

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 18

Туннелирование электронов в вырожденном p – n переходе
к.ф.-м.н., доц. Глушков Владимир Витальевич
(ИОФ РАН)

УДК 539

Составитель: В.В. Глушков

Туннелирование электронов в вырожденном p – n -переходе: Лабораторная работа / Сост.: В.В. Глушков. – М: МФТИ, 2008. – 30 с.

В инновационных разработках эффект туннелирования используется в приборах для исследования наномира (сканирующий туннельный микроскоп), при создании новой элементной базы (например, в наноструктурах типа полевого транзистора на основе квантовой точки) и т.д.

В лабораторной работе изучается квантово-механическое явление – туннелирование электронов в вырожденном p – n -переходе – путем исследования вольт-амперных характеристик вырожденного p – n -перехода (туннельного диода) с оценкой основных параметров легированного полупроводника, а также их зависимости от температуры.

Введение. Развитие полупроводниковых технологий, начиная с середины двадцатого века, в значительной мере определило современный уровень цивилизации. Вычислительная техника и информационные технологии, средства связи, навигационные системы, средства автоматизации и управления производством, системы безопасности и контроля и многие другие отрасли мировой экономики используют современные достижения полупроводниковой промышленности. Основой современных технологий создания полупро-

водниковых приборов является монокристаллический полупроводник, содержащий области с различной концентрацией примесей или, иными словами, с различной степенью легирования. На границах областей с разным легированием возникают так называемые переходы. Перепады электрических полей и концентраций носителей, возникающие на переходах, вызывают целый ряд существенно нелинейных эффектов в электропроводности, определяющих широкий спектр практического использования полупроводниковых приборов. При этом в ряде случаев наблюдаемые явления могут быть описаны исключительно на языке квантовой механики. Одним из таких полупроводниковых приборов является туннельный диод (вырожденный $p-n$ -переход), за объяснение аномальной вольт-амперной характеристики которого японский физик Л. Есаки был удостоен Нобелевской премии 1973 года. В современных инновационных технологиях эффект туннелирования используется не только в приборах для исследования наномира (сканирующий туннельный микроскоп), но и при создании новой элементной базы (например, в наноструктурах типа полевого транзистора на основе квантовой точки).

Цель работы состоит в изучении квантово-механического явления – туннелирования электронов в вырожденном $p-n$ -переходе. В ходе работы выполняется исследование вольт-амперных характеристик невырожденного и вырожденного $p-n$ -переходов (диода и туннельного диода) с их сравнением и оценкой основных параметров легированного полупроводника, а также зависимости параметров от температуры в диапазоне 77–300 К.

Зонная структура полупроводников. Полупроводники – вещества, занимающие промежуточное по величине электропроводности положение между металлами и диэлектриками. Свойства полупроводников хорошо объясняются зонной теорией твердого тела. В процессе образования твердого тела электронные энергетические уровни отдельных атомов из-за электростатического взаимодействия электронов сме-

щаются и образуют энергетические полосы (*разрешенные зоны*), чередующиеся с интервалами энергий (*запрещенными зонами*), значения которых электроны принимать не могут (рис. 1). Ширина зон (как разрешенной, так и запрещенной) сравнительно невелика и имеет порядок $\sim 1-10$ эВ. Число атомов в веществе велико ($\sim 10^{22}-10^{23}$ атомов в 1 см^3), поэтому расстояние между отдельными уровнями разрешенной зоны чрезвычайно мало ($\Delta E \sim 10^{-21}$ эВ $\approx 10^{-17}$ К). Обычно считается, что энергетический спектр электронов внутри разрешенной зоны практически непрерывен.

Заполнение электронных зон в твердом теле подчиняется *принципу Паули*: с учетом различных направлений спина на каждом уровне может быть не более двух электронов. Минимизируя полную энергию кристалла, электроны стремятся занять уровни с наименьшей энергией. Наиболее важными в твердом теле являются *валентная зона*, самая верхняя из полностью заполненных зон, и ближайшая к ней разрешенная зона – *зона проводимости*. Между ними лежит запрещенная зона ϵ_g (рис. 1). В *диэлектриках* и *полупроводниках* в идеальном кристалле (без примесей и дефектов решетки) при $T = 0$ К валентная зона целиком заполнена электронами, а зона проводимости пуста. Различие между диэлектриками и полупроводниками определяется в основном величиной запрещенной зоны E_g : для диэлектриков $E_g > 3$ эВ, для полупроводников величина E_g может составлять значения от ~ 10 мэВ до 3 эВ. В *металлах* зона проводимости заполнена лишь частично.

Электропроводность полупроводников. В электропроводности могут участвовать только электроны частично заполненных зон, которые имеют возможность приобрести дополнительную энергию за счет электрического поля, т.е. перейти на более высокий свободный уровень. Так, в обычных металлах для перехода электрона в возбужденное состояние требуется энергия, сравнимая с расстоянием между отдельными уровнями разрешенной зоны ($\Delta E \sim 10^{-21}$ эВ). На-

против, в диэлектриках с пустой зоной проводимости и заполненной валентной зоной переход электрона в возбужденное состояние требует энергии порядка E_g . Этим объясняются и диэлектрические свойства полупроводников при $T = 0$ К, поскольку электроны в полностью заполненной зоне не могут изменять свое энергетическое положение под действием слабого поля и переносить заряд. Однако, если под влиянием каких-либо причин (например, в результате поглощения кванта электромагнитного излучения с энергией больше ϵ_g) электрон перейдет из валентной зоны в зону проводимости, в валентной зоне образуется незанятое место – *дырка*. Как электрон в зоне проводимости, так и дырка в валентной зоне могут участвовать в процессе электропроводности. При этом под действием электрического поля дырка ведет себя как частица с положительным зарядом, равным по величине заряду электрона.

Образование пары электрон–дырка может происходить под влиянием различных внешних воздействий. Кроме поглощения фотонов, при увеличении температуры электроны валентной зоны в связи с увеличением амплитуды колебаний атомов кристалла также могут получить энергию, достаточную для перехода в зону проводимости. Этот процесс называется тепловой генерацией электронно-дырочных пар. Параллельно с ним имеет место противоположный процесс – *рекомбинация* электронов и дырок, соответствующая заполнению электроном пустого места в валентной зоне. Одновременное действие этих двух процессов приводит к установлению в полупроводнике равновесной концентрации носителей заряда (тепловое равновесие).

Следует особо подчеркнуть, что действие сил, создаваемых периодическим потенциалом кристаллической решетки полупроводника, приводит к изменению динамических свойств носителей заряда – электронов и дырок. Поскольку практический интерес представляет ускорение, приобретаемое частицей в поле внешних (по отношению к идеальному кристаллу) сил, в уравнении, связывающем ус-

корение частицы с внешней силы, вместо массы свободного электрона вводится *эффективная масса* квазичастицы, т.е. носителя заряда, движущегося в периодическом потенциале. В общем случае эффективная масса описывается тензором и зависит от направления импульса носителя заряда.

Собственные и легированные полупроводники. Полупроводник, не содержащий примесей, называют *собственными*. Концентрации дырок n_p и электронов n_n в собственном полупроводнике определяются температурой T , шириной запрещенной зоны E_g и эффективной массой (m_p – для дырок; m_n – для электронов):

$$n_{n,p} = \frac{2}{\hbar^3} \left(\frac{m_{n,p} k_B T}{2\pi} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{k_B T} \right). \quad (1)$$

Из формулы (1) видно, что число электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, а следовательно, и электропроводность собственных полупроводников резко возрастают с температурой.

Полупроводники, в которых часть атомов исходного вещества заменена атомами других элементов, уровни которых расположены в запрещенной зоне, называют *примесными (легированными) полупроводниками*. Среди примесных атомов различают доноры и акцепторы. Доноры, внедренные в решетку, могут отдавать дополнительный электрон в зону проводимости; акцепторы могут захватывать электрон, образуя дырку в валентной зоне. При низких температурах электростатическое притяжение между избыточным положительным (отрицательным) зарядом донорного (акцепторного) иона и электроном (дыркой) приводит к формированию примесных уровней энергии, расположенных внутри запрещенной зоны основного материала – донорных вблизи дна проводимости или акцепторных вблизи потолка валентной зоны.

Если концентрация доноров или акцепторов в полупроводнике превышает концентрацию собственных носите-

лей тока, то при низких температурах проводимость полупроводника будет определяться электронами или дырками. В соответствии с этим различают примесные полупроводники n - и p -типа.

Радиус локализации примесного состояния. Рассмотрим донорную примесь, например As, в германии. В этом случае дополнительный валентный электрон будет «чувствовать» избыточный единичный положительный заряд иона. На больших расстояниях такой ион создаст потенциал

$$V(r) = \frac{e}{\epsilon r},$$

где $\epsilon = 12$ – диэлектрическая проницаемость германия. Это тот потенциал, в котором будет двигаться примесный электрон, если он окажется около примесного иона. С учетом эффективной массы электрона $m_n \approx 0,2m_0$ в германии решение уравнения Шредингера по аналогии с задачей о свободном атоме водорода позволяет определить расстояние от дна зоны проводимости до самого глубокого связанного состояния:

$$E_0 = -\frac{e^4 m_0}{2\hbar^2} \frac{m_n}{m_0 \epsilon^2}. \quad (2)$$

Следовательно, в германии энергия связи примесного электрона в основном состоянии в $m_0 \epsilon^2 / m_n \approx 720$ раз меньше соответствующей энергии для атома водорода и равна $13,5/720 = 0,02$ эВ.

Масштабный множитель меняет также и размеры орбит связанных состояний. «Боровский радиус», или *радиус локализации*, основного состояния примесного электрона определяется выражением

$$a^* = \frac{\hbar^2 \epsilon}{m_n e^2} = a_0 \frac{\epsilon m_n}{m_0}. \quad (3)$$

Для легированного германия n -типа радиус локализации примесного состояния $a^* \approx 60a_0 \approx 7,3$ нм (для Ge $a_0 = 0,122$ нм). Таким образом, орбита даже основного со-

стояния примесного электрона огромна и окружает тысячи элементарных ячеек.

Распределение электронов в энергетических зонах.

Вероятность заселения электронами энергетических уровней в зонах определяется статистикой Ферми–Дирака, которая описывает энергетическое распределение частиц, подчиняющихся принципу Паули. Вероятность того, что состояние с энергией E при температуре T занято электроном, определяется функцией Ферми:

$$w(E, T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_f}{k_B T}\right) + 1}. \quad (4)$$

Величину E_f называют *энергией (уровнем) Ферми*. Легко видеть, что при $T = 0$ К функция $w(E, 0) = 1$, если $E < E_f$, и равна нулю, если $E > E_f$ (рис.2). При любой другой температуре энергия Ферми совпадает с энергией того уровня, вероятность заполнения которого равна 0,5.

При равномерном распределении энергетических уровней в разрешенной зоне число электронов с энергией E в интервале dE определялось бы функцией Ферми (заштрихованная площадь на рис. 2). Однако вблизи дна зоны проводимости энергетические уровни расположены реже, чем в ее верхней части. Распределение энергетических уровней характеризуется функцией $D(E)$ – плотностью энергетических состояний. Для зоны проводимости полупроводника с изотропной эффективной массой электронов плотность состояний $D(E)$ имеет вид

$$D(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_n}{h^2}\right)^{3/2} (E - E_C)^{1/2}, \quad (5)$$

где m_n – эффективная масса электрона; E_C – энергия, соответствующая дну зоны проводимости. В этом случае плотность заполнения электронами уровней энергетической зоны описывается функцией распределения

$$\eta(E, T) = D(E)w(E, T)$$

(график функции $\eta(E, T)$ изображен на рис. 3). Общая концентрация электронов в зоне проводимости пропорциональна заштрихованной площади на рис. 3 и связана с энергией Ферми соотношением

$$N = \int_0^{\infty} \eta(E, T) dE \approx \int_0^{E_f} D(E) dE. \quad (6)$$

Последнее равенство выполняется при температурах $T \ll E_f$. Интегрирование (6) дает

$$N = \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{2m_n}{h^2} \right)^{3/2} (E_f - E_C)^{3/2}. \quad (7)$$

Аналогичные результаты справедливы и для материала с дырочной проводимостью, с тем отличием, что энергия отсчитывается от значения энергии потолка валентной зоны E_V в сторону убывания и в формулах (5) – (7) фигурирует эффективная масса дырков.

Вырожденный полупроводник. В собственном полупроводнике энергия Ферми находится в запрещенной зоне, причем ее положение определяется соотношением эффективных масс электронов в зоне проводимости и дырков в валентной зоне (при $m_n = m_p$ имеем $E_f = E_g$). В примесном полупроводнике с ростом концентрации доноров уровень Ферми поднимается к донорному уровню, приближаясь к зоне проводимости. С ростом концентрации акцепторов уровень Ферми опускается вниз к валентной зоне. Особый интерес представляют полупроводники со столь большой концентрацией доноров или акцепторов, что уровни примесных атомов расширяются в полосы (примесные зоны), сливающиеся с дном зоны проводимости или валентной зоной. Уровень Ферми при этом оказывается либо в зоне проводимости, либо в валентной зоне. В этом случае говорят о вырождении электронов или дырков и полупроводник называют *вырожденным*.

p—n-переход. Контакт двух полупроводников с дырочной и электронной проводимостью называется *p—n-*

переходом. При образовании p — n -перехода электроны из n -области начинают диффундировать в p -область и, наоборот, дырки из p -области будут переходить в n -область. В результате такого процесса по обе стороны p — n -перехода возникают объемные заряды, создающие сильное электрическое поле, которое препятствует дальнейшей диффузии через переход. В условиях установившегося равновесия наличие объемных зарядов приводит к изменению энергии электронных состояний. При этом зоны по обе стороны p — n -перехода смещаются таким образом, что уровни Ферми всей системы оказываются постоянными (рис. 4а).

Даже в условиях равновесия некоторые электроны диффундируют в p -область и там рекомбинируют с дырками. Этот поток точно уравнивается потоком электронов, которые термически возбуждаются в зону проводимости p -области и затем диффундируют в n -область, компенсируя потери электронов, движущихся в противоположном направлении и рекомбинирующих с дырками. Соответственно через p — n -переход протекают и аналогичные потоки дырок.

Приложим к p — n -переходу разность потенциалов. Если потенциал приложен в прямом направлении (рис. 4б), электроны могут значительно быстрее диффундировать в p -область и рекомбинировать там с дырками, так как приложенное напряжение уменьшает барьер. Если, напротив, приложить обратное смещение, рекомбинационный ток уменьшается за счет увеличения потенциального барьера. Ток же генерации в обоих случаях остается неизменным.

Полный ток, текущий через идеальный p — n -переход, определяется формулой

$$I = I_0 \left(e^{\frac{eV}{k_B T}} - 1 \right),$$

где I_0 — ток генерации, определяющий ток насыщения обратно смещенного p — n -перехода. Отметим, что температурная зависимость I_0 определяется в основном больцмановским множителем тепловой генерации носителей $\exp(E_g/k_B T)$.

Туннельный эффект. Туннельный эффект является существенно квантовым явлением. Пусть в некоторой области пространства имеется потенциальный барьер конечной высоты E_{p0} и ширины l (рис. 5). По классическим представлениям частица с энергией $E > E_{p0}$ всегда преодолевает барьер, а частица с энергией, меньшей E_{p0} , отражается от барьера. В квантовой механике существуют отличные от нуля вероятности отражения частицы с энергией $E > E_{p0}$ и проникновения через потенциальный барьер (туннелирования) частиц с энергией $E < E_{p0}$.

Точное решение задачи о туннелировании электронов в одномерном случае можно получить из уравнения Шредингера с использованием свойств непрерывности волновой функции и ее производных на границах потенциального барьера. Отметим только, что вероятность туннельного прохождения частицей потенциального барьера существенно зависит от энергии частицы и ширины потенциального барьера и определяется отношением квадратов модулей волновых функций ψ_3 и ψ_1 , описывающих прошедшую и падающую на барьер волны. Вероятность туннелирования частицы через прямоугольный барьер в одномерном случае описывается выражением

$$W = 16 \frac{E(E_{p0} - E)}{E_{p0}^2} \exp \left[-\frac{2}{\hbar} l \sqrt{2m(E_{p0} - E)} \right]. \quad (8)$$

Известным примером туннелирования частиц сквозь потенциальный барьер является α -распад радиоактивных ядер (см., напр., [3], с. 61). Однако в реальном случае форма барьера значительно отличается от прямоугольной. Выражение для вероятности туннелирования частицы через барьер произвольной формы получить не удастся, вместе с тем приближенное значение удастся получить, заменяя истинную форму барьера суммой прямоугольных участков. В этом случае выражение (8) преобразуется к виду

$$W \sim \exp \left(-2 \int_0^l \sqrt{\frac{2m}{\hbar} (E_p(r) - E)} dr \right). \quad (9)$$

Как будет показано далее, туннелирование электронов удается непосредственно наблюдать при исследовании вольт-амперной характеристики вырожденного $p-n$ -перехода.

Вырожденный $p-n$ -переход. При контакте вырожденных полупроводников с различным типом электропроводности образуется вырожденный $p-n$ -переход, в котором вследствие малой толщины перехода ($\sim 10^{-9}$ м) возникают условия, благоприятствующие туннелированию носителей сквозь потенциальный барьер $p-n$ -перехода. В радиоэлектронике такой вырожденный $p-n$ -переход называют *туннельным диодом*.

Процесс формирования вольт-амперной характеристики туннельного диода можно проследить по рис. 6. Если напряжение на диоде равно нулю, ток через диод также равен нулю, так как число переходов электронов слева и справа на рис. 6а одинаково. При приложении к диоду прямого напряжения (рис. 6б) энергетические уровни в p -области смещаются вниз в сравнении с уровнями в n -области; границы зон сближаются. Число переходов электронов из n -области в p -область увеличивается, так как большей плотности занятых состояний в n -области соответствует большая плотность свободных состояний («дырок») в p -области; одновременно уменьшается число переходов электронов из p -области в n -область (рис. 6б). Ток увеличивается (рис. 7) до тех пор, пока не произойдет совпадение максимумов функций распределения (черная точка на рис. 3, на вольт-амперной характеристике максимум тока достигается при напряжении U_{\max}). Дальнейшее увеличение прямого напряжения вызывает уменьшение туннельного тока. По достижении напряжения U_{\min} (совпадение границ валентной зоны и зоны проводимости) туннельные переходы прекращаются, так как занятым электронами уровням соответствуют запрещенные энергетические

ческие состояния. Отличие от нуля тока I_{\min} (рис. 7) и дальнейшее увеличение прямого тока по мере возрастания напряжения обусловлено инжекционным (рекомбинационным) током неосновных носителей заряда.

Экспериментальная установка. В работе исследуется вольт-амперная характеристика (ВАХ) германиевого туннельного диода ГИ304Б, из которой экспериментально определяется положение экстремальных точек ВАХ для различных температур в диапазоне от температуры кипения жидкого азота ($T=77.3\text{К}$ при давлении 1 атм.) до комнатной. Отметим, что регистрация ВАХ туннельного диода отличается рядом особенностей, обусловленных отрицательным динамическим сопротивлением диода на падающем участке характеристики от U_{\max} до U_{\min} . Если внутреннее сопротивление источника смещения больше, чем отрицательное динамическое сопротивление ТД, вместо статической вольт-амперной характеристики наблюдается кривая гистерезисного типа (точки 1–2–3–4 и штриховые прямые на рис. 7).

Для измерения ВАХ полупроводниковых элементов при низких температурах используется автоматизированный лабораторный комплекс модели АЛКП-1 (производство ООО «Криотэл»), включающий двухканальный вольтметр постоянного напряжения, программируемый источник постоянного тока/напряжения, криогенный регулятор температуры, лабораторный криостат для радиотехнических измерений и персональный компьютер на базе процессора AMD. Блок-схема автоматизированного комплекса АЛКП-1 приведена на рис.8.

Измерение ВАХ тестируемого элемента осуществляется при помощи двухканального вольтметра, реализованного на базе 16-битных аналогово-цифровых преобразователей АЦП1 и АЦП2 (рис.8). Один из каналов (АЦП1) задействован для измерения тока через образец, определяемого по падению напряжения на образцовом сопротивлении в цепи тестируемого элемента. Для изменения параметров используется

программируемый источник тока/напряжения с диапазонами регулировки тока и напряжения 0-0,1А и 0-2,5В и разрешением 40 мкВ и 2 мкА, соответственно. Переключение режимов работы (источник тока – источник напряжения) осуществляется вручную при помощи тумблера, расположенного на передней панели блока. Скорость и направление развертки тока (напряжения) задается в диалоговом окне прилагаемого программного обеспечения. Изменение параметров ЦАП и считывание информации с АЦП осуществляется через контроллер порта RS232.

Измерение температуры образца осуществляется при помощи образцового платинового термометра сопротивления ($R(273,15\text{ K})=100\text{ Ом}$), сопротивление которого измеряется в режиме постоянного тока (100 мкА). Высокая точность измерения температуры (на уровне 0,02-0,03 К) достигается путем использования схемы на основе 16-битного аналого-цифрового преобразователя АЦПЗ (рис.8). Температура образца визуально контролируется на соответствующем дисплее измерительного комплекса АЛКП-1. Перестройка и стабилизация температуры осуществляется при помощи трехпараметрического пропорционально-интегрально-дифференциального (ПИД) регулятора, а также в ручном режиме изменения тока через нагреватель (до 1А) с использованием программируемого источника тока на основе 16-битного цифро-аналогового преобразователя ЦАП2 (рис.8).

Основные элементы и органы управления автоматизированным лабораторным комплексом модели АЛКП-1 показаны на рис.9.

Лабораторный криостат для радиотехнических измерений с низкотемпературной вставкой для монтажа и измерения вольт-амперных характеристик полупроводниковых элементов схематически представлен на рис.10. Испытуемый элемент монтируется на столик-ячейку низкотемпературной вставки (поз.13, рис.10), предназначенной для монтажа и измерения вольт-амперных характеристик полупроводниковых элементов. В непосредственной близости от измеряемого

элемента монтируются образцовый платиновый термометр сопротивления (поз.14, рис.10) и нагреватель из константанового провода ($R=30$ Ом), бифилярно намотанный на столик. Для уменьшения температурного градиента и электромагнитных помех на столик-ячейку накручивается экран, изготовленный, как и сам столик, из теплопроводящего сплава меди. Для перестройки температуры в системе реализована схема «перевернутого стакана», при которой пары азота вытесняют жидкий азот из полости внешнего экрана вставки при закрытом патрубке 3 (рис.10). Отвод паров азота из объема криостата осуществляется через патрубок 4 (рис.10). Для заливки криостата азотом используется дополнительное (заливочное) отверстие во фланце крепления вставки (не показано на рис.10), которое в рабочем режиме закрывается фторопластовой пробкой.

Стабилизация температуры исследуемого образца осуществляется при помощи трехпараметрического пропорционально-интегрально-дифференциального (ПИД) регулятора температуры. Стандартный алгоритм работы ПИД регулятора связывает величину разбаланса температуры $\Delta T = T_0 - T$ (T_0 – заданная температура) с выходным параметром (током, напряжением, давлением и т.п.) регулятора через сумму трех вкладов:

$$u(t) = K_P \Delta T + K_I \int_0^t \Delta T(t') dt' + K_D \frac{d(\Delta T(t))}{dt} \quad (10)$$

где K_P , K_I , K_D – коэффициенты, определяющие относительные величины каждого из вкладов. Первая составляющая $K_P \Delta T$ определяет мгновенный отклик, пропорциональный разбалансу температур ΔT , в то время как два следующих члена зависят от временного поведения температуры регулируемого объекта. В комплексе АЛКП-1 реализован модифицированный алгоритм ПИД регулирования, использующий относительный разбаланс температуры $\Delta T_{rel} = 100 * (T_0 - T) / T_0$ (ΔT в процентах). Таким образом, алгоритм работы ПИД ре-

гулятора комплекса АЛКП-1 получается простой подстановкой $\Delta T = \Delta T_{rel}$ в выражение (10).

Для управления комплексом АЛКП-1 используется программное обеспечение, разработанное на базе пакета LabWindows CVI 8.1 (National Instruments), которое позволяет регистрировать вольт-амперные характеристики исследуемых образцов в изохронных режимах развертки тока/напряжения, изменять параметры ПИД регулятора, управлять током нагревателя вставки в ручном режиме, осуществлять сбор и запись данных на жесткий диск, а также представлять экспериментальные данные на графике в режиме реального времени.

Диалоговое окно программы «Полупроводник» изображено на рис.11. На панели «**Напряжение, мВ**» отображается текущее значение напряжения на исследуемом образце, а также скорость развертки и кнопки управления разверткой напряжения («<<» - уменьшение напряжения, «>>» - увеличение напряжения). На панели «**Ток, мА**» отображается текущее значение тока через исследуемый образец, а также скорость развертки тока и кнопки управления разверткой тока. Активные элементы управления разверткой определяются переключателем режима работы источника тока/напряжения (ручной/автоматический) (поз.4, рис.10). На панели «**Температура, К**» выводится значение указанного параметра в кельвинах, а также текущее значение тока нагревателя. Кнопка «**Контроллер**» открывает дополнительное окно (рис.12), позволяющее настраивать параметры ПИД регулятора в режиме реального времени.

В правой части диалогового окна программы «Полупроводник» изображается график экспериментальных данных. Расположенные вблизи осей окна позволяют изменять масштаб осей. Режим «**Авто**» включает автоматическое определение масштаба по максимальному и минимальному значениям экспериментальных данных, режим «**Макс**» устанавливает значения, определяемые инициализационным файлом (доступ к файлу ограничен преподавателем). Ручная установка масштаба осей ординат и абсцисс осуществляется вводом максимального/минимального значений в окна, расположенные рядом с осями. Кнопка «**Очистить**

графию» удаляет предыдущие данные из графического окна. Выбор цвета осуществляется при помощи палитры, активирующейся при нажатии опции **«Цвет»**.

Имя файла, в который записываются данные, вводится в дополнительном диалоговом окне, активируемом при нажатии кнопки **«Обзор...»**. Запись данных в файл осуществляется только при включенной опции **«Вкл»**, при этом строка с именем файла выделяется розовым цветом. Данные в файл записываются в следующем формате: 1 столбец – напряжение (мВ), 2 столбец – ток (мА), 3 столбец – температура (К), 4 столбец – время с момента включения программы (с).

Диалоговое окно управления режимами работы ПИД регулятора показано на рис.12. В окне **«Температура, К»** выводится значение указанного параметра в Кельвинах, окно **«Установка Температуры, К»** позволяет изменять значение стабилизируемой температуры. Окна **«Параметры регулятора»** используются для изменения значений параметров ПИД регулятора, при этом в автоматическом режиме числа в окнах **«Вклад в сигнал управления»** отражают вклады соответствующих компонент в выходном сигнале регулятора. Переключатель **«Регулятор»** предназначен для переключения между автоматическим и ручным режимами стабилизации температуры. Окно **«Ток нагревателя, мА»** используется для задания тока в ручном режиме регулятора и отображает текущее значение тока нагревателя в автоматическом режиме. Кнопка **«Сброс тока»** предназначена для быстрого выключения тока в ручном режиме.

В правой части диалогового окна управления режимами работы ПИД регулятора приводится график, отслеживающий температуру образца в режиме реального времени. Вертикальный масштаб задается линейным переключателем, расположенным под графиком. Значения в процентах определяют полуувеличину оси ординат относительно стабилизируемой температуры. Положение **«Абсолют»** задает шкалу абсолютных значений температуры без привязки к стабилизируемой.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Внимательно ознакомьтесь с описанием лабораторной работы.
2. Проверьте начальное положение переключателей комплекса (тумблер переключения режима работы источника тока/напряжения в положении «Ток», тумблер переключения режима развертки тока/напряжения в положении «Автоматический»). Проверьте соединение вставки. Включите приборы лабораторного комплекса и компьютер.
3. Запустите программу «Полупроводник».
4. Ознакомьтесь с основными органами управления лабораторного комплекса и активными элементами диалоговых окон программы.
5. Создайте папку с номером вашей бригады в папке «Студенты» на диске С. Задайте имя файла, в который будут записываться экспериментальные данные.
6. С учетом параметров источника тока/напряжения и ориентировочного времени эксперимента задайте скорость развертки тока через туннельный диод. Активируйте режим записи данных в файл (опция «Вкл», строка с именем файла выделяется розовым цветом).
7. Включив режим развертки тока кнопкой «>», запишите в файл зависимость $I(U)$ при увеличении тока через туннельный диод при комнатной температуре. **При записи вольт-амперной характеристики туннельного диода при больших напряжениях смещения не допускайте значительного превышения инжекционным током максимального значения туннельного тока (не более чем на 50%).** После перехода на инжекционный участок ВАХ запишите в файл зависимость $I(U)$ при уменьшении тока через туннельный диод. Для визуального сравнения данных рекомендуется изменять цвет при каждом изменении направления развертки магнитного поля.

8. После окончания записи ВАХ в режиме стабилизации тока переключите источник тока/напряжения в режим стабилизации напряжения. Запишите ВАХ туннельного диода при увеличении и уменьшении напряжения при комнатной температуре.
9. Сравните ВАХ туннельного диода в режимах стабилизации тока и напряжения. Объясните различие ВАХ.
10. Ознакомьтесь с правилами техники безопасности при работе с криогенными жидкостями.
11. Откройте на атмосферу патрубок вставки.
12. Используя воронку и теплоизолирующий сосуд (сосуд Дьюара), залейте в азотный объем криостата жидкий азот через заливочное отверстие на фланце крепления вставки. При заливке визуально контролируйте текущее значение температуры. При вытекании жидкого азота наружу остановите заливку. Закройте заливочное отверстие фторопластовой пробкой. Отверните патрубок азотного объема криостата в сторону для предотвращения случайного попадания капель жидкого азота на одежду и приборы.
13. Выполните измерения ВАХ туннельного диода в режиме источника напряжения при температуре жидкого азота аналогично пп. 6–8.
14. Для перестройки температуры объекта исследования активируйте диалоговое окно управления режимами работы ПИД регулятора.
15. При помощи зажима перекройте патрубок вставки.
16. В ручном режиме регулировки тока нагревателя задайте постоянное значение тока через нагреватель (~300–600 мА). Подождите, пока уровень жидкого азота внутри внешнего экрана вставки упадет ниже столика-ячейки, что будет видно по началу резкого роста температуры образца.
17. Меняя постоянное значение тока через нагреватель, доведите температуру образца до 90–120 К.

18. Введите значение стабилизируемой температуры в окно «Установка температуры, К». Рекомендуется выбрать значение температуры в диапазоне 120-150 К.
19. Задайте исходные значения параметров ПИД регулятора ($K_P=10\%$, $K_I=0$ с, $K_D=0$ с). Включите автоматический режим работы ПИД регулятора. Дождавшись завершения переходного процесса, запишите в экспериментальный журнал значение установившейся температуры для данного значения K_P .
20. Последовательно увеличивая значение K_P , определите минимальное значение коэффициента пропорциональности K_P^{\min} , при котором не возникает режим автоколебаний. Убедитесь в стационарности режима, изменив значение стабилизируемой температуры на 1К.
21. Уменьшив значение K_P примерно в 2 раза, оцените период автоколебаний температуры образца Δt . Запишите полученное значение в журнал. Установите значение $K_P=0.8K_P^{\min}$.
22. Задайте следующие значения параметров ПИД регулятора ($K_P=0.8K_P^{\min}$, $K_I=2/\Delta t$ с, $K_D=0.5\Delta t$ с). Включив автоматический режим ПИД регулятора, убедитесь, что долговременные изменения температуры не превышают 0,02 К. При необходимости подстройте параметры ПИД регулятора.
23. Выполните измерения ВАХ туннельного диода в режиме источника напряжения при стабилизируемой температуре аналогично пп. 6–8.
24. При необходимости измерьте ВАХ туннельного диода при 1-2 температурах в диапазоне (200-400 К).
25. После окончания измерений переведите тумблер переключения режима работы источника тока/напряжения в положение «Ток». Выключите измерительный модуль комплекса АЛКП-1.
26. Сохраните данные на съемный носитель, выключите компьютер.

ОБРАБОТКА И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. В электронных таблицах программы OpenOffice постройте графики ВАХ туннельного диода и определите значения U_{\max} , U_{\min} и I_{\max} (см. рис.7) для всех исследованных в работе температур.
2. По полученным результатам U_{\max} , U_{\min} и I_{\max} оцените следующие параметры полупроводника:
 - положение уровня Ферми,
 - концентрацию электронов и дырок,
 - положение максимума плотности распределения электронов в зоне проводимости,
 - вероятность туннелирования электронов через p – n -переход при комнатной и азотной температуре.

При оценке учесть соотношения

$$U_{\max} = 2(E_f - E_{\max})/e,$$

$$U_{\min} = 2(E_f - E_C)/e,$$

$$I_{\max} = eSNW[(E_{\max} - E_C)/2m_n]^{1/2},$$

где S – площадь p – n -перехода $S \sim 10^{-3} \text{ см}^2$. В качестве начала отчета энергии E_C принять соответственно дно зоны проводимости и потолок валентной зоны.

3. Сравните экспериментальное значение вероятности туннельного перехода с теоретическим, учитывая величину запрещенной зоны в Ge $E_g = 0,67 \text{ эВ}$. Толщину p – n -перехода положить $l = 2 \text{ нм}$. Объясните полученное расхождение вероятностей туннелирования.
4. Из полученного значения концентрации носителей заряда, оцените среднее расстояние между примесями в выращенном полупроводнике. Сравните результаты расчета с радиусом локализации основного состояния примесного уровня (см. текст) и расстоянием между атомами германия (0,244 нм). Объясните наблюдаемое расхождение.

Вопросы при подготовке к выполнению лабораторной работы

1. Какие параметры определяют вероятность прохождения электронов через потенциальный барьер?
2. Как зависит от температуры вольт-амперная характеристика невырожденного p — n -перехода?
3. Объясните принцип работы ПИД регулятора.

Вопросы для сдачи лабораторной работы

1. Как формируется зонная структура твердых тел? Объясните различие зонных спектров металлов и диэлектриков.
2. Что такое полупроводник? Как влияет добавление примесей на зонную структуру полупроводника?
3. Что называется радиусом локализации примесного состояния? Какой полупроводник является вырожденным?
4. Объясните вольт-амперную характеристику вырожденного p — n -перехода.
5. Как зависит вероятность туннелирования электронов от температуры?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1) *Зеегер К.* Физика полупроводников. — М.: Мир, 1977. — Гл. 2, 5, 9.
- 2) *Анималу А.* Квантовая теория кристаллических твердых тел. — М.: Мир, 1981. — Гл. 9.
- 3) *Гольдин Л.Л., Новикова Г.И.* Введение в квантовую физику. — М: Наука, 1988. — Гл. III, XIII.
- 4) *Пул Ч., Оуэнс Ф.* Нанотехнологии. — 2-е изд. — М: Техносфера, 2006. — Гл. 3, 9.

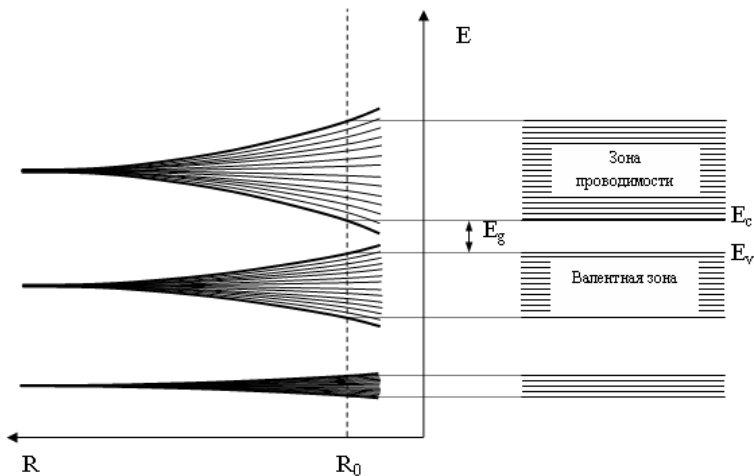


Рис. 1. Схема формирования зон в твердом теле (R – расстояние между атомами)

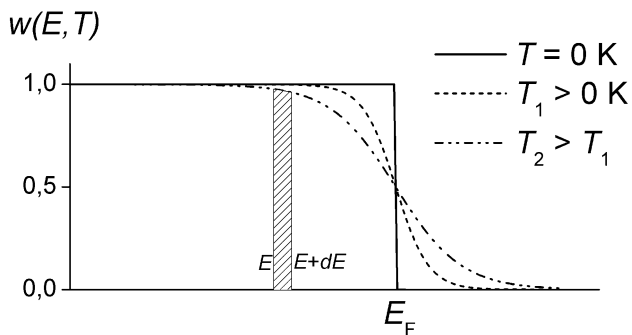


Рис. 2. Распределение Ферми–Дирака при различных температурах

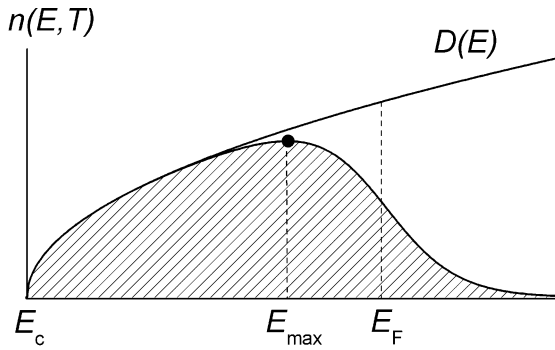


Рис. 3. Плотность электронных состояний в зоне проводимости вырожденного полупроводника

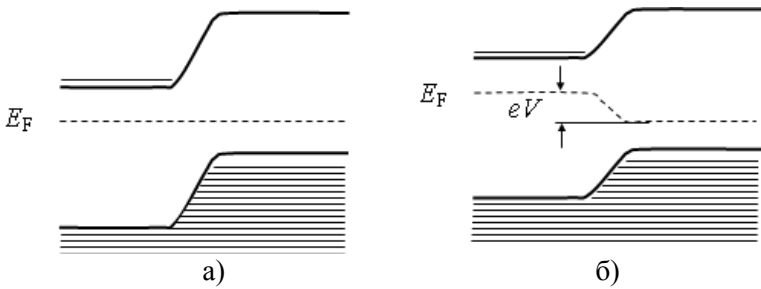


Рис. 4. Положение зон в области $p-n$ перехода а) в отсутствие и б) при наложении прямого смещения

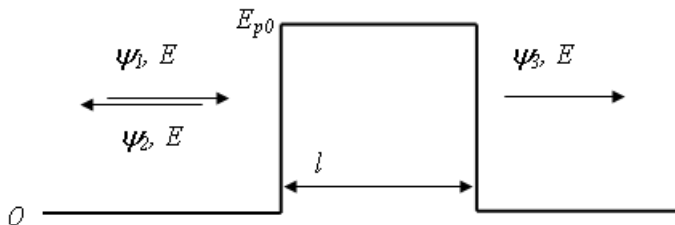


Рис. 5. Туннелирование частицы через прямоугольный барьер

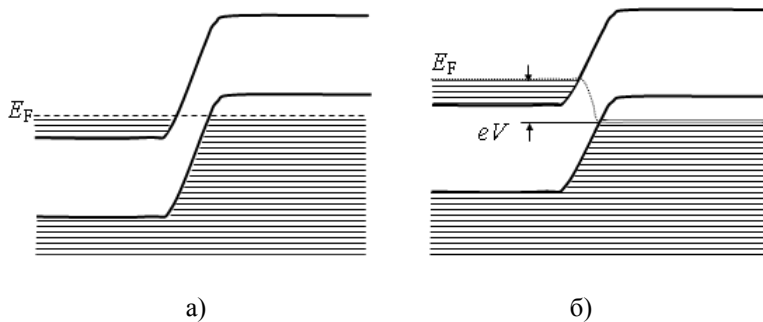


Рис. 6. Положение зон в области вырожденного p - n перехода а) в отсутствие и б) при наложении прямого смещения

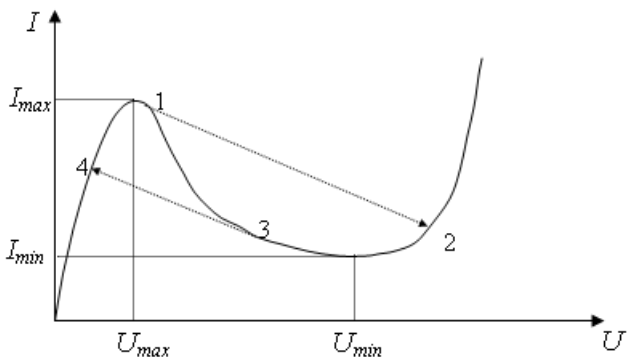


Рис. 7. Вольт-амперная характеристика вырожденного $p-n$ -перехода (обозначения приведены в тексте)

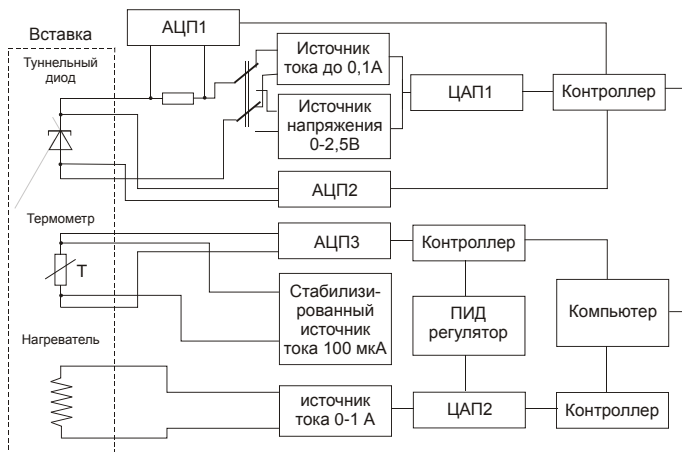


Рис.8. Блок-схема автоматизированного лабораторного комплекса модели АЛКП-1

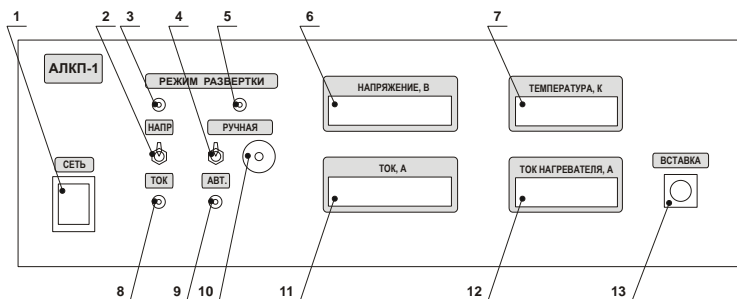


Рис.9. Основные элементы и органы управления автоматизированного лабораторного комплекса модели АЛКМ-1

1. Выключатель питания
2. Тумблер переключения режима работы источника тока/ напряжения
3. Индикатор режима работы источника напряжения
4. Тумблер переключения режима развертки тока/ напряжения (ручной/ автоматический)
5. Индикатор ручного режима развертки тока/ напряжения
6. Цифровое табло напряжения (значения в Вольтах)
7. Цифровое табло температуры (значения в Кельвинах)
8. Индикатор режима работы источника тока
9. Индикатор автоматического режима развертки тока/ напряжения
10. Потенциометр ручного режима развертки тока/ напряжения
11. Цифровое табло тока (значения в Амперах)
12. Цифровое табло тока нагревателя (значения в Амперах)
13. Разъем соединения с вставкой

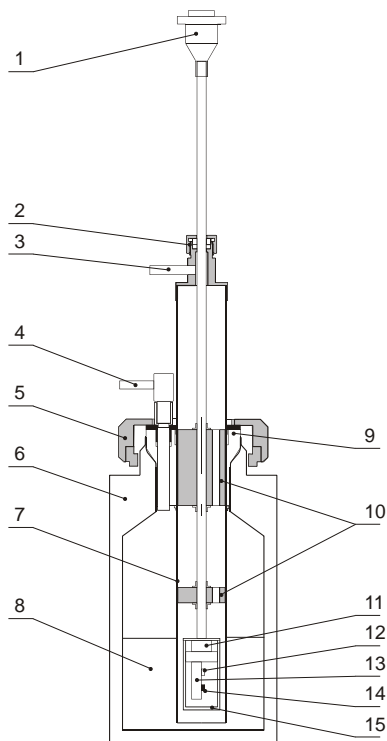


Рис.10. Лабораторный криостат для радиотехнических измерений с низкотемпературной вставкой для монтажа и измерения вольт-амперных характеристик полупроводниковых элементов:

1 – верхний фланец вставки с разъемом; 2 – сальниковое уплотнение; 3 – патрубок вставки; 4 – патрубок азотного объема криостата; 5 – гайка крепления вставки; 6 – вакуумная полость криостата; 7- внешний экран вставки; 8 – жидкий азот (разница уровней отвечает перекрытому патрубку вставки); 9 – фланец крепления вставки; 10 – теплоизолирующие центраторы; 11- нагреватель; 12 – образец (туннельный диод); 13 – столик-ячейка; 14 – термометр; 15 – экран столика.

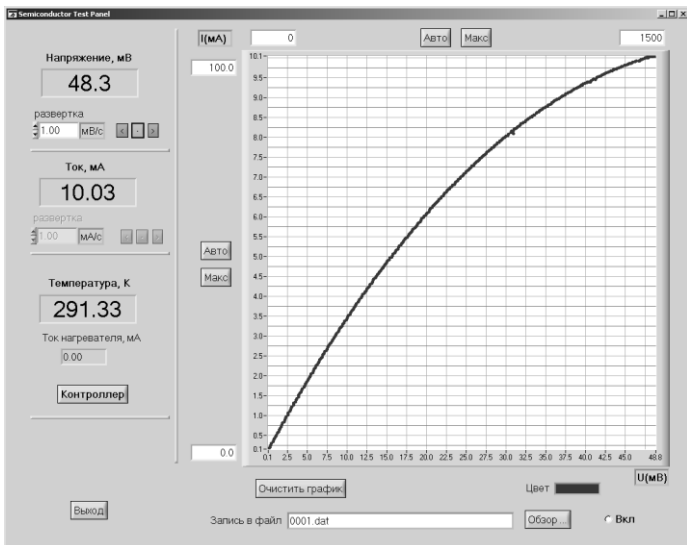


Рис. 11. Диалоговое окно программы «Полупроводник».

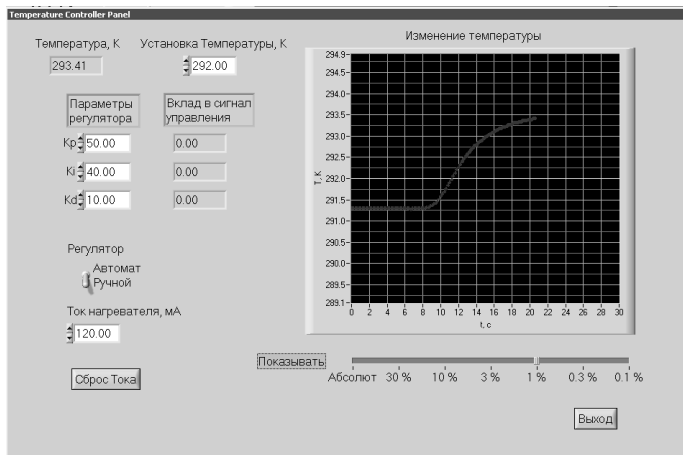


Рис. 12. Диалоговое окно управления режимами работы трехпараметрического ПИД регулятора.