

ЛЕКЦИЯ 16.

Полупроводниковые материалы.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ И ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

К полупроводникам относятся вещества, занимающие по величине удельной электрической проводимости промежуточное положение между металлами и диэлектриками. Их удельная электрическая проводимость лежит в пределах от 10^{-8} до 10^5 см/м и в отличие от металлов она возрастает с ростом температуры. (Удельные электрические сопротивления 10^{-2} — 10^{10} ом • см.).

Полупроводники представляют собой достаточно многочисленную группу веществ. К ним относятся химические элементы: германий, кремний, бор, углерод, фосфор, сера, мышьяк, селен, серое олово, теллур, йод, некоторые химические соединения и многие органические вещества.

В электронике находят применение ограниченное количество полупроводниковых материалов. Это прежде всего кремний, германий, и арсенид галлия. Ряд веществ, таких как бор, мышьяк, фосфор используются как примеси.

Применяемые в электронике полупроводники имеют весьма совершенную кристаллическую структуру. Их атомы размещены в пространстве в строго периодической последовательности на постоянных расстояниях друг от друга, образуя кристаллическую решетку. Решетка наиболее распространенных в электронике полупроводников - германия и кремния - имеет структуру алмазного типа. В такой решетке каждый атом вещества окружен четырьмя такими же атомами, находящимися в вершинах правильного тетраэдра.

Каждый атом, находящийся в кристаллической решетке, электрически нейтрален. Силы, удерживающие атомы в узлах решетки, имеют квантово-механический характер; они возникают за счет обмена взаимодействующих атомов валентными электронами. Подобная связь атомов носит название ковалентной связи, для ее создания необходима пара электронов.

Электрический ток в полупроводниках обусловлен движением сравнительно небольшого количества электронов. Эта характерная

особенность полупроводников объясняется тем, что валентные электроны атомов, из которых состоят полупроводники, прочно связаны со своими атомами и не могут двигаться, т. е. не являются свободными. Отрыв их от атомов может произойти в результате нагревания полупроводников внешним источником тепла, а для некоторых полупроводников освещением их. Это увеличивает энергию электронов, в результате чего электроны переводятся в более высокое энергетическое состояние, которое позволяет им отрываться от атомов и перемещаться под действием приложенного напряжения. Чем выше температура проводника, тем более высокие энергетические состояния приобретают электроны и тем большее количество их освобождается.

В отличие от металлов полупроводники имеют в большом интервале температур отрицательный температурный коэффициент удельного сопротивления, т.е. положительный температурный коэффициент удельной проводимости. Для них характерна сильная зависимость значения уд. проводимости от вида и количества содержащихся в них примесей. Полупроводники чувствительны к различного рода внешним воздействиям - свету, облучению ядерными частицами, Эл. и магнитному полям, давлению и т.д.

Специфичность свойств полупроводниковых материалов обусловила широкое техническое применение их для различных приборов - п/п диодов, транзисторов, тиристоров, фотодиодов, фототранзисторов, светодиодов, п/п-вых лазеров, а также датчиков давлений, температур, излучений и др. Использование п/п – ков вызвало коренные преобразования в радиотехнике, кибернетике, автоматике, телемеханике. Полупроводниковая электроника открыла новые пути микроминиатюризации электронного оборудования.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

У полупроводников между валентной зоной и зоной проводимости имеется запрещённая зона. При температуре абсолютного нуля и в отсутствие внешнего воздействия их валентная зона полностью заполнена, а зона проводимости свободна от электронов. К п/п – кам условно относят вещества с шириной запрещённой зоны $\Delta W_i = 0.05-3.0$ эВ.

Область или зона энергетических состояний электронов, находясь в которой они могут создавать ток, носит название зоны проводимости.

Для многих полупроводников достаточно невысокой температуры (например, комнатной), чтобы перевести некоторое количество электронов их атомов в зону проводимости. Непрерывное повышение температуры усиливает процесс такого перехода и проводимость полупроводника в результате этого увеличивается.

Итак, электропроводность в полупроводниках обуславливается электронами. Она называется электронной электропроводностью или электропроводностью n-типа¹. В данном случае электроны, создающие ток,

принадлежат атомам самого полупроводника, а не атомам примеси, поэтому такую электропроводность называют собственной.

У атома, электрон которого перешел в зону проводимости, образовался, таким образом, недостаток одного электрона. Такие атомы превращаются в положительные ионы, которые, однако, закреплены на месте и не в состоянии двигаться и принимать участие в создании тока. Место отсутствующего электрона может занять электрон с соседнего атома, у которого такого недостатка нет. В результате этого перехода появится у второго атома недостаток в электроны. Подобный процесс может иметь место одновременно у многих атомов.

Если приложить электрическое напряжение, перескок электронов с одних атомов на другие (соседние) примет характер направленного перемещения их в одну сторону. Одновременно с этим образующиеся положительно заряженные атомы будут возникать в направлении, противоположном движению электронов. Это будет похоже на движущиеся положительно заряды, т. е. на ток, создаваемый положительными электрическими зарядами, которые движутся в направлении, противоположном движению электронов.

Отсутствие в атоме электрона в результате перехода его в зону проводимости получило название дырки ('в атоме). Электрический же ток, образующийся при движении дырок, называют дырочным током. Электропроводность, обусловленная этим дырочным током, называется дырочной электропроводностью или электропроводностью p-типа .

Полупроводники, не содержащие донорные и акцепторные примеси, называют собственными полупроводниками, а содержащие - примесными.

Итак, движение электронов (в одном направлении) и дырок атомов (в обратном направлении) самого полупроводника создает собственную электропроводность, которая с повышением температуры возрастает. Понижение же температуры будет уменьшать собственную электропроводность полупроводника, так как будет уменьшаться число электронов, переходящих в зону проводимости. Поэтому полупроводники при охлаждении приближаются к диэлектрикам по величине их сопротивления.

В полупроводниках и диэлектриках при температуре 0°K все электроны находятся в валентной зоне, а зона проводимости абсолютно свободна. Электроны полностью заполненной зоны не могут принимать участия в создании электрического тока.

Для появления электропроводности необходимо часть электронов перевести из валентной зоны в зону проводимости. Энергии электрического поля недостаточно для осуществления этого перехода, требуется более сильное энергетическое воздействие, например, нагревание твердого тела.

Чем выше температура и меньше запрещенная зона, тем выше интенсивность межзонных переходов.

У диэлектриков запрещенная зона может быть настолько велика, что электронная электропроводность не играет определяющей роли.

Если каждый атом имеет, например, 4 валентных электрона, являющихся общими для 4 ближайших атомов (конфигурация валентных связей), то такое твердое тело является *полупроводником*. Например, в германии и кремнии, являющихся четырехвалентными элементами, на наружной оболочке имеется по четыре ковалентные связи с четырьмя ближайшими, окружающими его атомами.

Носители заряда в полупроводнике (Электроны и дырки).

В рассмотренной идеальной решетке все электроны связаны со своими атомами, поэтому такая структура не должна проводить электрический ток. Однако в полупроводниках (что коренным образом отличает их от диэлектриков) сравнительно небольшие энергетические воздействия, обусловленные нагревом или облучением, могут привести к разрыву некоторых валентных связей в решетке. При этом валентный электрон, оторвавшись от своего атома, переходит в новое устойчивое состояние, в котором он обладает способностью перемещаться по кристаллической решетке. Такие сорванные с валентных связей подвижные электроны называются электронами проводимости. Они обуславливают электропроводность полупроводника, называемую электронной электропроводностью (рис.1.1).

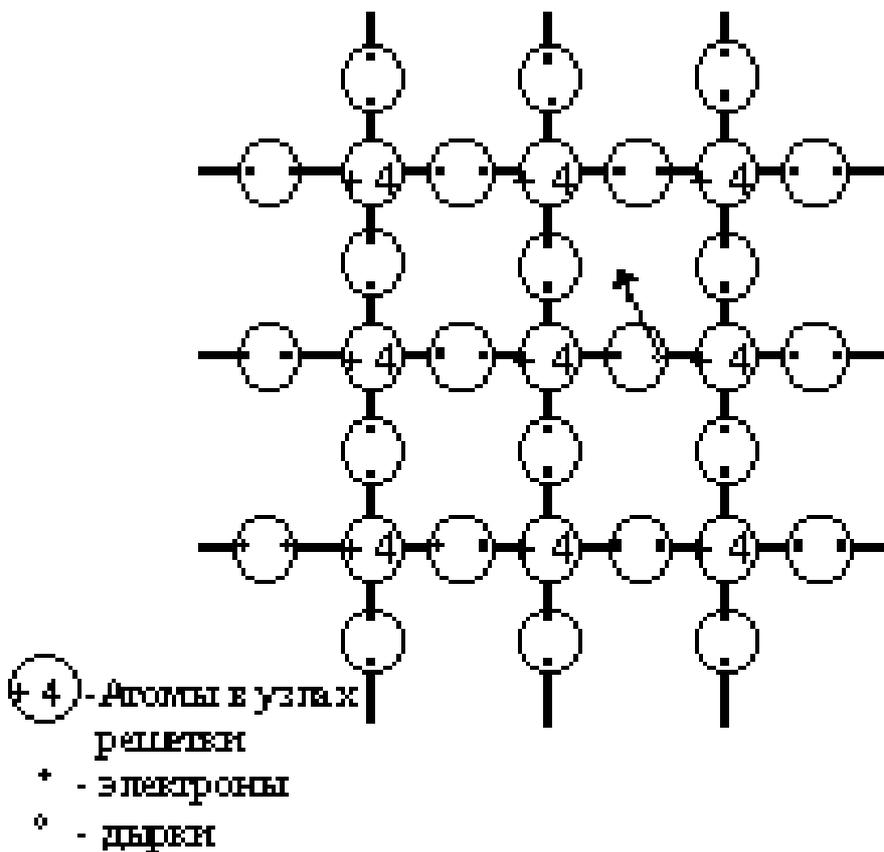


Рис. 1.1 Схема возмущенности электронов и дырок.

Минимальная величина энергии ΔW , которую необходимо сообщить валентному электрону для того, чтобы оторвать его от атома и сделать подвижным, зависит от структуры решетки и, следовательно, является параметром полупроводника.

Энергия электронов, перемещающихся по кристаллу, лежит в некотором диапазоне значений, иначе говоря, электроны занимают целую зону энергетических уровней, называемую зоной проводимости. Энергетические состояния валентных электронов также образуют зону, называемую валентной. Между максимальным уровнем валентной зоны и минимальным уровнем зоны проводимости лежит область энергетическим состояний, в которых электроны не могут находиться; это так называемая запрещенная зона. Ширина запрещенной зоны ΔW определяет энергию, необходимую для освобождения валентного электрона, т.е. энергию ионизации атома полупроводника. Таким образом, с энергетической точки зрения отрыв валентного электрона от атома и превращения его в электрон проводимости соответствуют перебросу электронов из валентной зоны в зону проводимости.

При разрыве валентной связи и уходе электрона из атома в решетку образуется незаполненная связь, которой присущ нескомпенсированный положительный заряд, равный по величине заряду электрона $+e$. Так как на незаполненную связь легко переходят валентные электроны с соседних связей, чему способствует тепловое движение в кристалле, то место, где отсутствует валентный электрон, (называемое, дыркой), хаотически перемещается по решетке. При наличии внешнего поля дырка также будет двигаться в направлении действия поля, что соответствует переносу положительного заряда, то есть электрическому току.

Этот вид электропроводности полупроводника называют дырочной электропроводностью в отличие от ранее рассмотренной электронной, обусловленной свободными электронами.

Полупроводник, имеющий в узлах решетки только собственные атомы, принято называть собственным проводником; все величины, относящиеся к нему, обозначаются индексом i (от английского слова intrinsic- присущий).

В электронике часто применяются полупроводники, у которых часть атомов основного вещества в узлах кристаллической решетки замещена атомами примеси, то есть атомами другого вещества. Такие полупроводники называются примесными. Для германия и кремния чаще всего используют пятивалентные и трехвалентные примеси. К пятивалентным примесям относятся фосфор, сурьма, мышьяк и др.; к трехвалентным - бор, алюминий, индий, галлий.

При наличии пятивалентной примеси четыре валентных электрона примесного атома совместно с четырьмя электронами соседних атомов образуют ковалентные связи, а пятый валентный электрон оказывается "лишним". Энергия связи его со своим атомом ΔW_n намного меньше, чем энергия ΔW , необходимая для освобождения валентного электрона.

Благодаря небольшой энергии ионизации ΔW_n , пятый электрон даже при комнатной температуре может быть оторван от своего атома за счет энергии теплового движения. При этом образуется свободный электрон, способный перемещаться по кристаллической решетке, и неподвижный положительный заряд - атом примеси, потерявший этот электрон. *Примеси такого вида, отдающие электроны, называются донорными, а кристаллы с подобной примесью - полупроводниками n-типа..*

При введении трехвалентной примеси примесный атом отдает три своих валентных электрона для образования ковалентных связей с тремя близлежащими атомами. Связь с четвертым атомом оказывается незаполненной, однако на нее сравнительно легко могут переходить валентные электроны с соседних связей.

При перебросе валентного электрона на незаполненную связь примесный атом с присоединенным лишним электроном образует в решетке неподвижный отрицательный заряд; кроме того, в решетке образуется дырка, способная перемещаться по решетке и обуславливающая дырочную проводимость полупроводника. *Примеси такого вида, захватывающие электроны, называются акцепторными, а кристалл с акцепторной примесью - полупроводник p-типа.*

При каждом переходе электронов за счет возбуждений из валентной зоны в зону проводимости появляются энергетические вакансии в распределении электронов по состояниям валентной зоны, называемые "дырками". При наличии дырок электроны валентной зоны могут совершать эстафетные переходы с уровня на уровень. Во внешнем энергетическом поле дырка движется противоположно движению электрона, т.е. ведет себя как некоторый *положительный заряд с отрицательной эффективной массой*. Таким образом, *дырки иницируют* и обеспечивают участие валентных электронов в процессе электропроводности.

Процесс перехода электронов в свободное состояние сопровождается и обратным явлением, т.е. возвратом электронов в нормальное, невозбужденное состояние. В результате в веществе при любой температуре возникает динамическое равновесие.

С ростом t^0 число свободных электронов в полупроводниках возрастает, а с падением t^0 - уменьшается вплоть до нуля.

При 0^0K различие между полупроводниками и диэлектриками исчезает. *Ширина запрещенной зоны* меняется с изменением температуры. Это происходит по двум причинам:

- из-за изменения амплитуды тепловых колебаний атомов решетки, поэтому $\Delta\mathcal{E}$ уменьшается .
- из-за изменения межатомных расстояний, т.е. объема тела, поэтому $\Delta\mathcal{E}$ может как уменьшаться, так и увеличиваться.

У большинства полупроводников с ростом t^0 ширина разрешенной зоны увеличивается, запрещенной зоны - уменьшается

Можно считать $\Delta\mathcal{E} = \Delta\mathcal{E}_0 - b \cdot T$; $b = (2-6) \cdot 10^{-4} \text{ЭВ}/^0\text{K}$

При комнатной температуре ($T=300^0\text{K}$) и нормальном атмосферном давлении ширина запрещенной зоны $\Delta\mathcal{E}$ у германия составляет $\sim 0.66 \text{ЭВ}$, у Si $= 1.12 \text{ЭВ}$, а арсенида галлия GaAs $\sim 1.42 \text{ЭВ}$. Отметим, что эти значения найдены для материалов с высокой степенью чистоты. В сильно легированных материалах ширина запрещенной зоны немного меньше. Как показывают экспериментальные результаты, ширина запрещенной зоны

большинства полупроводников уменьшается с ростом температуры. Температурные зависимости для Ge, Si и GaAs приведены на Рис. 16.2. (рис.29).

При $T=0^0\text{K}$ в этих полупроводниках ширина запрещенной зоны равна соответственно 0.743 эВ (Ge); 1.17 эВ (Si) и 1.519 эВ (GaAs).

Числовые значения параметров $\Delta\mathcal{E}$, a и b приведены на рис. 16.2 (рис.29). Отметим, что для этих полупроводниковых материалов температурный коэффициент $d(\Delta\mathcal{E})/dT$ отрицателен. В некоторых полупроводниках однако, производная $d(\Delta\mathcal{E})/dT$ положительна. Например в PbS (приложение Д) ширина запрещенной зоны увеличивается от 0.286 эВ при $T=0^0\text{K}$ до 0.41 эВ, при $T=300^0\text{K}$.

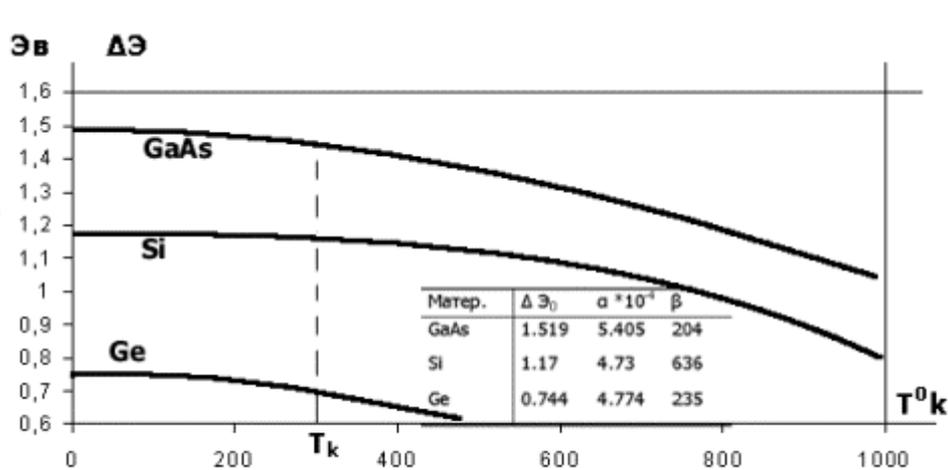


Рис.29

Рис. 16.2.

При комнатной температуре ширина $\Delta\mathcal{E}$ увеличивается с ростом давления: в Ge $d(\Delta\mathcal{E})/dP=5 \cdot 10^{-6}$ эВ/(кг/см²), а в GaAs $d(\Delta\mathcal{E})/dP \sim 12.6 \cdot 10^{-6}$ эВ/(кг/см²).

В кремнии ширина $\Delta\mathcal{E}$ с ростом давления уменьшается ($d(\Delta\mathcal{E})/dP=-2.4 \cdot 10^{-6}$ эВ/(кг/см²)).

Однако энергию, необходимую для перевода электрона в свободное состояние или для образования дырки, может дать не только тепловое движение, но и другие источники энергии: энергия света, поток заряженных частиц, энергия поля, механическая энергия и т.д.

Электрические свойства определяются условиями взаимодействия и расстояниями между атомами вещества и не являются неперменной особенностью данного атома (углерод в виде алмаза - диэлектрик, в виде графита - проводник).

Энергетические зоны примесей и дефектов

Примеси и дефекты нарушают строгую периодичность структуры и создают особые энергетические уровни, которые располагаются в запрещенной зоне идеального кристалла.

Если примесные атомы и дефекты расположены достаточно далеко друг от друга, то взаимодействие между ними отсутствует, а соответствующие им энергетические уровни оказываются дискретными. Поскольку *туннельные переходы электронов между удаленными примесными атомами практически невозможны*, то *дополнительные электронные состояния* локализованы в определенном месте решетки, т.е. на *дефекте* структуры. При достаточно высокой концентрации примесных атомов расстояния между ними сравнимы с размерами атомов, благодаря чему возможно перекрытие электронных оболочек ближайших атомов примеси. В этом случае дискретные энергетические уровни примесей расщепляются в энергетическую зону примесных состояний, способную обеспечить проводимость, *если не все* уровни в этой зоне заполнены электронами.

Таким образом, электрические свойства твердых тел определяются теоретически с единой точки зрения - энергия возбуждения носителей заряда или энергия активации электропроводности равна нулю у металлов и непрерывно возрастает в ряду полупроводников, условно переходящих при увеличении этой энергии в ряд диэлектриков.

Следует подчеркнуть, что *зонная теория* строго применима к твердым телам с *ковалентными и металлическими* связями.

Разделение твердых тел на полупроводники и диэлектрики носит в значительной мере условный характер.

Собственные и примесные полупроводники. Основные и не основные носители заряда.

Как и в металлах, электрический ток в полупроводниках связан с дрейфом носителей заряда. Но если в металлах наличие свободных электронов обусловлено самой природой металлической связи, то появление носителей заряда в полупроводниках определяется рядом факторов, важнейшими из которых являются химическая чистота материала и температура. В зависимости от степени чистоты полупроводники подразделяют на собственные и примесные.

Собственные полупроводники

Собственный - полупроводник, в котором можно пренебречь влиянием примесей при данной температуре. Ранее было показано, что для полупроводников характерно наличие не очень широкой запрещенной зоны в энергетической диаграмме.

При $T=0^0\text{K}$ у собственного полупроводника валентная зона полностью заполнена электронами, а зона проводимости абсолютно свободна, а вследствие наличия запрещенной зоны, собственный полупроводник при $T=0^0\text{K}$ является идеальным диэлектриком.

При $T>0_0\text{K}$ имеется конечная вероятность того, что за счет тепловых флуктуаций (неравномерного распределения тепловой энергии между частицами) некоторые из электронов преодолеют запрещенный барьер и перейдут в зону проводимости. В собственном полупроводнике каждый переход электрона в зону проводимости сопровождается образованием *дырки в валентной зоне*. (Понятие дырки введено, чтобы устранить отрицательную эффективную массу m_n^* , т.к. в середине зоны Бриллюэна m_n^* положительна, а вблизи потолка валентной зоны отрицательна).

Благодаря дыркам электроны валентной зоны также принимают участие в процессе электропроводности за счет эстафетных переходов под действием электрического поля на более высокие энергетические уровни. Совокупное поведение электронов валентной зоны можно представить как движение дырок, обладающих положительным зарядом и некоторой эффективной "положительной" массой.

Основные полупроводниковые материалы — германий и кремний — являются кристаллическими веществами. Они имеют одинаковую кубическую кристаллическую структуру. Это означает, что кристалл их имеет форму куба. Взаимное расположение атомов в этой кубической структуре изображено на рис. 16,3, из которого видно, что восемь атомов занимают места узлов в вершинах куба. Они обозначены буквой «у» (узел). В центрах всех шести граней куба находится по одному атому; они обозначены буквой «г» (грань).

Таким образом, кристаллическая структура германия и кремния представляет собой гранецентрированный куб, который делится на восемь более малых кубов. Вверху слева обозначен пунктиром один из восьми таких кубов. В центрах четырех (из восьми) малых кубов, расположенных в шахматном порядке, находится еще по одному атому. Они обозначены буквой «ц» (центр малого куба). Каждый из перечисленных атомов связан с четырьмя своими ближайшими соседями. Это более наглядно видно на примере атомов, находящихся в центрах малых кубов. Каждый центральный атом «ц» связан с одним узловым атомом и тремя атомами «г» находящимися в центрах граней большого куба. Все эти четыре атома в свою очередь

связаны в отдельности с четырьмя своими ближайшими соседними атомами. Рис.16.3 представляет объемную картину кристаллической структуры германия, кремния и алмаза. Однако для представления о движении электронов в кристалле удобнее пользоваться упрощенной картиной взаимного расположения атомов в виде плоской решетки.

На рис. 16.4 показана такая плоская кристаллическая решетка германия. Она будет такой же и для плоского изображения решетки кремния. Прямые линии, попарно соединяющие ближайшие атомы, представляют собой пространственные связи атомов. Рассмотрим связи атома *A* с его четырьмя соседними атомами *B*, *B*, *Г* и *Д*. У каждого атома германия (как и у кремния) имеется по четыре валентных электрона. У атома *A* они расположены на прямых линиях *a*. На таких же прямых линиях *б*, *в*, *г* и *д* располагаются валентные электроны атомов *B*, *B*, *Г* и *Д*. Таким образом, вокруг атома *A* располагаются четыре пары электронов. Эти электроны связывают атом *A* с атомами *B*, *B*, *Г* и *Д*, вращаясь попарно вокруг атома *A* и каждого из четырех соседних атомов.

На рис. 16.4 представлена картина электронного взаимодействия атомов, устанавливающих прочную ('ковалентную) связь их друг с другом. Каждый электрон, образующий связь с другим атомом, обладает энергией определенной величины. У некоторых из них эта энергия может оказаться достаточной для того, чтобы он перешел к другому атому и даже не обязательно к соседнему. Если же путем нагревания полупроводника или освещением его сильно повысить энергию связанного с атомом электрона, то электрон может передвигаться от атома к атому и перейти даже в зону проводимости, т.е. образовывать Эл. ток в полупроводнике. На рис.3 а в его верхней части представлены различные пути движения электронов, обладающих повышенной энергией, но когда к полупроводнику не приложено напряжение. Предположим, что электрон атома 3 оставил свое место *в* в атоме и оказался в положении *г*. В атоме 3 при этом образовалась дырка (вакантное место), которая может быть занята другим электроном. Электрон атома 1 одновременно покинул свое место в связи *a*, обошел атом 2 с двух сторон и занял дырку *в* в атоме 3. В результате этого дырка в атоме 3 перестала существовать. Такое заполнение электроном дырки в другом атоме и уничтожение тем самым положительного заряда называется *рекомбинацией*¹. Электрон же атома 4, покинув место *д*, приобрел направление движения вверх, т. е. отличное от направления движения электронов *a* и *в*. Все это показывает, что в случае, когда к полупроводнику не приложено напряжение от внешнего источника, электроны хотя и перемещаются, но тока не создают, так как их движение в полупроводнике беспорядочное.

Рис. 16.3. Кристаллическая структура германия и кремния

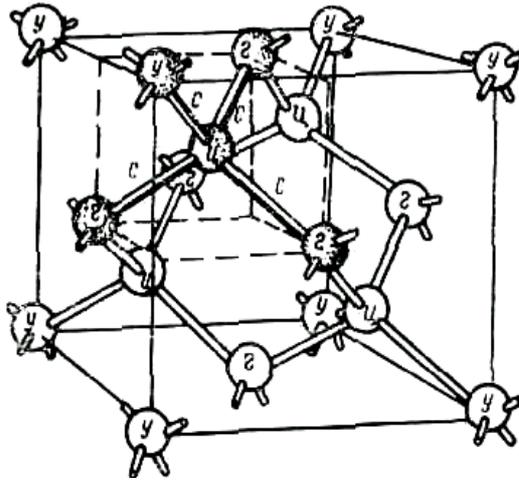
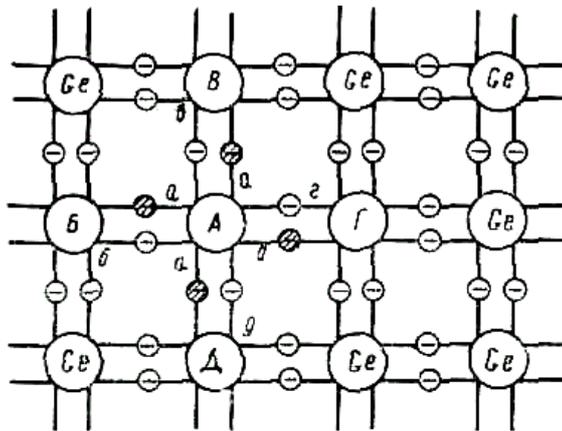


Рис. 16.4. Плоская кристаллическая решётка чистого германия



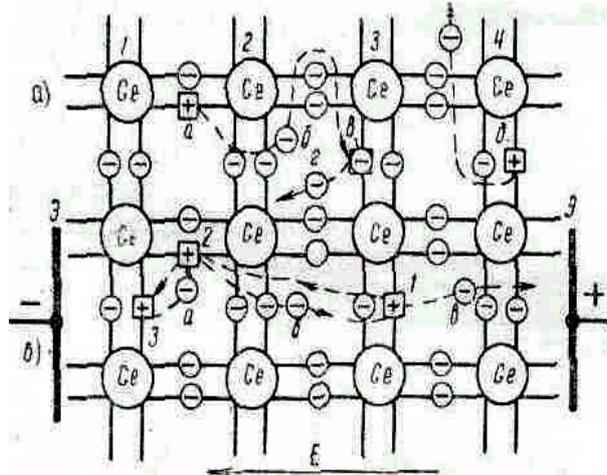


Рис. 16.5. Схема движения электронов и дырок в чистом германии:
a — при отсутствии электрического поля, *б* — в электрическом поле

На рис. 16.5. *б* показана картина движения электронов в случае, когда к полупроводнику приложено напряжение от внешнего источника. Здесь под действием внешнего электрического поля E электрон $в$, находившийся в положении 1 , направился в сторону положительного электрода. На его месте / образовалась дырка. В это время из положения 2 начал двигаться электрон $б$ по направлению к тому же положительному электроду. На пути он встречает дырку и ее занимает. Теперь в положении 1 восстановилось прежнее состояние. Положительный же заряд (дырка) появился в положении 2 . Аналогично рассмотренному движению электронов и дырок на участке $2—1$ происходит движение электрона и дырки на участке $3—2$. Таким образом, можно представить себе, что один электрон прошел один путь от места 3 через места $2, 1$ и до положительного электрода, а один положительный заряд в виде дырки прошел то же расстояние, но в обратном направлении, т. е. из положения 1 в 2 , а затем в положение 3 , т. е. к отрицательному электроду. На рис. 4 .показано направленное движение электронов и дырок в полупроводнике под действием внешнего электрического поля E . Здесь одновременно перемещаются навстречу друг другу семь электронов и столько же дырок.

????

Рис.4. Схема движения электронов и дырок в случае собственной электропроводности

Собственная электропроводность полупроводника характеризуется равенством количества носителей отрицательных и положительных электрических зарядов. Следовательно, в случае собственной электропроводности количества электронов и дырок равны, но электронный

ток больше дырочного $I_{\text{э}} > I_{\text{д}}$, так как подвижность электронов больше подвижности дырок.

В полупроводнике общий ток равен сумме электронного и дырочного токов:

$$I = I_{\text{э}} + I_{\text{д}}.$$

Чем выше t^0 и меньше ΔE (ширина запрещенной зоны), тем выше скорость тепловой генерации носителей заряда (электронов и дырок). Одновременно с генерацией в полупроводнике непрерывно идет и обратный процесс - *рекомбинация* носителей заряда, т.е. возвращение электронов в валентную зону с исчезновением пары носителей заряда.

Кристаллическая решетка беспримесного (собственного) полупроводника

На основании вышесказанного поясним процессы, происходящие в кристаллической решетке под воздействием внешних факторов (тепловое воздействие, введение примесей и т.д.) но не на пространственной модели решетки, а на ее плоском эквиваленте, отражающем основные особенности пространственной модели рис.16.6. (рис. 30 а,б).

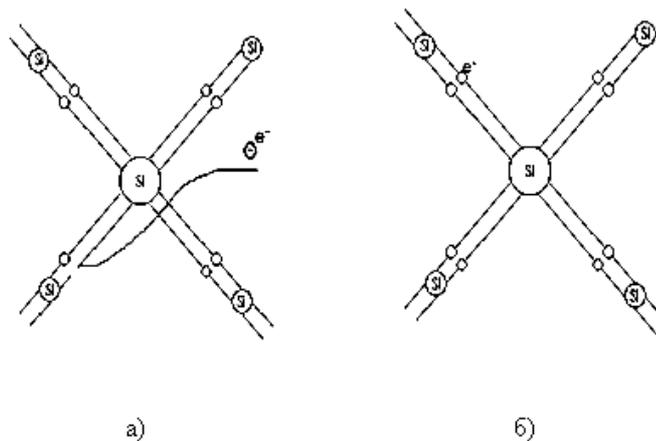


Рис. 30

Рис. 16.6.

Нагревание полупроводника сопровождается возникновением тепловых колебаний атомов, образующих решетку, и передачей энергии находящимся в связях электронам. Процесс передачи носит статистический характер, в результате чего некоторые e^- , получив достаточно большую энергию смогут разорвать связь и начать свободно перемещаться в кристаллической решетке (рис. 16.6) (рис. 30 б).

В результате ухода электрона из связи и возникает положительно заряженная вакансия электрона - одна незаполненная до устойчивого состояния связь. Эта вакансия может заполняться за счет поочередного перехода электронов из соседних связей.

Происходящие при этом изменения удобно описывать как перемещение материальной частицы с массой m_p и положительным зарядом равным заряду e^- .

Концентрация собственных носителей

В результате процессов тепловой генерации и рекомбинации в полупроводнике *при любой температуре* устанавливается некоторая равновесная концентрация электронов n_0 и дырок p_0 .

У собственных полупроводников

$$n_i = p_i, \quad n_i + p_i = 2n_i$$

Единица измерения концентрации - штук в единице объема. Индекс i от английского *intrinsic* - собственный, присущий.

Классическое распределение Больцмана для молекул газа в единице объема и статистика Максвелла - Больцмана, если E_i - полная энергия частицы, дают следующую формулу для определения концентрации этих частиц

$$n = n_0 e^{-\frac{E_i}{RT}}$$

В квантовой теории вероятность заполнения энергетического уровня электронами подчиняется статистике *Ферми-Дирака* и определяется функцией Ферми

$$P_n(\epsilon) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\epsilon - \epsilon_f}{RT}\right)}$$

где \mathcal{E} - энергия уровня, вероятность заполнения которого определяется T - температурой.

$k=1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К = $0.86 \cdot 10^{-4}$ ЭВ/К - const Больцмана.

$$(1 \text{ ЭВ} = e \cdot 1\text{В} = 1.60219 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \cdot 1\text{В} = 1.60219 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}).$$

\mathcal{E}_f - энергия уровня Ферми, вероятность заполнения которого равна 0.5 и относительно которого кривая вероятности симметрична..

Находясь на уровне \mathcal{E}_f при $T=0^0\text{К}$ электрон обладает max энергией.

Таким образом величина \mathcal{E}_f определяет максимальное значение энергии, которую может иметь электрон в твердом теле при температуре абсолютного нуля, т.е. при $T=0^0\text{К}$ в металле нет электронов с энергией $> \mathcal{E}_f$. То есть энергия уровня Ферми соответствует верхней границе электронного распределения при $T=0^0\text{К}$, а также средней энергии "диапазона размытия" при любой другой температуре. Энергия Ферми или энергия электрохимического потенциала - работа, которую необходимо затратить для изменения числа частиц в системе на единицу при условии постоянства объема и температуры.

Симметрия кривой вероятности заполнения относительно уровня Ферми означает одинаковую вероятность заполнения уровня электроном с энергией, большей на величину $\mathcal{E}-\mathcal{E}_f$, и вероятность освобождения уровня от электрона с энергией на столько же меньшей энергии уровня Ферми.

Потенциал ϕ_f , соответствующий уровню \mathcal{E}_f

$$\phi_f = \mathcal{E}_f / e \left[\frac{e\mathcal{B} = \text{Кл} \cdot \mathcal{B}}{\text{Кл}} = \mathcal{B} \right] [\text{Дж/Кл}]$$

где e - заряд электрона (элементарный заряд) $e=1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл называется электрохимическим потенциалом.

Кристаллическая решетка примесного полупроводника

Рассмотрим как влияет валентность примесных атомов замещения (т.е. когда атомы примеси находятся в узлах кристаллической решетки) на характер их поведения в ковалентных полупроводниках типа кремния или германия.

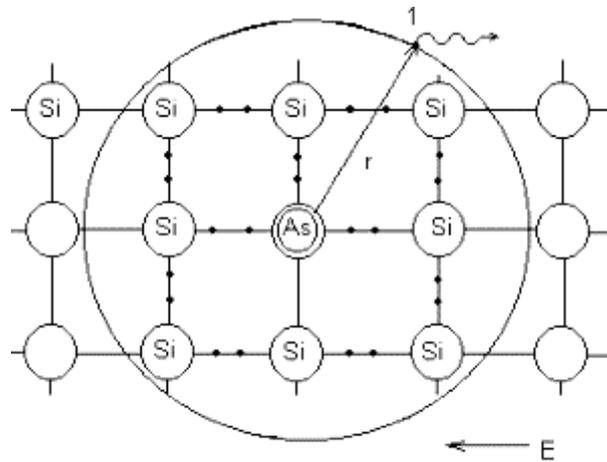


Рис. 40

Рис. 16.7.

Предположим, что в кристаллической решетке кремния Si (элемент IV группы) часть основных атомов замещена атомами мышьяка As (элемент V группы) (рис.16.7). У Si -4 валентных электрона. У As -5 валентных электрона. Встраиваясь в узел решетки, атом As отдает 4 электрона на образование связей с ближайшими соседями (ковалентная связь), а пятый электрон оказывается лишним, т.е. не участвует в создании ковалентных связей.

Из-за *большой диэлектрической* проницаемости среды (полупроводника) кулоновское притяжение этого лишнего электрона ядром As в *значительной мере ослаблено*. Поэтому радиус электронной орбиты оказывается *большим*, охватывает *несколько межатомных* расстояний (рис. 16.7) (рис.40). Достаточно небольшого теплового возбуждения, чтобы оторвать избыточный электрон от примесного атома. Атом примеси, *потерявший электрон*, превращается в *положительно заряженную частицу*, неподвижно закрепленную в данном месте решетки. Это *донорный атом*. В отличие от беспримесного полупроводника образование свободного электрона здесь не сопровождается образованием *дырки*.

Таким образом, *примеси замещения, валентность которых превышает валентность основных атомов* решетки проявляют свойства *доноров* (кроме As типичными донорами в кремнии и германии являются фосфор P и сурьма Sb).

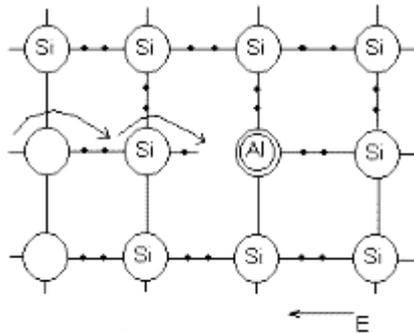


Рис. 41

Рис. 16.8.

Если в кристаллическую решетку кремния внедрить примеси какого-нибудь трехвалентного элемента, например алюминия (рис. 16.8), то видим, что для установления химических связей с четырьмя соседними атомами решетки у примесного атома не хватает одного электрона, вследствие чего одна ковалентная связь оказывается ненасыщенной, т.е. имеется свободная дырка. Потребность в установлении четырех химических связей приводит к тому, что атом алюминия может *захватить* недостающий электрон у одного из соседних атомов кремния. В результате примесный атом (акцептор) превращается в отрицательно заряженный ион. Для совершения такого акта надо затратить энергию, равную энергии ионизации акцепторов. Захваченный электрон локализуется на примесном атоме и не принимает участия в создании электрического тока, т.к. атом-акцептор достроил свою оболочку до устойчивого состояния. В свою очередь атом кремния, потерявший электрон, становится положительно заряженным ионом, вблизи которого имеется свободное энергетическое состояние - дырка. За счет эстафетного перехода электронов от одного атома к другому дырка может перемещаться по кристаллу (рис. 16.8) (рис.41).

Таким образом, примеси замещения, имеющие валентность меньше валентности основных атомов решетки, в ковалентных полупроводниках являются акцепторами. Помимо алюминия акцепторные свойства в кремнии и германии проявляют бор В, галлий Ga, индий In. Энергия ионизации акцепторов численно близка к энергии ионизации доноров.

$$\Delta \mathcal{E}_D = \Delta \mathcal{E}_A$$

Энергия ионизации примесных атомов значительно меньше энергии ионизации собственных атомов полупроводника или ширины запрещенной зоны. Поэтому в примесных полупроводниках при низких температурах преобладают носители заряда, возникшие из-за ионизации примесей. Если электропроводность полупроводника обусловлена электронами, его называют полупроводником *n-типа*, если электропроводность обусловлена дырками - полупроводником *p-типа*.

Обычно в полупроводниках присутствуют как доноры, так и акцепторы. Полупроводник, у которого концентрация доноров равна концентрации акцепторов, называют *компенсированным*.

Основные и неосновные носители заряда.

Носители заряда, концентрация которых в данном полупроводнике больше, называют *основными*, а носители, концентрация которых меньше, - не *основными*. Так, в полупроводнике *n-типа* электроны - основные носители, дырки - не основные.

В полупроводнике *p-типа*: дырки - основные, электроны - неосновные.

При изменении концентрации примесей в полупроводнике изменяется положение уровня Ферми и концентрация носителей заряда обоих знаков - электронов и дырок.

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Каждый полупроводниковый материал, как это выяснено выше, обладает электронной и дырочной электропроводностями. Под действием приложенного электрического напряжения свободные электроны движутся от отрицательного полюса к положительному, а дырки возникают в направлении, противоположном движению электронов.

Свойства полупроводников характеризуются следующими параметрами:

- ширина запрещённой зоны;
- концентрация носителей тока;
- удельное электрическое сопротивление;
- температурный коэффициент уд. сопротивления;
- подвижность носителей;
- время жизни неосновных носителей;
- фотопроводимость;
- люминесценция;
- термоэлектрические явления; и др.

Ширина запрещённой зоны.

Ширина запрещённой зоны у моноатомных полупроводников тем больше, чем меньше период или число оболочек в атоме, т.е. чем сильнее электроны связаны с ядром. Поэтому можно считать, что она зависит в основном от природы химической связи в твёрдом теле. определяет энергию образования пары носителей: электрон-дырка. С шириной запрещённой зоны однозначно связано сопротивление *p-n* перехода при нормальной температуре. Энергия ионизации примеси и ширина запрещённой зоны могут

быть найдены из измерений электропроводности или постоянной Холла в зависимости от температуры.

Концентрация носителей заряда

Концентрация носителей заряда в полупроводниках является важной физической величиной, определяющей электропроводность, теплопроводность, термоэд.с., фотопроводимость. Из теоретических расчётов с использованием статистики Ферми-Дирака установлено, что для беспримесного полупроводника общая формула для определения числа электронов в свободной зоне и дырок в заполненной зоне, которая выражается:

$$n = \frac{2(2\pi m^* kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\Delta E_0 / 2kT}, \quad \text{логарифмируя}$$

$$\ln n = \ln 2 \frac{(2\pi m kT)^{3/2}}{h^3} - \frac{\Delta E_0}{2kT} - \text{первый член слабо}$$

зависит от температуры, следовательно, логарифм концентрации является линейной функцией от $1/T$. По наклону прямой находим ширину запрещённой зоны.

Найдём произведение концентраций электронов и дырок в невырожденном полупроводнике при заданной температуре в условиях термодинамического равновесия.

$$n_0 = N_c \cdot \exp\left(-\frac{\epsilon_c - \epsilon_\phi}{kT}\right)$$

$$n_0 = n_i \cdot \exp\left(-\frac{\epsilon_i - \epsilon_\phi}{kT}\right)$$

$$p_0 = N_B \cdot \exp\left(\frac{\epsilon_B - \epsilon_\phi}{kT}\right)$$

$$p_0 = p_i \cdot \exp\left(\frac{\epsilon_i - \epsilon_\phi}{kT}\right)$$

(1)

$$\Delta\epsilon = \epsilon_C - \epsilon_B$$

(2)

$$\varepsilon_{\Phi} \approx \frac{\varepsilon_C + \varepsilon_B}{2} = \varepsilon_i$$

(3)

$$n_i = N_C \cdot \exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon}{2kT}\right)$$

(4)

Учитывая полученные ранее соотношения (1), (2), (3), (4):

$$n_0 p_0 = N_C N_B \cdot \exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}\right) = n_i^2$$

$$n_0 p_0 = n_n p_n = n_i^2 = p_i^2$$

$$n_0 p_0 = n_i^2$$

где n_i - собственная концентрация носителей заряда при заданной температуре.

Таким образом, в невырожденном полупроводнике произведение концентраций свободных электронов и дырок при термодинамическом равновесии есть постоянная величина, равная квадрату собственной концентрации при данной температуре.

Физически это означает, что если, например, в полупроводнике n-типа увеличить концентрацию доноров, то возрастёт число электронов, переходящих в единицу времени с примесных уровней в зону проводимости. Соответственно возрастает скорость рекомбинации носителей заряда и уменьшится равновесная концентрация дырок.

$$n_0 p_0 = n_i^2$$

(5)

Соотношение (5) обычно называют *законом действующих масс* в соответствии с терминологией химической термодинамики (константа химического равновесия выводится из закона действующих масс). С помощью этого закона всегда можно найти концентрацию неосновных носителей заряда, если известна концентрация основных.

$$n_0 = n_i \exp\left(\frac{\mathcal{E}_\Phi - \mathcal{E}_i}{kT}\right)$$

$$p_0 = n_i \exp\left(\frac{\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_\Phi}{kT}\right)$$

Если некоторый полупроводник одновременно легирован донорами и акцепторами, то можно получить материал любого типа в зависимости от того, какая из добавок имеет большую концентрацию.

Расчёт параметров n и p для примесного полупроводника нужно производить с учетом условия электронейтральности, связывающего концентрации носителей заряда и концентрации примесных атомов.

$$p + N_D^+ = n + N_A^-$$

где n и p - концентрация электронов и дырок, N_D^+ - концентрация ионизированных доноров, N_A^- - концентрация ионизированных акцепторов.

Справедливость этого условия вытекает из следующих положений:

Полупроводник, на который не действует внешнее электрическое поле, является электрически нейтральным.

Введение донорных примесей с концентрацией N_D и акцепторных - с концентрацией N_A обуславливает появление добавочных электронов и дырок.

Все донорные и акцепторные примеси ионизированы.

Электропроводность полупроводника

Как известно, уд. электропроводность определяется концентрацией и подвижностью носителей тока:

$$X = qn\mu$$

, где q - заряд носителя в к.; n - число носителей в м^3 ;
 μ - подвижность в $\text{м}^2/\text{В}\cdot\text{сек}$.

Выражение для электропроводности собственного полупроводника имеет вид:

$$X = X_0 e^{-\Delta E_0 / 2kT},$$

где X_0 - const. По наклону прямой находим ширину запрещённой зоны.

Если примеси и основные атомы решётки полупроводника поставляют носители тока, то общая электропроводность примесного полупроводника

будет состоять из суммы отдельных электропроводностей, собственной и примесной:

$$X = X_0 e^{-\Delta E_{0\text{соб}} / 2kT} + X_{0I} e^{-\Delta E_{0\text{пр}} / 2kT}$$

Поскольку $\Delta E_{0\text{соб}} \gg \Delta E_{0\text{пр}}$, при низких температурах примесная проводимость преобладает над собственной.

Подвижность носителей тока.

Подвижность носителей тока является одним из важных параметров полупроводника. Она определяет величину электропроводности, свойства полупроводниковых приборов, такие, как инерционность, частотные характеристики и др. Движение электронов и дырок в условиях действия на них электрического напряжения может быть охарактеризовано скоростями их при данной напряженности электрического поля E в полупроводнике. *Скорость, с которой электроны или дырки перемещаются под действием электрического поля, характеризуется их подвижностью, которая определяется как средняя скорость переноса носителей в электрическом поле единичной напряженности.*

Подвижность дырок существенно меньше подвижности электронов. Причина этого различия - в механизме перемещения свободных электронов и дырок.

Если значение скорости движения электрона $v_э$ или дырки $v_д$ отнести к величине E , то полученные величины будут характеризовать свойство электронов или дырок двигаться в данном полупроводнике. Эти величины получили название *подвижностей носителей тока*. Они обозначаются греческой буквой χ (каппа) с индексами «э» или «д», указывающими $\chi_э$, к какому носителю заряда они относятся.

Так, подвижность электрона будет выражаться: $\chi_э = v_э / E$, а подвижность

дырок: $\chi_д = v_д / E$.

Подвижность носителей заряда

$$\mu_n = \frac{q \tau_{cn}}{m_n}, \quad \mu_p = \frac{q \tau_{cp}}{m_p};$$

Подвижность прямо пропорциональна τ_{cn} или средней длине свободного пробега l_{cn} . Длина l_{cn} тем больше, чем меньше дефектов содержит тот или иной полупроводниковый материал. С точки зрения практического использования полупроводников весьма важным является температурная зависимость подвижности. Оба параметра полупроводниковой структуры, т.е. эффективная масса m_n^* и время релаксации τ_{cn} , являются температурно-зависимыми величинами. Однако в наибольшей степени эта зависимость проявляется для времени релаксации, которое в реальных полупроводниках определяется суммарной вероятностью рассеяния носителей заряда на всех дефектах кристаллической решетки. Как мы рассмотрели ранее, рассеяние носителей заряда может происходить:

- на тепловых колебаниях решетки;
- на ионизированных и нейтральных примесных атомах;
- на дислокациях;
- на поверхностных состояниях;
- пустых узлах и т.д.

При достаточно высоких температурах ($T \geq 150^{\circ}\text{K}$) и сравнительно малых концентрациях примесных атомов преобладающим механизмом рассеяния является рассеяние на тепловых колебаниях решетки.

В области низких температур ($T \leq 50^{\circ}\text{K}$) в атомарных (атомных) проводниках, к которым относятся, в частности, Ge и Si, основную роль играет рассеяние на акустических колебаниях. При этом длина свободного пробега электронов l не зависит от их энергии и уменьшается с повышением температуры пропорционально $1/T$. Это связано с увеличением амплитуды тепловых колебаний, т.е. с увеличением вероятности процесса рассеяния.

$$\tau_{cn} = \frac{l}{v}$$

В области более низких температур для полупроводников с низкими и средними уровнями легирования преобладающим механизмом рассеяния является рассеяние на примесных атомах и других дефектах кристаллической решетки полупроводника. Эти же механизмы рассеяния в наибольшей степени характерны также для высоколегированных полупроводников в диапазоне достаточно высоких температур. Если рассеяние происходит главным образом на заряженных центрах - донорных или акцепторных атомах, а точнее, ионах, то в невырожденных полупроводниках время релаксации возрастает пропорционально $T^{3/2}$, т.к. с увеличением энергии электронов вероятность их рассеяния на таких центрах уменьшается. При рассеянии на нейтральных дефектах время релаксации не зависит от температуры. Обычно в области очень низких

температур, при которых примесные атомы не полностью ионизированы, преобладающим механизмом рассеяния является рассеяние на нейтральных примесях или на акустических колебаниях кристаллической решетки. По мере возрастания концентрации ионизированной примеси ее роль становится преобладающей, причем подвижность $\mu \sim T^{3/2}$. С повышением температуры основным механизмом рассеяния в сравнительно слабо легированных полупроводниках становятся сначала акустические, а затем оптические колебания. В этом случае зависимость подвижности от температуры примерно следующая $\mu \sim T^{-3/2}$.

В целом температурная зависимость подвижности оказывается достаточно сложной, и только в сравнительно узком интервале ее можно аппроксимировать простой степенной функцией вида

$$\mu \sim T^n$$

где n - целое или дробное число, зависящее от вида полупроводникового материала и преобладающего механизма рассеяния.

Особый характер температурной зависимости подвижности наблюдается в так называемых компенсированных полупроводниковых материалах, которые одновременно содержат как донорные, так и акцепторные атомы. Концентрация заряженных центров в таких материалах не уменьшается до нуля даже при $T \rightarrow 0^0\text{K}$, а остается равной удвоенной концентрации неосновной примеси. Например, при $N_d > N_a$ и $T \rightarrow 0^0\text{K}$ в материале содержится N_a отрицательно заряженных акцепторных атомов и N_d положительно заряженных донорных атомов. В таких материалах рассеяние на ионизированных примесных атомах может преобладать вплоть до самых низких температур, пока основную роль не начнет играть механизм электропроводности по уровням примесной зоны.

Если используемый полупроводниковый материал является близким к идеальному, то в области обычных рабочих температур рассеяние носителей заряда обусловлено главным образом тепловыми колебаниями. Подвижность μ в этой температурной области можно вычислить, если предположить справедливость закона аддитивности и независимости для каждого из двух основных механизмов рассеяния, т.е. результирующее значение μ определяется правилом Матиссена

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_r} + \frac{1}{\mu_l}$$

где μ_r - подвижность относительно рассеяния на тепловых колебаниях кристаллической решетки;

μ_i - подвижность относительно рассеяния на ионизированных примесных атомах.

Подвижность χ носителей зарядов указывает, какой путь проходит за одну секунду внутри полупроводника электрон или дырка при напряженности электрического поля, равной единице ($E=1$ в/см}. Величина подвижности электрона и дырки выражается в см²/сек·в.

Если обозначить количество электронов в одном кубическом сантиметре полупроводника буквой n_e , а дырок—буквой p_d , то проводимость γ полупроводника

$$\gamma = e(n_e \chi_e + p_d \chi_d),$$

где e —заряд электрона, а следовательно и дырки, равный $1,6 \cdot 10^{-19}$ к (кулон).

В случае собственной электропроводности полупроводника это выражение становится проще, так как в этом случае число свободных электронов равно числу дырок, т. е. $n_e = p_d$.

При движении под действием электрического поля электроны и дырки встречают различного рода препятствия, поэтому теряют часть энергии и рассеиваются, т. е. отклоняются от направления своего пути. Такие явления получили название *рассеяния носителей тока*. Рассеяния создаются, в частности, примесями. Чем чище полупроводниковый материал, тем выше подвижность электронов и дырок. Повышение температуры обуславливает уменьшение подвижности, так как при этом усиливается тепловое движение атомов самого полупроводника и столкновения электронов с атомами учащаются. Однако с повышением температуры проводимость полупроводника все же увеличивается, так как увеличивается число носителей зарядов, т. е. повышается концентрация электронов и дырок. В чистых полупроводниках, не имеющих примесей, собственная электропроводность при невысоких температурах (комнатных) невелика. Поэтому в большинстве технических полупроводниковых материалах желаемую величину проводимости можно получить лишь введением в них определенных примесей.

Кроме подвижности, носители электрических зарядов характеризуются и другими характеристиками, из которых наиболее важные — время жизни носителей τ (тау) и длина свободного пробега l . Время жизни—время существования электрона или дырки в свободном состоянии, а длина свободного пробега электрона есть расстояние, на котором электрон движется без столкновений с собственными атомами или с положительно ионизированными атомами примесей — дырками. Далее стр.45,46,48

Теплопроводность полупроводников.

Полупроводниковые материалы весьма чувствительны к повышению температуры. Этим свойством отдельных полупроводников пользуются для создания термосопротивлений, которые можно применять для изменения температур или стабилизации температуры в различных установках. Такие

полупроводники можно использовать также для изготовления из них термоэлементов или термогенераторов, превращающих тепловую энергию в электрическую. Действительно, если один конец электронного полупроводника нагреть сильнее другого, то это вызовет перемещение электронов из горячего участка полупроводника (где их концентрация и энергия выше) в холодный участок. Тем самым в холодном участке создается преобладание отрицательных электрических зарядов и он зарядится отрицательно, а горячий участок, наоборот, зарядится положительно. На концах полупроводника появится разность потенциалов — термоэлектродвижущая сила. В полупроводниках же с дырочной электропроводностью горячий участок зарядится отрицательно, а холодный — положительно. Эти явления усиливаются, когда два различных полупроводника, соответственно подобранные, находятся в контакте друг с другом. Если создать из таких различных полупроводников замкнутую цепь и пропускать через них электрический ток от внешнего источника, то участок спая полупроводников будет или нагреваться или охлаждаться, в зависимости от природы полупроводников и направления электрического тока. Это явление используется для изготовления полупроводниковых холодильников, термисторов и других технических устройств. Особое значение теплопроводность полупроводников имеет при изготовлении п/п-х термоэлектродгенераторов. Иоффе установил, что к.п.д. термоэлемента тем выше, чем меньше теплопроводность и больше коэффициент термоэ.дс, и уд. электропроводность полупроводника. В полупроводниках перенос тепла осуществляется тремя механизмами: упругими колебаниями, движением свободных электронов и электромагнитным излучением – фотонами. Общая электропроводность складывается из 3-х составляющих: $\lambda = \lambda_{\text{реш}} + \lambda_{\text{эл}} + \lambda_{\text{фот}}$

Если измерять ток в полупроводнике при разных напряжениях, то можно заметить, что прямой зависимости между током и напряжением здесь нет. Ток при повышении напряжения возрастает в полупроводнике значительно быстрее напряжения.

Это хорошо иллюстрируется вольтамперной характеристикой, показанной на рис. 16.9. Если при перемене напряжения на обратное ($-U$), изменение направления тока в полупроводнике происходит по такому же закону, но в обратном направлении, то этот полупроводник имеет симметричную вольтамперную характеристику (рис. 16.10).? Искусственно можно создать разные по величине электрические сопротивления полупроводника в двух направлениях, а именно: при протекании тока в одном направлении сопротивление полупроводника может быть меньше, а при протекании



Рис. 16.9. Вольт-амперная характеристика полупроводника.

?????????

Рис. 16.10. Симметричная вольтамперная характеристика полупроводника.

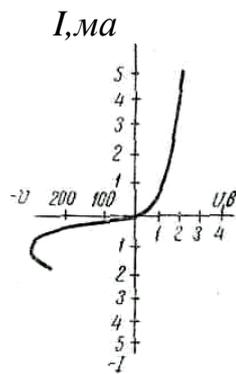


Рис. 16. 11. Несимметричная вольтамперная характеристика полупроводника

тока в противоположном направлении — больше. Тогда в разных направлениях будет протекать ток различной величины: больший в направлении с меньшим сопротивлением, а меньший — в направлении с большим сопротивлением. В этом случае получится несимметричная вольтамперная характеристика (рис.16.11.). В таком полупроводнике различают прямой быстро возрастающий ток $I_{пр}$ и обратный ток $I_{обр}$, нарастание которого очень мало даже при очень большом обратном напряжении. Последнее направление тока в полупроводнике называется *затраивающим*.

Зависимость концентрации носителей заряда от температуры.

Элементы статистики электронов.

Из выражения для собственной концентрации носителей заряда

$$n_i = p_i = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{\Delta\epsilon}{2kT}\right)$$

Находим зависимость логарифма n_i от T :

$$\ln n_i = \ln \sqrt{N_C N_V} - \frac{\Delta\epsilon}{2k} \cdot \frac{1}{T}$$

Рассмотрим примесный полупроводник.

В широком диапазоне температур и для различного содержания примесей имеют место температурные зависимости концентрации носителей заряда в полупроводнике n-типа, показанные на 16.11 (рис.42.)

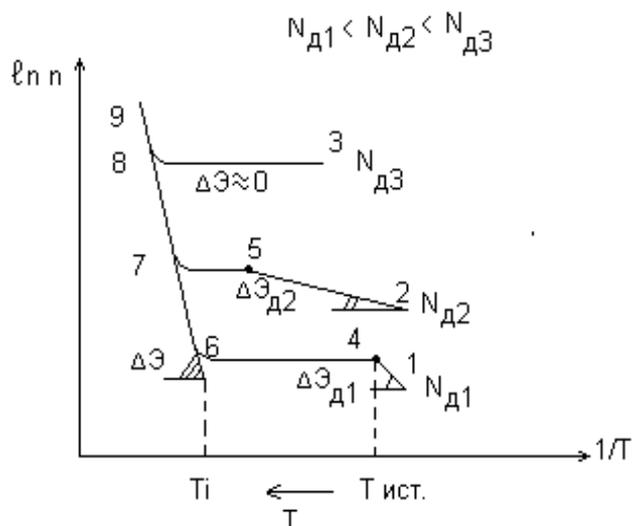


Рис. 16.11.

Область собственной



Рис.16.12.Области собственной и примесной электропроводности в зависимости от температуры в полупроводнике

Проанализируем случаи:

а) $N_{д1}$ - малая концентрация доноров. В области низких температур увеличение концентрации электронов при нагревании полупроводника обусловлено возрастанием степени ионизации доноров (участок 1-4). Каждый ионизированный донор можно рассматривать как центр, захвативший дырку.

Наклон прямой на участке 1-4 характеризует *энергию ионизации примесей*.

При дальнейшем повышении температуры при некоторой температуре (точка 4) все электроны с примесных уровней будут переброшены в зону проводимости. При этом вероятность ионизации собственных атомов полупроводника еще очень мала. Поэтому в достаточно широком температурном диапазоне (участок 4-6) концентрация носителей заряда остается постоянной и практически равной концентрации доноров. Этот участок называется *областью истощения примесей*.

При относительно высоких температурах (участок кривой за точкой 6) происходит переход в *область собственной проводимости* (перебросы электронов из валентной зоны через запрещенную в зону проводимости).

Крутизна кривой определяется ΔE - шириной запрещенной зоны.

T_i - температура перехода к собственной электропроводности. T_i для большинства полупроводников много больше $T_{\text{комнатн}}$.

$$T_i = f(N_D, \Delta E)$$

При повышении N_D ($N_{D2} > N_{D1}$) кривые температурной зависимости смещаются вверх. Это следует из выражения (а). С повышением концентрации примесей уменьшается расстояние между атомами примесей. Это приводит к более сильному взаимодействию электронных оболочек примесных атомов и к расщеплению дискретных энергетических уровней в примесные зоны.

При достаточно большой концентрации N_{D3} их энергия ионизации $\Delta E_{D3} = 0$, т.к. образовавшаяся примесная зона перекрывается зоной проводимости, т.е. такой полупроводник является вырожденным и способен проводить электрический ток при очень низких температурах.

Вырожденные полупроводники иногда называют полуметаллами.

При невысоких температурах полупроводника, в зависимости от валентности атомов примеси, в нем можно ожидать примесную электропроводность — электронную или дырочную Рис. 16.12. При нагревании же полупроводника в нем будет значительно увеличиваться собственная электропроводность, при которой количества собственных свободных электронов и дырок равны. Поэтому при высоких температурах преобладающей будет собственная электропроводность, при которой действительны оба ее типа: *n*- и *p*-

электропроводности. При этом исчезает различие в электропроводности. Это означает, что если благодаря примесям германий при низких температурах имел преимущественно дырочную электропроводность, то при высоких температурах ее преобладание исчезает. График изменения величины удельной проводимости γ полупроводника в зависимости от температуры показан на рис.16.12.

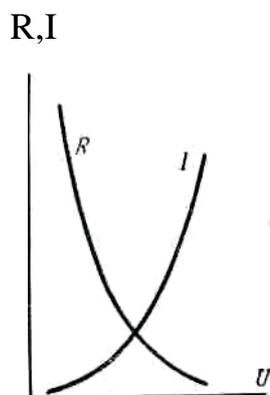


Рис.16.13. Зависимость сопротивления и тока в полупроводнике от напряжения.

Электрическое сопротивление полупроводниковых материалов не является величиной постоянной (как в металлических проводниках), а зависит от величины прикладываемого к нему напряжения. Электрическое сопротивление полупроводников уменьшается с увеличением приложенного к ним напряжения, а ток увеличивается.

На рис. 16.13 показаны кривые зависимости сопротивления и тока в полупроводнике от приложенного к нему напряжения. Из рисунка видно, что падает, а ток резко возрастает. Полупроводник с несимметричной вольтамперной характеристикой в течение одной полуволны переменного напряжения будет пропускать ток, а в течение другой полуволны ток пропускать не будет. Такие полупроводниковые материалы могут быть использованы для изготовления из них полупроводниковых выпрямителей.

Фотопроводимость

Весьма важным для использования полупроводниковых материалов является тот факт, что некоторые полупроводники резко повышают свою проводимость под действием световых излучений. Это вызывается тем, что световые излучения передают электронам, слабо закрепленным в атомах, определенные количества энергии, достаточные для того, чтобы освободить их из атома. Это свойство полупроводников называется *фотопроводимостью*. Если такие полупроводники подключить к внешнему

источнику напряжения, то в темноте они будут иметь меньшую проводимость, а на свету или при специальном освещении — значительно большую. Это свойство используется в фотосопротивлениях, чувствительных не только к видимому участку спектра, но и к инфракрасным излучениям.

Полупроводники с фотопроводимостью можно использовать для создания фотоэлементов, преобразующих энергию светового излучения в электрическую. Если осветить часть полупроводника, то в освещенном и неосвещенном участке возникнет различная концентрация электронов, т. е. создается разность потенциалов— фотоэлектродвижущая сила. На этом принципе работают различные фотоэлементы и преобразователи солнечной энергии в электрическую — солнечные батареи. Далее см. с.60-66

Электронно-дырочный переход

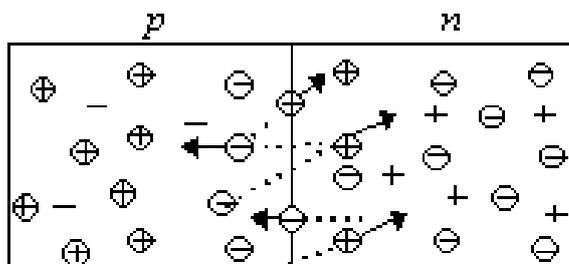


Рис.1.2. р-п переход при отсутствии внешнего напряжения.

Рис. 16.13.

При легировании одной области полупроводника акцепторной примесью, а другой области - донорной, возникает тонкий переходный слой, обладающий особыми свойствами. В этом слое, в результате диффузии носители заряда перемещаются оттуда, где их концентрация больше, туда, где их концентрация меньше. Таким образом, из полупроводника р-типа в полупроводник n-типа диффундируют дырки, а из полупроводника n-типа в полупроводник р-типа диффундируют электроны. При этом, они

объединяются с имеющимися в соседних областях основными носителями противоположного знака - рекомбинируют. В этом случае, у границы переходного слоя возникает область обедненная подвижными основными носителями заряда и обладающая высоким сопротивлением - *p-n* переход. Неподвижные ионы, остающиеся по обе стороны граничного слоя создают одинаковые по значению, но разные по знаку пространственные объемные заряды: в *p*-слое - отрицательный, а в *n*-слое - положительный. Этот двойной электрический слой создает электрическое поле, которое препятствует дальнейшему проникновению носителей заряда и возникает состояние равновесия рис. 16.13, (рис. 1.2). При подключении источника тока так, что к области *p*-проводимости присоединен отрицательный полюс источника, а к области *n*-проводимости - положительный полюс возникает поле, под влиянием которого электроны и дырки будут в большом количестве соответственно отталкиваться в глубь полупроводников, рис.16.14.(рис. 1.3).

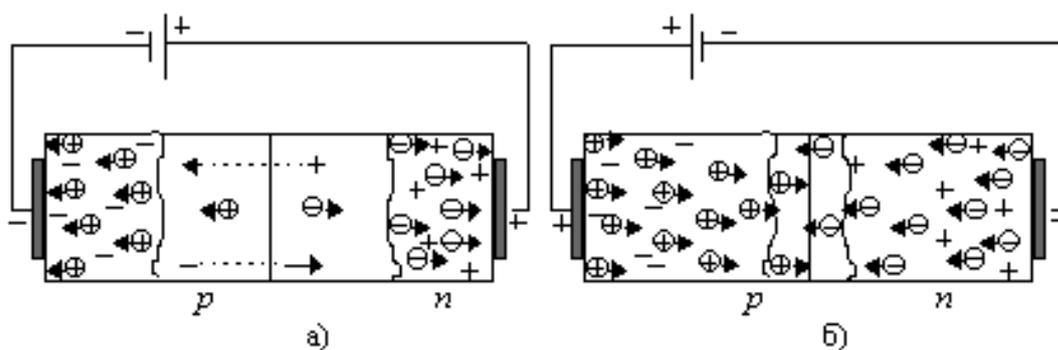


Рис. 1.3 Принцип работы перехода а) обратное напряжение б) прямое напряжение.

Рис. 16.14. Принцип работы перехода – а) обратное напряжение; б) – прямое напряжение.

P-n переход увеличится, его сопротивление возрастет и в цепи полупроводникового диода электрического тока практически не будет. Однако незначительному количеству неосновных носителей зарядов (положительных) из *n*-области и (отрицательных) из *p*-области, имеющих большие скорости, удастся проскочить *p-n*-переход, и в цепи будет протекать весьма небольшой ток, называемый обратным током.

Двойной электрический слой аналогичен конденсатору, в котором роль диэлектрика играет запирающий слой, имеющий значительное сопротивление. Емкость *p-n*-перехода, возникающая в этом случае носит название барьерной. Эта емкость оказывается нелинейно зависящей от обратного запирающего напряжения. С ростом обратного напряжения

толщина запирающего слоя увеличивается, а емкость - уменьшается (рис.16.15) (1.4).

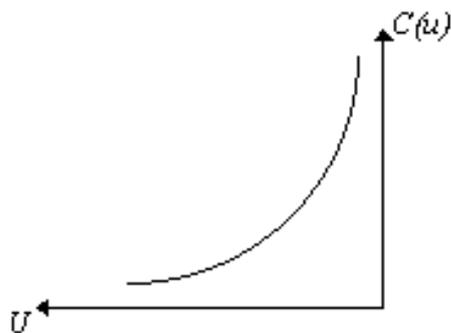


Рис.1.4 Зависимость барьерной емкости от обратного напряжения.

Рис. 16.15. Зависимость барьерной ёмкости от обратного напряжения.

При изменении полярности источника, подключенного к диоду, электроны *n*-области и дырки *p*-области будут взаимно притягиваться и перемещаться к границе этих полупроводников. *P-n* переход сужается, его сопротивление резко уменьшается, и создаются условия для перехода большого количества электронов из *n*-области в *p*-область, а следовательно, для перехода дырок в противоположном направлении. При таком включении полупроводникового диода в цепи появится значительный электрический ток, носящий название прямого тока.

Сила прямого тока в полупроводниках нелинейно зависит от величины приложенного к ним напряжения.

Из описания процесса, происходящего на границе двух полупроводников с различной по знаку проводимостью, следует, что они обладают, как и электронная лампа- диод, односторонней проводимостью. Это значит, что при направлении электрического поля, создаваемого приложенным к полупроводникам прямым напряжением, диод пропускает ток и сопротивление его мало, а при обратном направлении этого поля, создаваемого приложенным к полупроводникам обратным напряжением, сопротивление диода велико, а ток в его цепи весьма мал.

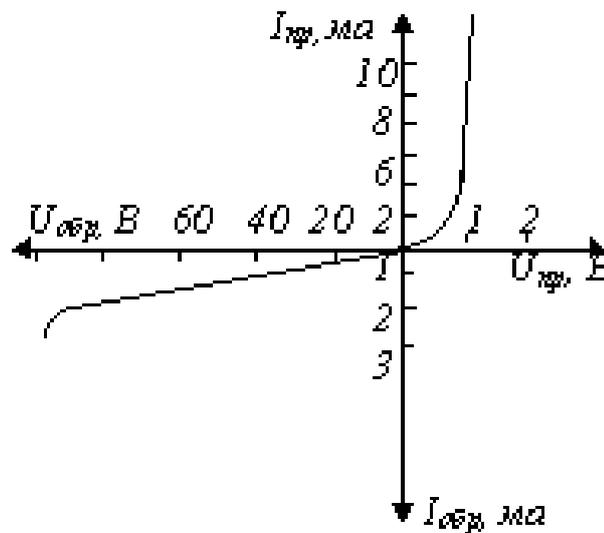


Рис.1.5 Характеристика германиевого диода.

Рис. 16.16. Характеристика германиевого диода.

На рис .16.16 (1.5) показана типичная нелинейная характеристика диода. Вольтамперная характеристика диода описывается соотношением

$$I = I_0 \left(e^{U/\varphi} - 1 \right),$$

где I_0 - обратный ток p-n перехода, U приложенное напряжение, φ - температурный потенциал, при 300К $\varphi = 26\text{мВ}$. Для большей наглядности кривая прямого тока (правая часть графика) и кривая обратного тока (левая часть графика) построены в различных масштабах. Похожими свойствами обладает и контакт полупроводника с металлом, использующийся в диодах Шоттки.

ОСНОВНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ИЗДЕЛИЯ

Полупроводники составляют обширную область материалов, отличающихся друг от друга большим многообразием электрических и физических свойств, а также большим многообразием химического состава, что и определяет различные назначения при их техническом использовании.

По химической природе современные полупроводниковые материалы можно распределить на следующие четыре главные группы.

1. Кристаллические полупроводниковые материалы, построенные из атомов и молекул одного элемента. Такими материалами являются широко используемые в данное время германий (Ge), кремний (Si), селен (Se), карбид кремния (SiC), а также те одноатомные вещества, которые могут быть введены в основные материалы в качестве активных примесей: фосфор (P), мышьяк (As), бор (B), олово (Sn), индий (In), галлий (Ga).

2. Окисные кристаллические полупроводниковые материалы, т. е. материалы из окислов металлов. Главные из них закись меди (CuO), окись цинка (ZnO), окись кадмия (CdO), двуокись титана (TiO₂), окись никеля (NiO) и др. В эту же группу входят материалы, изготавливаемые на основе титаната бария, стронция, цинка и другие неорганические соединения с различными малыми добавками.

3. Кристаллические полупроводниковые материалы на основе соединений атомов третьей и пятой групп системы элементов Менделеева, которые можно обозначить общей формулой $A^{III} B^V$ где буквы означают атомы, а римские цифры — номера групп. Примерами таких материалов являются антимониды индия (In), галлия (Ga) и алюминия (Al), т. е. соединения сурьмы (Sb) с индием, галлием и алюминием. Они получили наименование интерметаллических соединений.

4. Кристаллические полупроводниковые материалы на основе соединений серы (S), селена (Se) и теллура (Te) с одной стороны и меди (Cu), кадмия (Cd) и свинца (Pb) с другой. Такие вещества называются сульфидами, селенидами и теллуридами.

5. Тройные соединения : $A^I B^{VI} B^{VI}_2$ (CuAlS₂, CuInS₂ и др.); $A^I B^V B_2^{VI}$ (CuSbS₂, CuAsS₂ и др.); $A^I B^{VII} B_2^{VII}$ (CuFeSe₂ и др.); $A^I B^{IV} B_2^V$ (ZnSiAs₂, ZnGeAs₂); $A^{IV} B^V b^{VI}$ (PbBiSi₂) и твёрдые растворы: GeSi, GaAs_{1-x}P_x, In_xAl_{1-x}Sb и др.

5. Органические полупроводники.

Антрацен, нафталин, фталоциамин, резорцин, пирен, пирилен, коронен и др.

Полимерные полупроводники – карбоцепные полимеры, в основной цепи которых С-С связи и гетероцепные полимеры со сложнэфирной связью.

Исследование зависимости органических полупроводников показало, что проводимость некоторых из них изменяется экспоненциально с обратной температурой, как и многих неорганических полупроводников. Органические п/п-ки получают кристаллизацией из растворов, хроматографией из раствора или пара, возгонкой.

Некоторые электрофизические свойства органических п/п-ков приведены в табл. 14.

Таблица 14.

Вещество	Ширина запрещённой зоны	Проводимость вещества, в Ом·см	Напряжение фотопроводимости
Нафталин	0,75	$1 \cdot 10^{-5}$	-
Антрацен	0,83	$3 \cdot 10^{-3}$	-
Пирен	1,01	$3 \cdot 10^{-3}$	3,2
Фталоцианин	1,2	10^{-5}	-
Пирилен	0,9	0,1	-
Коронен	1,15	5,0	-

Все полупроводниковые материалы, как уже частично указывалось, кроме того, могут быть *распределены по кристаллической структуре на две группы*. Одни материалы изготавливаются в виде больших одиночных кристаллов (монокристаллов), из которых вырезают по определенным кристаллическим направлениям пластинки различных размеров для использования их в выпрямителях, усилителях, фотоэлементах. Такие материалы составляют группу *монокристаллических полупроводников*. Наиболее распространенными монокристаллическими материалами являются германий и кремний. За последнее время разработаны методы изготовления монокристаллов и из карбида кремния (SiC). Разрабатываются также монокристаллы интерметаллических соединений. Другие полупроводниковые материалы представляют собой смесь множества малых кристалликов, беспорядочно спаянных друг с другом. Такие материалы называются *поликристаллическими*. Представителями поликристаллических полупроводниковых материалов являются селен и карбид кремния, а также материалы, изготавливаемые из различных окислов методами керамической технологии.

За последние годы производство полупроводниковых приборов непрерывно увеличивалось. По распространению в промышленности полупроводниковые приборы можно разделить на две группы

1-я группа приборов, имеющая массовое производство.

Таблица.

Наименование Прибора	По назначению, действию и конструкции	Применяемые Материалы
Диоды	Выпрямительные, Преобразовательные, Стабилитроны, Тунельные, Варикапы	Ge, Si, Se, Cu ₂ O, TiO ₂ , GaAs, InP, AlSb
Триоды	С инъекцией и без, Дрейфовые, двух и многопереходовые, сплавные, Диффузионные, планарные	Ge, Si, GaAs, InP, SiC
Фоточувствительные И преобразовательные	Фоторезисторы, Фототранзисторы, Фотоэлементы, Счётчики и дозиметры, Атомные электроэлементы	PbS, CdS, Bi ₂ S ₃ , CdSe, Se, Ge, Si
Терморезисторы, Нелинейные резисторы		SiC, MnO, CoO, CuO

2-я группа приборов – имеющая серийное производство.

Магниточувствительные Приборы	Датчики Холла	Ge, Si, InSb, InAs, HgSe
Тензометры	Тензорезисторы	PbTe, Ge, Si, GaSb, InSb,
Излучатели	Люминофоры, Диодные излучатели (лазеры)	CaAs, GaP, SiC, ZnSZnSb, Bi ₂ Te ₃ , Pbte, Se-Te-Bi
Термоэлектрические приборы	Термоэлектрические генераторы	ZnSb, Bi ₂ Te ₃ , Pbte, Se-Te-Bi