние, меньшее расстояния, на котором волновые функции покинувших потенциальные ямы электронов затухают, возникает туннельный контакт металл - вакуум - металл.

В такой системе при наличии внешнего напряжения, называемого напряжением смещения V , между двумя металлами возможно протекание туннельного тока. Если напряжение смещения невелико ($eV \ll \phi$), то вероятность туннелирования электрона (коэффициент прохождения) через одномерный барьер прямоугольной формы равна: $W = (|A_t|^2 / |A_0|^2) \approx \exp(-kd)$, где A_0 - амплитуда ВФ электрона, движущегося к барьеру; A_t - амплитуда ВФ электрона, прошедшего сквозь барьер; k - константа затухания волновой функции в области, соответствующей потенциальному барьеру; d - ширина барьера.

В СТМ используется туннелирование электронов между проводящим зондом и образцом при наличии внешнего напряжения; шириной туннельного перехода является расстояние между крайним атомом зонда и ближайшим атомом поверхности (см. рис.3).

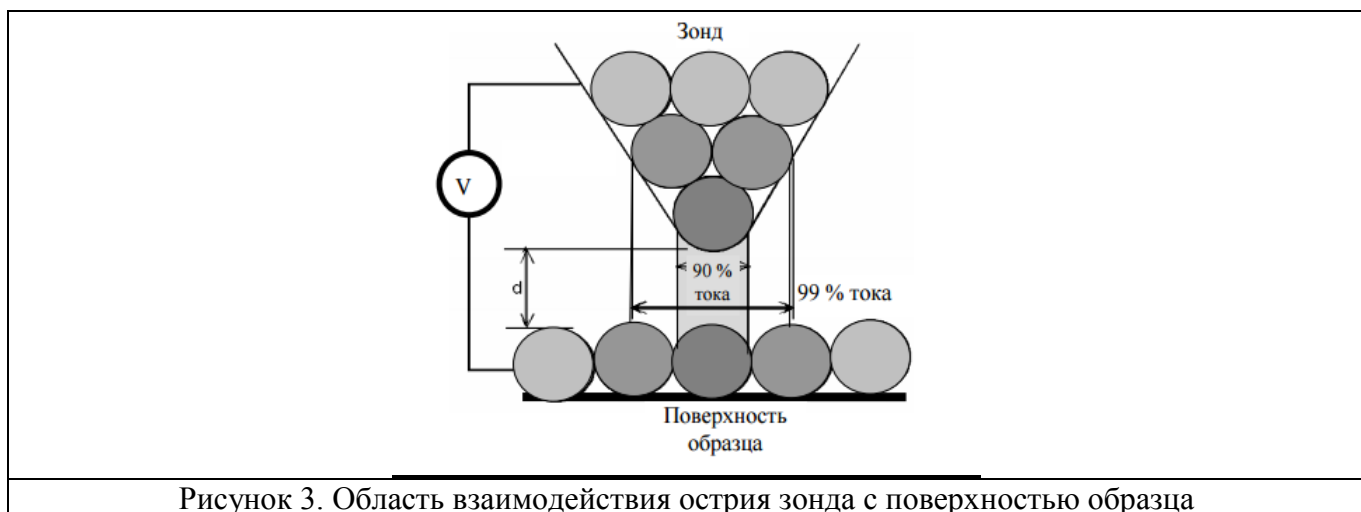


Рисунок 3. Область взаимодействия острия зонда с поверхностью образца

Устройство СТМ

На рисунке 4 представлена принципиальная схема устройства сканирующего микроскопа. Её можно разделить на 2 части. Первая: электронная, состоящая из обратной связи (ОС) и сигнального процессора, драйвера/коммутатора и компьютера управления. Обратная связь необходима для поддержания величины туннельного тока между зондом и образцом на заданном уровне (I_0), выбираемом оператором. Вторая – механическая, состоящая из: виброизоляционной платформы необходимой для поглощения механических колебаний, а также выполняющая функцию сейсмозащиты т.к. на платформе или корпусе вмонтированы шаговый двигатель и пьезотрубки для перемещения в пространстве; столик, который выполнен из проводящего материала для крепления образца к пьезотрубке; образец- исследуемый материал; зонд в виде острия – источник электронов для туннелирования; опоры – выдвижные механизмы для крепления сканирующей насадки с зондом над поверхностью образца; сканирующая насадка – усиливает и передает проходящий через зонд ток на коммутатор для дальнейшей обработки; акустическая защита - чаще используется металлический колпак с заземлением и обшивкой из акустического поролона, но возможны варианты исполнения из других акустически поглощающих материалов с дополнительной виброизоляционной мастикой.

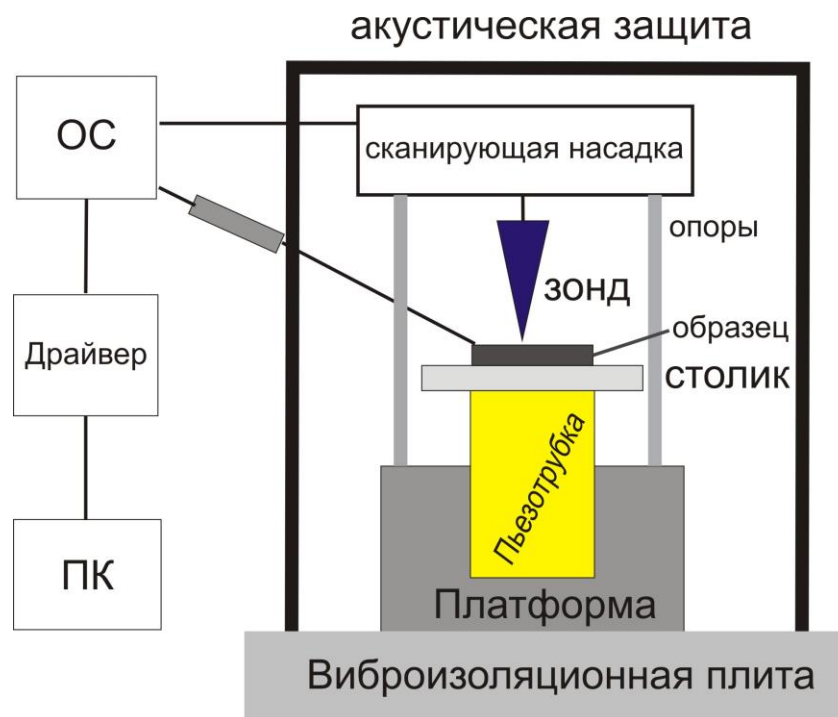


Рисунок 4. Принципиальная схема СТМ.

В качестве зонда в СТМ используется остро заточенная металлическая игла. Материалом для зонда обычно выбираются металлы с высокой твердостью и химической стойкостью: вольфрам или платина. Предельное пространственное разрешение определяется в основном радиусом закругления острия (которое может достигать нескольких ангстрем) и его механической жесткостью. Если механическая жесткость в продольном и поперечном направлениях оказывается достаточно малой, механические, тепловые и квантовые флуктуации иглы могут существенно ухудшить разрешение.

Между зондом и образцом прикладывается напряжение. Когда острие зонда оказывается на расстоянии порядка десятка нм от образца, электроны из образца начинают туннелировать через промежуток в иглу или наоборот, в зависимости от знака приложенного потенциала. При уменьшении зазора игла-образец туннельный ток экспоненциально возрастает.

Изучаемые параметры получают путем измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) между поверхностью образца и зондом СТМ. Характер измеряемых ВАХ в первую очередь определяется туннельной проводимостью между поверхностью и зондом, во-вторых: плотностью состояний исследуемой поверхности. Кроме этого, реализуются другие механизмы проводимости, влияние которых можно отследить по ВАХ туннельного тока. Таким образом, можно сделать вывод о том, что проводимость измеряемых структур определяется не только плотностью состояний и проводимостью той или иной структуры, но и проводимостью материалов, которые определяют форму потенциального барьера на границе раздела.

Туннельная спектроскопия

Сканирующий туннельный микроскоп позволяет получать ВАХ туннельного контакта зонд-поверхность в любой точке поверхности и исследовать локальные электрические свойства образца. Для характерных напряжений на туннельном контакте порядка 0.1—1 В и туннельных токов на уровне 0.1—1 нА.

Характер туннельной ВАХ существенно зависит от энергетического спектра электронов в образце, поэтому туннельный эффект широко используется в физике твердого тела для спектроскопии электронных состояний. В основе метода лежит зависимость туннельного тока от плотности состояний в образующих туннельный контакт материалах в интервале энергий от 0 до нескольких eV, отсчитываемых от уровня Ферми E_F (V – напряжение на туннельном промежутке). Пользуясь приближением Зоммерфельда, Симмонсоном была получена формула туннельного тока, протекающего в системе металл-диэлектрик-металл (М-Д-М), в приближении ВКБ теории, при $T = 0$, в случае потенциального барьера произвольной формы, считая, что масса электронов изотропна во всём пространстве. Ток можно представить в следующем виде:

$$J = \frac{\alpha}{d^2} \{ \varphi^* \exp(-Ad\sqrt{\varphi^*}) - (\varphi^* + eV) \exp[-Ad\sqrt{\varphi^* + eV}] \} \quad (6)$$

$$\text{где } \alpha = e/4\pi^2 \beta^2 \hbar, \quad A = 2\beta \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}}$$

Таким образом, формула (6) описывает туннельный ток в системе М-Д-М, по величине которого можно определить, к примеру, высоту туннельного барьера, определить локальную работу выхода образца и рассчитать барьерную проводимость.

В туннельном токе участвуют, в основном, электроны с энергиями вблизи уровня Ферми. При прямом смещении электроны туннелируют из заполненных состояний зоны проводимости зонда на свободные состояния зоны проводимости образца. При обратном смещении электроны туннелируют из образца в зонд. Величина туннельного тока определяется напряжением смещения, коэффициентом прозрачности барьера и плотностью состояний вблизи уровня Ферми. При использовании приближения свободных электронов, у металлов плотность состояний выражается в виде ступеньки. До уровня Ферми плотность состояний (вероятность заполнения электронов равна 1, а вблизи уровня Ферми равна 0). Когда исследуемая поверхность является полупроводником, то плотность состояний на границах зон не является ступенчатой функцией и поэтому вид формулы для плотности тока может быть представлено в следующем виде:

$$dI = A * D(E) \rho_p(E) f_p(E) \rho_s(E) (1 - f_s(E)) dE \quad (7)$$

где A – некоторая постоянная; $D(E)$ - прозрачность барьера; $\rho_p(E)$ и $\rho_s(E)$ - плотность состояний в материале зонда и исследуемого образца соответственно; $f(E)$ - функция распределения Ферми. В простейшем случае прямоугольного барьера при низких температурах и в предположении, что плотность состояний вблизи уровня Ферми в металле зонда практически постоянна, выражение для тока можно записать в виде:

$$I(V) = B \int_0^{eV} \rho_s(E) dE \quad (8)$$

В этом случае зависимость туннельного тока от напряжения определяется, в основном, плотностью состояний в энергетическом спектре образца. На практике величину $\rho_s(E)$ оценивают по величине производной туннельного тока по напряжению:

$$\rho_s(eV) \sim \frac{\partial I}{\partial V}, \quad (9)$$

При исследовании полупроводников, когда плотность состояний нельзя описать с помощью ступенчатой функции, тогда в формулу (7) нужно ввести реальную плотность состояния вблизи уровня Ферми, которую у полупроводников невозможно описать ступенчатой функцией.

Решить уравнение Симмонса в общем виде аналитически довольно сложно, поэтому для расчетов используются несколько упрощенных видов формулы Симмонса.

Они разделяются на три типа: при малом напряжении смещения ($eV < \phi$) выражение для плотности тока можно представить в более простом виде. Линеаризуя вторую экспоненту в выражении (6) по параметру eV , пренебрегая членом eV по сравнению с ϕ^* и учитывая, что экспоненциальная зависимость очень сильная, для качественной оценки получим упрощенную запись:

$$j_t = j_0(V) \exp\left[-\frac{4\pi}{h} \sqrt{2m\phi^*} d\right] \quad (10)$$

Формула Симмонса разделяется на 3 варианта анализа экспериментальных данных.

Для больших напряжений смещения ($eV > \phi^*$) из выражения (6) получается хорошо известная формула Фаулера - Нордгейма для полевой эмиссии электронов в вакуум:

$$J = \frac{e^3 V^2}{8\pi h \phi^*(d)^2} \exp\left[-\frac{8\pi\sqrt{2m}(\phi^*)^{3/2} d}{3ehV}\right] \quad (11)$$

Случай применения одного из приближенных вариантов формулы Симмонса для изучаемых структур «металл-диэлектрик-вакуум» является наиболее простым путем потому, что плотность состояний, как исследуемой поверхности, так и зондом, является ступенькой. В том случае, когда зонд является металлом, а исследуемая поверхность-полупроводник, в ВАХ появляются особенности вблизи уровня Ферми, связанные с плотностью состояний полупроводника. Полупроводниковые образцы имеют сложную структуру энергетического спектра электронов. Особенности сложной структуры проявляются в ВАХ. Более ярко выраженный характер проявляется на дифференциальных характеристиках. Наличие запрещенной зоны и примесных уровней в спектре полупроводниковых материалов делает ВАХ туннельного контакта металл-полупроводник сильно нелинейной. Существенный вклад в туннельный ток дают также поверхностные состояния и уровни энергии, связанные с адсорбированными на поверхности чужеродными атомами. Поэтому исследования локальных туннельных спектров полупроводниковых материалов проводят в условиях высокого вакуума.

Туннельные спектры позволяют определить положения краев зоны проводимости и валентной зоны относительно уровня Ферми, а также идентифицировать спектральные пики, связанные с примесными состояниями внутри запрещенной зоны полупроводников (см. рис.5).

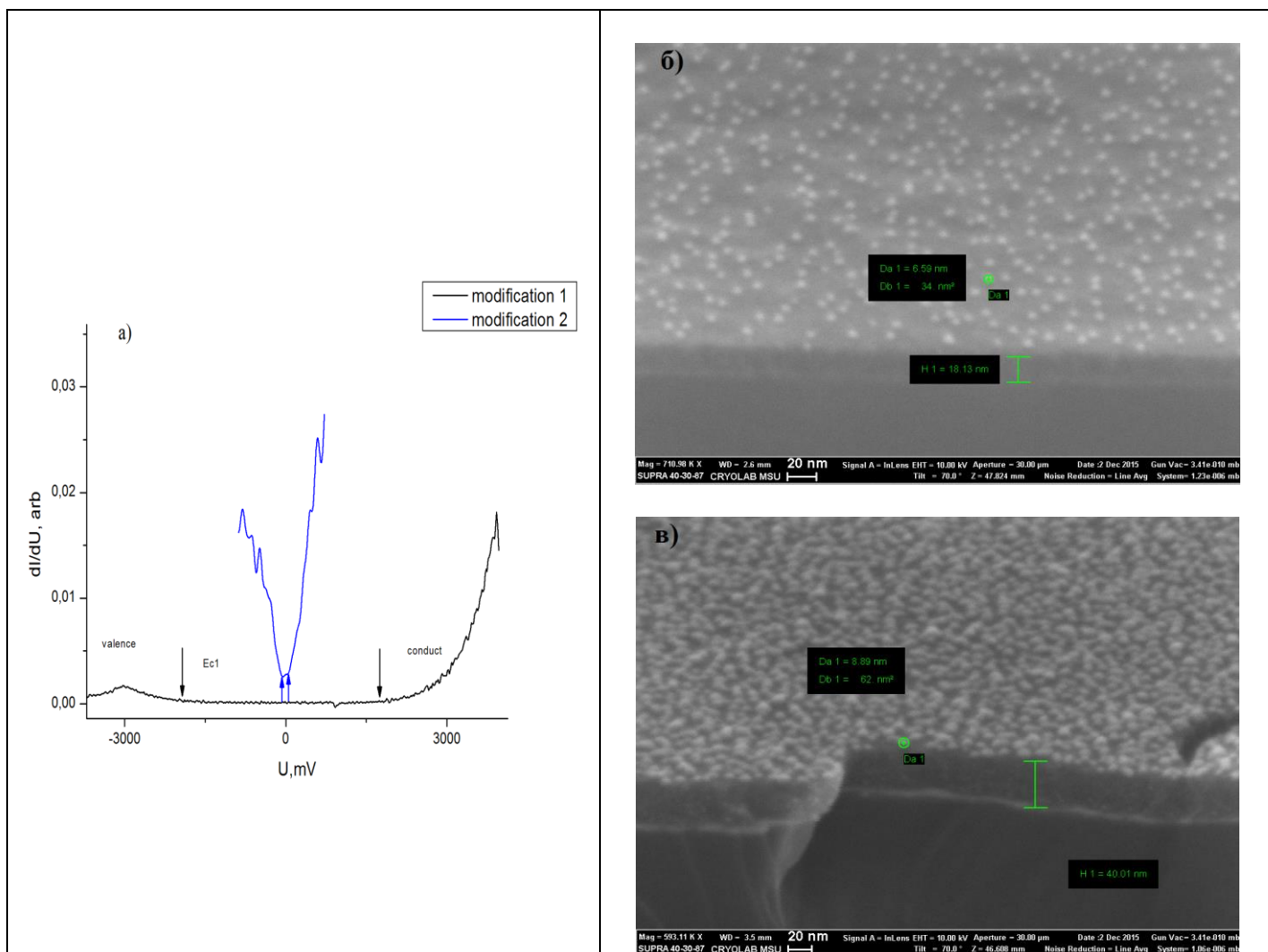


Рисунок 5. а) вид дифференциальных ВАХ углеродных структур интеркалированных металлом при различных мощностях распыления; б) SEM изображение модификации 1; в) SEM изображение модификации 2.

На рис.5(а) представлена дифференциальная ВАХ углеродных пленок с сопарным магнетронным распылением серебра. Между стрелками указанными на рисунке находится запрещенная зона материала пленок, а по краям валентная и зона проводимости соответственно. Нелинейности относятся к плотности состояний синтезированных пленок. На рис.5 (б, в) SEM изображение скола образцов, на котором видно образование на поверхности округлой формы шариков из Ag. Увеличение их концентрации отражается на проводимости структуры.

3. Методика измерений

Прежде чем приступить к работе на сканирующем зондовом микроскопе FemtoScan следует изучить руководство пользователя прибора, а так же руководство пользователя к программе FemtoScan Online.

4. Техника безопасности

Прибор управляется напряжением 220 В. Эксплуатацию сканирующего зондового микроскопа FemtoScan производить в соответствии с ПТЭ и ПТБ электроустановок потребителей напряжением до 220 В ± 5%.

5. Упражнения

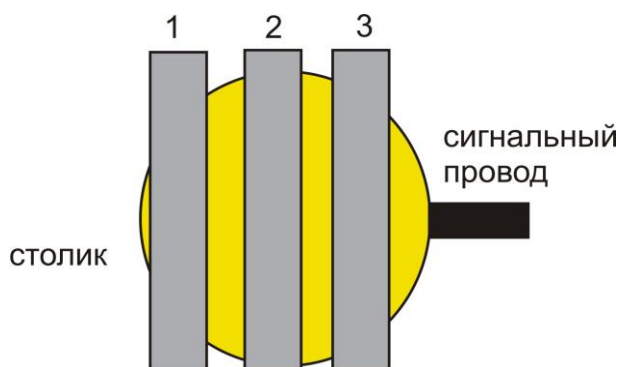


Рисунок 6. Схема расположения исследуемых областей на измерительном столике.

Упражнение №1:

На области 1 находится полупроводниковая пластина Si-n. Необходимо:

- получить серию ВАХ с этой области при разных приложенных напряжениях и на разных расстояниях зонд-образец;
- построить дифференциальную проводимость dI/dV ;
- определить наличие и ширину запрещенной зоны, обратный ток утечки I_{OP} , напряжение порога проводимости U_V , напряжение пробоя U_P , максимальный прямой ток I_{D_max} (см. приложение на стр.15).

Упражнение №2:

На области 2 находится структура: пластина Si-n с напыленной пленкой a:C-Ag (сопарное распыление магнетронной углеродной мишени и серебряной). Необходимо:

- получить серию ВАХ с этой области при разных приложенных напряжениях и на разных расстояниях зонд-образец;
- построить дифференциальную проводимость dI/dV и произвести её нормировку;
- определить наличие и ширину запрещенной зоны, обратный ток утечки I_{OP} , напряжение порога проводимости U_V , напряжение пробоя U_P , максимальный прямой ток I_{D_max} ;
- проанализировать проводимость на наличие флуктуаций.

Упражнение №3:

На области 3 находится структура: пластина Si-n с напыленной пленкой a:C-Ag (сопарное распыление магнетронной углеродной мишени и серебряной с большей мощностью распыления). Необходимо:

- получить ВАХ с данной области при разных приложенных напряжениях и на разных расстояниях зонд-образец;
- построить дифференциальную проводимость dI/dV и произвести её нормировку;
- определить наличие и ширину запрещенной зоны;
- проанализировать проводимость на наличие флуктуаций;
- определить отличие вида проводимости от данных, полученных в упражнении №2.

*Во всех трех упражнениях определить вклад механизма эмиссии электронов. Для этого полученные ВАХ необходимо построить в координатах Шоттки и Фаулера-Нордгейма.

Литературные данные:

1. G.Binnig, H.Rohrer — Scanning tunneling microscopy. // *Helv. Phys. Acta*, v. 55, № 6, p. 726-735A982
2. Г. Бинниг, Г. Рорер. Сканирующая туннельная микроскопия – от рождения к юности – Нобелевские лекции по физике – 1996. УФН, т. 154 (1988), вып.2, с. 261

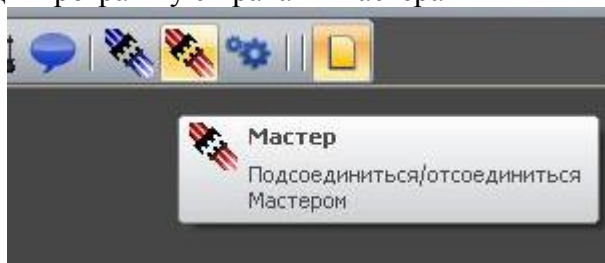
6. Дополнительная литература

- <http://www.ntmdt.ru/spm-basics/view/cvc>
- Миронов В.Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии // М., Техносфера 2005
- Ч. Киттель. Введение в физику твёрдого тела // М.: Наука, 1978.
- Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Статистическая физика // М.: Наука, 1976.
- Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика // М.: Наука, 1989.
- А.М. Попов, О.В. Тихонова. Лекции по атомной физике // Нобель Пресс 2013.
- Л.Н. Добрецов, М.В. Гомоюнова. Эмиссионная электроника // М.: Наука, 1966.
- John G. Simmons. *J. Appl. Phys.* - 1963. - V. 34 1793
- John G. Simmons. *J. Appl. Phys.* - 1963. - V. 34 238.

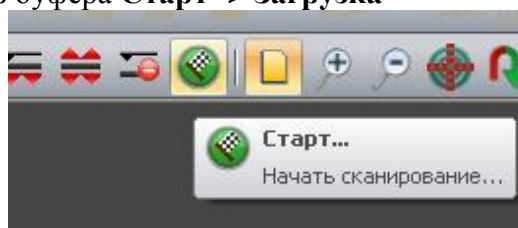
7. Приложение

Порядок работы с микроскопом:

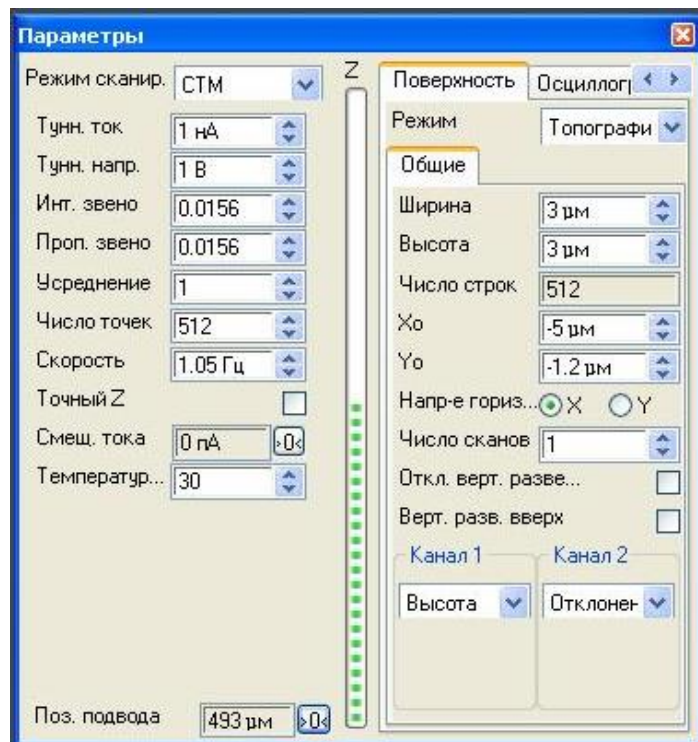
- включите стабилизатор напряжения
- включите компьютер(рубильник сзади системного блока и кнопка включения на передней панели у **левого** системного блока)
- подготовить острие Pt-Ir иглы методом механического растяжения
- установить Pt-Ir иглу в держатель на головку микроскопа
- установить столик с образцом на пьезотрубку
- подключите сигнальный провод от столика к общей схеме
- проверьте тестером контакт поверхности образца и сигнального провода
- расположить иглу микроскопа над исследуемой областью образца на расстоянии 100-200 мкм (для ускорения процесса автоматического подвода)
- запустите программу **FemtoScan** (в центре рабочего стола)
- осуществить вход в программу с правами мастера



- включите микроскоп (кнопка сзади **правого** системного блока)
- выгрузите данные из буфера **Старт -> Загрузка**

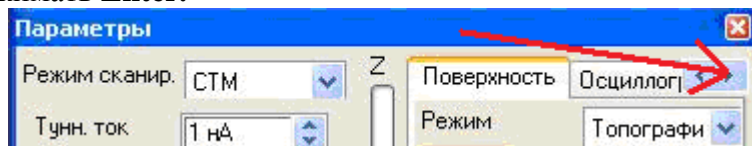



- выбрать режим работы – СТМ в окне параметры: **режим сканирования**
- создайте на рабочем столе в папке «Практикум» папку со своей фамилией и выберите в программе FemtoScan сохранение всех экспортируемых данных в Вашу папку: **Файл -> Сохранять в..**




- выбрать параметры по току и напряжению (в окне параметры): ток порядка **1 нА**, напряжение **1В**
- выбрать частоту опроса сигнального процессора (в окне параметры) - **Скорость**: до момента получения ВАХ установить **2.4 Гц** и нажать Enter.
- выбрать пределы по напряжению подаваемые между иглой и подложкой: для начала **+8 В**, далее по мере необходимости уменьшать до **+2В**.

Примечание: напряжение выбирается в правой вкладке **It(Ut)**, в поле: Поверхность, Осциллограф, Модуляция Z, I(Z), **It(Ut)**. После каждого изменения значения напряжения нажимать **Enter**.



- накрыть микроскоп экранирующим колпаком
- нажать клавишу  **Старт -> Подвод** и ждем появления туннельного тока см. шкала Z в окне **Параметры** (за одно нажатие клавиши «**Старт-Подвод**», столик проезжает **200 мкм**; при необходимости повторить)
- после установления канала проводимости и появления шкалы тока выбрать

стабильное положение ВАХ в режиме просмотра  **Старт->I(U)**, используя

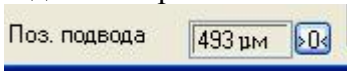
клавишу ручного подвода  добиться стабильной характеристики и установить **Скорость** порядка **0.2-0.6 Гц**.


Примечание: одно нажатие на клавишу ручного подвода приводит к перемещению на **20 нм** вверх; не забывайте при переходе к следующей высоте изменять частоту опроса на **2.4 Гц**, а при регистрации ВАХ возвращаться на **0.2-0.6 Гц**.

- для остановки снятия ВАХ нажать **Stop** (красная клавиша с ладошкой), далее **Файл-экспорт...**

- снять 3 ВАХ на различных высотах .

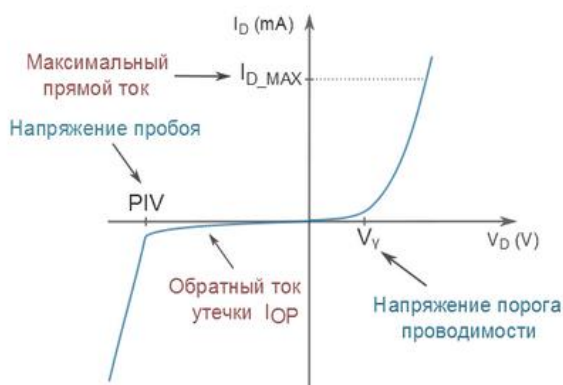
Примечание: шаг между точками не менее **100 нм**, максимальная разница между 1 и последней точкой не должна превышать **2 мкм**). Для удобства, необходимо обнулить

показание высоты:  нажав на **>0<** и считать это как первую высоту, остальные точки отсчитывать от неё.

- сохранить данные нажав: **Файл->Экспорт** в формате **.txt** и **.jpeg** (не забывайте именовать файлы для дальнейшего упрощения обработки)
- отвестись вниз на **100 мкм** нажав  и перейти к следующему упражнению
- повторить предыдущие пункты для каждой области
- выключение: выключить системный блок микроскопа(правый); отключить сигнальный провод и убрать образец; закрыть программу FemtoScan; выключить компьютер; выключить стабилизатор напряжения

* В случае контакта игла- образец произвести чистку иглы путем её механического подрезания при выключенном микроскопе.

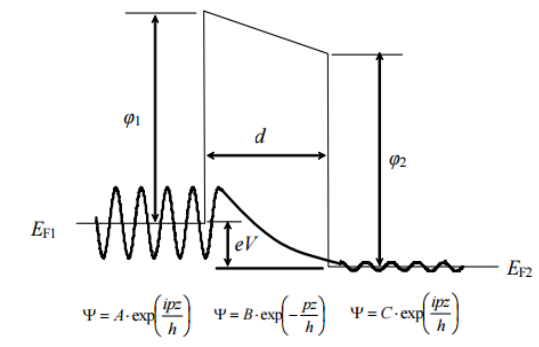
Определение необходимых параметров исходя из полученной ВАХ:



- Процесс нормировки ВАХ заключается к приведению dI/dV к виду $(dI/dV)/(I/V)$.

Контрольные вопросы:

1. Опишите принцип действия туннельного микроскопа
2. Опишите конструкцию туннельного микроскопа
3. Напишите формулу для вероятности туннелирования электронов и формулу для коэффициента прозрачности барьера
4. Запишите уравнение Шредингера для туннелирования через прямоугольный потенциальный барьер в каждой из областей.
5. Опишите принцип действия пьезоэлектрического двигателя.



Дополнительные сведения по физике полупроводников

Энергетические уровни и зоны

Кристаллическая структура твердого тела представляет собой множество атомов, сильно взаимодействующих между собой благодаря малым межатомным расстояниям. Поэтому вместо совокупности дискретных энергетических уровней, свойственных отдельному атому, кристаллическая структура характеризуется совокупностью энергетических зон. Каждая зона происходит от соответствующего уровня, который расщепляется при сближении атомов. В результате кристаллическая структура характеризуется зонной диаграммой, в которой разрешенные зоны чередуются с запрещенными зонами.

Верхняя разрешенная зона называется зоной проводимости, а расположенная непосредственно под ней - валентной зоной. При нулевой абсолютной температуре валентная зона всегда полностью заполнена электронами (все электроны имеют энергию, соответствующую валентной зоне), а зона проводимости у металлов либо заполнена только в нижней части (электроны имеют энергию, соответствующую нижней части зоны проводимости), либо, у полупроводников и диэлектриков, пустая (нет электронов с энергией, соответствующей зоне проводимости).

Особенностью энергетической (зонной) диаграммы проводников (металлов) является отсутствие запрещенной зоны между зоной проводимости и валентной зоной. Диэлектрики характеризуются шириной запрещенной зоны $\Delta W > 3$ эВ. У полупроводников $\Delta W < 3$ эВ (рис.1).

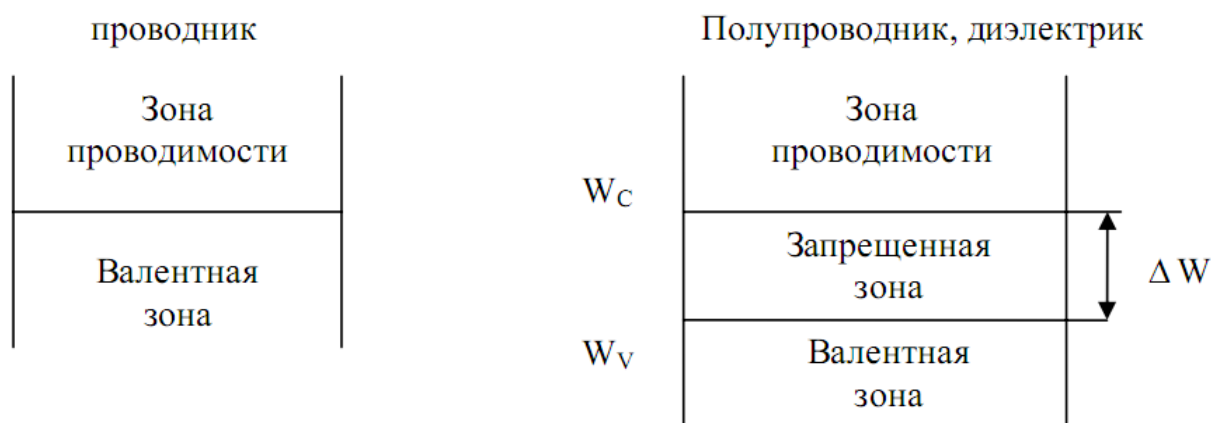


Рисунок 7. Энергетические диаграммы.

(эВ - электрон-вольт - единица измерения энергии. Один электрон-вольт - это энергия, которую приобретает электрон, пройдя разность потенциалов 1 вольт).

При комнатной температуре $T=300^{\circ}\text{K}$ наиболее распространенные полупроводники имеют следующие значения ширины запрещенной зоны: германий (Ge) - 0,72 эВ, кремний (Si) - 1,12 эВ, арсенид-галлия (GaAs) - 1,41 эВ.

Представленная на рис.7 диаграмма описывает собственный - беспримесный и бездефектный полупроводник. У примесных полупроводников зонные диаграммы отличаются (см. рис.8).



Рисунок 8. Зонные диаграммы примесных полупроводников.

Донорные и акцепторные уровни расположены в запрещенной зоне, причем уровни доноров близки к дну зоны проводимости, а уровни акцепторов - к потолку валентной зоны. Примесные уровни не расщепляются в зоны, т.к. концентрация примесей обычно мала и расстояние между примесными атомами велико.

В случае большой концентрации примесей (10^{18} - 10^{19} см^{-3} и более) примесные уровни расщепляются и образуют примесную зону. Обычно она сливается с ближайшей разрешенной зоной полупроводника. Получившаяся зона не полностью заполнена электронами, что соответствует структуре металла.

Сильно легированные полупроводники называются вырожденными или полуметаллами.

Донорные и акцепторные уровни называют мелкими, имея в виду их малую удаленность от соответствующих разрешенных зон: $\Delta W_D = W_C - W_D \approx (0,01 \dots 0,05)$ эВ и $\Delta W_A = W_A - W_V \approx (0,01 \dots 0,05)$ эВ.

Существуют примеси, характеризующиеся глубокими уровнями, расположенными вблизи середины запрещенной зоны. Например, в кремнии глубокие уровни характерны для атомов золота (Au), меди (Cu), никеля (Ni). Такие примеси не являются донорными и акцепторными. Но они играют важную роль в работе полупроводниковых приборов.

В приповерхностном слое структурные нарушения решетки создают дополнительные поверхностные энергетические уровни. Они могут занимать разное место на зонной диаграмме.

Переходы носителей заряда между зонами и уровнями

Электроны, участвующие в образовании ковалентной связи, обладают энергией, уровень которой лежит в валентной зоне. Свободные электроны, способные перемещаться внутри кристалла, обладают энергией, уровень которой лежит в зоне проводимости.

Для перевода электрона из связанного состояния в свободное ему необходимо сообщить энергию, превышающую ширину запрещенной зоны. При переходе электрона из свободного состояния в связанное (процесс рекомбинации) он обязательно отдаст энергию, равную ширине запрещенной зоны.

В примесных полупроводниках процесс образования свободных носителей заряда происходит иначе. В полупроводнике n-типа наряду с генерацией электронно-дырочных пар имеет место переход электронов с донорных уровней в зону проводимости. В полупроводнике p-типа - из валентной зоны на близлежащие уровни акцепторов. Соответственно, в полупроводниках n-типа образуется избыток электронов, а в полупроводниках p-типа - избыток дырок. С ростом температуры количество свободных носителей, порожденных ионизацией примесных атомов, возрастает значительно быстрее

количества электронно-дырочных пар. Такое превосходство сохраняется до тех пор, пока не будут ионизированы все примесные атомы. Соответствующая температура называется **температурой полной ионизации примеси**. При дальнейшем росте температуры количество свободных носителей заряда примесного происхождения остается постоянным, а количество электронно-дырочных пар продолжает возрастать. Примесный полупроводник превращается в собственный. Температура такого превращения называется **критической температурой**.

Для примесей с глубокими энергетическими уровнями энергия активации достаточно большая. Поэтому атомы таких примесей практически не ионизируются при комнатной температуре. Роль глубоких уровней может быть весьма существенной. Они представляют собой ловушки или центры захвата подвижных носителей.

Электрон, попавший из разрешенной зоны на ловушку (непрерывные стрелки см. рис.9), остается на ней в течение некоторого времени, которое называется **временем релаксации**.

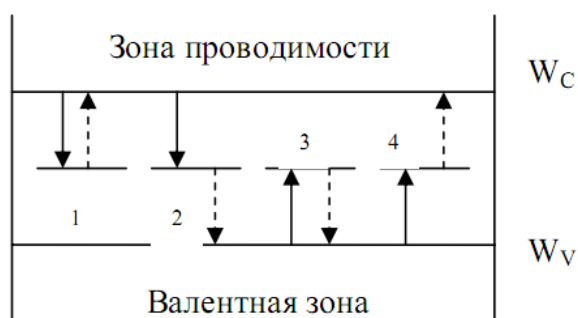


Рисунок 9. Переходы через глубокие уровни.

После этого (штриховые стрелки) он может вернуться в ту же зону (1 и 3) или перейти в другую (2 и 4). Во втором случае происходит двухступенчатая рекомбинация (2) или двухступенчатая генерация электронно-дырочной пары (4). Вероятность двухступенчатых процессов гораздо больше, чем одноступенчатых. Поэтому в присутствии ловушек процессы генерации-рекомбинации идут значительно интенсивнее. Захват электронов глубокими уровнями особенно характерен для поверхности полупроводника, которая богата поверхностными состояниями

Контакт металл-полупроводник

Тип контакта металл-полупроводник определяется работой выхода электронов из металла и полупроводника, током проводимости полупроводника и концентрацией примеси в нем.

Работа выхода электронов - это энергия, необходимая для перевода электронов с уровня Ферми на потолок верхней свободной зоны проводимости.

При идеальном контакте металла с полупроводником и без учета поверхностных состояний происходит диффузия электронов преимущественно из материала с меньшей работой выхода. В результате диффузии и перераспределения зарядов нарушается электрическая нейтральность прилегающих к границе раздела областей, возникает контактное электрическое поле и контактная разность потенциалов

$$\varphi_k = \frac{A_M - A_{II}}{|e|}$$

где A_M , A_{II} - работа выхода электронов из металла и полупроводника, e – заряд электрона.

Переходный слой, в котором существует контактное (или диффузионное) электрическое поле и который образован в результате контакта между металлом и полупроводником, называется **переходом Шоттки**.

В зависимости от типа электропроводности полупроводника и от соотношения работ выхода в полупроводнике может возникать обедненный или обогащенный слой. Если работа выхода в металле меньше работы выхода в полупроводнике $A_M < A_P$, то электроны с большей вероятностью будут переходить из металла в полупроводник. Это приводит к образованию в полупроводнике обедненного слоя, если полупроводник p-типа, или даже инверсного слоя, если $A_M \ll A_P$. Если полупроводник n-типа, то образуется обогащенный слой.

В обедненных слоях пространственный заряд формируется в результате нарушения компенсации заряда ионизированных примесей основными носителями, а в обогащенных - из-за накопления основных носителей заряда. Обогащенный слой обуславливает малое сопротивление приконтактной области полупроводника по сравнению с сопротивлением объема полупроводника. Поэтому такой переход не обладает выпрямляющими свойствами и образует **омический контакт**. При наличии обедненного или инверсного слоя переход Шоттки обладает **выпрямляющими свойствами**, т. к. внешнее напряжение, падая в основном на высокоомном переходе, будет изменять высоту его потенциального барьера, изменяя условия прохождения носителей заряда через переход.

Характерной особенностью выпрямляющего перехода Шоттки в отличие от p-n-перехода является разная высота потенциальных барьеров для электронов и дырок. В результате через переход Шоттки может не происходить инжекция неосновных носителей заряда в полупроводник. Поэтому они не накапливаются и нет необходимости в их рассасывании. Отсюда высокое быстродействие перехода Шоттки.

Гетеропереходы

Гетеропереходом называется переходный слой с существующим там диффузионным электрическим полем между двумя различными по химическому составу полупроводниками.

На границе раздела двух полупроводников (или на металлургическом контакте гетероперехода) получается разрыв дна зоны проводимости и потолка валентной зоны. В результате разрывов высота потенциальных барьеров для электронов и дырок в гетеропереходе оказывается различной. Это является особенностью гетеропереходов, обуславливающей специфические свойства гетеропереходов в отличие от p-n-переходов.

Гетеропереходы могут образовываться полупроводниками с различным типом проводимости: p-n, p-p, n-n. В зависимости от типа проводимости и ширины запрещенной зоны энергетических диаграмм ток через переход может определяться как электронами, так и дырками. Например, через контакт германия p-типа и арсенида галлия n-типа течет, в основном, электронный ток (см. рис.10).

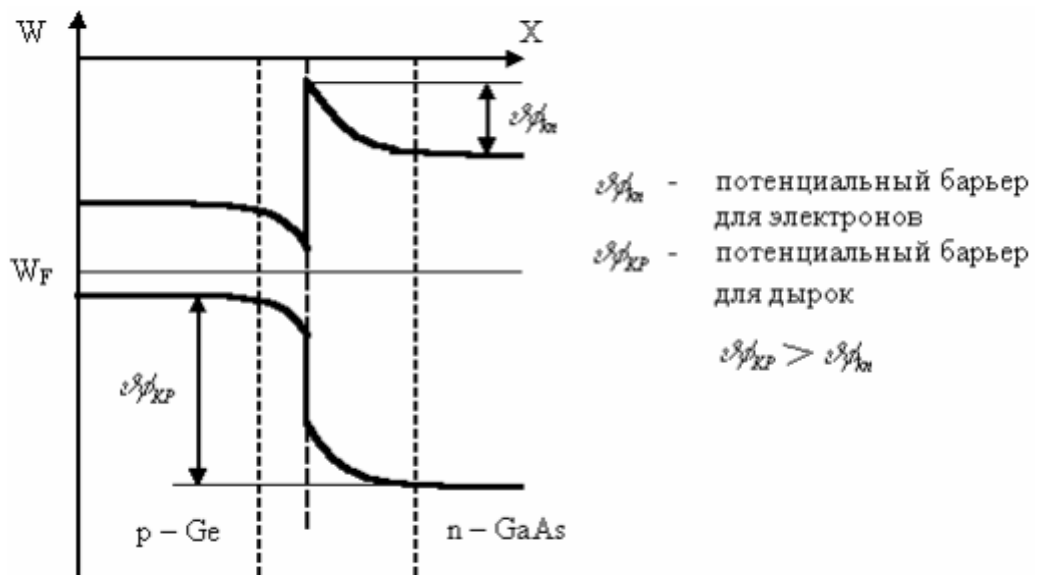


Рисунок 10. Зонная диаграмма перехода Ge (p-типа) - GaAs (n-типа).

Через переход германий p-типа, арсенид галлия p-типа течет, в основном дырочный ток (см. рис.11).

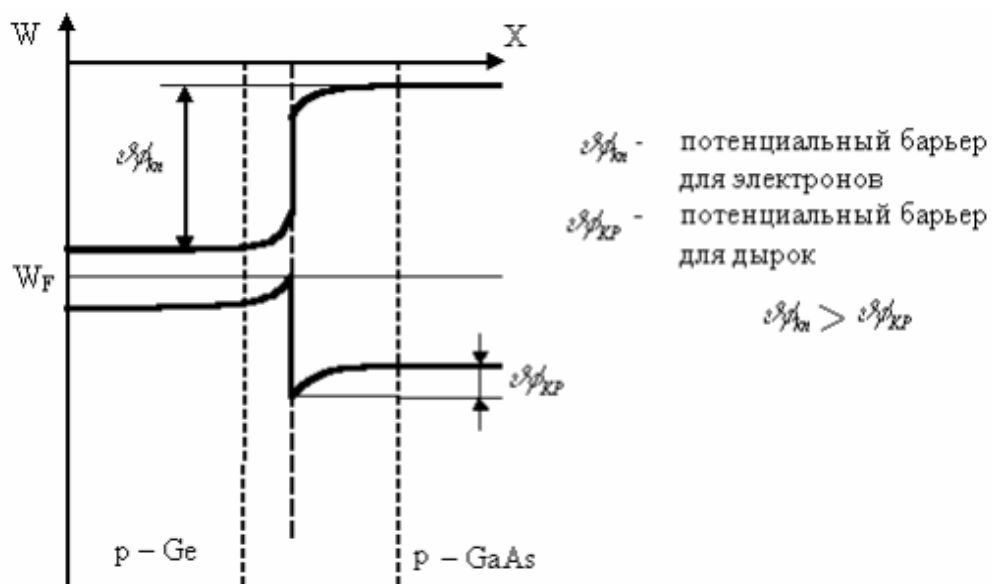


Рисунок 11. Зонная диаграмма перехода Ge (p-типа) - GaAs (p-типа).

Для формирования качественного гетероперехода необходимо совпадение типа, ориентации и периода кристаллических решеток контактирующих полупроводников, чтобы кристаллическая решетка одного полупроводника с минимальным количеством нарушений переходила в кристаллическую решетку другого полупроводника. Наиболее широкое применение в полупроводниковых приборах имеют гетеропереходы между полупроводниками на основе арсенидов, фосфидов и антимонидов галлия и алюминия. Благодаря близости ковалентных радиусов галлия и алюминия изменения химического состава полупроводников в гетеропереходе происходят без изменения периода кристаллической решетки. Гетеропереходы создают также на основе многокомпонентных твердых растворов, в которых при изменении состава в широких пределах период решетки не изменяется.

Приведенные в настоящем разделе сведения необходимы для понимания электрофизической структуры образцов, исследуемых в задаче

Благодарности

Автор благодарит Рау Э.И. за детальную рецензию и внесенные замечания в описание задачи, а также Хвостова В.В. и Карташова И.Н. за обсуждение физических вопросов и математических преобразований.