

ТЕХНОЛОГИЯ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

ОБОРОНГИЗ

TRANSISTOR TECHNOLOGY

BY MEMBERS OF THE TECHNICAL STAFF OF
BELL TELEPHONE LABORATORIES

Edited by

H. E. BRIDGERS, J. H. SCAFF, J. N. SHIVE,
AND F. J. BIONDI



D. VAN NOSTRAND COMPANY, INC.

PRINCETON, NEW JERSEY

TORONTO

LONDON

NEW YORK

1958

ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Перевод с английского
под редакцией канд. физ.-мат. наук *М. И. Иглицына*

ГОСУДАРСТВЕННОЕ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ОБОРОНГИЗ
Москва 1961

В книге изложены основы современной технологии полупроводниковых материалов — германия и кремния. Наряду с теоретическими основами получения однородных и совершенных монокристаллов с заданными физическими свойствами, рассмотрены основные свойства полупроводниковых материалов, распределение примесей в кристаллах, методы выращивания и очистки монокристаллов, а также применяемая аппаратура. Освещены вопросы влияния термической обработки на свойства германия и кремния и методы получения монокристаллов германия и кремния с электронно-дырочными переходами. Специальная глава посвящена методам производственного контроля качества полупроводниковых материалов.

В настоящую книгу — первую из четырех книг серии «Полупроводниковые материалы и приборы» — включены все материалы из трех томов американского издания «Transistor Technology», относящиеся к вопросам технологии полупроводниковых материалов.

Книга может служить пособием для научных работников и инженеров-технологов, работающих в области полупроводниковой металлургии, а также для аспирантов и студентов высших учебных заведений.

Перевод выполнен канд. техн. наук Г. Д. Глебовым и инж. Л. И. Колесник.

Зав. редакцией инж. С. Д. Красильников

ПРЕДИСЛОВИЕ К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

Последнее десятилетие ознаменовалось становлением и бурным развитием новой отрасли науки и техники — полупроводниковой электроники. Полупроводники вышли далеко за пределы исследовательских лабораторий и завоевали почетное место в самых разнообразных областях техники.

В настоящее время прогрессивное развитие радиоэлектроники, автоматики, телемеханики и телеуправления немислимо без широкого применения малогабаритных, простых и надежных в эксплуатации полупроводниковых диодов, триодов (транзисторов), фотоприемников и пр. Усилиями наших ученых физиков, химиков, металлургов за эти годы были разработаны научные и технологические основы, которые создали реальную возможность организовать в настоящее время промышленное производство широкой номенклатуры разнообразных полупроводниковых приборов. Получает интенсивное развитие новая область — технология производства полупроводниковых приборов.

В то же время в обширной отечественной и зарубежной научно-технической литературе проблемам конструирования и производства полупроводниковых приборов уделяется очень мало внимания. Как правило, вопросы эти освещаются конспективно, опубликованные материалы содержат очень неполные сведения и не могут удовлетворить все возрастающий интерес читателей к развитию полупроводниковой электроники.

Предлагаемые вниманию читателей книги, объединенные нами в серию «Полупроводниковые материалы и приборы», в известной мере заполняют этот пробел. Серия состоит из четырех отдельных тематических выпусков: 1) «Технология полупроводниковых материалов», 2) «Расчет и проектирование полупроводниковых приборов», 3) «Производство полупроводниковых приборов», 4) «Методы измерения параметров полупроводниковых приборов» и представляет собой переработанный перевод с английского трехтомного издания «Transistor Technology», выпущенного в Соединенных Штатах Америки в 1958 г.

Издание это имеет свою историю. В 1952 г. фирмами Bell Telephone Laboratories и Western Electric Co. был организован симпозиум по полупроводниковой электронике, на котором ведущими специалистами этих фирм был прочитан цикл лекций по

основным проблемам технологии полупроводниковых материалов и приборов. Эти лекции, дополненные и переработанные, и составили основное содержание первого тома издания «Transistor Technology», вышедшего в свет в 1958 г. под редакцией Г. Бриджерса, Дж. Скаффа и Дж. Шайва. В этом томе последовательно изложен весь комплекс вопросов технологии полупроводниковых материалов, расчета, конструирования и производства точечно-контактных транзисторов и транзисторов с тянутыми p - n переходами. Одновременно в том же 1958 г. под редакцией Ф. Бюнди вышли второй и третий тома этого издания, являющиеся по существу систематизированными сборниками статей по отдельным вопросам полупроводниковой электроники, опубликованных в периодической печати Соединенных Штатов Америки за период с 1952 по 1957 г.

Такое своеобразное построение английского оригинала, естественно, затруднило использование собранного в нем обширного материала, тем более что в настоящее время в полупроводниковой электронике уже весьма четко определилась вполне конкретизированная специализация. В связи с этим при переводе всех трех книг на русский язык было признано целесообразным издать их в виде четырех упомянутых выше тематических выпусков.

В настоящем первом выпуске этой серии помещены материалы из всех трех книг «Transistor Technology», относящиеся к вопросу технологии полупроводниковых материалов (германия и кремния). Книга состоит из 12 глав, охватывающих практически все вопросы современной технологии полупроводниковых материалов. В целях максимальной систематизации материала в русском переводе в отдельных случаях частично изменена последовательность изложения, принятая в английском оригинале, и сокращены некоторые повторения.

М. Иглицын

Глава I

ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Свойства полупроводников в значительной степени определяются ничтожно малыми количествами химических примесей и дефектов структуры. В этих условиях важнейшей задачей при производстве полупроводниковых материалов является особо тщательный контроль степени чистоты и совершенства структуры кристаллов.

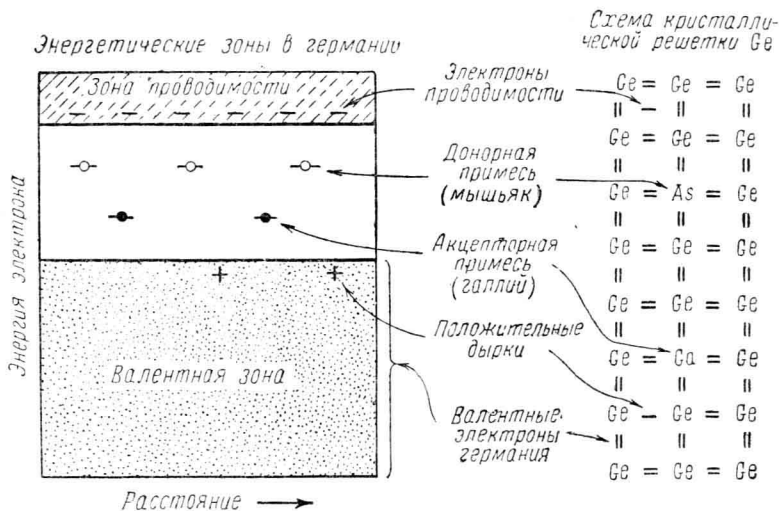
В настоящей главе приведено краткое описание важнейших свойств полупроводников и рассмотрена связь этих свойств с химическим составом и структурой кристаллов. Изложение ограничено рассмотрением круга вопросов, непосредственно связанных с проблемами полупроводниковой электроники [1], [2].

§ 1.1. ВАЖНЕЙШИЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

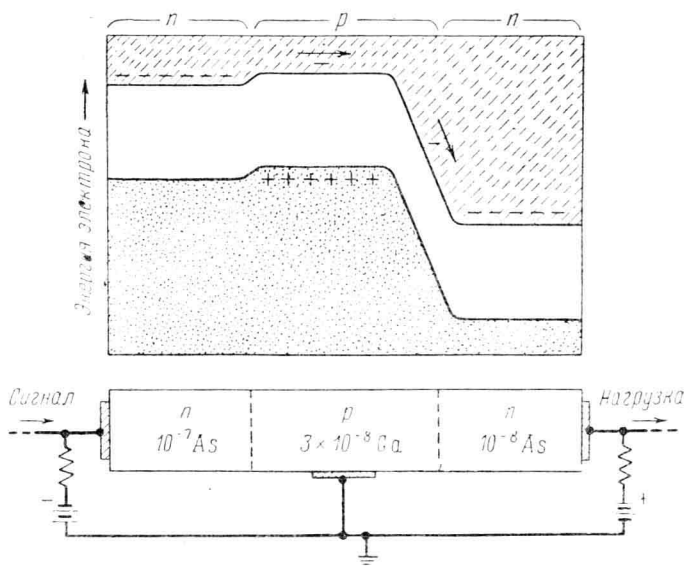
Принцип действия большинства полупроводниковых приборов основан на особых свойствах границы, разделяющей области полупроводника с различными механизмами проводимости (так называемого *p-n* перехода) [3]. Механизм (тип) проводимости в полупроводнике определяется присутствием соответствующей примеси. Так, в случае германия (фиг. 1.1) примесь элементов V группы (например, мышьяка) приводит к появлению в решетке кристалла избыточных электронов. В этом случае носителями заряда будут отрицательно заряженные электроны (проводимость *n*-типа). В то же время, примесь элементов III группы (например, галлия) создает в решетке кристалла дефицит электронов и носителями заряда в этом случае являются положительно заряженные дырки (проводимость *p*-типа).

Примеси, обуславливающие электронную проводимость, называются *донорами*, а примеси, обуславливающие дырочную проводимость, — *акцепторами*.

Изготовление полупроводникового прибора сводится по существу к созданию в кристалле полупроводника области с проводимостью *p*- и *n*-типов с заданным содержанием примесей и заданной



Фиг. 1.1. Схема кристаллической решетки и энергетических уровней для кристаллов германия, содержащих донорные и акцепторные примеси.



Фиг. 1.2. Схема энергетических уровней и структура полупроводникового триода типа *n-p-n*.

геометрией. Это можно иллюстрировать на примере полупроводникового триода типа $n-p-n$ [4], схема которого показана на фиг. 1.2. В нормальных равновесных условиях концентрация свободных электронов в области дырочной проводимости (p -типа) очень мала. Если на эту структуру наложить соответствующие постоянные смещения (полярность этих смещений показана на фиг. 1.2), то небольшой входной сигнал вызовет введение (инъекцию) значительного числа электронов в область p -типа. Диффундируя в p -области, инжектированные неравновесные электроны достигают второго $p-n$ перехода и уменьшают связанный с ним потенциальный барьер. При этом сопротивление этого перехода уменьшается, ток в цепи нагрузки резко возрастает и происходит весьма значительное усиление по мощности.

В табл. 1.1 приведены важнейшие характеристики полупроводниковых материалов, определяющие их пригодность для создания приборов подобного рода. Влияние этих характеристик на параметры и работу полупроводниковых приборов вкратце рассмотрено ниже.

Таблица 1.1

Характеристики полупроводниковых материалов	Желательные требования	Содержание примесей, допустимое для данных требований (на 1 атом)
Ширина запрещенной энергетической зоны	$>0,7 \text{ эв}$	$\sim 10^{-4}$
Подвижность носителей заряда	$>1000 \text{ см}^2/\text{в сек}$	$\sim 10^{-6}$
Удельная электропроводность	Контролируемая величина и тип проводимости	$\sim 10^{-8}$
Время жизни носителей заряда	$>10^{-5} \text{ сек.}$	$\sim 10^{-10}$
Свойство поверхности	Стабильность	?

1. 1. 1. Ширина запрещенной энергетической зоны

Ширина запрещенной зоны ΔE определяет энергию, необходимую для переноса электрона из нормально заполненной валентной энергетической зоны в нормально свободную зону проводимости. Иными словами, величина ΔE определяет энергию образования пары: электрон—дырка. Если ширина запрещенной энергетической зоны слишком мала, то концентрация термически ионизированных собственных электронов и дырок будет весьма заметна при нормальной температуре. В $p-n$ переходе это приводит к появлению нежелательных токов утечки, величина которых резко возрастает при повышении температуры. В германии, у которого ширина запрещенной зоны составляет $0,7 \text{ эв}$, эти эффекты

становятся существенными при температурах выше 80°C . Сопротивление p - n перехода при нормальной температуре также однозначно связано с шириной запрещенной энергетической зоны. Применение кремния с шириной запрещенной энергетической зоны $1,1\text{ эВ}$ позволяет получать переходы с значительно более высоким удельным сопротивлением при нормальной температуре. Эти переходы могут вполне удовлетворительно работать даже при температурах выше 200°C [5], [6].

1. 1. 2. Подвижность носителей заряда

Подвижность носителей заряда μ определяется как скорость дрейфа носителя заряда под действием единичного электрического поля. Подвижность связана с коэффициентом диффузии носителей заряда D известным соотношением Эйнштейна:

$$D = \mu \frac{kT}{e}. \quad (1.1)$$

Для нормальной работы прибора на высоких частотах необходимо, чтобы перенос (диффузия или дрейф) носителей заряда от одного электрода к другому происходил возможно быстрее. Следовательно, нужна высокая подвижность носителей заряда. С этой точки зрения германий, в котором подвижность электронов равна $3900\text{ см}^2/\text{в сек}$ [7], имеет известные преимущества перед кремнием, в котором подвижность электронов составляет около $1700\text{ см}^2/\text{в сек}$ [8].

1. 1. 3. Удельная электропроводность

Удельная электропроводность σ определяется выражением

$$\sigma = en\mu_n + ep\mu_p, \quad (1.2)$$

где n и p — концентрация электронов и дырок;

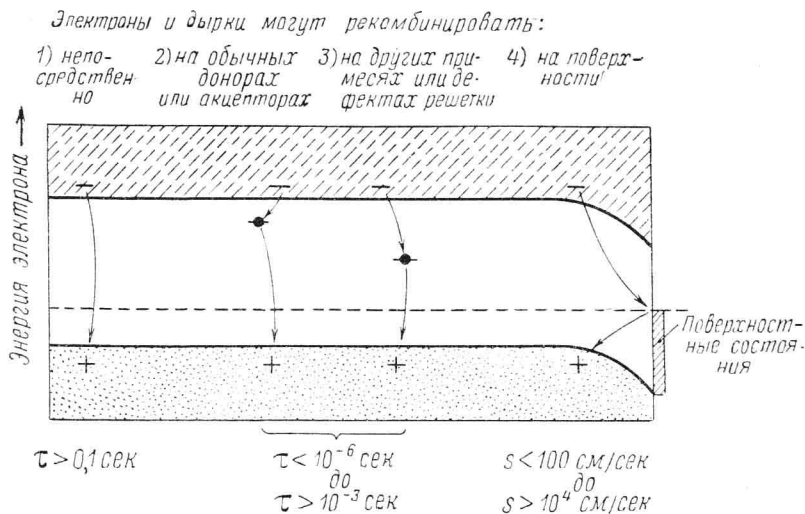
μ_n и μ_p — подвижность электронов и дырок соответственно.

Величина удельной электропроводности различных областей структур с p - n переходами (например триода типа n - p - n) контролируется путем тщательной предварительной очистки исходного материала и последующего легирования его одной определенной донорной или акцепторной примесью для получения заданной концентрации электронов и дырок.

Геометрия областей электронной и дырочной проводимости в ряде случаев задается с большой степенью точности. Так, например, область с проводимостью p -типа на фиг. 1.2 должна быть весьма тонкой (порядка 10^{-3} см) для уменьшения пролетного времени электронов и предотвращения заметного уменьшения концентрации инжектированных электронов вследствие их рекомбинации (см. ниже).

1. 1. 4. Время жизни носителей заряда

Время жизни носителей заряда τ представляет собой постоянную времени, характеризующую процесс рекомбинации неравновесных (инжектированных) электронов и дырок. Как уже указывалось, в результате инжекции электронов в область дырочной проводимости концентрация носителей заряда в этой области будет значительно превышать концентрацию в условиях термодинамического равновесия. Восстановление термодинамического равновесия осуществляется путем рекомбинации избыточных



Фиг. 1. 3. Возможные механизмы рекомбинации электронов и дырок.

электронов зоны проводимости с дырками валентной зоны. На фиг. 1. 3 показаны четыре механизма рекомбинации электронов и дырок в полупроводниках [9], [10].

Первый механизм непосредственной рекомбинации электрона и дырки в случае германия и кремния встречается сравнительно редко. Не играет существенной роли также и второй механизм, предполагающий рекомбинацию на локальных центрах, созданных обычными донорными или акцепторными примесями. Значительно более вероятен третий механизм рекомбинации на глубоких ловушках, расположенных около середины запрещенной энергетической зоны и обусловленных как примесями, так и дефектами структуры. Эти ловушки действуют как катализаторы процессов рекомбинации электронов и дырок в кристалле. Для нормальной работы целого ряда полупроводниковых приборов необходимо время жизни неравновесных носителей заряда порядка 10^{-5} сек. или выше. Следует отметить, что время жизни носителей заряда более всех других объемных параметров полупроводника чувствительно к наличию примесей и структурных дефектов в решетке кристалла.

1. 1. 5. Свойства поверхности

Свойства поверхности полупроводника оказывают большое влияние на работу полупроводниковых приборов [11], [12]. Как видно из фиг. 1. 3, поверхностные состояния, созданные примесями и дефектами, локализованными на поверхности полупроводника, также играют большую роль в процессах рекомбинации электронов и дырок. Для большинства полупроводниковых приборов рекомбинация на поверхности столь же существенна, как и рекомбинация в объеме.

Заряды, локализованные в поверхностных состояниях, искривляют энергетические зоны вблизи поверхности полупроводника (см. фиг. 1. 3). Это изменяет электропроводность поверхностных слоев и может привести к появлению поверхностных токов утечки. Если изгиб зон у поверхности достаточно велик, то на поверхности могут появиться «каналы» электронной проводимости [13], шунтирующие область дырочной проводимости и существенно ухудшающие пробивные характеристики p - n переходов. Адсорбированные ионы примесей в условиях достаточно высокой влажности окружающей среды также могут явиться причиной дополнительных токов утечки, обусловленных ионной проводимостью в тонких пленках влаги, адсорбированной на поверхности [14]. Изучение свойств поверхности полупроводника (поверхностная рекомбинация, каналы, ионная проводимость и т. п.) и управление этими свойствами являются одной из наиболее сложных и важных проблем современной полупроводниковой электроники.

§ 1. 2. ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ И ДЕФЕКТОВ СТРУКТУРЫ НА СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Выше были вкратце рассмотрены основные характеристики полупроводниковых материалов, существенные для работы полупроводниковых приборов. Настоящий параграф посвящен анализу влияния примесей и дефектов структуры на эти характеристики.

Как было указано в табл. 1. 1, все свойства полупроводников — ширина запрещенной энергетической зоны, подвижность носителей заряда, электропроводность, время жизни носителей заряда и свойства поверхности — в той или иной мере зависят от примесей и дефектов структуры. Ширина запрещенной энергетической зоны сравнительно мало чувствительна к наличию примесей и дефектов и, как правило, определяется собственными свойствами материала. Существенное влияние на ширину запрещенной энергетической зоны примеси оказывают лишь в тех случаях, когда их присутствие изменяет постоянную решетки кристалла. Примером такого влияния может служить сплав германия с кремнием [15]. При введении в германий нескольких процентов кремния постоянная решетки уменьшается и ширина запрещенной энергетической зоны увеличивается на десятую электрон-вольта или более. Таким образом может быть получен материал, пригодный для изготовления приборов, работающих при более высоких температурах, чем

приборы из германия. Однако для получения однородных слитков этого сплава необходимо преодолеть трудности, связанные с сегрегацией кремния в процессе выращивания монокристаллов.

Интересное влияние примесей на ширину запрещенной энергетической зоны, измеренную оптически, было обнаружено в антимоне индия [16], [17]. Дело в том [18], что в соединении InSb электроны обладают очень малой эффективной массой и, следовательно, малой плотностью состояний в зоне проводимости. В этих условиях очень небольшой концентрации донорных примесей достаточно для заполнения энергетических состояний, непосредственно прилегающих ко дну зоны проводимости. Это приводит к весьма резкому увеличению эффективной ширины запрещенной энергетической зоны по мере увеличения концентрации примеси. По данным оптических измерений ширина запрещенной энергетической зоны в соединении InSb изменяется от 0,18 эв в чистом материале до 0,5 эв — в материале, содержащем донорные примеси порядка 10^{-4} на 1 атом. Аналогичная, но менее резко выраженная зависимость ширины запрещенной энергетической зоны от концентрации примесей, наблюдалась также и в случае полупроводников с большей эффективной массой электронов в зоне проводимости.

Подвижность носителей заряда в полупроводниках гораздо более чувствительна к присутствию примесей и дефектов структуры. Многочисленные измерения, выполненные на образцах германия и кремния [19], [20], [21], показали, что низкие значения подвижности, наблюдавшиеся в поликристаллических образцах с большим содержанием примесей, обусловлены рассеянием электронов и дырок на примесных центрах и дефектах структуры. С повышением чистоты и степени совершенства структуры кристалла резко увеличивается подвижность носителей заряда.

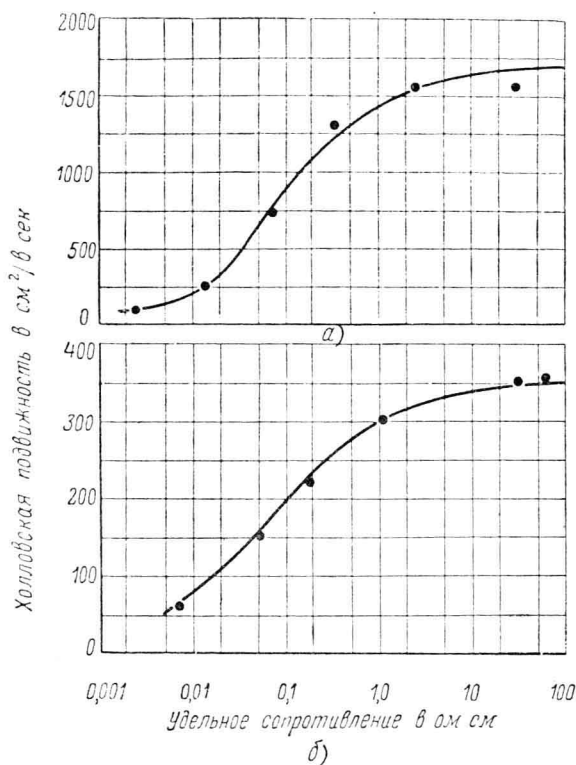
Зависимость подвижности электронов и дырок от концентрации донорных и акцепторных примесей можно видеть из кривых фиг. 1.4, показывающих зависимость подвижности носителей заряда в кремнии от величины удельного сопротивления.

Существенное уменьшение подвижности имеет место при концентрациях донорных примесей порядка 10^{16} см^{-3} , причем в области нормальных температур речь идет о рассеянии на ионизированных (заряженных) примесных центрах. При более низких температурах значительную роль может играть рассеяние на нейтральных примесях и дислокациях.

В области высоких температур преобладает рассеяние на колебаниях решетки и примесное рассеяние должно быть менее существенным. Однако опыт показывает [2], что как в германии, так и в кремнии, чистота и совершенство структуры кристалла оказывают значительное влияние на подвижность и в области высоких температур, где речь должна была бы идти о рассеянии на колебаниях решетки. Причина этого явления недостаточно ясна. Возможно, что оно связано с флуктуациями в концентрации примесей в образцах. Во всяком случае за последние годы в безусловной

связи с повышением чистоты и совершенства структуры кристаллов подвижность заряда, измеренная в образцах германия и кремния в области температур, соответствующих рассеянию на колебаниях решетки, увеличилась почти вдвое.

В табл. 1.2 приведены значения ширины запрещенной энергетической зоны и подвижности электронов [24], [25], [26] для герма-



Фиг. 1.4. Зависимость подвижности электронов (а) и дырок (б) в кремнии от удельного сопротивления.

ния, кремния и некоторых полупроводниковых соединений при нормальной температуре *. Интерметаллические соединения элементов III и V групп периодической системы [22] представляют значительный интерес, так как они обладают необычно высокой подвижностью носителей заряда. Некоторые из этих соединений (например, GaAs и InP) имеют, кроме того, широкую запрещенную зону. В литературе описаны тройные системы [23], которые по

* В последние годы по мере повышения степени чистоты и совершенства структуры полупроводниковых материалов значения подвижности носителей заряда, указанные в табл. 1.2, были уточнены (см., например, [54] и [55]). Новые данные о подвижности носителей заряда в важнейших полупроводниковых материалах приведены в Приложении I (Прим. ред.).

ширине запрещенной энергетической зоны и величине подвижности носителей заряда могут представлять практический интерес. Подобно германию и кремнию все эти соединения имеют структуру решетки алмаза и обладают ковалентной связью с четырьмя валентными электронами.

Таблица 1.2

Полупроводник	Ширина запрещенной энергетической зоны <i>эв</i>	Подвижность электронов <i>см²/в сек</i>	Литература
Ge	0,68	3 800	[7]
Si	1,10	1 700	[8]
Сплав Ge—Si	0,8—1,0	~3 000	[15]
GaAs	1,45	~4 000	[25], [26]
InP	1,25	~3 400	[24], [25]
GaSb	0,77	~4 000	[24], [25]
InAs	0,35	~23 000	[24], [25]
InSb	0,18	77 000	[24], [25]
CuInSe ₂	0,9	~1 000	[23]

Необходимо отметить, что степень чистоты и совершенства структуры большинства интерметаллических полупроводниковых соединений (а также карбида кремния) пока еще значительно ниже достигнутой в настоящее время для германия и кремния. Эти соединения получены сейчас с концентрацией доноров и акцепторов порядка 10^{16} — 10^{17} см^{-3} , тогда как в германии и кремнии достигнуты концентрации порядка 10^{14} см^{-3} и ниже. В связи с этим можно полагать, что значения подвижности носителей заряда в интерметаллических соединениях, приведенные в табл. 1.2, лимитируются рассеянием на примесях и дефектах структуры.

Влияние примесей и дефектов на удельную электропроводность и время жизни носителей заряда в значительной мере определяется энергией ионизации, локальных энергетических состояний, связанных с этими примесями и дефектами, а также эффективными сечениями захвата электронов и дырок этими локальными состояниями. Многочисленные исследования термической [28] и оптической [29] энергии ионизации примесных центров в германии и кремнии показали, что акцепторные примеси III группы (бор, алюминий, галлий) и донорные примеси V группы (фосфор, мышьяк, сурьма) имеют весьма малую энергию ионизации порядка 0,01 эв в германии и 0,05 эв — в кремнии*.

Результаты этих экспериментальных исследований были интерпретированы в рамках простой водородоподобной модели [30] и

* Подробные данные об энергии ионизации важнейших примесей в германии и кремнии приведены в Приложении II. (Прим. ред.).

хорошо согласуются с измерениями спинового резонанса донорных примесей в кремнии [31].

Вследствие малой энергии ионизации примеси элементов III и V групп, как правило, полностью ионизированы при нормальных температурах, так что на каждый атом такой примеси приходится один электрон в зоне проводимости или одна дырка в валентной зоне.

Многие химические примеси создают в германии и кремнии локальные энергетические состояния со значительно большей энергией ионизации [28], [29], причем с некоторыми из этих примесей связано появление нескольких различных состояний в запрещенной энергетической зоне кристалла. Так, например, медь в германии создает два акцепторных уровня: один с энергией ионизации $0,04 \text{ эв}$ [32] и второй вблизи середины запрещенной энергетической зоны с энергией ионизации (относительно верхней границы валентной зоны) около $0,3 \text{ эв}$ [33]. Уровень с энергией ионизации $0,04 \text{ эв}$ вносит вклад в проводимость, тогда как второй уровень с энергией ионизации $0,3 \text{ эв}$ имеет большое сечение захвата как для электронов, так и для дырок и является весьма эффективным центром рекомбинации, уменьшающим время жизни неосновных носителей заряда *. Примеси золота [34], [35], никеля [33], железа [36], [37], кобальта [36], [37], дефекты структуры [38], [39], [40], [41] и дислокации [42], [43], [44] также создают в германии локальные состояния, расположенные вблизи середины запрещенной энергетической зоны. Эти локальные состояния являются весьма эффективными центрами рекомбинации (либо прилипания) с радиусом захвата при нормальной температуре порядка 10^{-8} см . Особенно эффективные центры рекомбинации в германии связаны с примесью никеля. Влияние примеси никеля (при концентрации порядка $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) на время жизни неосновных носителей заряда в монокристаллическом германии показано на фиг. 1. 5. Введение меди в германий вызывает аналогичное уменьшение времени жизни при концентрациях порядка $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Установлено, что эффективное сечение захвата дырок локальными центрами, созданными никелем в германии, превышает $4 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$, а эффективное сечение захвата электронов этими центрами порядка $0,8 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. Центры, созданные медью в германии, имеют эффективное сечение захвата дырок порядка $1 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, а электронов — $1 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ **.

* В настоящее время установлено, что кроме указанных двух акцепторных уровней, медь в германии создает еще один (также акцепторный) уровень, с энергией ионизации $0,26 \text{ эв}$ относительно дна зоны проводимости [56]. Этот уровень также играет существенную роль в процессах рекомбинации [57], [58], [59]. Несколько энергетических уровней создают в германии и кремнии также примеси золота, железа, цинка, никеля, кобальта, марганца и др. Значения энергии ионизации этих уровней приведены в Приложении II. (Прим. ред.).

**Уточненные значения эффективных сечений захвата электронов и дырок локальными состояниями в германии и кремнии приведены в Приложении II. (Прим. ред.).