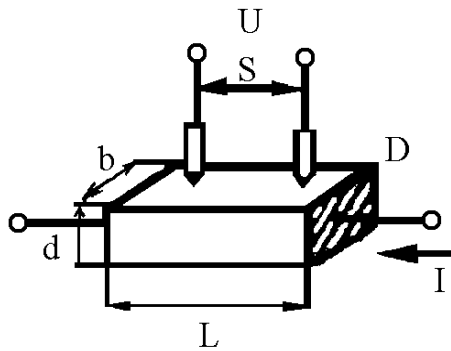


Т.В. Свистова

**МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ
МАТЕРИАЛОВ И СТРУКТУР
ЭЛЕКТРОНИКИ**

Учебное пособие



Воронеж 2013

ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный
технический университет»

Т.В. Свистова

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ
МАТЕРИАЛОВ И СТРУКТУР
ЭЛЕКТРОНИКИ

Утверждено Редакционно-издательским советом
университета в качестве учебного пособия

Воронеж 2013

УДК 621.382

Свистова Т.В. Методы исследования материалов и структур электроники: учеб. пособие / Т.В. Свистова. Воронеж: ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный технический университет», 2013. 225 с.

В учебном пособии рассматриваются методы исследования основных электрофизических свойств полупроводников. Описаны различные способы измерения удельного сопротивления, концентрации и подвижности основных носителей заряда, методы исследования параметров неравновесных носителей заряда в полупроводниках, методы исследования полупроводниковых эпитаксиальных пленок.

Издание соответствует требованиям Федерального государственного образовательного стандарта высшего профессионального образования по направлению 210100.62 «Электроника и наноэлектроника» (профиль «Микроэлектроника и твердотельная электроника»), дисциплине «Методы исследования материалов и структур электроники».

Учебное пособие подготовлено в электронном виде в текстовом редакторе Word 2003 и содержится в файле «Методы исследования.doc».

Табл. 4. Ил. 81. Библиогр.: 9 назв.

Научный редактор д-р физ.-мат. наук, проф. С.И. Рембеза

Рецензенты: кафедра физики полупроводников и микроэлектроники Воронежского государственного университета (зав. кафедрой д-р физ.-мат. наук, проф. Е.Н. Бормонтов);
канд. физ.-мат. наук, доц. Е.В. Бордаков

© Свистова Т.В., 2013

© Оформление. ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный технический университет», 2013

ВВЕДЕНИЕ

В современной микроэлектронике широко применяются полупроводниковые материалы и эпитаксиальные структуры, на основе которых создаются многочисленные классы полупроводниковых приборов и микросхем. Улучшение качества интегральных схем, увеличение процента выхода годных приборов, повышение их надежности и долговечности предусматривают развитие и совершенствование методов контроля физических параметров полупроводниковых материалов и приборных структур. Кроме того, развитие физики и техники полупроводников в значительной степени связано с изучением свойств полупроводниковых материалов. Поэтому методы измерения параметров полупроводниковых материалов и структур развиваются наряду с другими разделами физики и техники полупроводников и становятся самостоятельным направлением.

Исследование электрофизических свойств полупроводников и измерение параметров полупроводниковых материалов и структур является важной составной частью физики и техники полупроводников. От того, с какой точностью и каким методом определяются параметры полупроводника, зависят уровень и дальнейшее развитие производства полупроводниковых приборов и интегральных микросхем.

Цель курса заключается в изучении основных экспериментальных методов измерения физических параметров полупроводниковых материалов и приборных структур, а также в знакомстве с современными методами исследования и контроля качества исходных полупроводниковых и других материалов и оценкой возможности применения этих методов для контроля технологического процесса производства полупроводниковых приборов и интегральных схем.

Для различных полупроводниковых приборов требуются полупроводниковые материалы, электрофизические свойства

которых весьма сильно различаются. В процессе конструирования определенных типов полупроводниковых приборов соответствующие параметры подбираются на основе теоретических расчетов и экспериментов. В процессе отработки прибора следует уточнить необходимые номиналы и допустимые пределы разброса электрофизических параметров полупроводников. Полупроводниковые материалы, используемые в производстве полупроводниковых приборов и структур твердотельной электроники, должны удовлетворять следующим общим требованиям:

1) материалы не должны быть компенсированными, то есть не должны содержать значительного количества посторонних примесей по сравнению с концентрацией заданных (одной или двух) легирующих примесей;

2) материалы должны иметь совершенную и воспроизводимую структуру, то есть должны обладать воспроизводимым, заданным и однородно распределенным числом структурных дефектов (дислокаций и вакансий). В кристаллах должны отсутствовать такие структурные дефекты, как включения и микротрещины; в слитках не должно быть значительных механических напряжений.

Пригодность полупроводника для определенного технического использования определяется комплексом основных параметров:

- ширина запрещенной зоны ΔE_g и структура энергетических зон;

- природа, концентрация и степень ионизации примесных центров (N_d , N_a - концентрация доноров, акцепторов, E_i - энергия ионизации примеси);

- эффективная масса носителей m^* , их подвижность μ ;

- время жизни носителей τ , диффузионная длина L ;

- природа, активность центров захвата и рекомбинации;

- плотность или концентрация структурных дефектов (плотность вакансий N_v , дислокаций $N_{\text{дис}}$, дефектов упаковки $N_{\text{ду}}$).

В свою очередь основные параметры делятся на три группы:

- фундаментальные параметры - это параметры, величина которых слабо зависит от концентрации примесей и дефектов, например: ширина запрещенной зоны, эффективная масса носителей, собственная концентрация носителей n_i ;

- характеристические параметры - это параметры, величина которых зависит от концентрации примеси, например: концентрация доноров, акцепторов, плотность вакансий, подвижность, удельное сопротивление ρ , время жизни носителей;

- физико-химические параметры - это характеристики или величины, определяющие разработку технологии получения полупроводниковых материалов и приборов на их основе, например: предельная растворимость примеси в полупроводнике, коэффициенты распределения примеси, коэффициент диффузии примеси.

Для специалистов по производству полупроводниковых приборов характеристические параметры являются важнейшими, поскольку они могут являться технологическими параметрами и определять качество полупроводника. Для успешного решения научных и производственных задач специалист в области электронной техники должен знать физические принципы и возможности современных методов контроля и уметь применять основные из них в своей работе.

Данное учебное пособие написано на основе курса лекций по дисциплине «Методы исследования материалов и структур электроники», читаемого студентам Воронежского государственного технического университета, и полностью соответствует требованиям Федерального государственного образовательного стандарта высшего профессионального образования по направлению подготовки бакалавров 210100 «Электроника и наноэлектроника» (профиль «Микроэлектроника и твердотельная электроника»), дисциплине «Методы исследования материалов и структур электроники».

1. ПОДГОТОВКА ОБРАЗЦОВ К ИЗМЕРЕНИЮ

Измерением какой-либо физической величины называется операция, в результате которой становится известным, во сколько раз измеряемая величина больше (или меньше) соответствующей величины, принятой за единицу.

Измерение включает в себя следующие элементы: физический объект, свойство которого характеризует измеряемая величина; единицу этой величины; технические средства измерения, проградуированные в выбранных единицах; метод измерения; устройство, регистрирующее результаты измерений; полученное значение измеряемой величины и оценку погрешности измерения, то есть отклонения этой величины от истинного значения.

Физические объекты, рассматриваемые в учебном пособии, - это в основном полупроводниковые образцы заданной геометрии в виде монокристаллов, пленок, приборных структур и т. п.

Технические средства измерений могут представлять собой как простейшие приборы и установки, доступные самостоятельному изготовлению, так и современные сложнейшие измерительные комплексы, оснащенные ЭВМ. Каждое средство измерения имеет определенные метрологические характеристики, такие как чувствительность метода, разрешающая способность, точность измерения физической величины и др.

Кроме технических характеристик средств и методов измерений, важную роль играет простота их реализации, распространенность и стоимость используемой аппаратуры, оперативность получения полезной информации, возможность неразрушающего измерения необходимых физических параметров.

Для того чтобы подготовить образец к измерениям, необходимо вырезать его из слитка, обработать поверхность и изготовить омические контакты.

1.1. Методы создания образцов заданной геометрии

Так как полупроводниковые материалы обладают обычно высокой твердостью и хрупкостью, то для их обработки применяют специфические методы резки, шлифовки и полировки.

Резку производят несколькими способами. Чаще всего *резка* полупроводниковых материалов осуществляется *алмазными дисками*. Слиток наклеивают на слиткодержатель и режут на пластины вращающимся диском, армированным алмазным порошком. В этом случае используются стальные или латунные диски, на внешнюю или внутреннюю кромку которых нанесена алмазная крошка. Образцы могут иметь линейные размеры от 1 до 30 – 40 мм при минимальной толщине пластины в несколько сотен микрометров. К достоинствам метода следует отнести высокую производительность, использование водяного охлаждения, отсутствие абразива.

Если нужно получить одновременно большое количество образцов, то применяется *резка полотнами с абразивом*. В этом случае используют стальные полотна и шлифпорошок из карбида бора или карбида кремния. Между полотнами устанавливают пробки нужной толщины и набирают в обойму от единиц до ста штук полотен. Обойма может совершать возвратно-поступательные движения со скоростью 200 – 600 двойных ходов в минуту. К недостаткам метода следует отнести невысокую точность, малую производительность, наличие абразива.

При изготовлении образцов сложной формы используют *ультразвуковую резку*. В этом случае шаблон специальной формы, изготовленный из стали или латуни, прикрепляют к магнитострикционному стрежню, который вибрирует с частотой несколько десятков килогерц. Пластина полупроводника покрывается суспензией абразивного порошка, который под действием ультразвука разрушает полупроводник в точке со-

прикосновения с шаблоном. Таким образом, в пластине прорезается необходимое отверстие по заданной форме.

Для изготовления образцов специальной формы используют также *электроэрозионную резку*. При этом между полупроводником и металлическим шаблоном (диском, проволокой, стержнем) подают напряжение, причем всю систему помещают в жидкий диэлектрик (деионизованную воду, керосин). Резка полупроводника происходит под действием искрового пробоя. К достоинству метода можно отнести отсутствие загрязнения поверхности полупроводника. Кроме того, метод позволяет изготавливать образцы микроскопических размеров, порядка десятков микрометров.

Для устранения нарушенного слоя, возникающего в процессе резки на поверхности образца, а также для того, чтобы придать образцу необходимую форму и плоскопараллельность, прибегают к *шлифовке и полировке*.

Шлифовка осуществляется на стеклянных кругах вручную или на специальных станках с использованием шлифпорошков (карбид кремния, карбид бора и др.) марок М28, М14, М10, М5, где М означает микропорошок, а цифра – размер зерна в микрометрах.

После шлифовки также остается нарушенный слой, его устраняют механической полировкой с помощью мелких шлифпорошков алмазных паст АСМ-3, АСМ-1, АСМ-0,5 и окиси хрома. Образцы обычно приклеивают пицеином или воском на специальный держатель. После шлифовки или полировки одной стороны образец переворачивают и шлифуют другую сторону.

Для удаления слоя, нарушенного в результате резки и шлифовки, и для очистки поверхности служит *травление*. Образцы травят в смеси плавиковой и азотной кислоты $\text{HF}:\text{HNO}_3$ (для кремния $\text{HF}:\text{HNO}_3 = 1:2$, травление 1 – 2 минуты до появления бурых паров); в 30 %-ном растворе перекиси водорода H_2O_2 , в растворах щелочей. Перед травлением

образец обезжиривают в ацетоне, четыреххлористом углероде, бензоле или спирте. Травление производят в специальной посуде из фторопласта, кварца или полиэтилена при различных температурах. Обычно с повышением температуры скорость травления увеличивается. Для замедления травления часто используют охлаждение травителя. Существуют различные травители для гладкого и селективного травления. В первом случае поверхность приближается к оптической, и все дефекты сглаживаются. Во втором случае дефекты поверхности, кристаллические блоки, следы определенных кристаллографических плоскостей отчетливо выделяются.

1.2. Контакты к образцам и требования к ним

При измерениях многих параметров полупроводника применяют различные контакты. Контакты металла с полупроводником можно было бы считать идеальными, если бы они не создавали никакого добавочного сопротивления для тока, не реагировали химически с исследуемым веществом и не меняли своих свойств при изменении условий освещения, температуры или величины приложенного электрического поля и не создавали эффектов выпрямления. Такие контакты обычно называют *омическими*. Известно, что в приконтактной области из-за обмена свободными носителями контактирующих веществ возникает ряд физических явлений. В зависимости от положения уровня Ферми и работы выхода контактирующих веществ могут возникать контактная разность потенциалов $eU_k = e\varphi_1 - e\varphi_2$, запиорные и антизапиорные слои. В этом случае контакт при прохождении через него электрического тока будет иметь нелинейную вольтамперную характеристику. При измерении параметров полупроводниковых материалов необходимо, чтобы контакты были омическими.

При изготовлении омических контактов полупроводник – металл необходимо учитывать следующие факторы:

- тип проводимости полупроводника. Выбранный для контакта материал должен создавать в полупроводнике примесные центры, соответствующие данному типу проводимости полупроводника, то есть содержать донорную примесь при контакте с полупроводником n -типа и акцепторную при контакте с полупроводником p -типа; способ нанесения контакта должен обеспечивать некоторое проникновение атомов металла в полупроводник;

- работу выхода полупроводника и металла. Следует использовать металл с работой выхода меньшей, чем у полупроводника, если полупроводник n -типа $q\varphi_{Me} < q\varphi_{III}$, и металл с работой выхода большей, чем у полупроводника, если полупроводник p -типа $q\varphi_{Me} > q\varphi_{III}$;

- механические и температурные свойства контактирующего металла. У металла должна быть хорошая теплопроводность, механическая прочность и согласованность с полупроводником по величине температурных коэффициентов расширения (чтобы не образовывались разрывы и трещины при изменениях температуры).

Для того чтобы контакты были омическими необходимо выполнение следующих требований:

1) контакт не должен выпрямлять, то есть его сопротивление не должно зависеть от направления протекающего тока;

2) должны отсутствовать нелинейные эффекты, то есть сопротивление контакта не должно зависеть от величины протекающего тока;

3) сопротивление контакта должно быть малым по сравнению с сопротивлением измеряемого полупроводника;

4) контакт должен быть механически прочным, надежным и стабильным во времени;

5) шумы контакта даже при больших токах, протекающих через контакт, должны быть малыми.

Таким образом, основными электрическими свойствами идеального омического контакта являются линейность вольт-амперной характеристики, малые сопротивления контактов и отсутствие инжекции неосновных носителей.

Наиболее часто для омических контактов используют свинец, олово, их сплавы и золото. При использовании свинца или олова в них вводят в небольших количествах золото как примесь с большим эффективным сечением захвата. В качестве донорных и акцепторных примесей для контактных сплавов используют галлий, сурьму, индий, мышьяк и другие примеси.

Измерения, проведенные на омических контактах, нанесенных на германий и кремний, показали, что они обладают вольтамперными характеристиками совершенно линейными в пределах тока ± 1 А. Однако сопротивление образца с контактами оказывается больше, чем вычисленное сопротивление объема полупроводника. Эта разница в сопротивлениях обусловлена переходным сопротивлением контакта.

Поэтому вводится понятие *сопротивление контакта единичной площади* ρ_k , Ом/см². Величина контактного сопротивления (ρ_k) независима от всех параметров, за исключением удельного сопротивления полупроводника.

Эмпирическая формула контактного сопротивления имеет вид

$$\rho_k = A\rho^b, \quad (1.1)$$

где $A = 14$, $b = 1$ для германия n -типа; $A = 3,3$, $b = 1,3$ для кремния n -типа; ρ - удельное сопротивление полупроводника, Ом·см.

Более строгий расчет дает следующую формулу для вычисления контактного удельного сопротивления в случае германия и кремния n -типа:

$$\rho_k = 3,2 \cdot 10^{-4} \rho \mu T^{-1/2} \exp \left[-0,025d(\Phi - 0,25)^{1/2} \right] \quad (1.2)$$

где ρ – удельное сопротивление материала, Ом·см; μ – подвижность носителей тока, см²/(В·с); T – абсолютная температура, К; d – толщина слоя, см; Φ – высота потенциального барьера, эВ.

1.3. Методы изготовления контактов

При исследованиях и измерениях параметров полупроводников применяют следующие типы контактов: прижимные, припаянные, сплавные, электролитические, напыленные, сварные, термокомпрессионные, пастовые, изготовленные катодным распылением и искровым методом.

Прижимные контакты, как правило, используют при комнатной и высоких температурах, но при понижении температуры их сопротивление обычно увеличивается. Часто используют точечные вольфрамовые контакты; контакты из карбида вольфрама (сплавы ВК6, ВК10, ВК15); контакты из нержавеющей стали, никеля и фосфористой бронзы. Для прижимных контактов большой площади при высоких температурах хорошо служит графит.

Припаянные контакты наносят на полупроводник на воздухе при относительно низкой температуре с помощью паяльника, обычных припоев и флюсов на основе хлористого цинка. Применяют в качестве материалов контакта индий, олово и обычный промышленный припой или серебряный припой и бронзовые контакты. Во многих случаях припаянные контакты оказываются вполне удовлетворительными, например, контакты олова с германием *n*-типа.

Сплавные контакты изготавливают при высокой температуре (300 – 1000 °С) в специальной атмосфере (например, аргона или водорода) в вакуумных или нагревательных трубчатых печах с возможностью впуска в них соответствующего

газа. Сплавные контакты можно получать, применяя разные металлы или сплавы для полупроводников *n*- и *p*-типа (например, контакт к Si *n*-типа сплавной 1 % Sb + 99 % Au). Сплавные контакты к таким полупроводникам, как Si, Ge, соединение $A^{III}B^V$, наиболее надежны и удовлетворяют всем требованиям к омическим контактам.

Сплавные и припаянные контакты не пригодны для таких полупроводников как оксиды и сульфиды металлов.

Электролитические контакты обычно хорошо работают при комнатных и высоких температурах, однако при низких температурах сопротивление их может быть очень большим. Металл наносится на полупроводник из раствора электролита. Полупроводник служит катодом, в качестве анода используют выбранный металл. Время нанесения – несколько минут, плотность тока составляет несколько миллиампер на квадратный сантиметр. Чаще всего наносят металлы: никель, медь, родий, палладий, цинк, индий, олово. К достоинствам метода можно отнести быстроту и простоту нанесения. Недостатки заключаются в том, что контакты обладают малой надежностью, большими шумами, плохо ведут себя при низких температурах, при нанесении контакта загрязняется поверхность полупроводника.

Напыленные контакты получают путем испарения напыляемого металла в вакууме $10^{-4} - 10^{-7}$ мм рт. ст. Обычно напыление производят на горячую подложку через маску или специальный шаблон. По своим свойствам контакты близки к электролитическим. Для полупроводников *n*-типа напыляют металлы типа золота, платины (работа выхода металла меньше работы выхода полупроводника), для полупроводника *p*-типа - алюминий, магний (работа выхода металла больше работы выхода полупроводника). Этот метод позволяет получить контакты любой формы и весьма малой площади 5 x 10 мкм. Методом напыления получают контакты к селену, сульфидам кадмия и цинка, ферритам и другим полупровод-

никам.

Сварные контакты на полупроводниках получают привариванием тонких проволочек. Для сварки применяется постоянный, переменный ток или разряд конденсатора. Точечная сварка приводит к сплавлению проволочки в полупроводник или к диффузии примесей. При формовке в металл проволоки добавляют примесь элементов, создающих тот же тип проводимости, который имеет полупроводник (для полупроводника *n*-типа используют фосфористую бронзу, для полупроводника *p*-типа – алюминий). Сварные контакты имеют неудовлетворительные механические свойства. Кроме того, портится область полупроводника, находящаяся вблизи контактов.

Пастовые контакты получают путем нанесения пасты с металлическим порошком, например золотым, серебряным или бронзовым. В пасте может содержаться связывающее вещество, которое необходимо выжигать при температуре около 500 °С. Существуют более летучие связывающие вещества, которые легко удаляются при высушивании на воздухе.

Термокомпрессионные контакты получают, когда тонкую проволочку (толщиной обычно 30 – 100 мкм) из золота или алюминия прижимают под большим давлением с помощью иглы или ножа из сапфира или карбида вольфрама к поверхности полупроводника. Кристалл полупроводника и нож предварительно нагревают примерно до 200 – 300 °С. Термокомпрессионный метод сочетает давление на присоединенный к полупроводнику металл и нагревание всей системы металл - полупроводник. При этом связь может образовываться как за счет появления жидкой фазы, так и без неё. Методом термокомпрессии можно изготавливать контакты малой площади, контакты получают механически прочными, термостойкими (выдерживают температуру до 400 °С). Термокомпрессионные контакты применяются для создания контактов к германию, карбиду кремния, алмазу. Достоинства термоком-

прессионного метода состоит в том, что не загрязняется поверхность полупроводника (в отличие от пайки и сварки). Недостатком термокомпрессии являются высокие требования к чистоте поверхности, а также очень узкий рабочий интервал температур процесса, не превышающий 10 °С.

Контакты, приготовленные катодным распылением.

Пластинку из распыляемого металла подвешивают к катоду, а образец полупроводника располагают на аноде. Процесс ведется в атмосфере аргона при давлении 0,1 – 0,15 мм рт. ст. На электроды подается напряжение около 1500 – 2000 В. При таких напряжениях между катодом и анодом возникает газовый разряд. Положительно заряженные ионы газа, бомбардируя поверхность распыляемой пластинки, отделяют от нее атомы металла, которые, попадая на полупроводник, осаждаются в виде металлического слоя.

Контакты, изготовленные искровым способом, применяют тогда, когда необходимо избежать нагрева всего образца. В качестве контактного материала используют алюминий для кремния *p*-типа и сплав Au - Sb для кремния *n*-типа. Возбуждая у поверхности кремния искровой разряд между двумя электродами из алюминия или сплава Au - Sb, в зависимости от типа кремния получали контакты, пригодные для работы при любых температурах. Электродами служили проволока диаметром 1 мм и треугольная пластинка толщиной около 0,3 мм. Разряд получали с помощью батарей из конденсаторов. Электрод 1 (рис. 1.1) прижимают к поверхности полупроводника, а электрод 2 приближают к нему, ведя по поверхности образца пока не проскочит искра. Различием в геометрии электродов довольно хорошо определяется место образования контакта, причем осаждаемый контактный материал переходит главным образом с треугольного электрода. Обычно перед изготовлением контакта поверхность кремния грубо шлифуют.

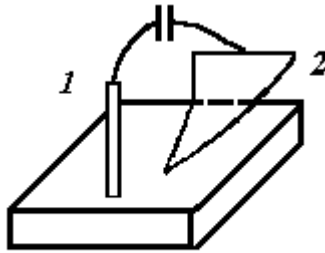


Рис. 1.1. Расположение электродов при нанесении контактов искровым способом

Контакты, нанесенные искровым способом, весьма надежны, их изготовление требует мало времени и более простую аппаратуру, чем вакуумная металлизация или нанесение гальванического покрытия.

Таковы основные способы изготовления омических контактов к полупроводниковым материалам.

В таблице приведены способы изготовления омических контактов к некоторым полупроводникам.

1.4. Проверка омических свойств контактов

После изготовления контактов металл - полупроводник проверяют их омические свойства. Проверку проводят, измеряя вольтамперные характеристики контактов при различных направлениях тока. Если вольтамперные характеристики имеют линейный характер, то контакты считаются омическими. Отступление от линейности свидетельствует о неомичности контактов. Чаще всего при небольших напряжениях, приложенных к контакту, вольтамперные характеристики имеют линейный характер, а отступление от линейности наблюдается при значительных напряжениях.

Изготовление омических контактов к полупроводникам

Полупроводник	Тип проводимости	Материал электрода	Способ изготовления контакта
Ge	<i>n</i>	Sn	Пайка с флюсом ZnCl ₂ .
	<i>p</i>	Au + 0,01 Ga	Пайка, сваривание.
Si	<i>n</i>	In + Ga + Al	Прижимные, напыление.
	<i>p</i>	Al+ Ga +B	Пайка, точечная сварка.
GaAs	<i>n</i>	82% Ag + 18% Sn	Нагрев в атмосфере H ₂ при 690 - 700°C.
	<i>p</i>	6% In + Zn	Вплавление в вакууме.
SiC	<i>n</i>	Si + P, Si + As	Вплавление в атмосфере аргона при 1500°C.
	<i>p</i>	Al + Si, B + Si	Вплавление в атмосфере аргона при 1500 -2000°C.
InP	<i>p</i>	In	Втирание с последующим вплавлением.
		Pt проволочка	Вваривание искровым разрядом.

В случае нелинейности вольтамперной характеристики контактов следует определить эффективный коэффициент выпрямления переменного тока. Эффективный коэффициент выпрямления измеряют по схеме, представленной на рис. 1.2. При этом эффективный коэффициент рассчитывают по формуле

$$K_{эф} = \frac{I(r_1 + r_2 + r_3)}{U}, \quad (1.3)$$

где I – постоянная составляющая тока; U – падение напряжения на образце; r_1 – омическое сопротивление генератора переменного тока; r_2 – сопротивление микроамперметра постоянного тока; r_3 – сопротивление исследуемого образца.

В схеме рис. 1.2 постоянная составляющая тока, возникающая благодаря некоторому выпрямлению на контактах, измеряется микроамперметром 2, а переменная составляющая проходит через емкость C , которая должна быть достаточно большой.

Указанный метод позволяет определять малые отклонения от линейности, которые невозможно обнаружить при измерениях вольтамперных характеристик.

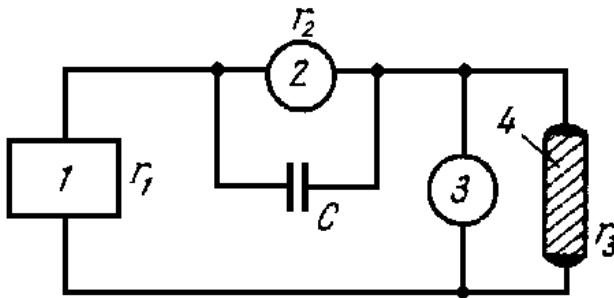


Рис. 1.2. Схема для проверки выпрямляющего действия контакта: 1 – генератор переменного тока; 2 – микроамперметр постоянного тока; 3 – вольтметр; 4 – исследуемый образец

2. ИЗМЕРЕНИЕ УДЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

2.1. Особенности измерения удельной электрической проводимости полупроводников

При исследовании электрических свойств полупроводников и производстве полупроводниковых приборов возникает необходимость в определении удельной электрической проводимости полупроводниковых материалов в виде слитков, образцов пластин, диффузионных и эпитаксиальных слоев.

Электропроводность - это перенос электрических зарядов в веществе под действием электрического поля. Удельная дифференциальная электропроводность определяется как

$$\sigma = \frac{dj}{dE}, \text{ [Ом}^{-1}\text{см}^{-1}\text{]}, \quad (2.1)$$

где σ - удельная электропроводность; j - плотность тока проводимости; E - напряженность электрического поля в веществе.

Удельная электропроводность и обратная ей величина **удельное сопротивление** ρ являются важными характеристическими параметрами материалов электронной техники и, кроме того, их измеряют как вспомогательные величины при определении других параметров. Например, от величины удельного сопротивления металлических проводящих дорожек в интегральной схеме зависит рассеиваемая мощность и быстродействие всего устройства. Удельным сопротивлением полупроводниковых материалов определяются значения пробивных напряжений изготовленных на их основе *p-n*-переходов. Диэлектрические свойства изоляционных мате-

риалов являются определяющими при их использовании в изделиях электронной техники.

Большинство методов измерения удельной электропроводности полупроводниковых материалов основаны на определении падения напряжения на некотором участке образца, через который пропускается электрический ток. На контакте полупроводникового материала и металлического электрода при протекании электрического тока может возникать ряд физических эффектов и явлений, которые могут вносить существенную погрешность в результаты измерений и в некоторых случаях делать такие измерения невозможными. Наиболее важными из них являются:

- высокое переходное сопротивление контакта;
- инжекция неосновных носителей заряда контакта;
- эффект Пельтье, приводящий к возникновению градиента температуры на образце и соответствующей этому градиенту термоэдс;
- нагрев образца электрическим током, протекающим через образец.

Указанные явления необходимо учитывать не только при измерениях удельной проводимости, но и во всех других случаях, когда через измеряемый образец с металлическими контактами протекает электрический ток, следует стремиться к таким условиям эксперимента, чтобы влияние явлений было минимальным.

Наиболее простым методом определения удельного сопротивления является измерение сопротивления образца правильной геометрической формы с постоянным поперечным сечением. Однако для технологических целей этот метод не пригоден из-за трудоемкости подготовки образцов и невозможности контроля свойств материала в любой части слитка или пластины. Кроме того, определенное этим методом удельное сопротивление является усредненным по всему объему образца значением и истинным только для однородного

образца. Для измерения удельного сопротивления полупроводников и диэлектриков наиболее часто применяются зондовые методы, которые позволяют избежать этих недостатков.

В производственной и лабораторной практике контроля физических параметров полупроводниковых материалов широко применяются методы измерения удельного сопротивления, как на постоянном, так и на переменном токе. Величина удельного сопротивления полупроводниковых слитков или пластин является одним из основных параметров, указываемых в сертификате полупроводникового материала. Кроме того, из температурной зависимости удельного сопротивления (или проводимости) можно определить ширину запрещенной зоны полупроводника, энергию ионизации примесных уровней, концентрацию примесей и другие параметры полупроводника.

2.2. Четырехзондовый метод измерения удельного сопротивления

Четырехзондовый метод измерения удельного сопротивления полупроводников является самым распространенным. Этот метод был предложен в 1954 г. Л.Б. Вальдесом и основан на физических процессах, обусловленных явлением растекания тока в точке контакта металлического острия с полупроводником. Основное преимущество четырехзондового метода состоит в том, что не требуется создания омических контактов к образцу и возможно измерение удельного сопротивления образцов самой разнообразной формы и размеров. Условием его применимости с точки зрения формы образца является наличие плоской поверхности, линейные размеры которой превосходят линейные размеры системы зондов.

Сущность четырехзондового метода измерения удельного сопротивления заключается в следующем. На плоской поверхности образца вдоль одной линии размещаются четыре

металлических зонда (рис. 2.1). Через два внешних зонда (1 и 4) пропускают ток I , а между двумя внутренними зондами (2 и 3) измеряют разность потенциалов U . По измеренным значениям разности потенциалов между зондами 2 и 3, тока, протекающего через зонды 1 и 4, можно определить удельное сопротивление ρ образца

$$\rho = \frac{U_{23}}{I_{14}} \cdot 2\pi s, \quad (2.2)$$

где s - расстояние между зондами, то есть $s_1 = s_2 = s_3 = s$.

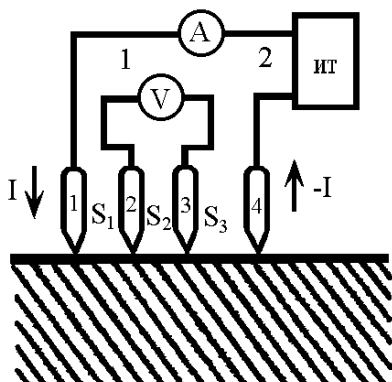


Рис. 2.1. Схема четырехзондового метода измерения удельного сопротивления: 1 - вольтметр; 2 - источник питания

При измерениях удельного сопротивления четырехзондовым методом необходимо, чтобы выполнялись следующие условия:

измерения проводятся на плоской поверхности однородного изотропного образца;

инжекция неосновных носителей заряда в объем образца отсутствует из-за достаточно высокой скорости рекомбинации, что достигается соответствующей обработкой поверхности образца;

поверхностная утечка тока отсутствует;

зонды имеют контакты с поверхностью образца в точках, расположенных вдоль прямой линии;

диаметр контакта зонда мал по сравнению с расстоянием между зондами.

Для получения аналитической связи между удельным сопротивлением ρ с током I и напряжением U необходимо решить задачу, связанную с протеканием тока через отдельный точечный зонд, находящийся в контакте с плоской поверхностью полупроводникового образца полубесконечного объема (рис. 2.2).

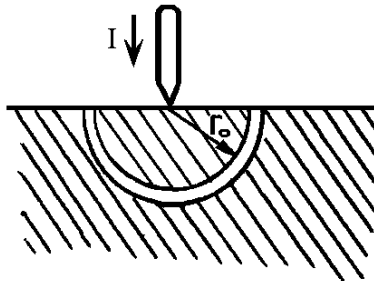


Рис. 2.2. Модель точечного зонда на полубесконечной плоскости

С учетом сферической симметрии задачи уравнение Лапласа будет иметь вид

$$\Delta U(r) = \frac{1}{r^2} \cdot \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dU}{dr} \right) = 0, \quad (2.3)$$

при условии, что потенциал в точке $r = 0$ положителен ($U > 0$) и стремится к нулю ($U \rightarrow 0$) при очень больших r ($r \rightarrow \infty$).

Интегрирование уравнения (2.3) с учетом указанных граничных условий дает следующее решение $U(r) = -C/r$, где константу интегрирования C можно определить из условия для напряженности электрического поля E при некотором значении $r = r_0$:

$$E(r_0) = -\left. \frac{dU(r)}{dr} \right|_{r=r_0} = j\rho = \frac{I\rho}{2\pi r_0^2}, \quad (2.4)$$

где $j = I/(2\pi r_0^2)$ - плотность тока, протекающего через полу-сферу радиусом r_0 (рис. 2.2).

Окончательно получим

$$U(r) = \int_0^r E dr = \int_0^r \frac{I\rho}{2\pi r^2} dr = \frac{I\rho}{2\pi r}. \quad (2.5)$$

Учет реальных, а не точечных размеров контакта показывает, что решение (2.5) верно, если диаметр контакта зонда мал (обычно в 10 раз меньше) по сравнению с расстоянием между зондами.

Для того чтобы получить выражение для разности потенциалов между зондами U_{23} , надо определить потенциал в точках 2 и 3. Потенциалы в точках контактов внутренних зондов вычисляются сложением потенциалов от обоих токовых зондов с учетом их знака, определяемого направлением тока – отрицательного для тока, вытекающего из образца (зонд 4), и положительного для тока, втекающего в образец (зонд 1). Таким образом, потенциалы зондов 2 и 3 соответственно равны:

$$\begin{aligned}
 U_2 &= \frac{I_{14}\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{s_1} - \frac{1}{s_2 + s_3} \right); \\
 U_3 &= \frac{I_{14}\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{s_1 + s_2} - \frac{1}{s_3} \right),
 \end{aligned}
 \tag{2.6}$$

тогда разность потенциалов равна

$$U_{23} = U_2 - U_3 = \frac{I_{14}\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{s_1} - \frac{1}{s_2 + s_3} - \frac{1}{s_1 + s_2} + \frac{1}{s_3} \right). \tag{2.7}$$

Соотношение (2.7) позволяет определить удельное сопротивление образца

$$\rho = \frac{U_{23}}{I_{14}} \cdot \frac{2\pi}{\frac{1}{s_1} - \frac{1}{s_2 + s_3} - \frac{1}{s_1 + s_2} + \frac{1}{s_3}}. \tag{2.8}$$

При равенстве расстояния между зондами $s_1=s_2=s_3=s$ удельное сопротивление образца конечных размеров определяется выражением

$$\rho = \frac{U_{23}}{I} \cdot 2\pi s,$$

о чем говорилось ранее. Эта зависимость получена в предположении, что образец однороден и изотропен. Реальные образцы обладают некоторой неоднородностью в распределении удельного сопротивления по объему, которая может быть обусловлена неравномерностью распределения примесей, существованием электропроводности в приповерхностном слое, анизотропией свойств кристалла и другими причинами. Тео-

ретический анализ показал, что для применения четырехзондового метода достаточно, чтобы образец был однороден в области линейными размерами около $5s$; измеренное значение удельной проводимости соответствует значению удельной проводимости приповерхностного слоя толщиной не более s .

Чувствительность четырехзондового метода по напряжению, как видно из (2.7), прямо пропорциональна величине протекающего тока и обратно пропорциональна эквивалентному расстоянию между зондами

$$\frac{1}{s_{\text{экв}}} = \frac{1}{s_1} - \frac{1}{s_2 + s_3} - \frac{1}{s_1 + s_2} + \frac{1}{s_3}. \quad (2.9)$$

Поскольку увеличение протекающего через образец тока ограничено допустимым нагревом образца, повысить чувствительность можно, уменьшая эквивалентное расстояние между зондами за счет увеличения расстояния s_2 между измерительными зондами. В случае $s_1 = s_3 \ll s_2$ чувствительность в измерениях удельного сопротивления увеличивается вдвое. Такое повышение чувствительности метода может оказаться особенно полезным при измерении низкоомных полупроводников ($\rho < 10^{-3}$ Ом·м).

2.2.1. Электрическая схема и методика измерения удельного сопротивления четырехзондовым методом

Измерения удельного сопротивления четырехзондовым методом производят как при постоянном, так и переменном токе.

Электрическая схема *измерения удельного сопротивления четырехзондовым методом на постоянном токе* приведена на рис. 2.1. На поверхность полубесконечного образца опускают четыре зонда. Ток от регулируемого источника по-

стоянного тока IT пропускается через зонды 1 и 4. Желательно, чтобы источник тока имел высокое входное сопротивление, то есть являлся генератором тока. Напряжение, возникающее при этом на зондах 2 и 3, измеряется вольтметром V . Для повышения точности результатов и исключения влияния контактных сопротивлений потенциальных зондов 2 и 3 измерения разности потенциалов U_{23} обычно выполняют компенсационным методом с помощью низкоомных или высокоомных потенциометров постоянного тока, а в качестве нуль-индикаторов используют высокочувствительные гальванометры. Исключить термоэдс, возникающую вдоль образца, можно, проводя измерения при двух противоположных направлениях тока. При этом разность потенциалов U_{23} вычисляется как среднее из результатов двух измерений.

Возможно также применение электронных вольтметров с высоким входным сопротивлением. В таком случае ток через измерительные зонды пренебрежимо мал, что позволяет отказаться от использования компенсационных методов измерения. Применение милливольтметра с входным сопротивлением 10^8 Ом позволяет измерять удельное сопротивление на слитках и пластинах кремния до 3000 Ом·см.

Увеличение протекающего через образец тока ограничено допустимым нагревом образца и обычно составляет величину порядка 1 мА или меньше.

Зонды из вольфрама, карбида вольфрама или твердых сплавов монтируют в специальной четырехзондовой головке, где расстояния между зондами строго фиксированы. Обычно расстояниями между зондами 0,1 – 1,0 мм. Концы зондов затачиваются в виде иголок либо электролитически, либо с помощью алмазных паст так, чтобы диаметр контакта был значительно меньше расстояния между ними. Если диаметр зонда составляет 0,05 мм и меньше, то погрешность измерения, обусловленная конечными размерами контактов, составляет ± 3 %. Промышленность выпускает два типа головок: С2080

($s = 1,3 \pm 0,01$ мм) и С2171 ($s = 0,75 \pm 0,008$ мм) с зондами из карбида вольфрама. Существует также промышленный прибор ИУС-3, технические характеристики которого обеспечивают возможность измерения поверхностного сопротивления в диапазоне $R_S = 0,1 - 10^5$ Ом/□ погрешностью $\pm 4,5$ %. Расстояние между зондами в зондовой головке этого прибора равно $1 \pm 0,02$ мм. Для определения удельного сопротивления необходимо умножить R_S на толщину d измеряемого слоя в сантиметрах.

При измерениях удельного сопротивления поверхность полупроводника шлифуют, чтобы уменьшить контактное сопротивление металлических зондов. Однако при измерениях удельного сопротивления высокоомных полупроводников этого недостаточно. В этом случае в материал зондов вводят примеси, чтобы можно было получать внутри контакта n^+ - или p^+ - области в зависимости от типа электропроводности полупроводника.

Линейное расположение зондов на поверхности полупроводникового образца не является единственно возможным. Можно использовать систему четырех зондов, расположенных по вершинам квадрата (рис. 2.3). Ток пропускают через зонды, образующие одну сторону квадрата (зонды 1 и 2), а на противоположной измеряют напряжение (зонды 3 и 4). При такой системе зондов удельное сопротивление вычисляется по формуле

$$\rho = \frac{U_{23}}{I} \cdot \frac{2\pi s}{2 - \sqrt{2}}. \quad (2.10)$$

При такой конструкции зондовой головки повышается точность измерений за счет их кратности. Коммутируя направление тока последовательно через каждую пару контактов по контуру квадрата и усредняя полученные четыре значения

удельного сопротивления, можно снизить уровень случайной погрешности в два раза.

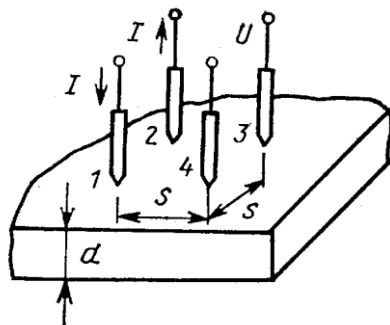


Рис. 2.3. Измерение удельного сопротивления четырехзондовым методом при расположении зондов по вершинам квадрата

Важнейшим недостатком методов измерения удельного сопротивления на постоянном токе является влияние термоэдс и различных электрических наводок, что приводит к погрешности измерений. Проведение измерений при двух направлениях тока уменьшает погрешности, обусловленные наводками, но устранить их полностью можно только путем тщательного экранирования.

Метод измерения при переменном токе с использованием постоянного смещения не имеет отмеченных недостатков. Если все четыре зонда имеют прямое смещение, создаваемое протеканием небольшого прямого тока, то контактное сопротивление будет достаточно малым, а инжекцией неосновных носителей можно пренебречь. Тогда удельное сопротивление можно измерять с помощью наложения сигнала переменного тока на постоянный. Для создания прямого смещения зондов необходим пятый контакт к образцу. Роль такого

контакта выполняет пятый зонд, который находится под обратным смещением.

Схема устройства для измерения удельного сопротивления при переменном токе с использованием постоянного смещения приведена на рис. 2.4.

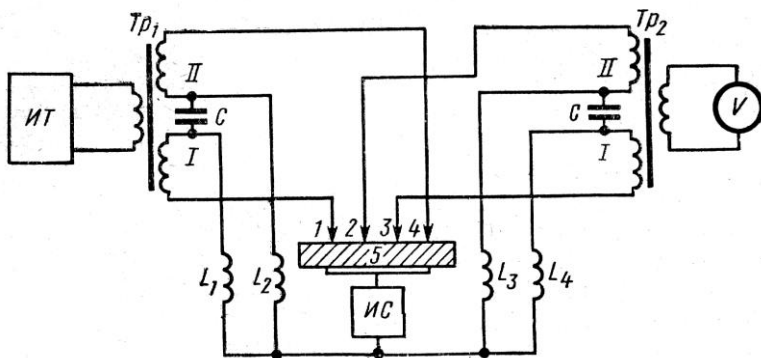


Рис. 2.4. Схема устройства для четырехзондового метода измерения удельного сопротивления при переменном токе с использованием постоянного смещения

Особенность схемы состоит в том, что все четыре зонда связаны с цепями переменного тока с помощью трансформаторов. Это позволяет подавать на них постоянное смещение. Схема работает следующим образом. От источника тока $ИТ$ через выходной трансформатор Tr_1 переменный ток подается через зонды 1 и 4 на образец. Цепь переменного тока состоит из следующих элементов: обмотка I выходного трансформатора Tr_1 – конденсатор C – обмотка II выходного трансформатора Tr_1 – зонд 4 – образец – зонд 1. Постоянное смещение зондов создается источником смещения $ИС$. Постоянный ток зонда 1 протекает в цепи: источник смещения $ИС$ – индуктивность L_1 – обмотка I выходного трансформатора Tr_1 – зонд 1 – образец – контакт 5. Аналогичным образом подается постоян-

ное смещение и на остальные зонды. Направление тока смещения выбирается в соответствии с типом электропроводности образца и определяется полярностью включения источника смещения.

Рабочая частота переменного источника тока около 1000 Гц. Сигнал, возникающий на зондах 2 и 3, через трансформатор Tr_2 подается на узкополосный вольтметр V . Используемые сигналы имеют очень малый уровень, поэтому нужно применять стабильный усилитель с большим коэффициентом усиления. Схемы на переменном токе отличаются широким диапазоном измеряемых величин удельных сопротивлений от 10^{-2} до 10^3 Ом·см.

2.2.2. Поправочные коэффициенты четырехзондового метода измерения удельного сопротивления

Выражения (2.2) и (2.10) пригодны для определения удельного электрического сопротивления образца полубесконечного объема, то есть образца, линейные размеры которого много больше расстояния между зондами s . Этот критерий применимости формул по существу является полуколичественным, так как не указывает точного соотношения между размерами образца и величиной s . В ряде случаев приходится измерять удельное сопротивление образцов ограниченных размеров, которые контактируют с изолирующей или проводящей средой.

В случае контакта с изолирующей средой при условии, что расстояние между зондами сравнимо с расстоянием от крайнего зонда до границы образца или с толщиной образца, при использовании вышеприведенных формул будут получаться завышенные значения удельного сопротивления. Это происходит вследствие того, что ток растекается в меньшем объеме и сила тока в образце понижается по сравнению с расчетной. При контакте образца с проводящей средой должны

получаться заниженные значения удельного сопротивления. Шунтирование образца проводящей средой вблизи зондов приводит к увеличению силы тока по сравнению с расчетной. Поэтому при измерениях удельного сопротивления образцов конечных размеров в формулы (2.2) и (2.10) нужно вводить **поправочные коэффициенты**.

Эти коэффициенты можно рассчитать, пользуясь методом зеркальных изображений, широко применяемым в электростатике. Пусть имеем полубесконечный образец, который контактирует с плоской проводящей средой; зонды расположены вдоль линии, перпендикулярной этой границе на расстоянии l от крайнего зонда (рис. 2.5). На продолжении линии расположения зондов симметрично относительно проводящей границы расположим два мнимых источника тока в точках 5 и 6. Условие на проводящей границе ($U = 0$) будет выполнено, если в точку 5 будет помещен положительный источник тока ($+I$), а в точку 6 – отрицательный ($-I$). Вычисление потенциалов в точках 2 и 3 с учетом четырех источников тока позволяет определить искомое удельное сопротивление образца:

$$U_2 = \frac{I\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{s} - \frac{1}{2s} + \frac{1}{2s+2l} - \frac{1}{5s+2l} \right); \quad (2.11)$$

$$U_3 = \frac{I\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{2s} - \frac{1}{s} + \frac{1}{s+2l} - \frac{1}{4s+2l} \right),$$

тогда разность потенциалов равна

$$U_{23} = U_2 - U_3 = \frac{I\rho}{2\pi s} \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{2\ell}{s}} + \frac{1}{2 + \frac{2\ell}{s}} + \frac{1}{4 + \frac{2\ell}{s}} - \frac{1}{5 + \frac{2\ell}{s}} \right). \quad (2.12)$$

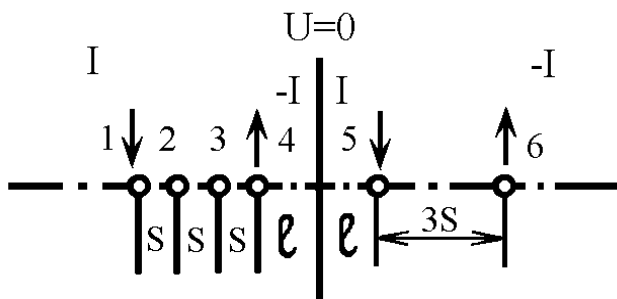


Рис. 2.5. Система источников изображения для образца полубесконечного объема с проводящей границей

Вычисление разности потенциалов позволяет определить удельное сопротивление образца

$$\rho = \frac{U_{23}}{I} \cdot 2\pi s \cdot f_1\left(\frac{l}{s}\right), \quad (2.13)$$

где

$$f_1\left(\frac{l}{s}\right) = \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{2l}{s}} + \frac{1}{2 + \frac{2l}{s}} + \frac{1}{4 + \frac{2l}{s}} - \frac{1}{5 + \frac{2l}{s}} \right]^{-1} \quad (2.14)$$

функция поправок для образца, контактирующего с проводящей средой, зависящая только от отношения (l/s).

Как следует из формулы (2.14), при $l = 0$, то есть в случае, когда зонд стоит на проводящей границе, $f_1(l/s) = 2$; при

$l/s \geq 3$ поправочная функция $f_1(l/s)$ практически не отличается от единицы и поэтому может не учитываться.

С помощью метода зеркальных изображений можно вычислить функцию поправок $f_2(l/s)$ для случая изолирующей границы. При этом следует учитывать, что нормальная составляющая тока (и электрического поля) на такой границе равна нулю $j_n = 0$. Функция поправок, если линия зондов перпендикулярна изолирующей границе, зависит только от отношения (l/s) и равна

$$f_2\left(\frac{\ell}{s}\right) = \left[1 + \frac{1}{1 + \frac{2\ell}{s}} - \frac{1}{2 + \frac{2\ell}{s}} - \frac{1}{4 + \frac{2\ell}{s}} + \frac{1}{5 + \frac{2\ell}{s}} \right]^{-1}. \quad (2.15)$$

Аналогично находятся функции поправок при параллельном расположении зондов вдоль изолирующей границы $f_3(l/s)$ и вдоль проводящей границы $f_4(l/s)$:

- при параллельном расположении зондов относительно изолирующей границы

$$f_3\left(\frac{\ell}{s}\right) = \left[1 + \frac{2}{\left[1 + \left(\frac{2\ell}{s} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} - \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{\ell}{s} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \right]^{-1}; \quad (2.16)$$

- при параллельном расположении зондов относительно проводящей границы

$$f_4\left(\frac{\ell}{s}\right) = \left[1 - \frac{2}{\left[1 + \left(2\frac{\ell}{s}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}} + \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{\ell}{s}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}} \right]^{-1}. \quad (2.17)$$

Итак, анализ поправок, полученных для образца полубесконечного объема с изолирующей или проводящей границей, при параллельном и перпендикулярном расположении линии зондов относительно границы показывает, что во всех случаях функция поправок пренебрежимо мала, если $l \geq 3s$.

2.2.3. Применение четырехзондового метода при измерении удельного сопротивления тонких слоев и тонких пластин

Определение удельного сопротивления тонких пластин по результатам измерений четырехзондовым методом, как и для образца полубесконечного объема с границей сводится к вычислению функции поправок. Однако нахождение функции поправок для тонкой пластины более сложно, так как тонкая пластина определенной геометрической формы может иметь большее число поверхностей и для каждой из них должно выполняться соответствующее граничное условие.

Рассмотрим простой случай тонкой пластины, толщина которой w значительно меньше расстояния между зондами s ($w \ll s$). Кроме того, нижняя граница этой пластины будет проводящей, а верхняя - изолирующей (рис. 2.6). Граничные условия для проводящей границы - $U = 0$, для изолирующей границы $j_n = 0$. Используя метод зеркальных изображений, расположим на расстоянии w ниже проводящей границы два мнимых точечных источника тока ($+I$) и ($-I$). Путем введения

этих источников выполним граничное условие на нижней проводящей границе $U = 0$. Однако при этом нарушится требование равенства нулю нормальной составляющей тока на верхней поверхности пластины. Чтобы выполнить граничное условие на верхней поверхности пластины, введем на расстоянии $2w$ выше пластины два мнимых точечных источника тока ($-I$) и ($+I$); граничное условие на верхней поверхности при этом будет выполнено, но нарушится граничное условие на нижней проводящей границе.

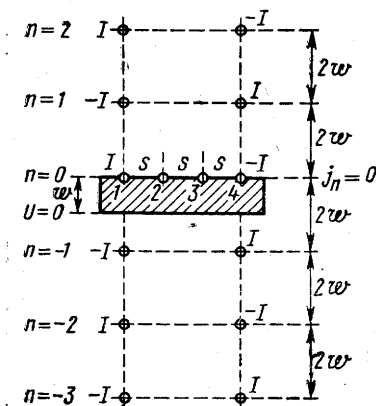


Рис. 2.6. Система источников изображения для тонкой пластины с нижней проводящей границей

Снова, чтобы удовлетворить условию на нижней границе, введем два мнимых точечных источника тока ($+I$) и ($-I$) на расстоянии $3w$ от нижней поверхности. Очевидно процесс введения мнимых источников тока для выполнения граничных условий нужно продолжать до бесконечности.

Чтобы определить удельное сопротивление, необходимо найти разность потенциалов U_{23} . Для того чтобы получить

выражение для разности потенциалов между зондами U_{23} , надо определить потенциал на измерительных зондах 2 и 3. Потенциалы в точках контактов внутренних зондов вычисляются сложением потенциалов, создаваемых в данной точке каждым из источников тока с учетом их знака. Таким образом, потенциалы зондов 2 и 3 соответственно равны:

$$\begin{aligned}
 U_2 &= \frac{I\rho}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} (-1)^n \left\{ \left[s^2 + (2wn)^2 \right]^{\frac{1}{2}} - \left[2s^2 + (2wn)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}; \\
 U_3 &= \frac{I\rho}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} (-1)^n \left\{ \left[2s^2 + (2wn)^2 \right]^{\frac{1}{2}} - \left[s^2 + (2wn)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}.
 \end{aligned}
 \tag{2.18}$$

Определив U_{23} , получаем, что удельное сопротивление пластины

$$\rho = \frac{U_{23}}{I} \cdot 2\pi s \cdot g_1\left(\frac{w}{s}\right),
 \tag{2.19}$$

где $g_1(w/s)$ - функция поправок, зависящая только от отношения толщины пластины w к расстоянию между зондами s , равна:

$$g_1\left(\frac{w}{s}\right) = \left\{ 1 - \frac{4s}{w} \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} (-1)^n \left[\left(\frac{s^2}{w^2} + 4n^2 \right)^{\frac{1}{2}} - \left(4 \frac{s^2}{w^2} + 4n^2 \right)^{\frac{1}{2}} \right] \right\}^{-1}.
 \tag{2.20}$$

Если $w \gg s$, то пластину можно считать образцом полубесконечного объема и функцией $g_1(w/s)$ можно пренебречь, так как она равна 1 ($g_1(w/s) = 1$).

Аналогичным образом вычисляют функцию поправок для пластин с двумя изолирующими границами:

$$g_2\left(\frac{w}{s}\right) = \left\{ 1 + \frac{4s}{w} \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \left[\left(\frac{s^2}{w^2} + 4n^2 \right)^{-\frac{1}{2}} - \left(4 \frac{s^2}{w^2} + 4n^2 \right)^{-\frac{1}{2}} \right] \right\}^{-1}. \quad (2.21)$$

Значения функций $g_1(w/s)$ и $g_2(w/s)$ приведены в таблице.

Значения функций $g_1(w/s)$ и $g_2(w/s)$

w/s	0,1	0,2	0,5	1,0	2,0	5,0	10,0
$g_1(w/s)$	$1,9 \cdot 10^{-6}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$	0,228	0,683	0,933	0,995	0,999
$g_2(w/s)$	13,863	6,931	2,78	1,504	1,094	1,007	1,0005

Из таблицы видно, что при $w \geq 5s$ функции $g_1(w/s)$ и $g_2(w/s)$ приблизительно равны 1 и их можно не учитывать.

Для повышения чувствительности метода увеличивают расстояние между измерительными зондами. Пусть $s_1 = s_3 = s$, а $s_2 = ms$, где $m = 2, 3, 4, 5, \dots$, тогда удельное сопротивление будет равняться:

$$\rho = \frac{U_{23}}{I} \cdot 2\pi \frac{s_0}{g_3}, \quad (2.22)$$

где $s_0 = s(m + 1)/2m$; g_3 - функция поправок, зависящая только от отношения расстояния между зондами s к толщине пластины w и числа m .

Функция поправок имеет вид

$$g_3 = 1 + 2 \frac{s}{w} \frac{m+1}{m} \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \left\{ \left(\frac{s^2}{w^2} + 4n^2 \right)^{-\frac{1}{2}} - \left(\frac{s^2}{w^2} (m+1)^2 + 4n^2 \right)^{-\frac{1}{2}} \right\}. \quad (2.23)$$

При $m = 5$ чувствительность метода повышается приблизительно в четыре раза по сравнению с $m = 1$.

Четырехзондовый метод можно использовать для **определения удельной электрической проводимости тонких диффузионных слоев** и тонких слоев, полученных эпитаксиальными методами или методами напыления.

Для получения аналитической зависимости удельного сопротивления слоя от тока и напряжения рассмотрим бесконечный тонкий слой, толщина которого w много меньше расстояния между зондами S ($w \ll S$). При соблюдении этих геометрических соотношений можно считать, что распределение тока и напряжения (поля) в слое двумерное. И можно применить для получения выражения для разности потенциалов двумерное уравнение Лапласа:

$$\Delta U = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dU}{dr} \right) = 0. \quad (2.24)$$

При учете цилиндрической симметрии решение этого уравнения имеет вид

$$U(r) = C_1 \cdot \ln r + C_2. \quad (2.25)$$

Постоянную интегрирования C_1 определяем по значению напряженности электрического поля $E(r_0)$ при $r = r_0$.

Поскольку концентрация носителей $n(y)$ и удельное сопротивление $\rho(y)$ зависят от координаты y по толщине, то ток, протекающий через цилиндрическую поверхность радиусом r равен:

$$I = 2\pi r \int_0^w e\mu n(y) E dy = 2\pi r E \frac{1}{\rho_n}, \quad (2.26)$$

где $\rho_{\text{п}} = \left[e\mu \int_0^w n(y) dy \right]^{-1}$ - удельное поверхностное сопротивление.

Из (2.26) найдем напряженность электрического поля

$$E = \frac{I\rho_{\text{п}}}{2\pi r}, \quad (2.27)$$

откуда следует, что

$$C_1 = \frac{I\rho_{\text{п}}}{2\pi}, \quad (2.28)$$

$$U(r) = \frac{I\rho_{\text{п}}}{2\pi} \ln r + C_2. \quad (2.29)$$

Для системы, состоящей из двух источников тока $+I$ и $-I$, потенциал в любой точке слоя будет равен:

$$U = \frac{I\rho_{\text{п}}}{2\pi} \ln \frac{r_4}{r_1}, \quad (2.30)$$

где r_1 и r_4 - координаты точки, находящейся на расстоянии r_1 и r_4 от токовых зондов 1 и 4 соответственно.

Вычисляя в соответствии с этой формулой значения потенциалов U_2 и U_3 от положительного и отрицательного источников тока 1 и 4, получим выражение для удельного поверхностного сопротивления $\rho_{\text{п}}$ слоя в функции от тока и разности потенциалов на измерительных зондах 2 и 3

$$\rho_{\text{п}} = \frac{U_{23}}{I} \frac{\pi}{\ln 2} = 4.53 \frac{U_{23}}{I}. \quad (2.31)$$

Если полупроводник однороден по толщине, то его объемное удельное сопротивление ρ связано с $\rho_{\text{п}}$ соотношением

$$\rho = \rho_{\text{п}} w. \quad (2.32)$$

Для того, чтобы определить распределение удельного сопротивления по толщине проводят несколько измерений; толщина при этом изменяется путем стравливания или сошлифовывания на величину Δw . Например, пусть мы получили значение $\rho_{\text{п1}}$ и $\rho_{\text{п2}}$ двух слоев, различающихся по толщине на Δw , тогда поверхностное и объемное удельное сопротивление удаленного слоя:

$$\rho_{\text{п}} = \frac{\rho_{\text{п1}} \rho_{\text{п2}}}{\rho_{\text{п2}} - \rho_{\text{п1}}}, \quad (2.33)$$

$$\rho = \rho_{\text{п}} \Delta w. \quad (2.34)$$

При более точном определении удельного объемного сопротивления однородного образца выражение (2.31) нужно уточнить с помощью функции поправок $f(w/S)$, зависящей от толщины слоя w . Формула для определения ρ тонких слоев принимает вид

$$\rho = \rho_{\text{п}} w = \frac{U_{23}}{I} w \frac{\pi}{\ln 2} f\left(\frac{w}{S}\right). \quad (2.35)$$

Для малых значений отношения w/S функция поправок $f(w/S)$ близка к единице. Формулы для $\rho_{\text{п}}$ и ρ получены в пред-

положении, что обе границы тонкого слоя изолирующие. Если тонкий слой расположен на проводящей подложке, то в нее будет ответвляться значительная часть тока и поэтому необходимо учитывать проводимость подложки.

Четырехзондовый метод может быть применен для *измерения поверхностного и удельного сопротивления слоя полупроводника в двухслойной структуре*, например, диффузионного, ионно-имплантированного слоя на поверхности пластины или эпитаксиального слоя на подложке с отличающейся величиной или типом проводимости.

Если измерения производят на двухслойных структурах, то поверхностное сопротивление $\rho_{п1}$ одного слоя можно определить, если известно поверхностное сопротивление $\rho_{п2}$ другого слоя.

В этом случае также полагают, что распределение тока и потенциала в слое двумерное. Суммарная толщина слоя $w = (w_1 + w_2) \ll S$ много меньше расстояния между зондами S .

Ток I , текущий через зонды 1 и 4, равен сумме токов I_1 и I_2 , текущих по каждому из слоев $I = I_1 + I_2$, распределение потенциалов одинаково, то есть разность потенциалов

$$U_{23} = \frac{I_1 \rho_{п1}}{\pi} \ln 2 = \frac{I_2 \rho_{п2}}{\pi} \ln 2. \quad (2.36)$$

Отсюда $I_1 \rho_{п1} = I_2 \rho_{п2}$. Помня, что $\rho_1 = \rho_{п1} w_1$ и $\rho_2 = \rho_{п2} w_2$, и проведя соответствующие преобразования, получаем формулу, по которой можно определить удельное сопротивление одного из слоев:

$$\left(\frac{w_1}{\rho_1} + \frac{w_2}{\rho_2} \right)^{-1} = 4,53 \frac{U_{23}}{I}, \quad (2.37)$$

где ρ_1 и ρ_2 – удельное сопротивление слоев; w_1 и w_2 – толщина слоев; I – ток, текущий через токовые зонды.

Эта формула позволяет находить параметры эпитаксиальных слоев, выращенных на подложках с тем же типом электропроводимости, что и эпитаксиальная пленка, то есть для структур n^+-n , p^+-p . Данная методика подходит для определения удельного сопротивления низкоомного слоя структуры. Для определения удельного сопротивления высокоомного эпитаксиального слоя на низкоомной подложке четырехзондовый метод не применим.

При измерении удельного сопротивления пленок, имеющих противоположный по отношению к подложке тип электропроводимости, можно пользоваться обычной формулой $\rho_n = 4,53 \frac{U_{23}}{I}$. В этом случае p - n -переход отделяет один слой от другого и погрешность измерения удельного сопротивления ρ зависит от качества, совершенства p - n -перехода.

Повысить чувствительность метода можно, используя четырехзондовую головку с неравноудаленными зондами, для которой $S_1 = S_3 = S < S_2$. Если $S_2 = mS$, тогда

$$\rho_n = \frac{U_{23}}{I} \frac{\pi}{\ln(m+1)}. \quad (2.38)$$

Например, при $m = 3$ чувствительность метода вдвое больше, чем в случае $m = 1$.

2.3. Двухзондовый метод измерения удельного сопротивления

Двухзондовый метод измерения удельного сопротивления до разработки четырехзондового метода был наиболее распространенным методом измерения. Теперь его применяют в основном для измерения удельного сопротивления образцов

правильной геометрической формы с известным поперечным сечением, в том числе для контроля распределения удельного сопротивления по длине слитков полупроводниковых монокристаллов. Схема измерения удельного сопротивления двухзондовым методом приведена на рис. 2.7.

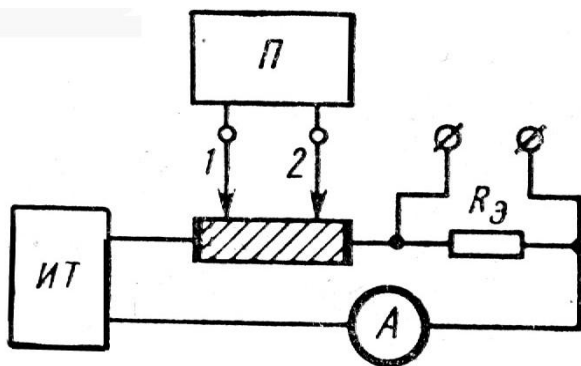


Рис. 2.7. Схема измерения удельного сопротивления двухзондовым методом: *ИТ* источник тока; *А* - амперметр; *П* - потенциометр; $R_{эт}$ - эталонное сопротивление

Для измерения удельного сопротивления образца, например в виде прямоугольного бруска, на торцевые грани наносятся омические контакты площадью D . Через эти контакты пропускают электрический ток I , величину которого устанавливают по амперметру A . На одной из поверхностей образца вдоль линий тока размещаются два зонда (1 и 2) на расстоянии s , между которыми измеряется разность потенциалов U . Если образец однороден, то его удельное сопротивление

$$\rho = \frac{D}{s} \cdot \frac{U}{I} \quad (2.39)$$

где I - постоянный ток пропускаемый через образец; U - разность потенциалов между измерительными зондами; s - расстояние между зондами; D - площадь поперечного сечения образца.

Эталонное сопротивление $R_{\text{эт}}$ вводят в цепь, чтобы более точно измерить сопротивление образца $R_x = U_x/I$. Измеряя падение напряжения на эталонном сопротивлении, можно измерение R_x заменить следующим образом, так как $I = U_x/R_x = U_{\text{эт}}/R_{\text{эт}}$, следовательно, $U_x/U_{\text{эт}} = R_x/R_{\text{эт}}$, тогда

$$\rho = R_{\text{эт}} \cdot \frac{U_x}{U_{\text{эт}}} \cdot \frac{D}{s} \quad (2.40)$$

Двухзондовый метод с точки зрения выполнения электрических измерений ничем не отличается от четырехзондового, но является более трудоемким по приготовлению образца, так как требует изготовления омических контактов хорошего качества на всей площади торца образца или слитка. Обычно торцевые грани слитков шлифуют и электролитически металлизуют медью или никелем. Иногда для оперативного контроля вместо металлизации используют контактные подушки из медной сетки.

Так как величина сопротивления между контактами может быть очень большой, то для уменьшения погрешностей измерений разности потенциалов целесообразно использовать компенсирующий потенциометр или электронный вольтметр с высоким входным сопротивлением.

Теория метода и рабочая формула (2.39) справедливы для одномерной модели прохождения тока через образец, что предполагает высокую степень однородности физических свойств и геометрических размеров образца вдоль его оси. Любое отклонение от однородности приведет к искривлению эквипотенциальных поверхностей и к возникновению систематической погрешности. Даже при измерении однородного

по сечению образца искажение эквипотенциальных линий может происходить вблизи торцевых граней из-за нарушений однородности сопротивления по площади омических контактов и трехмерного растекания тока. В самом неблагоприятном случае точечных торцевых контактов погрешность измерений можно свести к 0,5 % при выполнении следующих ограничений: $L \gg 3b$, $b/2 \leq d \leq b$, $s \leq L/2$, где L , b , d – длина, ширина и толщина образца соответственно.

При этом необходимо располагать потенциальные зонды на расстоянии не ближе $3b$ от торцевых граней. Невоспроизводимость межзондового расстояния можно характеризовать среднеквадратичным отклонением $\langle \Delta s \rangle^2$, тогда погрешность из-за невоспроизводимости межзондового расстояния с доверительной вероятностью 0,95 определяется соотношением

$$\frac{\delta_{\rho}}{\rho} = 1,41 \left(2 \frac{(\Delta s)^2}{s} \right).$$

Обработка токовых граней абразивом не только способствует созданию равномерного однородного контакта, но и подавляет инжекцию носителей заряда, снижает контактные сопротивления и уменьшает влияние на результаты измерений тепловых эффектов, таких как эффект Пельтье, термоэдс и др., связанных с неоднородным нагревом образца. Для уменьшения нагрева полупроводника, величина тока протекающего через образец выбирается минимальной, но обеспечивающей необходимую точность измерения тока и напряжения.

Суммарная погрешность двухзондового метода при измерении образцов правильной геометрической формы составляет 1 - 3 %. Диапазон измеряемых удельных сопротивлений лежит в пределах 10^{-5} - $4 \cdot 10^2$ Ом·м.

2.4. Однозондовый метод измерения удельного сопротивления

Для выявления микронеоднородностей в цилиндрических слитках полупроводников постоянного сечения используется *однозондовый метод* измерения удельного сопротивления. Через образец с низкоомными невыпрямляющими контактами площадью D (м^2) пропускают постоянный ток I (А), контролируемый амперметром. На одну из поверхностей образца помещают металлический зонд и с помощью вольтметра измеряют его потенциал U (В) по отношению к одному из токовых контактов (рис. 2.8).

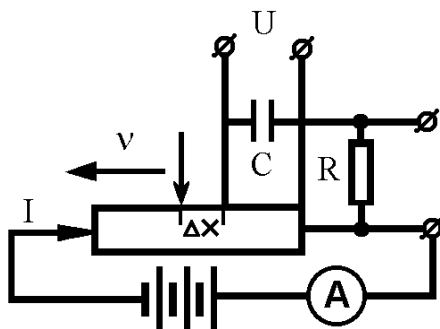


Рис. 2.8. Схема однозондового метода измерения удельного сопротивления

Последовательное перемещение зонда вдоль образца от одного контакта к другому позволяет измерить распределение электрического потенциала по слитку. Если образец однороден и величина удельного сопротивления ρ не зависит от координаты, то разность потенциалов между точками образца, отстоящими на расстоянии Δx , равна

$$\Delta U = \frac{I}{D} \rho \Delta x; \quad \rho = \frac{D}{I} \cdot \frac{\Delta U}{\Delta x}. \quad (2.41)$$

Удельное сопротивление определяется по результатам измерений потенциала в двух точках образца.

В случае неоднородного образца и зависимости удельного сопротивления от координаты x распределение потенциала вдоль образца имеет вид

$$dU(x) = (I/D) \rho(x) dx,$$

$$U(x) = \frac{1}{D} \int_0^x I \rho(x) dx, \quad (2.42)$$

$$\rho(x) = \frac{D}{I} \frac{dU(x)}{dx}. \quad (2.43)$$

При этом удельное сопротивление кристалла в данной точке образца пропорционально тангенсу угла наклона касательной графика $U(x)$ в этой точке.

В однозондовой схеме контроля электрических микро-неоднородностей (см. рис. 2.8) металлический зонд перемещается по поверхности образца с постоянной скоростью v , а напряжение между зондом и одним из токовых контактов образца подается на дифференцирующую RC – цепочку. Поскольку ток через конденсатор пропорционален производной по времени от приложенного напряжения $i = C(dU_C/dt)$, то напряжение на сопротивлении R дифференцирующей цепочки (при малых $\tau = RC$) равно

$$U_R = iR = Cv \frac{I}{D} \rho(x) R, \quad (2.44)$$

$$\rho(x) = \frac{U_R}{I} \cdot \frac{D}{vRC}. \quad (2.45)$$

Регистрируемое самопишущим прибором напряжение U_R пропорционально удельному сопротивлению полупроводника в данной точке и характеризует особенности его распределения вдоль образца.

Инерционность схемы определяется наибольшей из двух постоянных времени: RC -цепочки $\tau = RC$ или регистрирующего прибора $\tau_{пр}$. Любая из этих постоянных времени должна быть меньше, чем время, затрачиваемое на перемещение зонда на расстояние s : $(s/v) > RC$ и $(s/v) > \tau_{пр}$. При соответствующем подборе величины v и RC эффективное расстояние между измеряемыми точками $d_{эф} = vRC$ может быть порядка 10 - 20 мкм. Этим параметром и диаметром контакта зонда определяется разрешающая способность метода.

Измерения однозондовым методом можно проводить как при постоянном, так и при переменном токе, протекающем через образец.

Структурная схема измерительной установки однозондового метода при использовании переменного тока показана на рис. 2.9.

В этой схеме напряжение с измерительного зонда через разделительный конденсатор подается на катодный повторитель, затем выпрямляется и фильтруется, и подается на дифференцирующую цепочку, затем на усилитель и регистрирующий самописец.

Существуют промышленные установки для измерения микронеоднородностей однозондовыми методами с записью результатов измерений на ленте самописца. Погрешность измерений определяется качеством и однородностью омических контактов и однородностью прижима зонда к поверхности

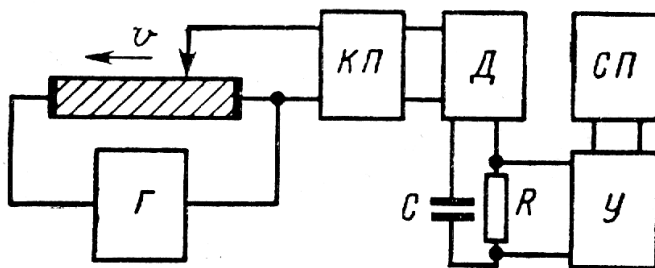


Рис. 2.9. Структурная схема измерения
однозондовым методом: *Г* - генератор переменного тока;
КП - катодный повторитель; *Д* - детектор; *У* - усилитель;
СП - самопишущий потенциометр

слитка. Иногда в качестве зонда используется стальной шарик малого диаметра, катящийся по поверхности и имеющий с ней малую площадь соприкосновения. Для уменьшения тепловых эффектов необходимо уменьшать ток через образец до минимально допустимой величины. В промышленных установках ошибка измерений не превышает 5 % при контроле образцов с удельным сопротивлением $5 \cdot 10^{-5} - 2,5 \text{ Ом}\cdot\text{м}$.

2.5. Измерение удельного сопротивления пластин произвольной формы (метод Ван дер Пау)

Для определения *удельного сопротивления плоских образцов произвольной формы* Ван дер Пау предложил использовать видоизмененный четырехзондовый метод измерений. В этом методе вдоль периметра однородной плоской пластины размещают четыре контакта 1, 2, 3 и 4 (рис. 2.10). Вначале пропускают ток через контакты 1 и 2, измеряя разность потенциалов на зондах 3 и 4, определяют сопротивление

$R_1 = R_{1234} = U_{34}/I_{12}$. Затем при протекании тока между контактами 2 и 3 по падению напряжения в точках 1 и 4 определяют сопротивление $R_2 = R_{2341} = U_{41}/I_{12}$. Из этих двух измерений можно найти удельное сопротивление пластины.

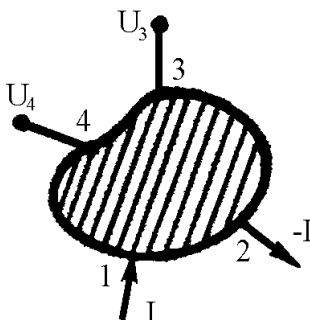


Рис. 2.10. Схема расположения контактов в методе Ван дер Пау

Расчет аналитического выражения для величины удельного сопротивления ρ пластины толщиной d приводит к формуле

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \frac{R_1 + R_2}{2} \cdot f\left(\frac{R_1}{R_2}\right), \quad (2.46)$$

где $f(R_1/R_2)$ - функция поправок, зависящая только от отношения R_1/R_2 ,

$$f\left(\frac{R_1}{R_2}\right) = 1 - \left(\frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2}\right)^2 \frac{\ln 2}{2} - \left(\frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2}\right)^4 \left[\frac{\ln 2}{4} - \frac{\ln 2}{12} \right]. \quad (2.47)$$

При симметричном расположении измерительных контактов на периферии однородной пластины сопротивления R_1

и R_2 будут одинаковы: $R = R_1 = R_2$, а функция $f(R_1/R_2) = 1$. Тогда из (2.46):

$$\rho = 4,53d \times R = 4,53d \frac{U}{I}.$$

Метод Ван дер Пау является одним из самых точных методов контроля удельного сопротивления тонких пластин или пленок произвольной формы и обладает погрешностью 1 - 2 %. Погрешность измерений быстро возрастает, если контакт на боковой поверхности не точечный, а протяженный или расположен не только на ребре, но и на поверхности пластины. Поэтому в качестве контактов обычно используют пластинчатые контактные ножи из тантала или карбида вольфрама, прижимаемые к ребрам пластин. Этим методом осуществляют разбраковку по величине удельного сопротивления пластин, кристаллов или плоских образцов произвольной формы. Для уменьшения погрешностей за счет протяженности контактов используют образцы специальной геометрической формы (клеверный лист, мальтийский крест и т.п.) или делают прорезы соответствующей формы на измеряемой пленке.

Обычный четырехзондовый метод можно использовать для контроля слоев, толщина которых значительно меньше расстояния между зондами. В этом случае аналитическое выражение для удельного поверхностного сопротивления сходно с формулой метода Ван дер Пау: $\rho_s = 4,53 (U_{23}/I_{14})$, где U_{23} – разность потенциалов между 2 и 3 зондами, I_{14} – ток между 1 и 4 зондами (ρ_s имеет размерность Ом/□). Объемное удельное сопротивление (при однородном слое) можно получить из выражения $\rho = \rho_s d$, где d - толщина слоя. Для неоднородного слоя это выражение соответствует усредненному по толщине удельному сопротивлению.

2.6. Измерение удельного сопротивления эпитаксиальных пленок

Эпитаксиальные пленки относятся к тонким слоям и измерение удельного сопротивления в определенных условиях можно осуществлять четырехзондовым методом. Поверхностное сопротивление в этом случае рассчитывается как

$$\rho_n = \frac{U_{23}}{I_{14}} \cdot \frac{\pi}{\ln 2} = 4,53 \cdot \frac{U_{23}}{I_{14}},$$

удельное сопротивление $\rho = \rho_n \cdot w \cdot f(w/s)$.

Если эпитаксиальный слой расположен на проводящей подложке, то удельное сопротивление определяется как

$$\left(\frac{\omega_1}{\rho_1} + \frac{\omega_2}{\rho_2} \right)^{-1} = 4,53 \frac{U_{23}}{I_{14}}.$$

На практике очень часто вместо удельного поверхностного сопротивления ρ_n используют сопротивление слоя пленки R_s . Допустим имеем пленку толщиной w , длиной l и шириной b . Через эту пленку пропускается ток, тогда сопротивление, замеренное параллельно поверхности пленки, можно выразить $R = (\rho \cdot l)/(w \cdot b)$, если $l = b$, то $R = \rho/w = R_s$ - это сопротивление квадрата пленки, оно измеряется в Ом/□. Если для измерения применяется четырехзондовый метод, то $R_s = 4,53(U/I)$. Для измерения удельного сопротивления эпитаксиальных слоев кремния используются промышленные установки УИС - 1 и ИУС - 3. Цифровой вольтметр регистрирует сигнал, равный среднему значению слоевого сопротивления R_s . Слоевое сопротивление измеряется с точностью $\pm 2\%$ при толщине более 5 мкм.

2.7. Метод контроля удельного сопротивления измерением сопротивления растекания в точечном контакте

Для контроля физических свойств приборных структур малых размеров используются методы, обладающие высокой степенью локальности, например метод контроля удельного сопротивления путем измерения *сопротивления растекания* в точечном контакте (*spreading resistance*). Метод имеет следующие достоинства: широкий диапазон измеряемых удельных сопротивлений, высокая локальность, возможность контроля эпитаксиальных структур на однотипной и разнотипной подложках, возможность измерения профиля проводимости диффузионных и ионно-имплантированных слоев. Кроме того, метод позволяет измерять удельные сопротивления в диапазоне 10^{-5} - 1 Ом·м (10^{-3} - 10^2 Ом·см) при очень высокой локальности контроля (10^{-10} см³, что соответствует диаметру контакта порядка 10 мкм).

Рассматриваемый метод основан на измерении сопротивления структуры, которая состоит из полупроводникового образца и металлического зонда малой площади, установленного на поверхности образца. Зонд с плоским основанием опускают под давлением порядка 10^{-2} - 10^{-1} Н·м⁻² на поверхность полупроводника и пропускают ток между зондом и отдельно расположенным омическим контактом. В результате давления поверхность соприкосновения зонда с полупроводником приобретает форму диска радиусом r_0 . Как следует из теории контактных методов, если контакт омический, то в однородном полубесконечном образце его сопротивление $R_p = U/I = \rho/4r_0$ и называется *сопротивлением растекания*. Так как радиус контакта r_0 обычно имеет размер порядка нескольких микрометров, то сопротивление растекания (Ом) примерно на три порядка больше численного значения номинала измеряемого удельного сопротивления полупроводника (Ом·см).

Практически измерения осуществляются по трехзондовой или двухзондовой схеме (рис. 2.11). При использовании **двух зондов** в схеме задают режим генератора напряжений или тока и измеряют между зондами в первом случае ток, а во втором – напряжение. Если распределение потенциала в образце – известная функция $U(r)$, то

$$R_{\rho} = \frac{U(r_0)}{I_{12}} = \frac{U_{12}}{2I_{12}} - \frac{U(s)}{I_{12}} \approx \frac{\rho}{4r_0} \approx \frac{U_{12}}{2I_{12}}, \quad (2.48)$$

где s – расстояние между зондами; U_{12} – разность потенциалов между зондами 1 и 2, при $s \gg r_0$, $U(s) \rightarrow 0$.

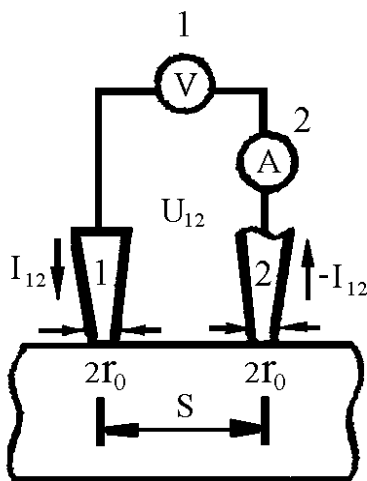


Рис. 2.11. Двухзондовая схема измерения сопротивления растекания: 1 - вольтметр; 2 - амперметр

В **трехзондовой схеме** (рис. 2.12) через два зонда 2 и 3 пропускается ток, а напряжение измеряется между зондами 1 и 2 вольтметром с большим входным сопротивлением. При

такой схеме измерения определяется падение напряжения на сопротивлении растекания центрального зонда, а падение напряжения на токовом зонде 3 исключается. Сопротивление растекания зонда 2 равно

$$R_p = \frac{U_{21}}{I_{23}} + \frac{U(s)}{I_{23}} + \frac{U(2s)}{I_{23}} \approx \frac{U_{21}}{I_{23}}, \quad (2.49)$$

при $s \gg r_0$ $U(s), U(2s) \rightarrow 0$. С другой стороны, из решения уравнения Лапласа

$$R_p = \frac{U}{I} = \frac{\rho}{2\pi r_0} = \frac{\rho}{4r_0}.$$

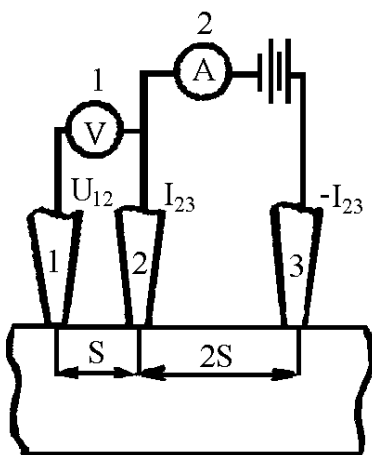


Рис. 2.12. Трехзондовая схема контроля сопротивления растекания: 1 - вольтметр; 2 - амперметр

Для методов измерения сопротивления растекания используют зонды из твердых материалов с полусферическими

наконечниками из осмия, карбида вольфрама, сплавов рутения. При радиусе кривизны зондов порядка 25 мкм радиус контакта составляет около 4 мкм. Величина усилия прижима контактов должна быть строго фиксирована (10^{-2} - 10^{-1} Н/м²). Конструкция манипулятора должна обеспечивать плавное перемещение зондов строго по вертикали (чтобы предотвратить механическое повреждение поверхности полупроводника) без скользящего перемещения, ударов и вибрации. Поэтому для перемещения зонда используют не кулачковые механизмы, а пневматические, гидравлические и другие системы плавного опускания зонда. Правильный выбор материала зонда, его конструкции и конструкции зондовой головки позволяют уменьшить одну из основных составляющих погрешности метода – невоспроизводимость геометрических размеров контакта.

Измерения обычно проводят при малых напряжениях (5 - 20 мВ) и токах (10^{-2} - 10^{-7} А). При этом сопротивление точечного контакта даже при некоторой неомичности слабо зависит от величины и направления тока. Кроме того, при малых значениях тока и напряжения уменьшается погрешность неоднородности образца, обусловленная тепловыми эффектами вследствие разогрева приконтактной области. Расчеты показывают, что для кремния при радиусе контакта 4 мкм и напряжении менее 15 мВ нагрев контакта не превосходит 0,1 °С, а напряженность электрического поля меньше 10^3 В/см, что ниже значения, при котором существенны зависимости подвижностей электронов и дырок от величины электрического поля.

Еще один источник погрешностей связан с наличием дополнительного контактного сопротивления из-за оксидного слоя на поверхности полупроводника, качества обработки поверхности, а при больших удельных сопротивлениях измеряемого полупроводника (более 10^2 Ом·м) – из-за наличия области пространственного заряда и нестабильности во времени

поверхностного потенциала. При указанных выше значениях давления острие зонда прокалывает поверхностный оксидный слой и, например, для кремния, создается удовлетворительный омический контакт в точке соприкосновения. Влияние приповерхностного слоя не устраняется уменьшением приложенного напряжения, поэтому реальное значение сопротивления растекания для двухзондовой методики отличается от выражения (2.48):

$$R_{\rho} = K_{(\rho)} \frac{\rho}{4r_0} + 2R_B \quad (2.50)$$

где $K_{(\rho)}$ – множитель, мало отличающийся от единицы; R_B – барьерное сопротивление.

Для германия и кремния $R_{\rho} \gg 2R_B$, и поэтому $R_{\rho} \approx K_{(\rho)} (\rho/4r_0)$. Эмпирический коэффициент $K_{(\rho)}$ определяется путем предварительной калибровки сопротивления растекания по эталонным образцам. В каждой инструкции для определенного случая приводят графики или номограммы с помощью которых можно определить величину этого коэффициента.

Для различных полупроводниковых материалов разработаны рекомендации по режимам обработки поверхности при подготовке образцов для калибровки и рабочих измерений. При соблюдении этих рекомендаций случайная погрешность измерения может не превышать 3 - 5 % при доверительной вероятности 0,95. Для промышленного контроля сопротивления растекания имеется установка ИППМ-1 и ее модификации. Диапазон измеряемых удельных сопротивлений полупроводников от 10^{-5} до 10 Ом·м (10^3 - 10^3 Ом·см) с погрешностью измерений во всем диапазоне не более ± 10 %.

Основная область применения метода сопротивления растекания – измерение распределения удельного сопротивления по толщине диффузионных, эпитаксиальных и ионно-

легированных слоев в приборных структурах. Распределение сопротивления измеряют при последовательном удалении тонких параллельных слоев образца или на косом шлифе, изготовленном на основе исследуемой эпитаксиальной или диффузионной структуры.

2.8. Бесконтактные методы измерения удельного сопротивления

Наряду с развитием контактных методов измерения удельного сопротивления полупроводников существуют и совершенствуются новые, бесконтактные методы определения сопротивления.

Под бесконтактными методами измерения подразумевают такие методы, в которых не применяют сплавные, диффузионные, электролитические и другие контакты, создаваемые непосредственно на образце, а также электроды в виде зондов.

Бесконтактные методы измерения удельного сопротивления основаны на использовании токов высоких и сверхвысоких частот.

Этими методами можно измерять удельное сопротивление, концентрацию, подвижность, время жизни носителей заряда и другие параметры, но практическое распространение получили только бесконтактные высокочастотные методы определения удельного сопротивления. Объектами исследования могут быть монокристаллы, поликристаллические образцы, жидкие и расплавленные полупроводники.

Бесконтактная связь между образцом и измерительной схемой при использовании токов высокой частоты осуществляется в виде:

- емкостной связи, например: образец полупроводника вводится в цепь колебательного контура, который присоединен к генератору токов высокой частоты, емкостная связь осуществляется между элементами контура и образцом;

- индуктивной связи, например: контролируемый образец полупроводника помещается в катушку индуктивности, внутри которой создается переменное поле, а под его действием в образце возникают вихревые токи.

Для контроля высокоомных полупроводников обычно применяют емкостные методы, а низкоомные образцы измеряют индуктивными методами.

Существенным недостатком как тех, так и других методов является то, что для бесконтактных измерений пригодны лишь образцы, имеющие форму стержней круглого сечения. Поверхность кристаллов высокоомных полупроводников, особенно кремния, следует очень тщательно предохранять от загрязнений, а бесконтактный метод, обеспечивая требуемую точность и простоту измерений, позволяет контролировать удельное сопротивление монокристаллов, запакованных в защитную тонкую, например полиэтиленовую, оболочку.

2.8.1. Бесконтактные емкостные методы измерения удельного сопротивления

Среди бесконтактных методов с емкостной связью подробнее других изучены *метод моста* и *метод колебательного контура*.

При измерении по методу моста цилиндрический образец полупроводника вводится с помощью емкостной связи в одно из плеч моста, питаемого от генератора тока высокой частоты (30 – 50 мГц). Металлические зажимы и поверхность образца, разделенные слоем диэлектрика, образуют емкость C_k . Схема такого моста и эквивалентная ей схема имеют вид, приведенный на рис. 2.13. Изменяя значения C и R в другом плече моста, добиваются компенсации, и в ее условиях величина сопротивления R будет равна сопротивлению образца R_{Si} . Погрешность измерений не превышает 5 %.

При измерениях по методу колебательного контура имеется колебательный контур LC , собственная частота которого

равная $f_m = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ несколько превышает частоту колебаний f_g , генерируемых присоединенным к этому контуру источником токов высокой частоты.

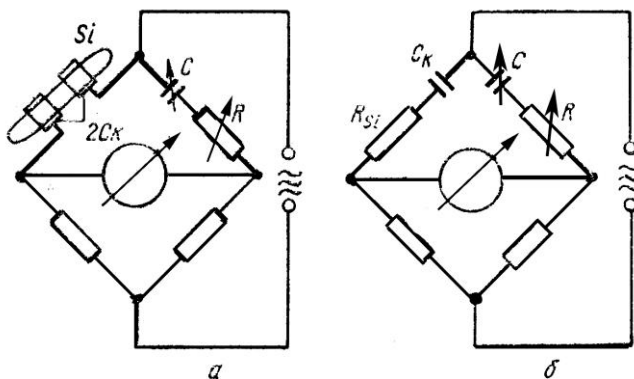


Рис. 2.13. Схема измерения удельного сопротивления:
а - методом моста; *б* - эквивалентная схема

Параллельно контуру включен с помощью емкостной связи образец контролируемого полупроводника. Схема измерения удельного сопротивления методом колебательного контура и эквивалентная схема имеют вид, приведенный на рис. 2.14. Емкостная связь осуществляется с помощью, например, U – образных металлических гнезд, в которые укладывают образец, покрытый защитной оболочкой, или с помощью металлических зажимов.

Поверхность образца и поверхность металлического гнезда или зажима можно рассматривать как обкладки конденсатора емкостью C_k . Емкость C_k должна быть конструктивно выполнена переменной. Это может быть достигнуто приближением зажимов с помощью микрометрической пода-

чи к поверхности образца или удалением от нее. То есть параллельно контуру подключены сопротивление R_{Si} и переменная емкость C_k . Изменяя величину C_k , добиваются того, чтобы контур оказался настроенным в резонансе с генератором f_g . Измеряя амплитудное значение напряжения U , расчетом определяют величину R_{Si} . Величины частоты f_g и емкости C_k зависят от того, каковы должны быть измеряемые значения R_{Si} .

Так, например, рабочая частота f_g может быть вычислена из выражения

$$f_g = \frac{1}{2\pi R_{Si \max} C_{0k}}, \quad (2.51)$$

где $R_{Si \max}$ – наибольшее значение измеряемого сопротивления образца; $C_{к0}$ – емкость в условиях, когда $f_m = f_g$.

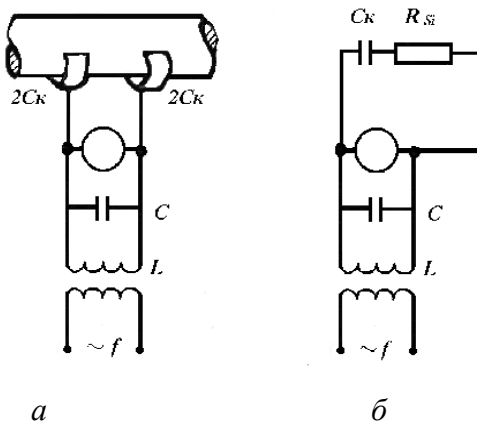


Рис. 2.14. Измерение удельного сопротивления методом колебательного контура: *а*- схема включения образца; *б* - эквивалентная схема

2.8.2. Бесконтактные индуктивные методы измерения удельного сопротивления

Физические основы индуктивного метода измерения удельного сопротивления заключаются в следующем. Установка для измерения удельного сопротивления индуктивным методом состоит из катушки, по которой протекает переменный ток, и регистрирующего устройства для определения величины и фазы этого тока. При измерениях удельного сопротивления исследуемый образец в виде слитков и стержней помещают в проходную катушку либо накладную катушку прижимают к поверхности исследуемого образца. В обоих случаях осуществляется индуктивная связь образца с катушкой индуктивности. При помещении цилиндрического образца в электромагнитное поле катушки в образце индуктируются вихревые токи. Эти токи в свою очередь создают противоположное по направлению магнитное поле, ослабляющее первоначальное, что ведет к уменьшению плотности тока по мере удаления от поверхности образца. При этом цилиндрический образец можно рассматривать как полый цилиндр с толщиной стенки δ , обладающий индуктивностью L_2 и сопротивлением R_2 . Катушку индуктивности вместе с образцом можно представить эквивалентной схемой связанных контуров. Эквивалентная схема катушки индуктивности с помещенным в нее образцом имеет вид, приведенный на рис. 2.15.

При взаимодействии с образцом параметры катушки индуктивности изменяются: активное сопротивление возрастает на величину ΔR_1 , а индуктивное сопротивление уменьшается на величину $\Delta(wL_1)$. Вносимое активное ΔR_1 и реактивное $\Delta(wL_1)$ сопротивления зависят от эквивалентного сопротивления образца R_2 , которое связано с его удельным сопротивлением. Это дает возможность определять удельное сопротивление образца на основе измерения параметров катушки индуктивности. Для упрощения методики измерений при ис-

пользовании индуктивных методов пользуются калибровочными зависимостями, полученными на эталонных образцах. Величина погрешности измерений такая же, как в случае применения емкостных методов.

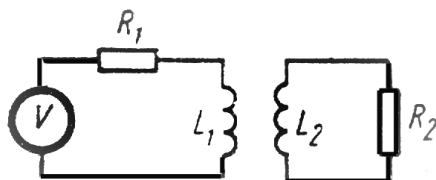


Рис. 2.15. Эквивалентная схема катушки индуктивности с помещенным в нее образцом: L_1 - индуктивность катушки, R_1 - сопротивление катушки; L_2 - индуктивность образца, R_2 - сопротивление образца

К преимуществам индуктивного и емкостного методов измерения удельной проводимости относится независимость результатов измерений от наличия на поверхности образца тонких слоев с другой величиной удельной проводимости, так как вносимое сопротивление определяется сопротивлением всего объема образца. К недостаткам этих методов можно отнести: выполнение длительного и кропотливого процесса градуировки по эталонным образцам; большую глубину проникновения высокочастотного поля в полупроводник, что сильно снижает чувствительность метода.

3. ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Гальваномагнитные явления - это кинетические явления, возникающие в твердых телах, в том числе полупроводниках, при совместном действии на них электрического и магнитного полей.

К гальваномагнитным явлениям относят:

- эффект Холла;
- магниторезистивный эффект, или магнитосопротивление;
- эффект Эттингсгаузена, или поперечный гальванотермомагнитный эффект;
- эффект Нернста, или продольный гальванотермомагнитный эффект.

Одно из наиболее изученных гальваномагнитных явлений - эффект Холла. Он является самым мощным методом исследования параметров полупроводников.

3.1. Эффект Холла. Возможности исследования параметров полупроводников с помощью эффекта Холла

Эффект Холла был открыт в 1879 г. на пленках Au и явился непосредственной демонстрацией действия силы Лоренца на движущиеся носители заряда. *Эффект Холла* состоит в появлении поперечного электрического поля при пропускании электрического тока через образец, помещенный в перпендикулярное току магнитное поле.

Пусть образец имеет прямоугольную форму, представленную на рис. 3.1: вдоль оси x течет ток плотностью j_x , магнитное поле направлено вдоль оси z . Общая сила \vec{F} , обусловленная электрическим \vec{E} и магнитным \vec{B} полями и дейст-

вующая на электрон, движущийся со скоростью \vec{v} , определяется уравнением

$$\vec{F} = -e\vec{E} - e\left[\vec{v} \times \vec{B}\right] = \vec{F}_C + \vec{F}_A; \quad (3.1)$$

$$F_k = -e\left[\vec{v} \times \vec{B}\right]_k = -e \cdot \frac{-e\langle\tau\rangle}{m^*} \left[\vec{v} \times \vec{B}\right]_k = \frac{e^2\langle\tau\rangle}{m^*} \left[\vec{v} \times \vec{B}\right]_k$$

Под влиянием силы Лоренца \vec{F}_A , одинаково действующей на электроны и дырки, носители заряда отклоняются к боковой грани образца. Их накопление идет до тех пор, пока поперечное электрическое поле (поле Холла) не компенсирует поле силы Лоренца в направлении оси y :

$$E_y = -v_x B_z = -\left(\frac{1}{en}\right) \vec{J}_x B_z = R_H \vec{J}_x B_z \quad (3.2)$$

где R_H - коэффициент Холла. Коэффициент Холла обратно пропорционален концентрации носителей заряда в полупроводнике и имеет отрицательное значение для полупроводника n -типа и положительное для полупроводника p -типа.

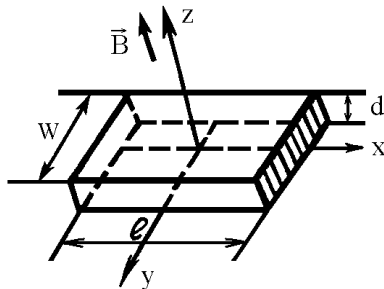


Рис. 3.1. Форма образца и расположение координатных осей в эффекте Холла

Таким образом, знак R_H позволяет определить тип основных носителей заряда в полупроводниках.

Вследствие появления поперечного поля Холла \vec{E}_y результирующее электрическое поле в образце конечных размеров будет повернуто относительно оси x на некоторый угол φ_H (*угол Холла*), пропорциональный величине магнитной индукции (рис. 3.2):

$$\operatorname{tg} \varphi_H = E_y / E_x = \mu_n B_z. \quad (3.3)$$

Коэффициент μ_H является холловской подвижностью носителей заряда, отличающейся от дрейфовой подвижности μ , которая характеризует электропроводность полупроводника. Как следует из анализа кинетических явлений в полупроводниках, холловская подвижность определяется не только механизмом рассеяния носителей заряда, но и характером распределения электронов по скорости (из-за наличия в эффекте Холла силы Лоренца).

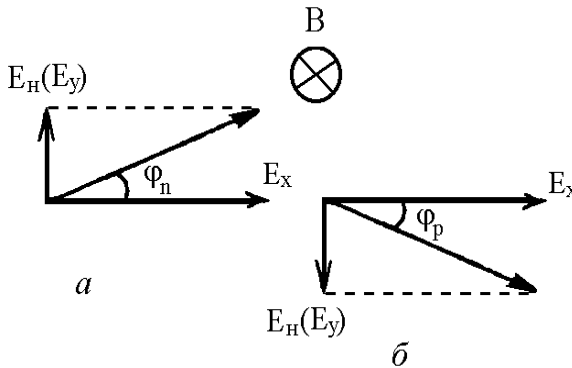


Рис. 3.2. Схема образования угла Холла для полупроводников n – типа (а) и p - типа (б)

Отношение подвижностей в невырожденных полупроводниках $r_H = \mu_H/\mu = \langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2$ называется **Холл-фактором**, который должен учитываться в постоянной Холла:

$$R_H = r_H/(en).$$

Холл-фактор является атрибутом реального твердого тела. Величина его лежит в пределах от 1 до 2 в зависимости от преобладающего механизма рассеяния, от степени вырождения полупроводника, а также от величины магнитного поля, то есть от того, сильное или слабое магнитное поле.

Расчет Холл-фактора дает значения $r_H = (315\pi)/512 = 1,93$ при рассеянии носителей заряда на ионах примеси; $r_H = (3\pi)/8 = 1,18$ при рассеянии на тепловых колебаниях решетки; $r_H = 1$ в металлах и вырожденных полупроводниках, а также при рассеянии на нейтральных примесях.

В сильных магнитных полях проявление в эффекте Холла механизма рассеяния носителей заряда меняется. В сильном магнитном поле период обращения T_C электрона по круговой орбите под действием силы Лоренца меньше времени релаксации $T_C \gg \tau$ или $\tau \gg (2\pi)/\omega_C = (eB)/m^*$. Таким образом, критерием сильного поля можно считать соотношение $(\tau\omega_C)/(2\pi) = (e\tau B)/(2\pi m^*) = (\mu B)/(2\pi) \gg 1$. В сильных магнитных полях $r_H = 1$ и не зависит от механизма рассеяния носителей заряда. Используя последнее обстоятельство, можно экспериментально найти величину r_H , измерив R_H в слабом и сильном магнитных полях. Для германия и кремния условию сильных полей соответствуют поля с индукцией более 1 Тл.

В полупроводнике со смешанной проводимостью в слабом магнитном поле при $r_H = r_n = r_p = r$ коэффициент Холла равен

$$R_H = \frac{r}{e} \frac{\mu_p^2 p - \mu_n^2 n}{\mu_p p + \mu_n n} \quad (3.4)$$

Так как в частном случае собственного полупроводника $n = p = n_i$, введя $b = \mu_n/\mu_p$, получим

$$R_H = \frac{r}{en} \frac{\mu_p - \mu_n}{\mu_p + \mu_n} = \frac{r}{en_i} \frac{1 - b}{1 + b}, \quad (3.5)$$

то есть знак R_H определяется тем типом носителей заряда, подвижность которого больше. Обычно $b > 1$ и $R_H < 0$.

С помощью эффекта Холла можно определить: концентрацию носителей заряда и их знак, то есть можно судить о количестве носителей или примесей и характере химической связи; подвижность носителей; электропроводность, а по температурной зависимости коэффициента Холла можно получить сведения о ширине запрещенной зоны и об энергии ионизации примесных уровней.

3.2. Побочные поперечные эффекты, сопутствующие эффекту Холла

Измерения эффекта Холла связаны с затруднениями, обусловленными тем, что наряду с эдс Холла появляется ряд дополнительных поперечных эдс, вызванных сопутствующими эффектами. Вследствие этого возникающее поперечное напряжение представляет собой алгебраическую сумму эдс Холла и дополнительных поперечных эдс $U_y = U_H + \sum_i U_i$.

Теория и расчет показывают, что таких поперечных эдс может быть 560, но главных всего 8. Эти эдс могут вносить при измерениях дополнительные систематические и случайные погрешности, поэтому их необходимо учитывать и принимать меры для их устранения. Проанализируем явления, которые возникают совместно с эффектом Холла.

Эдс неэквипотенциальности $U_{\text{ассим}}$. Одной из причин возникновения этой эдс в отсутствии магнитного поля является неэквипотенциальность контактов Холла из-за их неточного геометрического расположения на боковых гранях образца. Контакты должны располагаться в точках пересечения грани образца эквипотенциальной поверхностью. Знак эдс неэквипотенциальности зависит от направления тока через образец и не зависит от направления магнитного поля.

Эдс магниторезистивного эффекта $U_{\text{мрз}}$ возникает из-за изменения сопротивления полупроводника под действием магнитного поля. Если обозначить сопротивление в отсутствии магнитного поля $\rho(0)$, когда $B_z = 0$ и $\rho(B_z)$ - сопротивление при включенном магнитном поле, тогда при питании образца от источника тока эдс магниторезистивного эффекта $U_{\text{мрз}} = \frac{\Delta\rho}{\rho(0)} \cdot U_{\text{ассим}}$, где $\Delta\rho = \rho(B_z) - \rho(0)$. Если мы питаем образец от источника напряжения, то эдс магниторезистивного эффекта равна нулю.

Термоэдс $U_{\text{тэдс}}$, или термоэлектрический эффект, возникает в цепи соединения разных материалов (например, полупроводник - металлический контакт) при наличии разности температур на двух контактах, где измеряется эдс Холла.

Эдс Эттингсгаузена $U_{\text{э}}$, или поперечный гальванотермомагнитный эффект, возникает из-за статистического распределения электронов по скоростям и разного действия магнитного поля на быстрые и медленные электроны. Быстрые электроны при этом сильнее отклоняются магнитным полем, передают свою избыточную энергию кристаллической решетке, и соответствующая грань образца нагревается, а медленные электроны на противоположной грани будут пополнять свою энергию до среднего значения за счет охлаждения решетки, и эта грань будет охлаждаться. Возникнет поперечная разность температур, приводящая к появлению термоэдс эф-

факта Эттингсгаузена U_{Σ} . Знак U_{Σ} имеет такую же зависимость от направления тока и магнитного поля, как эффект Холла, и не отделяется от эдс Холла при изменении направления тока и магнитного поля.

Эдс Нернста - Эттингсгаузена $U_{Н-Э}$ - это термогальваномагнитный эффект, подобный тепловому эффекту Холла. При наличии градиента температур dT/dx и разности температур на концах образца энергия электронов, идущих от горячего конца к холодному, больше энергии электронов, движущихся от холодного конца к горячему. Под действием магнитного поля электроны (быстрые и медленные) будут отклоняться на разные углы. Потoki электронов на основные грани будут неодинаковы, возникнет поперечное электрическое поле, направление которого не зависит от направления тока.

Эдс Пельтье - Нернста - Эттингсгаузена $U_{П-Н-Э}$, или электротермический эффект Пельтье и гальванотермомагнитный эффект. Возникновение продольного градиента температуры на токовых контактах образца из-за эффекта Пельтье приводит к перемещению носителей заряда вдоль образца не только в электрическом поле, но и в поле градиента температуры и к возникновению на поперечных гранях аналога эффекта Холла - эдс Пельтье - Нернста - Эттингсгаузена. Как и для эдс Холла, знак эдс Пельтье - Нернста - Эттингсгаузена зависит от направления тока и магнитного поля. Этот эффект не отделяется от эдс Холла изменением направления тока или магнитной индукции.

Продольный градиент температуры приводит также к появлению поперечного градиента температур из-за учета разных скоростей электронов в тепловом потоке. В результате поперечный градиент температуры приводит к возникновению поперечной **термоэдс Риги - Ледюка $U_{Р-Л}$** , зависящей от направления магнитного поля.

Сочетание электротермического эффекта Пельтье и термомагнитного эффекта Риги-Ледюка дают поперечную **тер-**

моэдс Пельтье - Риги - Ледюка $U_{\text{п-р-л}}$, не отделяющуюся от эффекта Холла.

Установлено, что эти дополнительные поперечные эдс, кроме эдс Эттингсгаузена, можно устранить, проводя измерения при разных направлениях тока и магнитного поля. Относительная оценка величины всех дополнительных поперечных эдс показала, что наиболее важным является эффект Эттингсгаузена, от эдс Холла он может составлять до 10 %. Большой вклад в результаты измерений также вносят эдс неэквипотенциальности и термоэдс. Поэтому при измерении эффекта Холла нужно очень тщательно соблюдать изотермические условия эксперимента и сократить время измерения.

3.3. Методы измерения эффекта Холла

Измерение эффекта Холла заключается в определении холловской разности потенциалов на образце прямоугольной формы шириной w , толщиной d и длиной l при пропускании через образец тока I в магнитном поле B : $U_H = (R_H IB)/d$. Из величины R_H можно определить концентрацию свободных носителей в полупроводнике (3.2), так как $E_y = E_H$:

$$R_H = \frac{E_H}{I \times B_z} = U_H \cdot \frac{d}{I \cdot B} = d \frac{U_H}{IB} = -\frac{1}{en}. \quad (3.6)$$

Обычно на образец наносят еще два омических контакта с расстоянием между ними, равным l , для определения проводимости по двухзондовому методу:

$$\sigma = \frac{l}{wd} \frac{I}{U_\sigma} = ne\mu. \quad (3.7)$$

где U_{σ} - разность потенциалов между омическими контактами, расположенными на расстоянии l . Зная проводимость и постоянную Холла, можно определить холловскую подвижность

$$\mu_H = \sigma R_H = \frac{l}{w} \frac{U_H}{U_{\sigma}} \frac{1}{B}. \quad (3.8)$$

Все указанные параметры можно измерить, по крайней мере, четырьмя различными способами, используя постоянный или переменный ток, а также постоянное или переменное магнитное поле.

Существует большое количество методов измерения эффекта Холла и их схемных решений. Для выбора методики измерения эффекта Холла необходимо знать сами методы, их особенности, преимущества и недостатки. Существует классификационная схема методов измерения эффекта Холла. В качестве главного признака классификации выбирается вид полей или токов, а вторичного - особенности схемных решений.

По виду полей или токов методы измерения эффекта Холла могут быть подразделены следующим образом: метод постоянного магнитного поля и постоянного тока; метод постоянного поля (тока) и переменного тока (поля) - одночастотный метод; метод переменного поля и переменного тока двухчастотный метод.

Наиболее прост и надежен первый, наиболее чувствителен - третий.

3.3.1. Метод постоянного тока и постоянного магнитного поля

Самым простым и распространенным является *метод постоянного тока и постоянного магнитного поля* ($I_{x=}$; $B_{z=}$; $U_{y=}$). В этом методе уменьшение вклада посторонних попе-

речных эдс в измеряемую эдс Холла осуществляется усреднением результатов измерений общего поперечного напряжения для двух направлений тока I_x и двух направлений поля B_z . Имеется образец, у которого длина a в три раза больше ширины b ($a \geq 3b$), с омическими контактами. Образец помещают между полюсами постоянного магнита или электромагнита, создающего магнитную индукцию в 1 Тл.

От источника тока (1) (рис. 3.3) через образец пропускают постоянный ток. Источник тока должен иметь высокое выходное сопротивление. Протекающий через образец ток измеряют по падению напряжения на эталонном сопротивлении, включенном последовательно с образцом. Измерение эдс Холла производят на прижимных контактах или точечных зондах, установленных на соответствующих гранях образца. Для большей надежности используют паянные или сварные контакты.

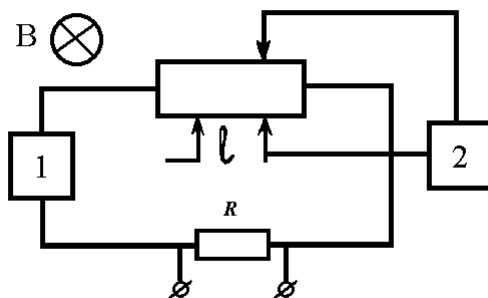


Рис. 3.3. Схема измерения эффекта Холла при постоянном токе и постоянном магнитном поле: 1 – источник тока; 2 – потенциометр

Для уменьшения влияния добавочных поперечных эдс на измеряемую эдс Холла измерения осуществляют в каждой точке четыре раза при различных направлениях тока и магнитного поля, а затем эти измерения усредняются.

$$\begin{aligned}
 U_{I^+B^+} &= U_H + U_{AC} + U_{\mathcal{O}} + U_{H-\mathcal{O}} + U_{\Pi-H-\mathcal{O}} + U_{P-L} + U_{\Pi-P-L}; \\
 U_{I^-B^+} &= -U_H - U_{AC} - U_{\mathcal{O}} + U_{H-\mathcal{O}} - U_{\Pi-H-\mathcal{O}} + U_{P-L} - U_{\Pi-P-L}; \\
 U_{I^-B^-} &= U_H - U_{AC} + U_{\mathcal{O}} - U_{H-\mathcal{O}} + U_{\Pi-H-\mathcal{O}} - U_{P-L} + U_{\Pi-P-L}; \\
 U_{I^+B^-} &= -U_H + U_{AC} - U_{\mathcal{O}} - U_{H-\mathcal{O}} - U_{\Pi-H-\mathcal{O}} - U_{P-L} - U_{\Pi-P-L}; \\
 \overline{U_H} &= \frac{U_{I^+B^+} - U_{I^-B^+} + U_{I^-B^-} - U_{I^+B^-}}{4} = U_H + U_{\mathcal{O}} + U_{\Pi-H-\mathcal{O}} + U_{\Pi-P-L}.
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

Таким образом, усредненное в результате четырех измерений значение $\overline{U_H}$, кроме эдс Холла, содержит эдс Эттингсгаузена, эдс Пельтье - Нернста - Эттингсгаузена и эдс Пельтье - Риги - Ледюка. При исследовании многих материалов, главным образом высокоомных, вкладом дополнительных эдс можно пренебречь. Кроме того, принимая во внимание зависимость от времени установления состояния термического равновесия между образцом и окружающей средой, вклад дополнительных эдс можно уменьшить, сократив время измерений.

Расчеты и оценки показывают, что в низкоомных ($\rho < 10^{-4}$ Ом·м) германии и антимониде индия доля эдс Эттингсгаузена от величины эдс Холла может составлять $2 \cdot 10^{-3}$ % и 0,4 % соответственно, а другие неусредняемые эдс не превышают $3 \cdot 10^{-3}$ % и 0,8 % соответственно. Таким образом, суммарный вклад неусредняемых эдс в низкоомном германии не превышает сотой доли процента от измеряемой эдс Холла, а в низкоомном антимониде индия – не более 1,5 %.

Все существующие измерительные установки делятся на две группы: установки с низкоомным входным сопротивлением, предназначенные для исследований низкоомных образцов (10^{-5} - 10^3 Ом·м), и установки с высокоомным входным сопротивлением для изучения высокоомных образцов (10^3 - 10^8 Ом·м).

Несмотря на простоту в реализации метода измерения эффекта Холла при постоянном токе в постоянном магнитном поле, процедура измерений трудоемка из-за необходимости четырехкратных замеров, хотя при этом все сопутствующие эффекты не устраняются. В таких установках также есть трудности с автоматизацией измерений и трудности в усилении слабых сигналов на постоянном токе.

3.3.2. Одночастотные методы

Для устранения вклада термо- и гальваномагнитных эффектов в эдс Холла применяются *методы переменных полей*. Например, в *методе переменного тока и постоянного магнитного поля* ($I_{x\sim}$, $B_{z\sim}$, $U_{y\sim}$) через образец пропускается переменный ток $I_x(\omega_x) = I_x \cdot \cos \omega_x t$, а магнитное поле остается постоянным. Тогда эдс Холла будет переменной:

$$U_H = \frac{1}{d} R_H B_z I_x \cos \omega_x t \quad (3.10)$$

Другие поперечные эдс, суммируемые с эдс Холла (3.9), могут быть исключены при достаточно высокой частоте тока, когда $\omega_x \gg \omega_0 = 1/\tau_0$, где τ_0 - время установления термического равновесия образца с окружающей средой (обычно τ_0 порядка секунд). Остальные вклады в эдс Холла устраняются усреднением U_x по двум направлениям магнитного поля и

тем, что селективный усилитель не пропускает постоянных составляющих сигнала.

Пусть переменное напряжение на холловских зондах в отсутствие магнитного поля равно U_1 . Это переменное напряжение U_1 можно представить в виде двух составляющих, сдвинутых по фазе на 90° : активная составляющая U_{1a} совпадает по фазе с эдс Холла; реактивная составляющая U_{1p} сдвинута на 90° (рис. 3.4).

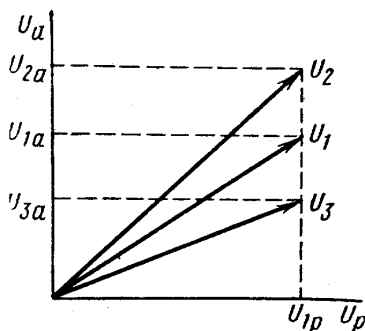


Рис. 3.4. Диаграмма напряжений на холловских зондах

При включении постоянного магнитного поля активная составляющая увеличивается на эдс Холла и становится равной $U_{2a} = U_{1a} + U_H$, а реактивная составляющая не изменяется. При изменении направления магнитного поля на обратное активная составляющая уменьшается на эдс Холла $U_{3a} = U_{1a} - U_H$. На основании диаграммы напряжений на холловских электродах составим систему уравнений:

$$\begin{cases} U_{1a}^2 + U_{1p}^2 = U_1^2; \\ (U_{1a} + U_H)^2 + U_{1p}^2 = U_2^2; \\ (U_{1a} - U_H)^2 + U_{1p}^2 = U_3^2. \end{cases} \quad (3.11)$$

Решение этой системы будет иметь вид:

$$U_H = \sqrt{\frac{1}{2} (U_2^2 + U_3^2 - 2U_1^2)} \quad (3.12)$$

Таким образом, для определения холловской эдс необходимо измерить три напряжения на холловских зондах, отличающихся значением магнитной индукции B : 1) U_1 при $B = 0$; 2) U_2 при $B = \text{const}$; 3) U_3 при $B = -\text{const}$.

Схема измерения эффекта Холла при переменном токе в постоянном магнитном поле приведена на рис. 3.5.

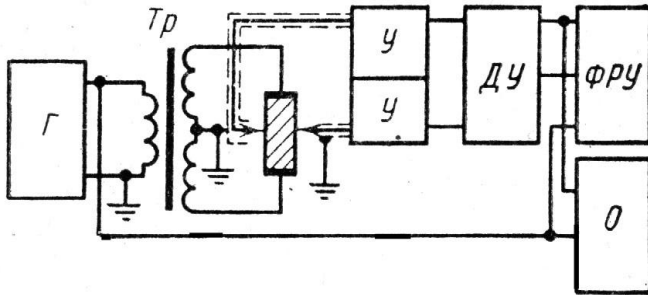


Рис. 3.5. Схема измерения эффекта Холла при переменном токе в постоянном магнитном поле

Напряжение низкой частоты от генератора переменного тока G через трансформатор Tr с заземленной средней точкой вторичной обмотки подается на образец. Эдс, возникающие на холловских зондах, с помощью кабеля с двойным экраном усиливаются двумя идентичными усилителями U с высоким входным сопротивлением и малой емкостью. Затем оба сигнала поступают на вход дифференциального усилителя DU и да-

лее на фазочувствительный резонансный усилитель ФРУ. С помощью усилителя ФРУ производится сравнение амплитуд и фаз холловского сигнала и напряжения, поданного на токовые контакты образца.

В результате использования переменного тока с помощью селективного усилителя можно измерить U_H даже в материалах с малой подвижностью носителей заряда таких, как пленки металлооксидных и сульфидных полупроводников (SnO_2 , ZnO , ZnS , ZnSe и др.).

Подобными же преимуществами по сравнению с методом постоянных полей обладает **метод переменного магнитного поля и постоянного тока** ($I_{x\sim}$, $B_{z\sim}$, $U_{y\sim}$). В этом случае производится усреднение результатов по двум направлениям тока. Неотделимым остается лишь напряжение $U_{\text{П-Н-Э}}$, заметное при малой скорости реверсирования B_z в низкоомных полупроводниках. Этот одночастотный метод также применяется для измерения параметров полупроводников с очень малыми подвижностями (до $10^{-6} \text{ м}^2/\text{Вс}$).

3.3.3. Двухчастотные методы

Для измерения эффекта Холла применяются также **двухчастотные методы**, в которых используются **переменные ток и магнитная индукция** с разной частотой ($I_{x(\omega_x)}$, $B_{z(\omega_z)}$, $U_{y(\omega_x \pm \omega_z)}$). Основным преимуществом двухчастотного метода является достаточность одного измерения в каждой точке и отсутствие необходимости балансировки зондов Холла. Пусть $I_x(\omega_x) = I_x \cos \omega_x t$ и $B_z(\omega_z) = B_z \cos \omega_z t$. Тогда эдс Холла появляется только на разностной и суммарной частотах:

$$U_H = \frac{R_H I_x B_z}{2d} \left[\cos(\omega_x - \omega_z) t + \cos(\omega_x + \omega_z) t \right]. \quad (3.13)$$

Выбирая $\omega_x - \omega_z \gg \omega_0 = 1/\tau_0$ и используя селективный усилитель, пропускающий только разностную частоту, можно избавиться от всех остальных сопутствующих эдс. Схема измерения эффекта Холла на переменном токе в переменном магнитном поле приведена на рис. 3.6.

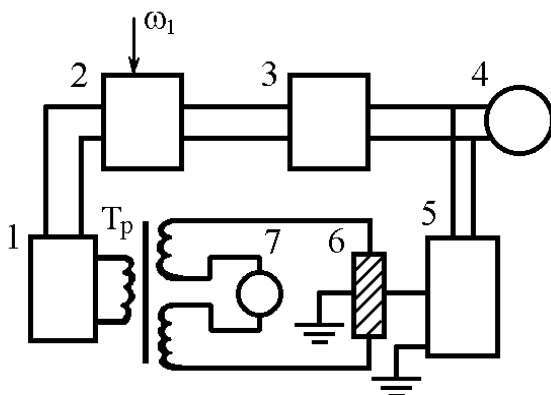


Рис. 3.6. Схема измерения эффекта Холла на переменном токе в переменном магнитном поле: 1 – источник тока; 2 – смеситель; 3 – осциллограф; 4 – вольтметр; 5 – усилитель; 6 – образец; 7 – амперметр

Переменное напряжение с частотой ω_x от источника тока (1) через трансформатор T_r с заземленной средней точкой вторичной обмотки подается на образец (6). Ток через образец измеряется измерителем тока 7, включенным в середину выходной обмотки трансформатора источника тока. Эдс, возникающая на холловских зондах образца, усиливается селективным усилителем (5) с узкой полосой пропускания ($\sim 0,1$ Гц), настроенным на разностную частоту $\omega_x - \omega_z$. Напряжение неэквипотенциальности, имеющее частоту тока ω_x , не регистри-

руется усилителем. Величина эдс Холла измеряется вольтметром (4) на выходе усилителя.

Одновременно напряжение с частотой ω_x от источника тока подается на смеситель (2), который создает напряжение частотой ω_x со стандартной фазой. Это напряжение подается на вход осциллографа (3), а на другой вход осциллографа подается напряжение от усилителя (5). На экране осциллографа возникает фигура Лиссажу, которая позволяет сравнивать фазы напряжений и, следовательно, определять знак эдс Холла и тип проводимости образца.

По сравнению с другими методами измерения эффекта Холла данный метод имеет существенные преимущества. Благодаря тому, что эдс Холла измеряют с помощью избирательного усилителя при разностной или суммарной частоте, исключаются все побочные эдс, вызываемые сопутствующими явлениями, асимметрией зондов, наводками от магнитного поля, и повышается чувствительность схемы. По сравнению с методом измерения при постоянном токе в постоянном магнитном поле рассмотренный метод при использовании даже слабых магнитных полей превосходит его по чувствительности во много раз.

3.4. Образцы для измерения эффекта Холла

Для измерения эффекта Холла можно использовать образцы в форме параллелепипеда с омическими контактами на торцевых (токовых) гранях и на боковых (эдс Холла U_H) гранях. Токовые электроды на торцах образца шунтируют холловское напряжение, в результате измеряемая между боковыми контактами (или зондами) разность потенциалов становится меньше истинного значения U_H . Максимальное значение измеряемого напряжения будет при размещении холловских зондов в центре образца, а систематическая погрешность за

счет размеров образца не будет превышать 1 % при соотношении длины L и ширины w объекта измерений $L/w \geq 5$.

Холловские контакты должны быть точечными, что трудно реализовать практически, да и контакты, нанесенные непосредственно на грани образца, обладают повышенным уровнем шумов. Поэтому в практике измерений часто используется гантелеобразная форма образцов (рис. 3.7). При этом обеспечивается хорошая воспроизводимость расстояния между контактами, постоянство их размеров, облегчается процесс металлизации контактных площадок. Гантелеобразные образцы изготавливаются с помощью ультразвука, химического травления, а на эпитаксиальных и диффузионных слоях – с помощью фотолитографии. Число боковых отводов может быть различным. Для проведения измерений достаточно четырех отводов, но на случай возможного их скалывания в процессе изготовления образца число отводов увеличивают до шести. Систематическая погрешность за счет геометрической формы образца не превысит 1 % при $L/w \geq 5$; $w/a \geq 3$; $(b_1, b_2)/w \geq 2$; $c/d \geq 1$, где d - толщина, а c – длина контактного выступа.

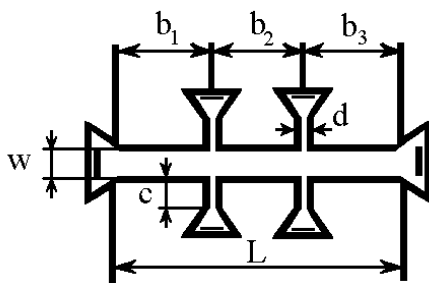


Рис. 3.7 . Специальная форма образца, позволяющая уменьшить влияние контактов на результаты измерений

Приведенные выше формулы для расчета эффекта Холла справедливы лишь в случае слабых магнитных полей (менее 1 Тл для германия и кремния) и изотропных полупроводников с невырожденными энергетическими зонами.

Ряд факторов, сходных с учитываемыми при зондовых измерениях, будет влиять на погрешность измерений эффекта Холла, например, на измеряемое значение удельного сопротивления могут влиять фотопроводимость и фотоэдс, возникающие при освещении образца, особенно высокоомного. Поэтому при измерениях рекомендуется затемнять образцы либо предварительно убедиться, что объект измерений не чувствителен к свету. Принимая специальные меры по изготовлению омических контактов, можно уменьшить влияние инжекции неосновных носителей заряда в образец. Инжекция приводит к уменьшению удельного сопротивления образца на больших расстояниях от токовых контактов. Убедиться в отсутствии инжекции можно, установив воспроизводимость повторных измерений при более низких значениях напряжения на контактах. Разогрев образца в процессе измерений увеличивает влияние сопутствующих эффекту Холла термомагнитных явлений. Для уменьшения разогрева кристалла используют минимально возможный ток через образец, в частности рекомендуется устанавливать такой ток, чтобы напряженность электрического поля в образце не превышала $10^2 \text{ В}\cdot\text{м}^{-1}$. В высокоомных образцах могут возникать токи утечки как в измерительной цепи, так и по поверхности образца. Поэтому для измерения высокоомных образцов используются приборы с большим входным сопротивлением, сравнимым с сопротивлением объекта измерений, а поверхностные токи утечки можно ограничить с помощью специальной химической обработки поверхности. При выполнении указанных выше мер уменьшения систематических погрешностей можно добиться точности измерения параметров полупроводников с помощью эффекта Холла в пределах 5 - 7 %.

3.5. Измерение эффекта Холла методом Ван дер Пау

Для измерения эффекта Холла классическим методом, необходимо изготовление образцов правильной геометрической формы, что усложняет процедуру измерений. Для контроля образцов произвольной формы и особенно для эпитаксиальных слоев наиболее удобным является *метод Ван дер Пау*.

Как было отмечено выше, метод Ван дер Пау используется для измерения электропроводности на однородных образцах толщиной d произвольной формы

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \cdot \frac{R_1 + R_2}{2} f\left(\frac{R_1}{R_2}\right).$$

При наложении магнитного поля B , перпендикулярного к поверхности образца, холловская подвижность и концентрация определяются формулами

$$\mu_H = \frac{d}{B} \frac{\Delta R_{2413}}{\rho}; \quad n = \frac{r_H}{e \mu_H \rho} \quad (3.14)$$

где ΔR_{2413} - изменение сопротивления $R_{2413} = U_{13}/I_{24}$, обусловленное магнитным полем B ; d - толщина образца.

При выводе формул для метода Ван дер Пау предполагалось, что контакты располагаются строго по периферии и имеют точечные размеры. Если контакты имеют протяженную форму, необходимо в (3.14) вводить поправочные коэффициенты. Значения поправок для образца в форме диска и прямоугольника рассчитаны и сведены в таблицы. Предполагается, что только один из контактов не является идеальным, а остальные (точечные) расположены по периферии под углом 90° друг к другу. В случае отклонения от идеальности всех

контактов общая ошибка в первом приближении будет равна сумме ошибок.

Трудности с нанесением точечных контактов строго по периметру образца в методе Ван дер Пау привели к использованию образцов в форме клеверного листа, исключая влияние контактов (рис. 3.8). Погрешности метода, вносимые конечной площадью контактов, значительно уменьшаются (до долей процента) при соотношении между площадью образца и контактного лепестка не менее 1 : 5.

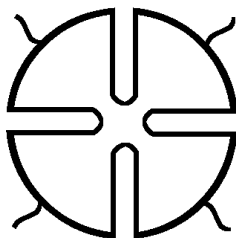


Рис. 3.8. Образец в форме клеверного листа для исключения влияния контактов на результаты измерений

4. ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Оптические методы измерения параметров полупроводников - это универсальные неразрушающие методы контроля. Оптическими методами можно исследовать монокристаллы и поликристаллы, пленки и порошки полупроводниковых материалов.

Исследование оптических свойств полупроводников имеет научный и практический интерес. Изучая оптические свойства полупроводника, можно давать рекомендации по его использованию для производства фотоприборов различного вида и качества. С научной точки зрения исследование оптических свойств полупроводника подтверждает теоретические предсказания, так как дает информацию о структуре энергетических зон. Кроме того, с помощью оптических методов можно определять некоторые важные параметры полупроводников.

Оптические свойства полупроводников, как и любого твердого тела, определяются взаимодействием фотонов с электронами полупроводника. Это взаимодействие проявляется в способности полупроводников поглощать, отражать и преломлять свет различной длины. Из всех видов оптического взаимодействия наибольшее значение для исследования полупроводников имеет оптическое поглощение.

4.1. Типы оптического поглощения

Оптический диапазон электромагнитного излучения охватывает область длин волн 0,01 - 2000 мкм и подразделяется на три поддиапазона: ультрафиолетовый (УФ) (0,01 - 0,4 мкм), видимый (0,4 - 0,8 мкм) и инфракрасный (ИК) (0,8 - 2000 мкм). С коротковолновой стороны оптический диапазон граничит с областью рентгеновских лучей, а длинноволновая

граница примыкает к диапазону радиоволн. Поскольку ширина запрещенной зоны полупроводников, имеющих техническое применение (Ge, Si, SiC, соединения $A^{III}B^V$, $A^{II}B^{VI}$), обычно не превышает нескольких электроновольт, коротковолновая граница спектра, используемого при исследовании полупроводников, обычно составляет около 0,2 мкм. Длинноволновая граница спектра соответствует переходам электронов между мелкими уровнями, лежащими в запрещенной зоне, и соответствующей валентной зоной, или зоной проводимости полупроводника. Эта величина обычно ограничивается длиной волны порядка 100 мкм. Для таких полупроводников, как германий и кремний, интересен диапазон длин волн от 0,75 до 25 мкм.

Механизмы взаимодействия света с полупроводниковым кристаллом зависят от длины волны электромагнитного излучения и могут быть разделены на несколько групп. Если рассматривать эти механизмы в соответствии с возрастанием длины волны света, то в первом, самом коротковолновом интервале, особенности спектров поглощения и отражения обусловлены переходом электронов из валентной и более глубоко лежащих зон в зону проводимости. Во втором интервале электромагнитного излучения, соответствующего более длинным волнам, осуществляются переходы электронов из валентной зоны полупроводника в зону проводимости. При дальнейшем увеличении длины волны свет поглощается кристаллом за счет нескольких механизмов, в том числе с участием примесных уровней, и путем взаимодействия со свободными носителями. В области наиболее длинных волн происходит оптическое возбуждение колебаний решетки.

Рассмотрим особенности взаимодействия света ультрафиолетового диапазона с кристаллом полупроводника. В оптических переходах, стимулированных светом ультрафиолетовой области длин волн, участвуют электроны валентной и более глубоко лежащих зон, характеризуемых высокой плот-

ностью энергетических состояний, поэтому коэффициент поглощения света (зависящий от вероятности переходов и плотности возбуждаемых электронных состояний) в этом механизме очень велик, и для исследований поглощения в ультрафиолетовом диапазоне требуются чрезвычайно тонкие образцы. Такие образцы трудно изготовить, и в них всегда имеются механические напряжения, поэтому они редко используются. Обычно вместо спектров поглощения в видимой и ультрафиолетовой областях исследуются спектры отражения. Изучение механизмов взаимодействия ультрафиолета с полупроводником позволило получить экспериментальные данные, необходимые для построения схемы энергетических зон, обусловленных электронами внутренних оболочек атомов.

Итак, в полупроводниках различают пять основных типов оптического поглощения: собственное, экситонное, поглощение свободными носителями заряда, примесное и решеточное поглощение. Рассмотрим кратко каждый из этих типов.

Поглощение света, приводящее к возбуждению электрона из валентной зоны в зону проводимости, называется *собственным*, или *фундаментальным*. Для возбуждения собственных переходов необходимо, чтобы энергия светового кванта была больше или равна ширине запрещенной зоны.

При изучении собственного поглощения полупроводников следует учитывать строение его энергетических зон. Известные в настоящее время полупроводники в соответствии с конфигурацией энергетических зон делятся на два основных вида: прямозонные и непрямозонные. У первого из них минимум энергии зоны проводимости и максимум энергии валентной зоны расположены в одной и той же точке зоны Бриллюэна (рис. 4.1). Примером таких полупроводников являются InSb, InAs, InP, GaAs и др.

У непрямозонных полупроводников (Si, Ge, GaP и др.) экстремумы валентной зоны и зоны проводимости расположены в разных точках зоны Бриллюэна (рис. 4.2).

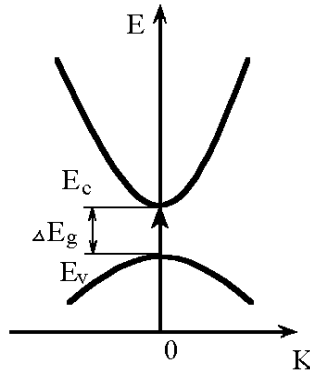


Рис. 4.1. Структура зон и оптические переходы в прямозонном полупроводнике

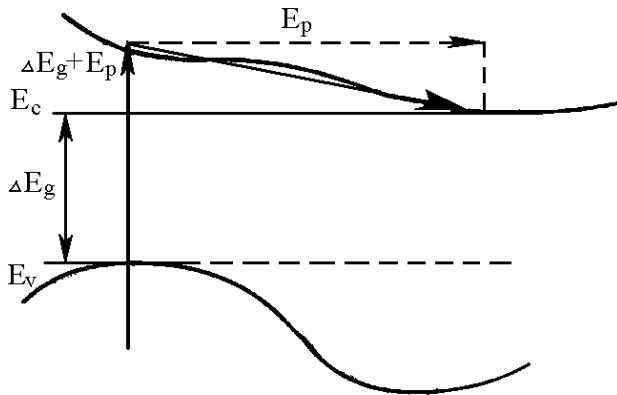
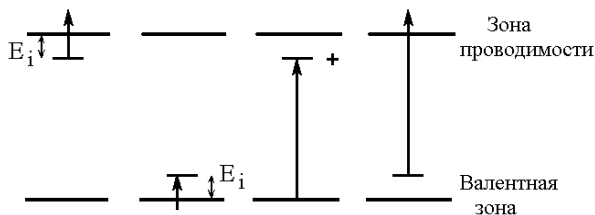


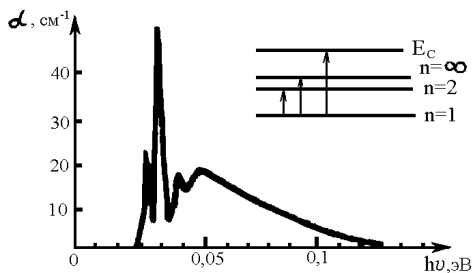
Рис. 4.2. Структура зон и оптические переходы в непрямозонном полупроводнике

Экситонное поглощение - это такое оптическое поглощение, при котором возбужденный электрон не переходит в зону проводимости, а образует с дыркой связанную квазичастицу - экситон.

Примесное поглощение - это оптическое поглощение, приводящее к переходу электронов с локальных уровней в запрещенной зоне в зону проводимости или переходу электронов валентной зоны на эти уровни. То есть это взаимодействие между полупроводником и фотоном с энергией, меньшей ширины запрещенной зоны, которое может привести к поглощению, вызванному ионизацией электрона с примесного уровня в зону проводимости или из валентной зоны на свободный примесный уровень (рис. 4.3).



a



б

Рис. 4.3. Схема оптических переходов с участием примесных уровней (*a*); спектр оптического поглощения в кремнии (*б*)

Известно, что мелкие примеси в полупроводниках хорошо описываются водородоподобной моделью. Энергетический спектр мелких примесных состояний состоит из серии дискретных уровней.

Примесное поглощение наблюдается при низких температурах, например $T = 4$ К для бора в кремнии, в виде пика, начиная с энергии фотона, равной энергии перехода электрона из основного ($n = 1$) в первое возбужденное состояние ($n = 2$). Можно обнаружить пики поглощения переходов в другие возбужденные состояния. Пики с большими значениями n практически сливаются с полосой разрешенных энергий, соответствующей полной ионизации примеси. Описанный эксперимент доказывает справедливость водородоподобной модели мелких примесных состояний и может быть использован для определения энергии ионизации примесного уровня.

При оптических переходах между глубокой примесью и зоной разрешенных энергий в зависимости от энергии фотона заброс электрона может осуществляться не только на дно зоны, но и на любой уровень энергии в глубине зоны. Поэтому переходы между примесью и зоной проявляются не в виде пиков, а в виде ступеньки на полосе поглощения с порогом при энергии $\Delta E_g - E_i$.

Поглощение свободными носителями - это поглощение, приводящее к переходу электронов зоны проводимости и электронов не полностью заполненной валентной зоны внутри зоны с одного уровня на другой. При поглощении фотона свободные электроны могут переходить с одного уровня на другой в пределах одной зоны (рис. 4.4). Такие переходы осуществляются с изменением волнового вектора k и для выполнения закона сохранения импульса требуют дополнительного взаимодействия с решеткой, путем рассеяния на ионизованных примесях.

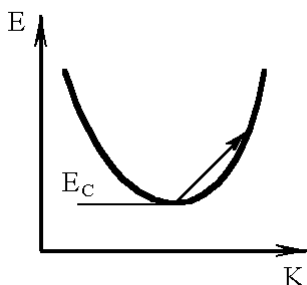


Рис. 4.4. Схема оптических переходов при поглощении света свободными электронами

Поскольку время релаксации зависит от природы рассеивающих центров, то можно ожидать, что на зависимость коэффициента поглощения свободными носителями заряда от длины волны падающего света будут оказывать влияние механизмы рассеяния носителей заряда.

Поглощение света решеткой - это оптическое поглощение полупроводника, связанное с изменением колебательной энергии атомов кристаллической решетки. Так как кристаллическая решетка может поглощать энергию электромагнитного излучения только при определенных значениях энергии фотона, то спектр решеточного поглощения характеризуется рядом пиков, лежащих в далекой инфракрасной области спектра. Поглощение света одним фононом приводит к появлению полосы остаточных лучей, характеризуемой большим коэффициентом поглощения. При возрастании энергии света поглощаемый фотон будет взаимодействовать с двумя или более фононами не только в соответствии с законом сохранения энергии, но и с законом сохранения квазиимпульса.

Исследование оптического поглощения позволяет определять разнообразные параметры полупроводников. Так, исследование собственного поглощения позволяет определять

ширину запрещенной зоны и ее зависимость от температуры, давления, электрического и магнитного поля, концентрации примесей; структуру энергетических зон; типы колебаний решетки.

При изучении поглощения свободными носителями определяют концентрацию свободных носителей заряда (электронов и дырок); концентрацию инжектированных неравновесных носителей и их распределение по образцу; энергетическую структуру валентной зоны.

Изучая примесное поглощение при низких температурах и при концентрации примеси более чем 10^{15} см^{-3} , определяют энергию ионизации примесных центров; концентрацию примесных центров; совершенство кристаллической решетки и степень чистоты кристалла.

Исследование решеточного поглощения позволяет экспериментально определить энергии различных типов фононов, играющих существенную роль в процессе рассеяния носителей заряда, в явлениях теплопроводности и теплоемкости.

4.2. Аппаратура для исследования оптических свойств полупроводников

4.2.1. Характеристики оптических приборов

Современные оптические приборы делятся на спектрографы, спектрометры и спектрофотометры.

В спектрографах спектр регистрируется при помощи фотопластинки или специальной фотоэлектрической приставкой. К таким приборам относятся, например, спектрографы типа ИСП-28, ИСП-51.

В спектрометрах регистрируется положение спектральной линии, то есть определяется ее длина волны и интенсивность потока излучения (например, спектрометры ИКС-12, ИКС-21).

В спектрофотометрах определяется длина волны, или волновое число, величина обратная частоте, и коэффициент пропускания для данной длины волны, равный отношению

$$T = \frac{I_x}{I_0}, \quad (4.1)$$

где I_x – интенсивность излучения, прошедшего через вещество; I_0 – интенсивность излучения, падающего на образец или проходящего через контрольный образец.

К спектрофотометрам относятся приборы типа ИКС-14, ИКС-22, СФ-4, СФ-16, СФД-2.

Существенной частью каждого спектрального прибора является монохроматор. *Монохроматор* – это прибор, предназначенный для выделения монохроматического излучения, то есть излучения определенной длины волны из определенной области спектра. Упрощенная схема монохроматора приведена на рис. 4.5. Принципиальная схема монохроматора включает:

коллиматор – устройство, формирующее узкий направленный пучок, с входной щелью и коллиматорным объективом, создающим параллельный пучок выходящего из него света;

диспергирующая система (призма, система призм или дифракционная решетка);

выходной коллиматор, объектив которого фокусирует монохроматическое изображение входной щели на выходную щель.

По своему назначению монохроматоры можно разделить на несколько групп: приборы для работы в вакуумной УФ области; приборы для работы в широком диапазоне длин волн (УФ, видимой, близкой ИК области от 0,2 до 2,5 мкм); приборы для работы в средней и далекой ИК области.

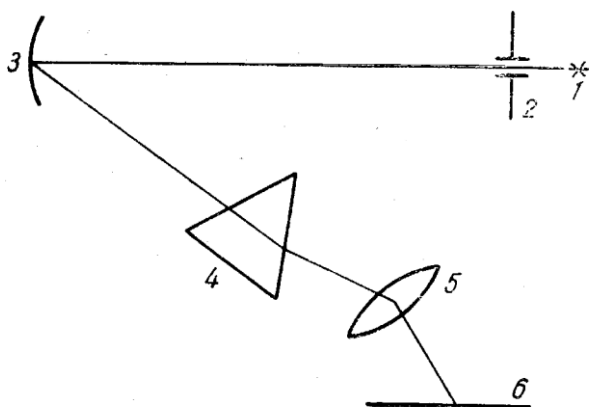


Рис. 4.5. Оптическая схема монохроматора:
 1 – источник света; 2 – входная щель; 3 – конденсатор;
 4 – призма; 5 – объектив; 6 – регистрирующий прибор
 (фотопластинка)

Иногда монохроматоры являются самостоятельными приборами (например УМ-2, ЗМР-2).

Основными параметрами спектральных оптических приборов являются *дисперсия* и *разрешающая способность*.

Дисперсия – это разложение света в спектр, происходящее при преломлении, дифракции или интерференции. В более узком смысле дисперсия – это зависимость показателя преломления от частоты (или длины волны) излучения.

Вспомним ход лучей в призме и отражение света от плоской дифракционной решетки. На рис. 4.6 приведен ход лучей в призме, а на рис. 4.7 приведено отражение света от дифракционной решетки.

Общий вид спектра плоской дифракционной решетки, освещенной монохроматическим светом длиной λ имеет вид, изображенный на рис. 4.8.

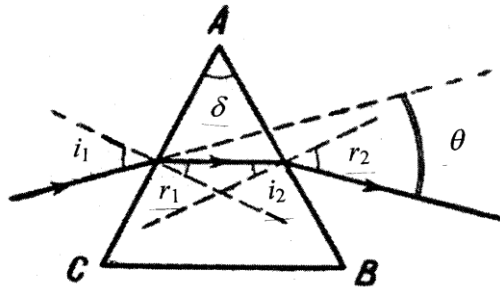


Рис. 4.6. Ход лучей в призме: δ - преломляющий угол; r_1, r_2 - углы преломления; i_1, i_2 - углы падения

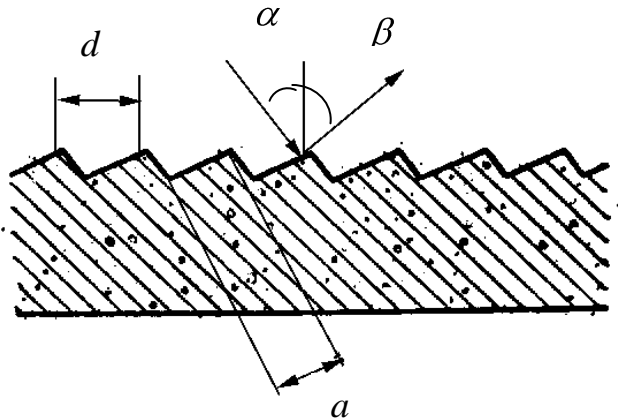


Рис. 4.7. Ступенчатая отражательная решетка Эшелетт: d - постоянная решетки; a - ширина рабочей грани; α - угол падения; β - угол дифракции

На спектре показаны главные максимумы. Распределение длин волн в спектре, образуемом отражательными решетками, описывается уравнением:

$$m\lambda = d(\sin\alpha \pm \sin\beta), \quad (4.2)$$

где m – порядок (максимумов), d – постоянная решетки; α и β – углы падения и дифракции, знак "+" соответствует расположению падающего и дифрагированного пучков по одну сторону от нормали к решетке, а знак "-" по разные стороны.

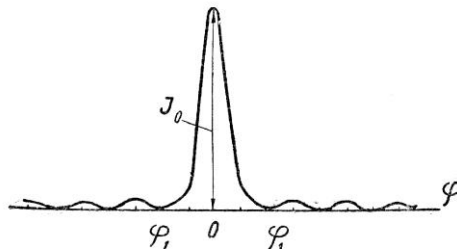


Рис. 4.8. Общий вид спектра плоской дифракционной решетки, освещенной монохроматическим светом длиной λ

Анализируя ход лучей, видим, что для призмных приборов важно угловое отклонение луча θ , а для решеточных – угол дифракции β .

Различают угловую и линейную дисперсию. **Угловая дисперсия** определяется изменением угла отклонения θ (для призмы) или угла дифракции для решетки β , приходящимся на единичный интервал спектра $\delta\lambda$.

Угловая дисперсия определяется из соотношения

$$D_\varphi = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda}, \quad (4.3)$$

где $\delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$; $\delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$; φ_1 , φ_2 – углы отклонения луча света с длиной волны λ_1 , λ_2 соответственно.

Для призмы угловая дисперсия равна

$$D_{\varphi} = \frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{2 \sin \delta / 2}{\sqrt{1 - \sin^2 \delta / 2}} \cdot \frac{dn}{d\lambda}, \quad (4.4)$$

где δ - преломляющий угол; n - показатель преломления призмы.

Для системы, состоящей из k призм, угловая дисперсия равна:

$$D_{\varphi} = \frac{2k}{n} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \operatorname{tg} \frac{\delta + \theta}{2}, \quad (4.5)$$

где n - показатель преломления призмы; δ - преломляющий угол призмы; θ - угол отклонения луча.

Для дифракционной решетки

$$D_{\varphi} = \frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \beta}, \quad (4.6)$$

где m - порядок максимумов или интерференции; d - период (постоянная) решетки; β - угол дифракции.

Угловая дисперсия - это изменение угла отклонения (призма) или дифракции (решетка) на единичный интервал спектра. Для призмных приборов (величина дисперсии зависит от длины волны) множитель $\frac{dn}{d\lambda}$ влияет на величину

дисперсии. Угловая дисперсия возрастает с уменьшением длины волны и уменьшается при увеличении длины волны. Для решеточных приборов угловая дисперсия в пределах одного порядка интерференции практически не зависит от длины волны.

Линейная дисперсия равна

$$D = D_{\varphi} \cdot f, \quad (4.7)$$

где f – фокусное расстояние фокального объектива.

Линейная дисперсия показывает, на каком расстоянии в фокальной плоскости будут находиться спектральные линии, отличающиеся на единицу длины волны.

Оптические приборы обычно характеризуются величиной $1/D$, обратной линейной дисперсией. Она измеряется либо в $\text{Å}/\text{мм}$, либо $\text{мкм}/\text{мм}$.

Разрешающая способность характеризует способность прибора зарегистрировать раздельно две близкие спектральные линии. Ее количественной характеристикой является отношение длины света λ к расстоянию $\Delta\lambda$ между двумя близкими едва различимыми линиями:

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad (4.8)$$

где λ – длина волны; $\Delta\lambda$ – спектральное расстояние между двумя линиями, которые можно различить раздельно, работая на длине волны λ .

Согласно критерию Рэля, две линии λ_1 и λ_2 в спектре, отстоящие на $\Delta\lambda$, можно различить, если максимум одной из них соответствует минимуму другой. Для этого случая разрешающая способность призмённых приборов равна:

$$A = a \frac{d\varphi}{d\lambda} = aD_{\varphi} \quad \text{или} \quad A = bk \frac{dn}{d\lambda}, \quad (4.9)$$

где a – действующее отверстие оптической системы; b – величина основания призмы, равная обычно 10 см; k – число призм; n – показатель преломления призмы.

Разрешающая способность дифракционной решетки

$$A = m \cdot N, \quad (4.10)$$

где m – порядок максимумов или интерференции; N – полное число штрихов решетки, принимающих участие в дифракции.

Таким образом, разрешающая способность призмных приборов сильно уменьшается в длинноволновой части спектра, тогда как разрешающая способность дифракционной решетки не зависит от длины волны.

Общая экспериментальная схема при снятии спектра поглощения должна включать в себя следующие элементы: источник излучения; прибор, выделяющий из сплошного или сложного спектра участок определенных длин волн; прибор для измерения и регистрации интенсивности излучения. Рассмотрим подробнее эти элементы.

4.2.2. Источники излучения

В технике оптических исследований применяются следующие источники света: лампы накаливания; газонаполненные лампы (ртутные, водородные, гелевые, криптоксеноновые); источники длинноволновой радиации (штифты Нернста и глобары); лазеры.

Все источники света характеризуются различным спектральным диапазоном, то есть различной длиной волны излучения.

Лампы накаливания имеют спектральный диапазон $\Delta\lambda = 0,3 - 0,25$ мкм. В области видимого света чаще всего используют следующие типы ламп накаливания: СИ–15 со спиралью ленточного типа, мощность 30 Вт; СЦ–60В со спиралью корзиночного типа, мощность 60 и 100 Вт.

Водородная, гелевая и ртутные лампы используются в УФ области спектра $\Delta\lambda = 0,1 - 0,4$ мкм. Ртутные лампы типа

СВДШ и ПРК имеют мощность несколько киловатт, у этих ламп 30 % излучения лежит в диапазоне 0,2 – 0,4 мкм, 55 % - в видимой области. Криптоксеноновые лампы используются в ближнем ИК - диапазоне $\Delta\lambda = 0,75 - 2,5$ мкм.

Штифт Нернста используется в ИК - области спектра до 10 мкм. Он является источником излучения в приборе ИКС-11 и представляет собой трубочку из оксидов редкоземельных элементов (оксиды циркония, иттрия и тория), накаливается электрическим током. Штифт может быть нагрет до температуры 1800 – 1900 °С.

В оптических приборах, предназначенных для применения в инфракрасной области спектра до 25 – 40 мкм, наиболее часто используют глобар. Глобар представляет собой стержень из прессованного порошкообразного карбида кремния. Длина его равна 10 – 12 см, диаметр - 2 – 5 мм, рабочий ток - несколько ампер, яркостная температура - 1300 °С. Концы стержня впрессованы в металл и охлаждаются водой.

Большое значение в технике измерений приобрели инжекционные полупроводниковые источники света. Эти источники созданы на основе карбида кремния, арсенида галлия, твердых растворов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$.

4.2.3. Приемники излучения

Для регистрации излучения в различных участках оптического диапазона применяются устройства, чувствительность которых в этих участках максимальна. Рассмотрим кратко их принцип работы.

Фотоэлементы. Принцип работы основан на явлении внешней фотоэлектронной эмиссии. Основные элементы прибора: фотокатод и коллектор электронов – анод. Падающие на фотокатод кванты излучения выбивают электроны, которые ускоряются в вакууме электрическим полем, приложенным

между катодом и анодом, и создают электрический ток - фототок.

Фотоэлектронные умножители (ФЭУ). Принцип работы основан на явлении внешней электронной эмиссии. Первичная фотоэмиссия из фотокатода осуществляется светом, а затем используется явление вторичной электронной эмиссии. Электроны под действием поля попадают на вторичные электроды - диноды и выбивают большое число электронов. В конечном счете происходит лавинное размножение электронов, причем коэффициент усиления достигает 10^6 - 10^9 .

Электронно-оптический преобразователь (ЭОП). Это прибор, предназначенный для преобразования изображения из одной области спектра в другую и для усиления яркости изображения. Например, для преобразования изображений ИК диапазона в видимое. Принцип работы также основан на явлении внешней фотоэлектронной эмиссии. В электронно-оптических преобразователях происходит двойное преобразование изображения: переносимое оптическим излучением 1 сначала на фотокатод 3 оптическое изображение трансформируется в электронное 4. Затем последнее с помощью электронов 5, направляемых электронными линзами 6, переносится через вакуумное пространство 7 на люминофорный экран 10, где оно из электронного преобразуется вновь в видимое, но уже с другим спектральным составом (рис. 4.9).

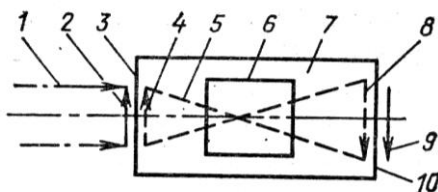


Рис. 4.9. Электронно-оптический преобразователь

Фотосопротивления – полупроводниковые приборы, в которых электрическое сопротивление изменяется под действием электромагнитного излучения. Принцип работы основан на явлении внутреннего фотоэффекта.

Фотодиоды и фототранзисторы. Работа этих приборов основана на модуляции сопротивления p - n -перехода, включенного в обратном направлении, неосновными носителями, возникающими в полупроводнике под действием света.

Термоэлементы и болометры. Принцип работы основан на явлении нагрева или поглощения лучистой энергии зачерненной стороной устройства.

Термоэлементы – это устройства, с помощью которых можно осуществить прямое преобразование тепловой энергии в электрическую. Используются в ИК и видимом диапазонах спектра. Термочувствительные элементы изготавливаются из тонких слоев различных металлов (висмут – сурьма, висмут – теллур, никель, золото, висмут). Приемная поверхность покрывается слоем черни, имеющим большой коэффициент поглощения.

Болометр – термочувствительный элемент, принцип работы которого основан на изменении его сопротивления при нагревании вследствие поглощения излучения. Он представляет собой металлическое сопротивление, которое изменяется под действием тепла излучения.

Оптико-акустические приемники (ОАП). Принцип работы основан на индикации пульсаций давления газа, нагреваемого поглощающей свет мембраной. Поток лучей через входное окно диаметром 3 – 5 мм из CaF_2 , SiO_2 (кварц), KBr , CsI падает на пористую пленку, образующую переднюю стенку камеры с криптоном. Поток почти полностью поглощается этой пленкой и передает тепло газовому объему, газ расширяется и деформирует заднюю пленочную стенку камеры. Для преобразования механических колебаний в электрические применена оптическая часть, расположенная сзади приемной

камеры. При этом меняется освещенность катода фотоумножителя, и на нагрузочном сопротивлении появляется переменное напряжение.

4.2.4. Особенности основных типов спектральных приборов

Большинство физических явлений в полупроводниках, связанных с их основными параметрами, проявляется при взаимодействии с ними света инфракрасного диапазона. В схему любого спектрального прибора (рис. 4.10) входят: источник излучения, монохроматор и приемник излучения для регистрации интенсивности света, прошедшего через монохроматор. Монохроматор выделяет с помощью призмы или дифракционной решетки узкий диапазон длин волн источника излучения. Призма или решетка применяются в зависимости от требуемого разрешения и исследуемой спектральной области.

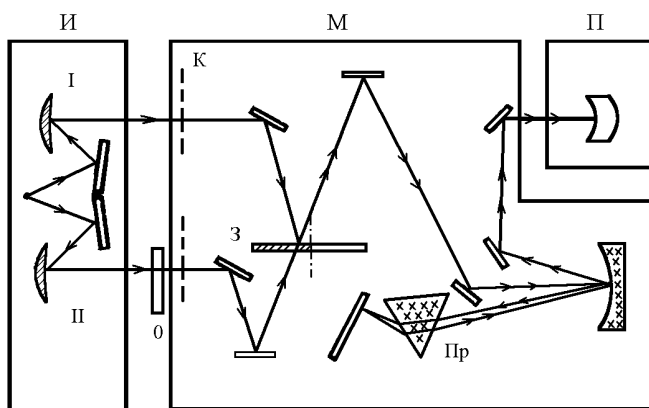


Рис. 4.10. Схема двухлучевого оптического спектрометра: И – источник излучения; М – монохроматор; П – приемник

Большинство спектрометров работает по однолучевой схеме (например, ИКС-12), согласно которой входная щель монохроматора освещается единственным пучком света, идущим от источника. В этом случае спектр представляет собой относительную величину регистрируемой световой энергии в различных длинах волн. Энергия, регистрируемая приемником, зависит от спектральной излучательной способности источника излучения, от поглощения света в атмосфере на всей длине оптического пути и от спектральной чувствительности приемника излучения.

ИКС-12 работает в диапазоне длин волн от 0,5 до 25 мкм. В комплекте прибора имеются четыре сменных призмы, которые используются в следующих диапазонах: стекло от 0,5 до 2 мкм; фтористый литий от 2 до 6 мкм; каменная соль от 6 до 15 мкм; бромистый калий от 15 до 25 мкм. В приборе ИКС-12 в качестве источника света используется глобар. Регистрация производится при помощи термоэлемента, фотоэлектрооптического усилителя (ФЭОУ) и самописца ЭПП-0,9. В приборе ИКС-12 предусмотрена автоматическая запись зависимости интенсивности света от длины волны.

Спектр поглощения образца на этом спектрометре получают путем сравнения спектральной кривой, записанной при наличии образца, со спектрограммой, записанной без него. Этот способ получения спектра поглощения довольно трудоемок.

Для того чтобы облегчить процедуру получения кривой относительного пропускания образца (в процентах) и исключить необходимость учета поглощения ИК-излучения воздухом, был предложен способ автоматической регистрации пропускания с использованием в ИК-спектрометрах двухлучевой системы с оптическим нулем. Излучение источника по пути к входной щели монохроматора разделяется на два пучка I и II (см. рис. 4.10) с одинаковым оптическим путем. С помощью вращающегося зеркала 3 осуществляется их поочередное пре-

рывание с определенной частотой. Приемно-усилительная система спектрофотометра вырабатывает управляющий сигнал лишь в том случае, если интенсивность обоих пучков неодинакова, и тогда прибор регистрирует относительную интенсивность пучков. В один из каналов помещается образец O , а второй канал спектрометра служит для сравнения. При неравенстве интенсивностей пучков регистрирующая система для выравнивания интенсивностей приводит в движение фотометрический клин K , находящийся в канале сравнения, и связанное с клином перо самописца, регистрирующее величину пропускания образца.

Практика показывает, что в большинстве случаев исследование оптических характеристик объектов удобнее проводить, основываясь на измерении спектральных зависимостей их прозрачности. Поэтому абсолютное большинство выпускаемых серийных приборов предназначено для регистрации спектров пропускания. Для получения спектров отражения применяют те же приборы, но дополненные соответствующими отражательными приставками.

Определение величины пропускания объекта исследования предполагает измерение отношения интенсивностей прошедшего и падающего световых потоков. Приборы, предназначенные для автоматической регистрации этого отношения, принято называть спектрофотометрами. Несмотря на большую номенклатуру двухлучевых спектрофотометров, их конструкции ограничиваются небольшим числом принципиальных схем, одна из которых (схема Литтрова с оптическим нулем) представлена на рис. 4.11.

Немонохромное излучение от источника 1 направляется сферическими зеркалами 2, 3, 4 и 5 в каналы I и II (световые потоки Φ_1 и Φ_2 соответственно), в одном из которых помещена кювета с исследуемым образцом 6. На плоскость, в которой установлен фотометрический клин 7, проецируется изображение источника света 1, а положение клина определяет интен-

сивность потока, падающего на зеркала 8 и 9. Свет, отраженный зеркалами 9 и 10 и зеркальной поверхностью обтюратора 11, направляется на торическое зеркало 12. Вращающийся обтюратор 11 попеременно прерывает излучение I и II каналов и обеспечивает равную длину оптического хода лучей от источника 1 до зеркала 12. Зеркало 13 фокусирует излучение на входной щели монохроматора 14. Пройдя входную щель, свет падает на параболический зеркальный объектив 15 и, отразившись от него, разлагается в спектр призмой 16. Часть разложенного в спектр света отражается от зеркала Литтрова 17, вторично проходит призму и фокусируется объективом 15 через зеркало 18 на выходную щель монохроматора 19. При повороте зеркала 17 на выходную щель направляются лучи различных длин волн.

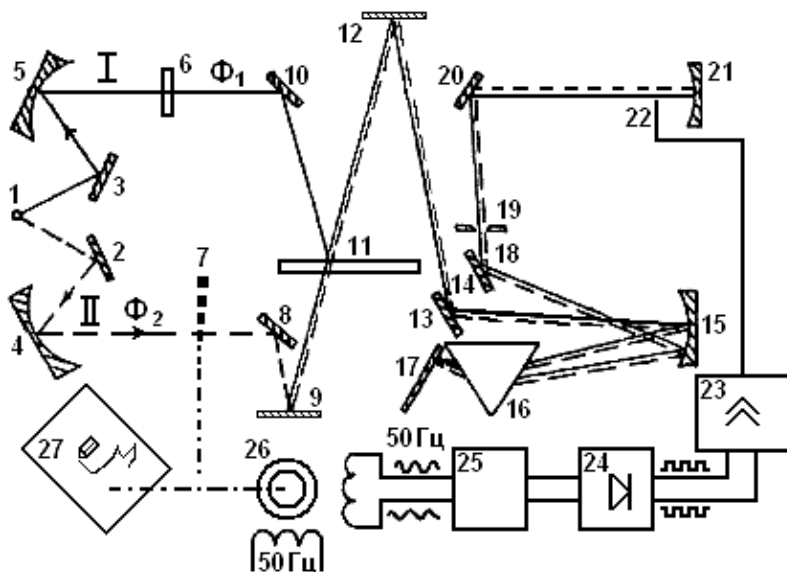


Рис. 4.11. Схема двухлучевого спектрофотометра

Изображение выходной щели проектируется зеркалами 20 и 21 на приемную площадку болометра 22, являющегося фоточувствительным элементом прибора. Зеркало 20 обычно состоит из двух частей: полированной и матовой. Матовая часть зеркала используется для рассеяния коротковолнового паразитного излучения «рассеянный свет» при работе в длинноволновой области спектра $\lambda > 5$ мкм.

Выходящие из монохроматора потоки модулированного излучения Φ_1 и Φ_2 вызывают в приемнике 22 переменные сигналы, сдвинутые по фазе друг относительно друга на 180° . Если $\Phi_1 \neq \Phi_2$, то в приемнике возникает переменная составляющая электрического сигнала с амплитудой, определяемой разностью $\Phi_1 - \Phi_2$, причем фаза этой составляющей зависит от того, какой поток больше. Если же потоки одинаковы $\Phi_1 = \Phi_2$, то переменная составляющая равна нулю, так как сигнал приемника поступает на вход усилителя переменного тока 23, то на его выходе сигнал отсутствует. После усилителя включен синхронный детектор 24, на выходе которого возникает постоянное напряжение. Полярность напряжения зависит от фазы переменного сигнала на входе усилителя, т.е. от соотношения между Φ_1 и Φ_2 . При переходе от $\Phi_1 > \Phi_2$ к $\Phi_2 > \Phi_1$ полярность напряжения изменяется на противоположную. Постоянное напряжение подается далее на преобразователь 25, где оно преобразуется в переменное напряжение технической частоты 50 Гц, причем его фаза также зависит от соотношения между Φ_1 и Φ_2 , изменяясь на 180° при $\Phi_1 = \Phi_2$. Переменное напряжение от преобразователя подается на управляющую обмотку сервомотора 26, в результате чего сервомотор начинает вращаться, причем направление вращения зависит от фазы тока в управляющей обмотке, а скорость вращения – от величины напряжения, определяющегося $|\Phi_1 - \Phi_2|$. Сервомотор механически связан с фотометрическим клином 7, установленным в канале сравнения и изменяющим при своем пере-

мещении величину потока Φ_2 . Сервомотор включен таким образом, что если $\Phi_2 > \Phi_1$, то мотор вводит клин в пучок, уменьшая поток Φ_2 до тех пор, пока он не станет равным Φ_1 ; при этом переменная составляющая напряжения фотоприемника оказывается равной нулю и мотор останавливается. Таким образом в приборе осуществляется нулевая следящая система, которая автоматически стремится уравнять потоки в рабочем канале и канале сравнения, а следовательно, сделать равным нулю переменную составляющую сигнала у приемника.

При сканировании спектра путем отклонения через кулачковый механизм зеркала Литтрова 17 интенсивность пучка в рабочем канале, где установлен исследуемый объект 6, изменяется с длиной волны в соответствии с законами, описанными в предыдущем разделе. Следящая система перемещает фотометрический клин, который механически связан с пером самописца 27, вычерчивающим на движущейся бумаге кривую перемещения клина. Если фотометрический клин линейен и нейтрален, т.е. если ослабление интенсивности пучка сравнения пропорционально перемещению клина и не зависит от λ , то ординаты регистрируемой кривой оказываются пропорциональными прозрачности (или коэффициенту пропускания) t поглощающего вещества.

Для измерения абсолютной величины коэффициента пропускания образца регистрируются три кривые при следующих условиях:

1. Рабочий канал перекрыт ($\Phi_1 = 0$). Тогда клин полностью вводится в канал сравнения, ослабляя поток света до нуля. Регистрируется нулевая линия (рис. 4.12).

2. Рабочий канал полностью открыт, образца в нем нет; при этом клин полностью выводится из пучка сравнения. Регистрируется масштабная линия, соответствующая 100 %-му пропусканию.

3. В рабочий пучок устанавливается исследуемый образец, регистрируется кривая пропускания.

Прозрачность образца на фиксированной длине волны вычисляется из отношения отрезков l_t и l_{100} , указанных на рис. 4.12: $t = l_t/l_{100}$.

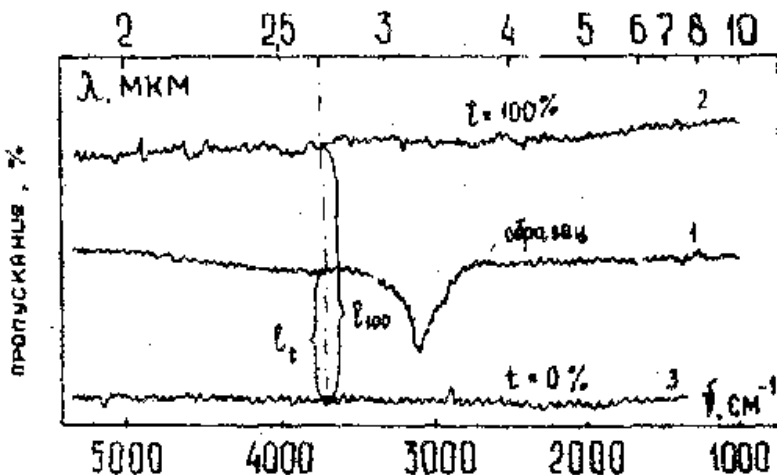


Рис. 4.12. Спектр пропускания гипотетического образца (1), масштабной линии 100 %-го пропускания (2), линии нулевого пропускания (3)

При описании работы двухлучевого прибора мы не учитывали шумы приемника, которые накладываются на возникающие в приемнике сигналы и тем самым влияют на работу следящей системы. В конечном счете это проявляется в случайном смещении фотометрического клина и пера самописца от среднего положения и регистрируется в виде шумовых выбросов (см. рис. 4.11).

В описанной схеме измерительным элементом служит фотометрический клин. Приемно-усилительный тракт является, по существу, лишь элементом нулевой следящей системы,

поддерживающим условие слежения $\Phi_1 - \Phi_2 = 0$. Кроме того, потоки излучения в обоих каналах прибора создаются одним и тем же источником, поэтому значительно снижаются требования строгой линейности и постоянства коэффициента усиления, предъявляемые к приемно-усилительному тракту, и постоянства интенсивности излучения – к источнику излучения. Указанные преимущества являются одной из причин широкого применения двухлучевых спектрофотометров. Еще одно преимущество их состоит в том, что они в принципе позволяют исключать наложение на регистрируемый спектр полос поглощения паров атмосферы, а в случае исследования растворов, в том числе и твердых полупроводниковых, – полос поглощения растворителя; таким образом, они дают возможность регистрировать только спектр поглощения растворенного вещества.

К числу двухлучевых инфракрасных (ИК) спектрофотометров относятся отечественные приборы моделей ИКС-14, ИКС-14А, ИКС-22, ИКС-29, выпускавшиеся в разное время. Перед эксплуатацией конкретного прибора необходимо тщательно ознакомиться с прилагаемыми к нему описанием и формуляром.

4.3. Общие сведения о молекулярных спектрах

При оптических методах исследования в большинстве случаев рассматриваются молекулярные спектры. Характерной особенностью этих спектров является наличие полос. Полоса – это часть спектра, ограниченная двумя минимумами.

Происхождение молекулярных спектров поглощения обусловлено характером движений атомов в молекулах. В твердых телах помимо фундаментальных колебаний кристаллов возможно появление дополнительных осцилляторов, связанных с примесями и дефектами. Колебательное движение атомов можно разложить на ряд составляющих различной

частоты, рассматриваемых независимо друг от друга. Эти составляющие называют нормальными колебаниями системы, физический смысл которых заключается в том, что при данном нормальном колебании все атомы колеблются с одинаковой частотой и фазой.

Любую молекулу можно представить как квазицелое, состоящее из атомов, тогда под влиянием излучения можно рассматривать:

- вращательное движение молекулы в целом;
- колебательное движение атомов, составляющих молекулу, относительно положения равновесия. В простейшем случае мы имеем два атома, как бы связанные пружиной и колеблющиеся около положения равновесия;
- электронное движение внешних валентных электронов.

Тогда полная энергия движения молекулы складывается из этих составляющих $E = E_{\text{эл}} + E_{\text{кол}} + E_{\text{вр}}$. Масса электрона много меньше массы атома, масса атома меньше массы молекулы $m_e \ll m_a \ll m_M$, скорость движения электрона больше скорости движения атома, а скорость движения атома больше скорости движения молекулы $v_e \gg v_a \gg v_M$. Значит, энергия движения электрона значительно больше, чем энергия колебательного и вращательного движения $E_{\text{эл}} \gg E_{\text{кол}} \gg E_{\text{вр}}$. Оказывается, что не только энергии, но и изменение энергии находятся в такой зависимости $\Delta E_{\text{эл}} \gg \Delta E_{\text{кол}} \gg \Delta E_{\text{вр}}$.

Для возбуждения определенного вида движения молекуле необходимо сообщить определенную энергию. Если сообщить энергию порядка 2 – 10 эВ, то этого достаточно для возбуждения электронного движения. И следовательно, изменение энергии молекулы составляет $\Delta E = \Delta E_{\text{эл}} + \Delta E_{\text{кол}} + \Delta E_{\text{вр}}$, а это в свою очередь приводит к излучению $\Delta E = h\nu$. Совокупность частот, которая появляется при возбуждении всех трех видов движения носит название электронно-колебательно-вращательного спектра. Условно эти спектры называются электронными, так как основной вклад вносит $\Delta E_{\text{эл}}$. Элек-

тронные спектры всех молекул располагаются в вакуумном УФ - диапазоне, среднем УФ - диапазоне и видимой области. Если сообщить меньшую энергию порядка 0,05 – 0,5 эВ, то этой энергии недостаточно для возбуждения электронных колебаний. Поэтому $\Delta E = h\nu$ будет складываться из $\Delta E = \Delta E_{\text{кол}} + \Delta E_{\text{вр}}$. Совокупность этих частот носит название колебательно-вращательного спектра, а условно - колебательного. Эти спектры расположены в близком и среднем ИК - диапазоне. Если сообщить энергию порядка 0,005 – 0,025 эВ, тогда $\Delta E = h\nu = \Delta E_{\text{вр}}$ и спектр располагается в далекой ИК области. Совокупность этих частот носит название вращательного спектра. Таким образом, существуют три типа молекулярных спектров: электронный, колебательный и вращательный. На рис. 4.13 изображена схема уровней энергии двухатомных молекул и переходов между некоторыми уровнями.

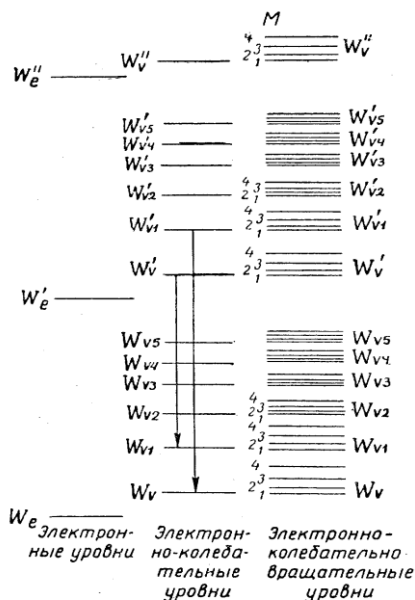


Рис. 4.13. Схема уровней энергии двухатомных молекул и переходов между некоторыми уровнями

Слева изображены уровни энергии электронной оболочки молекулы, когда тепловые колебания атомов в молекуле и вращение молекулы отсутствуют. В середине рисунка приведена схема уровней, где изображены электронные уровни и колебательные подуровни. Наконец, справа изображена полная система уровней с учетом колебаний атомов и вращения молекулы.

Графически электронно-колебательно-вращательный спектр изображается в виде зависимости интенсивности (I) от длины волны (λ) (рис. 4.14). Представленный спектр – совокупность трех полос, причем полосы имеют разный вид: 1 – бесструктурная полоса; 2 – полоса со следами структуры; 3 – полоса с четко выраженной структурой. Для электронных спектров расстояние между максимумами составляет 100 нм или 1000 Å.

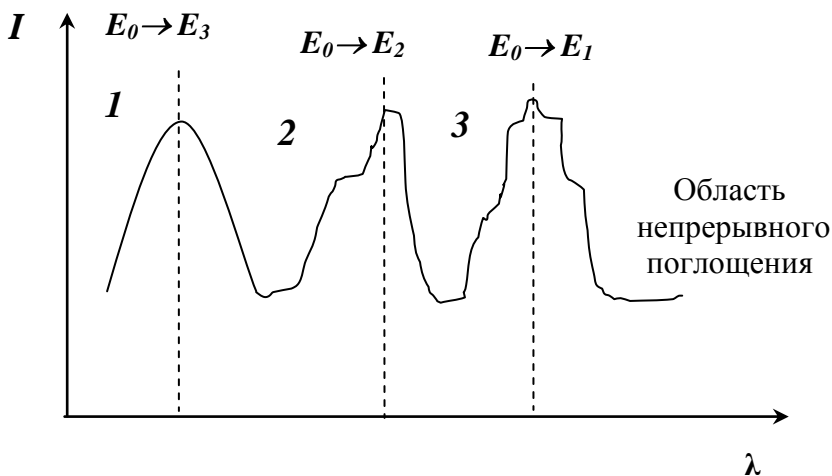


Рис. 4.14. Электронно-колебательно-вращательный спектр

На рис. 4.15 схематически изображен спектр двухатомной молекулы, возникающий при переходе между различными электронными состояниями.

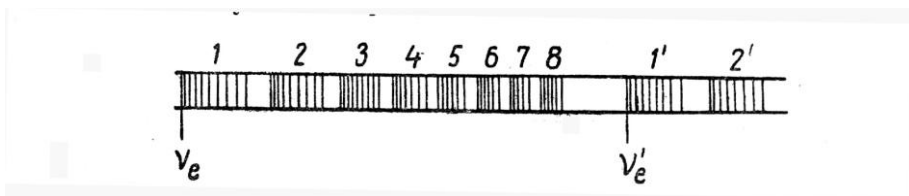


Рис. 4.15. Спектр двухатомной молекулы, возникающий при переходе между различными электронными состояниями

Система электронов находится в состояниях $E_0^{\text{эл}}$; $E_1^{\text{эл}}$; $E_2^{\text{эл}}$; ..., $E_n^{\text{эл}}$. Причем $E_0^{\text{эл}} < E_1^{\text{эл}} < E_2^{\text{эл}} < \dots < E_n^{\text{эл}}$. E_0 – нормально невозбужденное состояние системы. E_1, E_2, \dots, E_n – возбужденное состояние системы. Из невозбужденного состояния возможны переходы только одного направления $E_0 \rightarrow E_1, E_0 \rightarrow E_2, E_0 \rightarrow E_3$. Из возбужденных состояний переходы могут быть обоих знаков. На энергетической диаграмме это выглядит следующим образом: переходы на более высокие энергетические уровни – полосы поглощения; на низкие уровни – полосы испускания.

Колебательный спектр имеет вид, приведенный на рис. 4.16. Для колебательного спектра расстояние между максимумами 5 – 10 нм.

Для вращательного спектра расстояние между максимумами составляет 2,5 Å, а спектр имеет вид, приведенный на рис. 4.17.

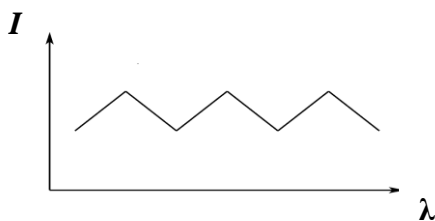


Рис. 4.16. Колебательный спектр

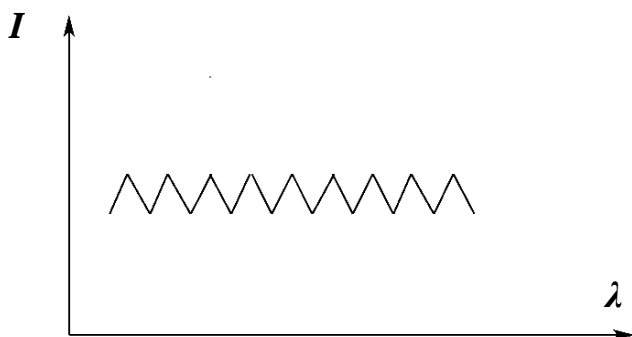


Рис. 4.17. Вращательный спектр

Экспериментально измеряемыми оптическими характеристиками полупроводникового образца являются коэффициенты отражения R , пропускания T и поглощения α . Пусть на пластину полупроводника падает пучок монохроматического излучения интенсивностью I_0 , который частично отражается, а частично поглощается. Если I_R - интенсивность отраженного света, то доля отраженного излучения характеризуется коэффициентом отражения $R = I_R/I_0$. Аналогично определяется коэффициент пропускания $T = I_T/I_0$, а из закона сохранения энергии $R + T = 1$.

Та часть интенсивности света, которая остается после прохождения расстояния x в полупроводнике, может быть выражена через коэффициент поглощения α (закон Бугера - Ламберта):

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha x}. \quad (4.11)$$

Коэффициент поглощения α численно равен обратной толщине слоя полупроводника, в котором интенсивность све-

та уменьшается в e раз. Эту же величину можно выразить через относительное уменьшение интенсивности света вдоль направления его распространения (рис. 4.18):

$$\alpha = \frac{1}{I} \frac{dI}{dx} \quad (4.12)$$

В оптических экспериментах коэффициент поглощения α определяется расчетным путем из значений непосредственно измеряемого коэффициента пропускания или прозрачности T , который представляет собой отношение интенсивности света $I(d)$, прошедшего через образец толщиной d , к интенсивности падающего света I_0 . При этом необходимо учесть, что часть RI_0 падающего излучения I_0 отражается от фронтальной поверхности образца и через первую поверхность пройдет лишь интенсивность света $(-R)I_0$, второй поверхности достигнет излучение $(-R)I_0 e^{-\alpha d}$ и только $(-R)I_0 (-R)I_0 e^{-\alpha d}$ выйдет из образца. С учетом многократного внутреннего отражения коэффициент пропускания в широкой области прозрачности ($\geq 10\%$) имеет вид

$$T = \frac{(-R)^2 e^{-\alpha d}}{1 - R^2 e^{-2\alpha d}} \quad (4.13)$$

Из формулы (4.13) можно найти α при известных R и d . Если $\alpha d \approx 1$, то можно пренебречь вторым членом в знаменателе (4.13), и тогда $T \approx (-R)^2 e^{-\alpha d}$.

Зависимость коэффициента поглощения вещества от энергии падающего света $\alpha(\nu)$ или от длины волны $\alpha(\lambda)$ называется спектром поглощения.

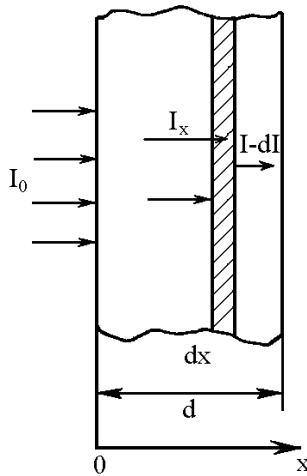


Рис. 4.18. Поглощение света веществом

Коэффициент поглощения можно также связать с поведением квазичастиц фотонов в полупроводнике. При взаимодействии фотонов с N поглощающими центрами, обладающими эффективными сечениями поглощения σ , средняя длина пробега фотона будет равна $l_\phi = \frac{1}{\sigma N}$, а коэффициент поглощения

$$\alpha = \frac{1}{l_\phi} = \sigma N = \frac{1}{v_\phi \tau_\phi} = g \frac{v}{c}. \quad (4.14)$$

Этот коэффициент характеризует вероятность поглощения фотона на единичной длине образца. Здесь $g = \frac{1}{v_\phi \tau_\phi} = \frac{1}{\tau_\phi} \frac{v}{c}$ - вероятность поглощения фотона в единицу времени, зависящая от плотности возбуждаемых светом электронных состоя-

ний, n – коэффициент преломления; c – скорость света в вакууме.

При нормальном падении света на образец можно получить сравнительно простую связь коэффициента отражения R с оптическими константами вещества.

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}, \quad (4.15)$$

где k - коэффициент экстинкции, определяющий затухание электромагнитной световой волны в среде и связанный с коэффициентом поглощения α соотношением

$$\alpha = \frac{2\pi\nu k}{c}. \quad (4.16)$$

В случае $n^2 \gg k^2$, т.е. для областей спектра, где показатель поглощения мал по сравнению с показателем преломления, уравнение (4.15) принимает вид

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2. \quad (4.17)$$

Это выражение можно использовать для определения показателя преломления из измерений коэффициента отражения естественного света при угле падения, близком к нормальному.

Существует эмпирическое соотношение, установленное Моссом между показателем преломления и шириной запрещенной зоны полупроводника $n^4 \cdot \Delta E_g = 77$, справедливое для материалов, у которых величина n^4 меняется в пределах от 30 до 440.

Таким образом, все спектральные параметры полос поглощения выводятся из законов поглощения, основной из которых закон Бугера-Ламберта

$$I = I_0(1 - R)e^{-\alpha x},$$

где I – интенсивность прошедшего излучения; I_0 – интенсивность падающего излучения; R – коэффициент отражения; α – коэффициент поглощения на частоте ν ; x – толщина поглощающего образца.

Составим сводную таблицу спектральных параметров полос поглощения.

Спектральные параметры полос поглощения

Термин	Символ	Определение
1. Пропускание	$T, \%$	$T = I/I_0$
2. Оптическая плотность	D	$D = \ln(1/T)$
3. Коэффициент поглощения	α	$\alpha = D/x$, где x – толщина поглощающего слоя
4. Молярный коэффициент поглощения	ε	$\varepsilon = \alpha/c = D/(xc)$, где c – концентрация, [моль/л]
5. Молекулярный коэффициент поглощения	α_m	$\alpha_m = \alpha/N'$, где N' – число поглощающих молекул в единице объема
6. Показатель поглощения	α_ν или k	$\alpha = 4\pi\nu\alpha_\nu = (4\pi/\lambda)\alpha_\nu$, $\alpha_\nu = k = (\alpha\lambda)/4\pi$

Пропускание (T) и оптическую плотность (D) выдают спектральные приборы, эти параметры зависят от концентрации и толщины поглощающего слоя. Все остальные спектральные параметры нужно вычислять. Кроме того, необходимо выделить следующие стандартные параметры полос поглощения (рис. 4.19):

- длина волны максимума λ_{\max} ;
- пиковая интенсивность $I_{\max} = D/(cx)$;
- полуширина полосы $\Delta\lambda_{1/2}$ или $\Delta\nu_{1/2}$;
- интегральная интенсивность $A = \int I d\nu$.

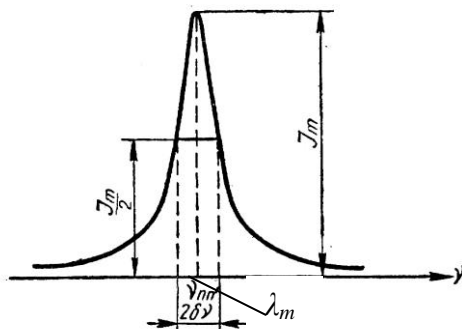


Рис. 4.19. Определение параметров полосы поглощения

4.4. Оптический метод определения концентрации примеси из спектров поглощения

Анализ колебательных спектров примесных атомов в полупроводниках относится к неразрушающим методам контроля примесей, сильно связанных с решеткой полупроводника. Примесные атомы в твердом теле вызывают появление в фоновом спектре дополнительной колебательной частоты, которая обусловлена взаимодействием примесного центра с

атомами твердого тела. В спектре пропускания (поглощения) при наличии примесей появляются полосы резонансного поглощения. По спектральному положению этих полос поглощения можно определить природу примесного центра, а по интенсивности полос оценить концентрацию примесных центров.

Теоретически исходят из следующего: если связь примесного атома с основным атомом (ближайшим) можно представить в виде гармонического осциллятора, помещенного в среду с диэлектрической проницаемостью ϵ , то площадь полосы поглощения связана с концентрацией примеси следующим соотношением:

$$\int \alpha_{\nu} d\nu = N \frac{\pi e^2}{27 \mu c^2} \frac{\epsilon + 2}{\sqrt{\epsilon}}, \quad (4.18)$$

где α_{ν} – коэффициент поглощения при частоте ν ; μ – приведенная масса осциллятора; e – заряд электрона; ϵ – диэлектрическая проницаемость среды; N – концентрация элементарных осцилляторов (примеси); c – скорость света.

Следовательно, для определения концентрации исследуемой примеси необходимо получить спектр пропускания, по нему посчитать спектр поглощения и вычислить площадь пика поглощения, соответствующего данной примеси.

Поглощение образца находится по его прозрачности

$$T = \frac{1 - R^2 \cdot e^{-\alpha d}}{1 - R^2 \cdot e^{-2\alpha d}}. \quad (4.19)$$

Когда прозрачность $t < 10\%$ (при $n^2 \gg k^2$), для вычисления коэффициента поглощения α формула (4.19) приобретает вид

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \frac{-R^2}{t}. \quad (4.20)$$

Многочисленные экспериментальные исследования показали, что кислород, входящий в качестве технологической примеси в слитки кремния, выращенные по методу Чохральского из кварцевых тиглей, может быть обнаружен с помощью измерений ИК - поглощения. Установлено, что трем полосам поглощения в области частот $\delta = 515 \text{ см}^{-1}$, $\nu_s = 1106 \text{ см}^{-1}$ и $\nu_a = 1205 \text{ см}^{-1}$ соответствуют колебания трехатомной квази-молекулы, аналогичной показанной на рис. 4.20, в которой центральным является междуузельный атом кислорода, образовавший связи с двумя узельными атомами кремния.

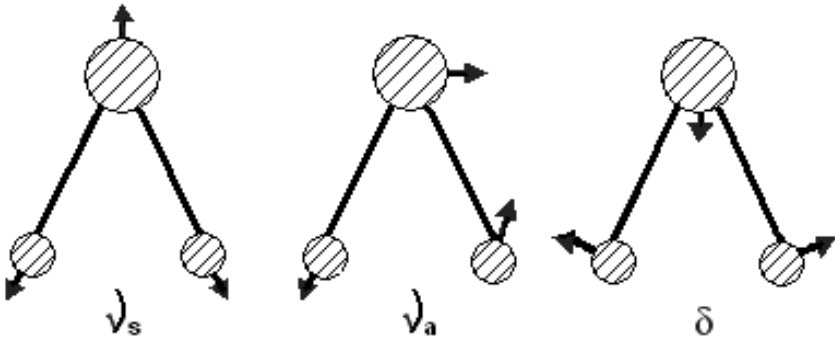


Рис. 4.20. Типы колебаний в трехатомной молекуле: ν_s – симметричные валентные колебания; ν_a – асимметричные валентные колебания; δ – деформационные колебания

Из числа обнаруженных полос при комнатной температуре хорошо регистрируется полоса поглощения при 1106 см^{-1} , которая обычно используется для определения концентрации кислорода в кремнии.

Для объяснения поглощения при длине волны $\lambda = 9,1$ мкм Кайзером предложена следующая модель кремния, загрязненного кислородом. Кислород в кремнии размещается в междоузлиях, разрывая ковалентную связь пары Si – Si и образуя структурную группу Si – O – Si. Два атома, кислород и кремний, имеющие между собой ионную связь, при взаимодействии с полем электромагнитной волны, ведут себя как гармонический осциллятор. Колебательные свойства этого осциллятора определяются упругостью ионной связи и массой этих атомов. При взаимодействии со светом такой осциллятор обнаруживает резонансные свойства, то есть при определенной длине волны наступает максимальное поглощение энергии световой волны. Спектр поглощения осциллятора представляет собой кривую с максимумом.

Число независимых осцилляторов определяется по формуле

$$\int \alpha_{\nu} d\nu = N_0 \frac{\pi e^2}{3\mu c^2} \frac{v^2 + 2\nu_0^2}{9n}, \quad (4.21)$$

где α_{ν} – коэффициент поглощения при частоте ν ; μ – приведенная масса осциллятора; e – заряд электрона; n – коэффициент преломления окружающей среды; N_0 – концентрация элементарных осцилляторов.

Концентрация кислорода будет в два раза меньше, чем число независимых осцилляторов, так как каждый атом кислорода принадлежит двум осцилляторам.

Численные расчеты зависимости площади полосы примесного поглощения от концентрации примесных атомов N приводят к формуле, используемой для измерения концентрации кислорода в кремнии $N_{O_2} = 4,25 \cdot 10^{15} \times A \text{ см}^{-3}$, где A – нормированная площадь пика примесного поглощения на

длине волны $\lambda = 9,1$ мкм. Погрешность измерений этим методом при концентрации кислорода $N \geq 10^{16}$ см⁻³ не превышает 30 %. Большая ошибка обусловлена влиянием фоновой полосы поглощения кристалла, расположенной вблизи $\lambda = 9,3$ мкм.

Углерод в кремнии образует твердый раствор замещения и вызывает поглощение ИК-излучения на длине волны $\lambda = 16,47$ мкм. Для определения концентрации углерода используется такая же методика, как и в случае кислорода, но погрешность измерений будет несколько больше из-за более сильного влияния полосы фонованного поглощения кремния.

С целью уменьшения ошибки измерений из-за влияния фонованного спектра используется дифференциальный метод записи спектров поглощения. При этом в канале сравнения двухлучевого спектрофотометра устанавливается образец, толщиной равной толщине того же самого материала, но не содержащего исследуемой примеси. Спектрофотометр регистрирует разностный спектр поглощения в исследуемом и контрольном образцах, что повысит точность измерения примесного пика поглощения.

Погрешность в определении площади примесной полосы поглощения также может увеличить ошибку измерений. Для уменьшения величины этой погрешности рекомендуется проводить измерения на толстых (1 - 10 мм) образцах. Чтобы избежать затруднений при расчете площади примесного пика поглощения, используют способ оценки концентрации примеси по значению коэффициента поглощения в максимуме примесной полосы α_{\max} . При этом для оценки концентрации кислорода дифференциальным методом при комнатной температуре по α_{\max} на $\lambda = 9,1$ мкм в соответствии с методикой ASTM Standarts используется выражение $N_{O_2} = 4,81 \cdot 10^{17} \alpha_{\max}$, см⁻³, а для концентрации углерода при тех же условиях по

α_{\max} при $\lambda = 16,47$ мкм рекомендуется формула
 $N_C = 1,1 \cdot 10^{17} \alpha_{\max}, \text{ см}^{-3}$.

Дифференциальный метод определения концентрации примеси, точнее абсолютного измерения и анализа спектра поглощения, его погрешность не превосходит 20 % в диапазоне концентраций $2,5 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для кислорода и $5 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для углерода.

Для уменьшения ошибки эксперимента, обусловленной поглощением на свободных носителях, измерения содержания кислорода в кремнии обычно выполняют на образцах с удельным сопротивлением более 1 Ом·м, а контроль концентрации углерода осуществляют в образцах кремния с удельным сопротивлением более 10 Ом·м.

Оптические методы контроля содержания кислорода и углерода в кремнии могут быть использованы для входного контроля качества кремниевых пластин и слитков. Неразрушающий характер определения концентрации кислорода делает этот метод перспективным в исследованиях процессов и закономерностей внутреннего геттерирования примесей в современной технологии изготовления полупроводниковых приборов и интегральных схем.

Анализ спектров ИК - поглощения диэлектрических пленок, применяемых в полупроводниковой электронике (SiO_2 , Si_3N_4 и др.), является неразрушающим методом структурной оценки физических свойств этих покрытий. Различия в ИК - спектрах поглощения пленок, полученных разными методами, обусловлены разницей в их стехиометрии, типах связей, в степени их механических напряжений и пористости. Например, диоксид кремния стехиометрического состава характеризуется тремя пиками поглощения: интенсивным максимумом поглощения в области около 1090 см^{-1} ($\lambda \sim 9$ мкм), который соответствует валентным колебаниям Si – O связи;

некоторые авторы относят вторую полосу поглощения около 820 см^{-1} ($\lambda \sim 12,5 \text{ мкм}$) к колебаниям SiO_4 - колец, хотя это утверждение является спорным; третья полоса поглощения около 450 см^{-1} ($\lambda \sim 20 \text{ мкм}$) характеризует деформационные колебания связи $\text{Si} - \text{O}$. Интенсивность полос с максимумами около 3650 см^{-1} ($\lambda \sim 2,74 \text{ мкм}$) и 3400 см^{-1} ($\lambda \sim 2,94 \text{ мкм}$) характеризует пористость окисла. Первая полоса может быть отнесена к колебаниям, не связанным водородной связью групп $\text{Si} - \text{OH}$, находящихся в объеме пленки; а вторая полоса характерна для молекул воды, адсорбированных за счет водородных связей. Определить содержание воды можно по интенсивности полосы поглощения в области 3400 см^{-1} , которая заметно меняется при увеличении содержания воды в пленке на 0,02 %. Полосы в интервале 880 см^{-1} ($\lambda \sim 13 \text{ мкм}$) - 1040 см^{-1} ($\lambda \sim 9,6 \text{ мкм}$) свидетельствуют о присутствии окисла состава Si_2O_3 , т.е. о дефиците кислорода в пленке SiO_2 . Свидетельством недостатка кислорода в пленке может являться смещение полосы поглощения на валентных колебаниях $\text{Si} - \text{O}$ связи ($\sim 1100 \text{ см}^{-1}$) в сторону более низких частот. Все указанные особенности спектров оптического поглощения окисных пленок могут проявляться как результат различных способов получения (пиролиз, распыление, термическое окисление и т.п.) или термообработки пленок окислов.

В инфракрасных спектрах поглощения фосфорно-, боро- и арсеносиликатных стекол помимо основных полос поглощения ($1050 - 1060 \text{ см}^{-1}$), соответствующих валентным колебаниям связи $\text{Si} - \text{O}$, присутствуют характерные для каждого из типов стекол полосы поглощения: для пленок фосфорно-силикатных стекол полоса 1325 см^{-1} ($\lambda \sim 7,5 \text{ мкм}$) характеризует колебания связи $\text{P} - \text{O}$; для пленок боросиликатных стекол полосы $1260 - 1300 - 1380 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda \sim 7,5 \div 8 \text{ мкм}$) обусловлены колебаниями связи $\text{B}-\text{O}$ и полоса 920 см^{-1} ($\lambda \sim 11 \text{ мкм}$)

характеризует колебания группы $\text{Si}-\text{O}-\text{B}$; для пленок арсеносиликатных стекол полоса 930 см^{-1} ($\lambda \sim 11\text{ мкм}$) характеризует колебания связи $\text{As}-\text{O}$.

По спектрам ИК - поглощения силикатных стекол можно судить об их составе, т.е. процентном содержании фосфора, бора или мышьяка. Обычно состав стекол определяется по отношению интенсивностей (или площадей) полос, например, $\text{P}-\text{O}$ и $\text{Si}-\text{O}$, и корреляцией этой величины с мольным содержанием P_2O_5 . Площадь полосы обычно определяют как результат произведения интенсивности пика поглощения на ширину полосы в см^{-1} на уровне половины высоты пика.

Пример графического расчета содержания P_2O_5 в пленке фосфорно-силикатного стекла показан на рис. 4.21.

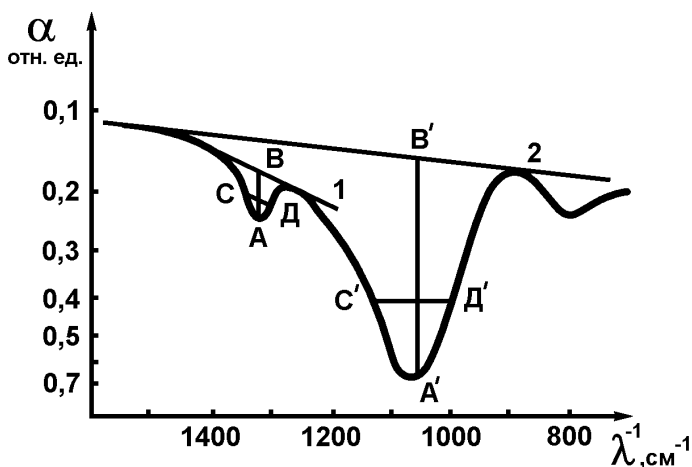


Рис. 4.21. Графический расчет содержания примеси фосфора в SiO_2 из площади полос поглощения: 1 – линия отсчета для полосы $\text{P}-\text{O}$; 2 – линия отсчета для полосы $\text{Si}-\text{O}$

Приведен график с содержанием P_2O_5 порядка 15 %. Наиболее точно содержание P_2O_5 можно определить в пленке

ках с количеством пятиоксида фосфора не более 20 %, так как с увеличением содержания P_2O_5 полоса поглощения 1325 см^{-1} делается шире и сливается с полосой колебаний Si - O. Отношение площадей полос на рис. 4.21 определяется как

$$R' \approx \frac{\overbrace{AB} \underbrace{CD}_{\rho}}{\overbrace{A'B'} \underbrace{C'D'}} \quad (4.22)$$

где \overbrace{CD}_{ρ} - проекция на ось абсцисс отрезка CD, проведенного через середину отрезка AB параллельно линии отсчета.

Характер спектров ИК-поглощения нитрида кремния определяется не только видом молекулярных колебаний, но и способом получения пленок, например: при термическом способе получения пленки Si_3N_4 в основном образуется мелкокристаллическая форма $\beta - Si_3N_4$, и в спектре ИК-поглощения такой пленки полоса с максимумом 930 см^{-1} ($\lambda \sim 10,8\text{ мкм}$) обусловлена колебаниями Si - N связей. При химическом взаимодействии силана с аммиаком характерный пик поглощения находится при 860 см^{-1} ($\lambda \sim 11,6\text{ мкм}$).

4.5. Образцы для измерений и определение их коэффициента поглощения

Предпосылкой для успешных исследований оптических свойств материала является правильное изготовление образцов. Процесс изготовления образцов обычно включает операции резки, шлифовки и полировки.

Образцы для оптических исследований часто вырезают из массивного монокристаллического слитка, предварительно определив его ориентацию. Размер образца должен превышать величину входной щели и для приведенных выше приборов быть не менее $10 \times 20\text{ мм}^2$.

Шлифовка выполняется с целью получения заданной толщины образца и удаления возникающих при абразивной резке микротрещин. Наклеенный на держатель образец шлифуется последовательно на водных или масляных эмульсиях порошков абразива, диаметр зерен которых уменьшается. После каждой операции шлифовки образцы отмывают в мыльной воде и меняют шлифовальное стекло. Для предотвращения появления «завалов» на краях образцов при ручной шлифовке рядом с ними на подложку наклеивают по углам небольшие охранные осколки того же материала. Следует помнить, что качество шлифовки определяет время полировки образцов: чем меньше зерно порошка, использовавшегося последним, тем быстрее и лучше будет получено оптическое качество обрабатываемой поверхности.

Механическую полировку осуществляют на суконных или батистовых полировальниках, используя в качестве полирующего вещества алмазные пасты марок АСМ-2 и АСМ-0,5 последовательно. При ручной полировке движение образца по поверхности полировальника должно иметь форму восьмерки. Качество полированной поверхности оценивается по интерференционным полосам, образующимся при наложении на плоскость образца стеклянной пластинки. Качество поверхности может быть признано удовлетворительным, если расстояние между полосами зеленого цвета не меньше 3 – 4 мм. Грубым критерием удовлетворительной подготовки поверхности может служить внимательное изучение изображения отраженных предметов. При механической обработке образцов в поверхностном слое возникают механические напряжения, которые могут привести к искажению результатов. С целью удаления наклепанного слоя образцы травятся в полирующих травителях.

Для определения коэффициента поглощения вещества по данным измерений прозрачности необходимо приготовить два образца различной толщины d_1 и d_2 из одного и того же мате-

риала. Если $\alpha d_1 > 1$ и $\alpha d_2 > 1$, т.е. прозрачность того и другого образца $t_1 < 10\%$ и $t_2 < 10\%$, то коэффициент поглощения α исследуемого материала может быть вычислен по формуле

$$\alpha = \frac{1}{d_1 - d_2} \ln \frac{t_1}{t_2} = \frac{1}{d_1 - d_2} \ln \frac{\Phi_1}{\Phi_2}, \quad (4.23)$$

где Φ_1 и Φ_2 – интенсивности пучка, прошедшего сквозь образцы толщиной d_1 и d_2 соответственно. Отношение Φ_1/Φ_2 получается путем записи дифференциального спектра пропускания, когда в измерительном канале устанавливается толстый образец, а в канале сравнения – тонкий. В том случае, когда в распоряжении экспериментатора находится единственный образец определенного состава, из которого два образца изготовить невозможно из-за его малых размеров, можно измерять прозрачность одного и того же образца, отшлифовывая его до определенных толщин d_1 и d_2 .

Анализ формулы (4.20) для вычисления коэффициента поглощения α (при $t < 10\%$ и $R = 35\%$) показывает, что изменение прозрачности в 10^3 раз соответствует изменению α всего в 6 раз, поэтому для исследования поглощения в широком интервале величин α (например, в области фундаментального поглощения германия α изменяется от 10^{-2} до 10^4 см^{-1}) необходим набор образцов одного и того же материала с различными толщинами d . Относительная случайная ошибка в определении коэффициента поглощения описывается выражением

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \frac{1}{\alpha} \left\{ \left[\left(\frac{d\alpha}{dt} \right) \delta t \right]^2 + \left[\left(\frac{d\alpha}{dR} \right) \delta R \right]^2 \right\}^{1/2}, \quad (4.24)$$

включающим неточность в определении пропускания δt и выбранного значения коэффициента отражения δR . Анализ пока-

зывает, что погрешность резко возрастает как в случае «прозрачных» образцов, так и в случае образцов с малым пропусканием, а минимальная относительная погрешность имеет место при выполнении условия $\alpha d \approx 1$.

В том случае, когда необходимо определить поглощение в образце известного вещества с определенным значением коэффициента отражения, пользуются формулой, справедливой для спектрального диапазона $\hbar\omega < E_g$ и вытекающей из (4.21)

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \left(\frac{\langle -R \rangle}{2t} + \left\{ \left[\frac{\langle -R \rangle}{2t} \right]^2 + R^2 \right\}^{1/2} \right). \quad (4.25)$$

5. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК

Эпитаксиальные пленки представляют собой чрезвычайно интересный объект для физических исследований. Используя эпитаксиальное выращивание, можно получить и исследовать монокристаллические пленки из тугоплавких материалов или из материалов, плохо поддающихся обработке. При этом можно применять подложки из других материалов, имеющих близкую кристаллографическую структуру. Исследуя эпитаксиальные пленки, можно выяснить связь между механизмом роста кристалла и его электрическими и структурными свойствами.

Эпитаксиальные пленки широко применяются при изготовлении полупроводниковых приборов. Их использование существенно улучшит частотные и импульсные свойства диодов и транзисторов.

При проведении широких исследований по отработке технологии изготовления пленок с оптимальными свойствами необходимо измерять ряд электрофизических параметров, которые оказывают наибольшее влияние на качество пленки и контролировать их распределение по ее толщине и площади. К таким параметрам относят толщину пленки, ее удельное сопротивление, распределение примеси по толщине, качество поверхности пленки, плоскопараллельность.

Рассмотрим методы измерения толщины пленки, так как при исследовании пленок толщина выступает как физический параметр. Например, простые эпитаксиальные структуры кремния имеют следующее обозначение $25 \frac{8КДБ - 0,5}{200КЭС - 0,01}$.

Первая цифра перед дробью 25 – диаметр структуры; первая цифра в числителе 8 – толщина эпитаксиального слоя, а в знаменателе 200 – толщина пластины (подложки). Буквы в

числителе обозначают марку Si, из которого изготовлен эпитаксиальный слой (КДБ – кремний с дырочной электропроводностью, легированный бором), число, стоящее после букв, – удельное сопротивление эпитаксиального слоя. Буквы в знаменателе обозначают марку Si, из которого выполнена подложка (КЭС – кремний с электронной электропроводностью, легированный сурьмой), а число, стоящее после букв, указывает удельное сопротивление подложки.

В лабораторной и производственной практике используется несколько методов измерения толщины эпитаксиальных слоев. Выбор оптимального метода для частного применения зависит от типа пленки, ее назначения, толщины и требуемой точности. Широко распространены следующие методы определения толщины эпитаксиальных слоев:

- метод окрашивания шлифов;
 - интерференционный метод;
 - эллипсометрический метод;
 - определение толщины пленки по дефектам упаковки.
- Рассмотрим каждый из этих методов подробнее.

5.1. Метод окрашивания шлифов

Это наиболее простой метод определения толщины эпитаксиальных структур. Он применим для определения толщины любых структур, различающихся по типу или величине проводимости. Толщину пленки можно измерять в широком диапазоне. Однако этот метод разрушает пленку и, кроме того, он относительно трудоемок и медлителен. Его целесообразно использовать в качестве контрольного по отношению к другим методам.

Различают *метод косо́го* и *шарового шлифа* (рис.5.1). Процедура измерений состоит из последовательного выполнения следующих операций. На образце со стороны эпитаксиального слоя изготавливают косо́й шлиф под некоторым уг-

лом α (рис. 5.1, а). Этот косой шлиф создают полировкой с применением абразивных составов на основе алмазных паст АСМ 0,5, АСМ 1,0. Полученная после полировки поверхность химически окрашивается путем электрохимического нанесения меди, или химическим травлением, или анодным окислением для наблюдения границы эпитаксиального слоя с подложкой. Под микроскопом определяется расстояние L от края шлифа до этой границы. Толщина эпитаксиального слоя определяется из соотношения

$$d = L \cdot \sin \alpha. \quad (5.1)$$

Для получения лучшей контрастности образец с косым шлифом предварительно окисляют в 50 %-м растворе HNO_3 или в травителе (4 части HNO_3 + 1 часть HF + 5 частей H_2O). Затем применяют катодное импульсное осаждение меди из 15 %-го раствора CuSO_4 путем многократного разряда конденсатора емкостью 0,1 – 4 мкФ при напряжении 100 – 200 В и плотности тока в импульсе 1 А/см². На пластину подают отрицательный потенциал; положительный потенциал подают на медную пластину, которая служит вторым электродом.

В зависимости от типа измеряемой эпитаксиальной структуры для химического окрашивания применяется несколько химических составов. Для измерения толщины очень тонких (около 12 мкм) кремниевых эпитаксиальных слоев со структурой p - n -перехода может быть использован метод анодного окисления. Косой шлиф изготавливают полировкой алмазной пастой. Образец с косым шлифом помещается в электролитическую ванну с электролитом (раствор KNO_3) и служит анодом, катодом является золотая пластинка. Время окисления составляет 1 минуту при плотности тока 50 мА/см². На поверхности косого шлифа возникает ярко окрашенная окисная пленка с резким изменением цвета на границе p - n -перехода.

Для кремниевых структур *n-p*- и *p-n*-типа при химическом травлении рекомендуется травитель, который готовится путем добавления 8 капель азотной кислоты (HNO_3) в 50 мл плавиковой кислоты (HF). Для кремниевых структур *n-n*⁺ и *p-p*⁺-типа предлагается использовать смесь 30 мл плавиковой кислоты (HF) и 15 мл перекиси водорода (H_2O_2).

Для этих же структур можно применять травитель, получаемый добавлением 4 капель азотной кислоты (HNO_3) и 2 капель раствора азотно-кислого серебра (AgNO_3) в 10 мл плавиковой кислоты. Раствор азотно-кислого серебра готовится путем растворения 2,0 г AgNO_3 в 100 мл воды.

Для эпитаксиальных структур арсенида галлия *p-n*-типа используют окисление в разбавленном растворе HNO_3 в течение 10 – 15 мин. Для структур *n-n*⁺, *n-i*-типа применяется травитель, содержащий водный раствор азотной (HNO_3) и плавиковой (HF) кислот. Соотношение компонентов подбирается из условия получения наилучшего контраста картины окрашивания для конкретного типа эпитаксиальных структур. Для замедления реакции травления в реактив добавляют 1 %-й водный раствор AgNO_3 .

Применение метода косо́го шлифа становится затруднительным, когда необходимо получить информацию об однородности толщины по площади эпитаксиальной структуры. Для этой цели удобно применять сферический шлиф. Сферический шлиф применяют для определения толщины эпитаксиальных слоев структур типа *n-p*, *p-n*, *n-n*⁺, *p-p*⁺, если удельное сопротивление эпитаксиального слоя у подложки отличается на порядок. При использовании сферического шлифа толщина эпитаксиального слоя определяется по формуле

$$d = \frac{H^2}{8R}, \quad (5.2)$$

где H – длина хорды контура сферического шлифа, касательной к контуру границы эпитаксиальный слой – подложка; R – радиус сферической поверхности (рис. 5.1, б).

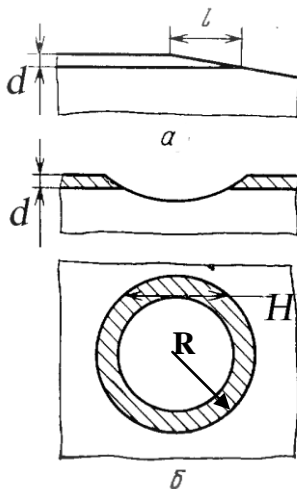


Рис. 5.1. Измерение толщины эпитаксиального слоя методом косоугольного (а) и сферического (б) шлифа

Точность измерений по методу окрашивания шлифов $\pm (5 - 10) \%$. На производстве для определения толщины эпитаксиальных пленок применяется главным образом метод сферического шлифа.

5.2. Интерференционный метод измерения толщины пленок

Интерференционный метод является быстрым, неразрушающим методом, имеет высокую точность.

Для возникновения интерференции необходимо, чтобы падающее излучение отражалось не только от поверхности эпитаксиального слоя, но и от его границы с подложкой. Это

означает, что эпитаксиальный слой должен быть прозрачным в используемом интервале длин волн. Известно, что в видимой и ультрафиолетовых областях спектра основные полупроводники непрозрачны, а слаболегированные полупроводники прозрачны в инфракрасной области. Оптические постоянные эпитаксиального слоя такие, как показатель преломления n , коэффициент отражения R , показатель экстинкции (ослабления) k , в этом спектральном диапазоне должны отличаться от оптических постоянных подложки. Поэтому условия, приведенные выше, выполняются в ИК - области для эпитаксиальных структур, в которых эпитаксиальный слой содержит малую концентрацию свободных носителей заряда, а подложка сильно легирована.

В этом случае используется выражение для коэффициента отражения R от двухслойной структуры

$$R = \frac{r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos(\delta + \varphi_2 - \varphi_1)}{1 + r_1^2 r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos(\delta + \varphi_2 - \varphi_1)}, \quad (5.3)$$

где r_1 - коэффициент отражения света от поверхности эпитаксиального слоя; r_2 - коэффициент отражения света от границы эпитаксиальный слой - подложка; δ - сдвиг фаз интерферирующих лучей из-за их оптической разности хода; φ_1 - сдвиг фазы при отражении луча от поверхности эпитаксиального слоя; φ_2 - сдвиг фазы при отражении луча от границы раздела эпитаксиальный слой – подложка.

При нормальном падении луча

$$\delta = \frac{4\pi d n_1}{\lambda}, \quad (5.4)$$

$$r_1^2 = \left(\frac{n_1 - 1}{n_1 + 1} \right)^2, \quad (5.5)$$

$$r_2^2 = \frac{(n_2 - n_1)^2 + k_2^2}{(n_2 + n_1)^2 + k_2^2}, \quad (5.6)$$

где n_1 – показатель преломления эпитаксиального слоя; n_2 – показатель преломления подложки; k_2 – показатель экстинкции подложки; λ – длина волны в вакууме; d – толщина эпитаксиального слоя.

Таким образом, при определенных условиях отражение света от эпитаксиальной структуры сопровождается интерференцией. **Интерференция** – это явление усиления или ослабления амплитуды результирующей волны в зависимости от соотношения между фазами складывающихся в пространстве двух или более волн с одинаковыми периодами. Интерференция основана на фазовых превращениях в тонких слоях при отражении или прохождении световой волны.

Возникновение интерференции в прозрачной пленке схематически показано на рис. 5.2.

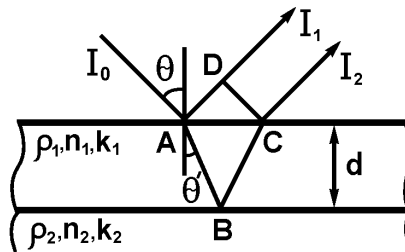


Рис. 5.2. Схема отражения света от эпитаксиального слоя на сильнолегированной подложке

Луч света I_0 падает на поверхность слоя в точке А под углом θ к нормали. Часть падающего луча света под тем углом θ отражается от поверхности, образуя отраженный луч I_1 , а оставшаяся доля излучения проникает в эпитаксиальный слой под углом θ' , достигает подложки в точке В. После отражения от подложки прошедшей луч света преломляется в точке С на поверхности эпитаксиального слоя и распространяется далее параллельно лучу I_1 . На выходе получили два луча с одним периодом колебаний, но имеющие разность хода и фаз.

Если отражающие способности границ не очень велики, то интерференция будет иметь место в основном между первыми двумя отраженными пучками. Простое условие для экстремума выразится в виде

$$\lambda m = 2d \sqrt{1 - \sin^2 \theta} \quad (5.7)$$

где m – порядок интерференции $m = 1/2; 1; 3/2; 2$.

Величина m приобретает целое значение, когда имеет место усиление амплитуды, если же имеет место ослабление амплитуды, то m - полуцелое число.

Если длина волны падающего излучения меняется, то в результате сложения колебаний I_1 и I_2 будут наблюдаться максимумы и минимумы интенсивности отраженного света, при тех длинах волн, для которых разность фаз между лучами I_1 и I_2 равна целому числу длин полуволн. Результирующая разность фаз определится фазовыми сдвигами, которые испытывают лучи света при отражении от эпитаксиальной структуры, и оптической разностью хода между лучами I_1 и I_2 . В точке А отраженный луч I_1 изменит свою фазу на φ_1 , тогда как прошедший луч будет находиться в фазе с падающим лучом. При отражении от оптически более плотной непоглощающей среды, какой является эпитаксиальный слой, сдвиг фаз $\varphi_1 = \pi$. В точке В отраженный луч испытывает сдвиг фазы, но на φ_2 ,

который зависит от оптических постоянных n_2 и k_2 подложки на ее границе с эпитаксиальным слоем.

Так как показатель преломления n_2 и показатель экстинкции k_2 зависят от длины волны, φ_2 будет функцией длины волны. В точке С преломленный луч I_2 будет находиться в фазе с лучом, отраженным от точки В. Таким образом, разность фаз между интерферирующими лучами I_2 и I_1 , выходящими из точек D и С, определяется по формуле

$$\Delta = \frac{2\pi(AB + BC)}{\lambda} n_1 - \frac{2\pi AD}{\lambda} + \pi - \varphi_2. \quad (5.8)$$

Первые два члена определяют оптическую разность хода δ . Выразим АВ, ВС, AD через толщину слоя и углы падения и преломления

$$AB + BC = \frac{2d}{\cos\theta_1}, \quad (5.9)$$

$$AD = 2d \cdot \operatorname{tg}\theta_1 \cdot \sin\theta. \quad (5.10)$$

Используя закон отражения $\sin\theta = n_1 \sin\theta_1$, получаем окончательно

$$\Delta = \frac{4\pi d(n_1^2 - \sin^2\theta)^{1/2}}{\lambda} + \pi - \varphi_2 = \delta + \pi - \varphi_2. \quad (5.11)$$

При анализе интерференционной картины для определения толщины слоя необходимо сначала установить порядок наблюдаемых минимумов и максимумов. По определению порядок P находится соотношением $\Delta = 2\pi P$. Следовательно, порядок экстремума на длине волны λ_n определяется из соотношения

$$P_n = \frac{2d(n_1^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}}{\lambda_n} + \frac{1}{2} - \frac{\varphi_{2n}}{2\pi}. \quad (5.12)$$

Для исключения неизвестной толщины d определяют положение двух каких-либо соседних экстремумов, расположенных на λ_1 и λ_2 , и рассчитываем P_1 и P_2 , то есть

$$P_1 = \frac{2d(n_1^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}}{\lambda_1} + \frac{1}{2} - \frac{\varphi_{21}}{2\pi}, \quad (5.13)$$

$$P_2 = \frac{2d(n_1^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}}{\lambda_2} + \frac{1}{2} - \frac{\varphi_{22}}{2\pi}. \quad (5.14)$$

Будем считать, что если $\lambda_1 > \lambda_2$, то $P_2 = P_1 + m$, где $m = 1/2; 1; 3/2; 2$ - целое число если рассматривается два максимума и полуцелое число, если рассматривают минимум и максимум. Решим совместно уравнения (5.13, 5.14), используя $P_2 = P_1 + m$.

$$P_1 \lambda_1 = 2d(n_1^2 - \sin^2 \theta)^{1/2} + \frac{\lambda_1}{2} - \frac{\varphi_{21} \lambda_1}{2\pi}, \quad (5.15)$$

$$P_2 \lambda_2 = 2d(n_1^2 - \sin^2 \theta)^{1/2} + \frac{\lambda_2}{2} - \frac{\varphi_{22} \lambda_2}{2\pi}. \quad (5.16)$$

В первое уравнение подставляем $P_1 = P_2 - m$,

$$P_2 \lambda_1 - m \lambda_1 = 2d(n_1^2 - \sin^2 \theta)^{1/2} + \frac{\lambda_1}{2} - \frac{\varphi_{21} \lambda_1}{2\pi}. \quad (5.17)$$

Вычтем (5.16) из (5.17) и получим, что

$$P_2 = \frac{m\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} + \frac{1}{2} - \frac{\varphi_{21}\lambda_1 - \varphi_{22}\lambda_2}{2\pi(\lambda_1 - \lambda_2)}. \quad (5.18)$$

Определив по положению двух экстремумов порядок одного из них, можно затем определить толщину пленки d .

$$d = \left(P_n - \frac{1}{2} + \frac{\varphi_{2n}}{2\pi}\right) \frac{\lambda_n}{2(n_1^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}}. \quad (5.19)$$

Аналогично рассчитывается толщина по спектральному положению остальных экстремумов. Из полученных значений толщин d_i вычисляют среднее значение толщины. Величины фазового сдвига φ_{2n} определяются оптическими постоянными подложки, и их зависимости от длины волны табулированы.

Спектральный диапазон ИК-спектрофотометров, обычно используемых для измерения толщины эпитаксиальных слоев, лежит в интервале 2 – 50 мкм. Для получения интенсивной интерференции в этом интервале длин волн рекомендуется при измерениях толщины эпитаксиальных слоев кремния использовать подложку с удельным сопротивлением, не превышающим 0,02 Ом·см (концентрация примеси $n \geq 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$).

При контроле толщины эпитаксиальных слоев в производственных условиях, когда требования к производительности процесса измерений приобретают особое значение, используют более упрощенный способ расчета толщины эпитаксиального слоя по интерференционному спектру: для этого не вычисляют предварительный экстремум, а d определяют по величине двух произвольно выбранных экстремумов и пренебрегают зависимостью фазовой поправки от длины волны. Например, на длинах волн λ_m и λ_{m+x} толщина пленки может быть определена из формулы:

$$d = \frac{x \cdot \lambda_m \lambda_{m+x}}{2n_1 \cos\theta_1 (\lambda_m - \lambda_{m+x})}, \quad (5.20)$$

где n_1 – коэффициент преломления (для кремния равен 3,42); θ_1 – угол преломления в пленке.

Удобен метод определения толщины пленок кремния с помощью номограмм, связывающих толщину пленки и длины волн, при которых наблюдаются максимумы различных порядков (рис. 5.3). Измеренные экспериментально длины волн, соответствующие максимумам, наносят на масштабную линию (пунктирная линия), которую перемещают параллельно оси абсцисс до тех пор, пока все экспериментальные точки не совпадут с линиями интерференционных полос. При этом на оси ординат отсчитывают толщину пленки. Погрешность метода примерно 5 %. Высокая точность достигается при условии, если измеряют четыре или более максимума.

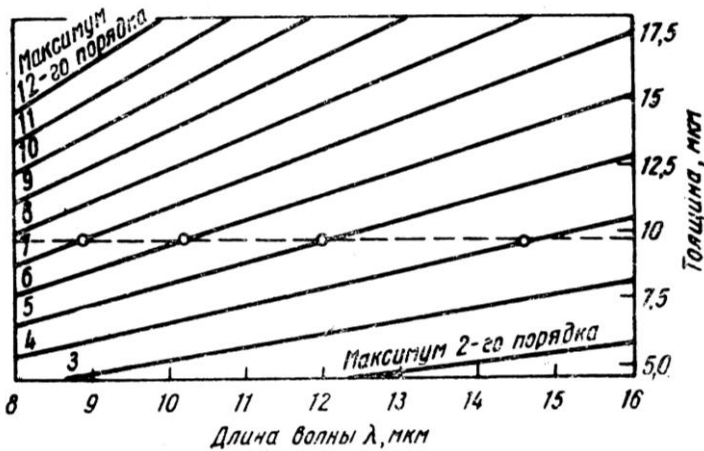


Рис. 5.3. Номограмма для расчета толщины пленок

5.3. Эллипсометрия. Эллипсометрический метод измерения толщины пленок

Эллипсометрический метод измерения толщины пленки является самым информативным из оптических методов, так как в этом случае определяется не только толщина пленки, но и уровень легирования подложки, связанный с оптическими константами подложки - показателем преломления и показателем экстинкции. Эллипсометрия - неразрушающий метод контроля как толщины пленок, так и показателя преломления прозрачных пленок. Метод ИК - эллипсометрии применяется для контроля толщины эпитаксиальных слоев в диапазоне 1 – 10 мкм, но может быть также применен для очень точных измерений более толстых пленок. Эллипсометрический метод основан на оценке изменения состояния поляризации света, отраженного от объекта. Часто этот метод называют поляризационной спектроскопией или поляриметрией.

Электромагнитные волны, а следовательно и световые, являются поперечными волнами, т.е. векторы напряженности электрического и магнитного полей волны взаимоперпендикулярны и перпендикулярны направлению распространения волны (рис. 5.4).

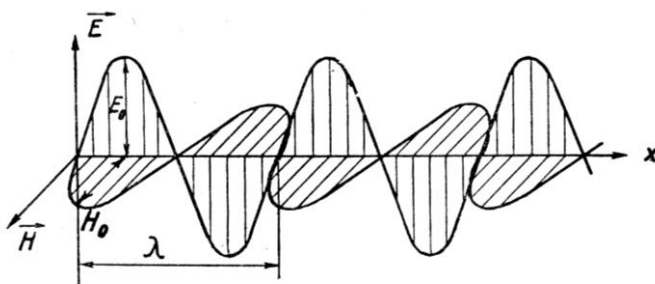


Рис. 5.4. Графическое изображение плоской электромагнитной волны

Если направление колебаний электрического и магнитного полей в волне сохраняются постоянными, то такая волна называется поляризованной волной или, точнее линейно поляризованной волной. Например, рассмотрим плоскость, перпендикулярную вектору распространения волны, вектор напряженности электрического поля и связанный с ним ортогонально вектор напряженности магнитного поля. Они образуют линейно поляризованный свет (рис. 5.5).

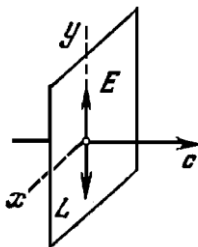


Рис. 5.5. Линейно поляризованный свет

Если же электрическое и магнитное поля волн беспорядочно меняют свои направления в пространстве, то такой свет называют неполяризованным или естественным светом. На рис. 5.6 векторы напряженности электрического поля и связанные с ними ортогонально векторы напряженности магнитного поля образуют хаотическое распределение в плоскости, перпендикулярной к вектору распространения.

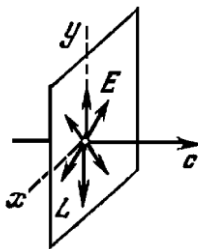


Рис. 5.6. Естественный свет

Плоскость, параллельную направлению колебания вектора напряженности электрического поля и направлению распространения световой волны, называют **плоскостью поляризации**.

Таким образом, **поляризация света** – это получение поляризованного света из естественного светового луча. Всякое устройство, с помощью которого можно получить линейно поляризованный свет, называется поляризатором.

Самый простой метод линейной поляризации света наблюдается при отражении светового луча, падающего на стеклянную пластинку под **углом Брюстера** (рис. 5.7). Закон Брюстера гласит, что при некотором угле падения φ_B угол между отраженным и преломленным лучами равен 90° , т.е. $\text{tg}\varphi_B = n$, где n - показатель преломления стеклянной подложки.

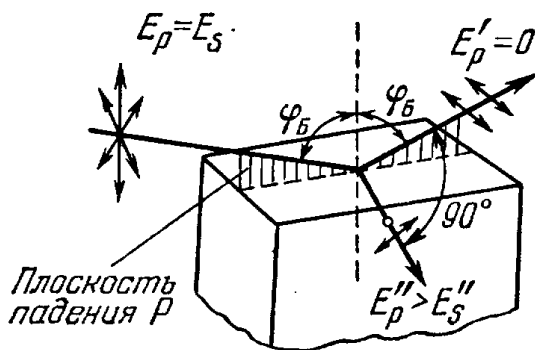


Рис. 5.7. Схема поляризации света при отражении светового луча, падающего на стеклянную пластинку под углом Брюстера

С помощью второго аналогичного поляризатора можно установить, является ли падающий на него свет линейно поляризованным. Для этой цели второй поляризатор вращают так, чтобы плоскость поляризации его по-разному ориентировалась относительно одного из направлений, перпендикулярных лучу. Поляризатор, применяемый для обнаружения поляризации света, называют анализатором. Схема простейшего поляризационного прибора из двух стеклянных пластинок, расположенных под углом Брюстера к падающему лучу, имеет вид, изображенный на рис. 5.8.

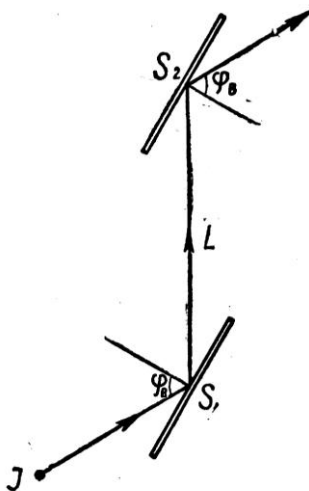


Рис. 5.8. Поляризационный прибор Норренберга

Луч света от источника I падает под углом Брюстера φ_B на стеклянную пластину S_1 , благодаря чему он отражается полностью поляризованным. Колебания вектора электрической напряженности в отраженном свете совершаются перпендикулярно плоскости падения (перпендикулярно плоско-

сти чертежа). Если стеклянная пластинка S_2 , на которую падает луч света после отражения от S_1 , ориентирована параллельно первой пластинке, то луч света будет отражаться от нее, оставаясь полностью поляризованным. Если же пластинку S_2 , не меняя угла ее наклона по отношению к лучу L , вращать вокруг этого луча, как вокруг оси, то интенсивность света, отраженного от S_2 , будет меняться. Когда плоскость падения луча на S_2 будет перпендикулярна плоскости падения луча на S_1 , отраженный от S_2 луч полностью погаснет, т.к. по отношению к пластине S_2 он теперь ориентирован так, что колебания светового вектора совершаются в плоскости падения и, следовательно, при угле Брюстера коэффициент отражения такого луча равен нулю. Такой прибор называется поляризационным прибором Норренберга.

В физике и технике наибольшее распространение для получения поляризованного света и для его исследования, а также для изготовления всевозможных специальных поляризационных оптических приборов получили поляризационные призмы из двулучепреломляющих кристаллов, вырезанных определенным образом. Наиболее распространенными в видимом диапазоне длин волн являются призмы Николя, Волластона, Рошона и др. Призма Николя имеет вид, изображенный на рис. 5.9.

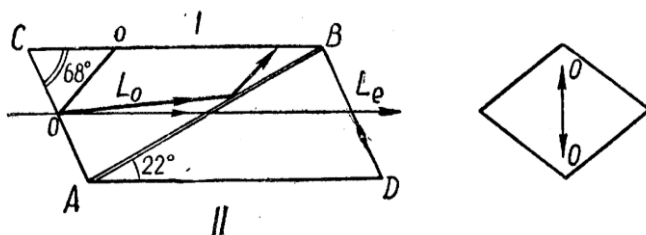


Рис. 5.9. Призма Николя

Кристалл исландского шпата $\text{CaO} \cdot \text{CO}_2$ (CaCO_3), которому придана форма наклонной четырехугольной призмы ADBC , разрезают по диагональной плоскости AB на две части I и II, которые затем склеивают особой смолой – канадским бальзамом или гедамином.

Исландский шпат обладает двойным лучепреломлением. При выбранных угловых соотношениях падающий на грань AC луч естественного света разбивается на два луча: L_0 – обыкновенный и L_e – необыкновенный. Коэффициент преломления исландского шпата для обыкновенного луча составляет $n_0 = 1,658$, коэффициент преломления для необыкновенного луча - $n_e = 1,486$, коэффициент преломления бальзама $n = 1,550$, гедamina $n = 1,52$. Необыкновенный луч проходит через призму без заметного ослабления, а обыкновенный луч испытывает полное внутреннее отражение от поверхности разреза, то есть от слоя канадского бальзама и падает затем на зачерненные грани кристалла, где и поглощается.

В кристалле имеется направление OO_1 , в котором луч света не разбивается на два луча, то есть L_0 и L_e идут в этом направлении с одной скоростью. Это направление называется *оптической осью кристалла*.

Оба луча являются линейно поляризованными во взаимоперпендикулярных направлениях. Вектор напряженности электрического поля E у необыкновенного луча параллелен плоскости, проходящей через оптическую ось кристалла и луча, а у обыкновенного - перпендикулярен и поглощается зачерненной поверхностью.

Кроме линейно поляризованного света, существуют еще два важных вида поляризованного света – свет, поляризованный по кругу и эллиптически поляризованный свет. В этом случае вектор E напряженности электрического поля совершает вращение вокруг направления распространения света с числом оборотов в секунду, равным частоте световых колебаний. Точно такой же процесс имеет место и для вектора на-

пряженности магнитного поля (рис. 5.10). Если вращение электрического поля совершается по часовой стрелке при наблюдении луча, идущего навстречу наблюдателю, то такой луч света называют поляризованным по правому кругу. Если при тех же условиях вращение совершается против часовой стрелки, то свет является поляризованным по левому кругу.

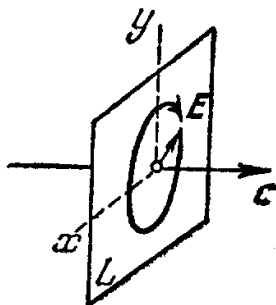


Рис. 5.10. Эллиптически поляризованный свет

Эллиптически поляризованное излучение (в частном случае излучение, поляризованное по кругу) в ряде экспериментальных задач иногда выгоднее применять, чем линейно поляризованное. Таким образом, преобразователи линейной поляризации в эллиптическую являются необходимым приспособлением для изучения оптических свойств кристаллов. Наиболее простым преобразователем линейной поляризации в круговую будет пластинка из анизотропного материала (слюды, кварца, исландского шпата), вырезанная параллельно оптической оси кристалла. Такая пластинка называется *пластинкой "в четверть длины световой волны"* (ЧВП) (рис. 5.11). Такого рода пластинки служат либо для введения разности фаз, равной $\frac{\pi}{2}$, что приводит к превращению линейно по-

ляризованного света в свет поляризованный эллиптически или по кругу, либо, наоборот, для обратного действия, т.е. компенсации разности фаз и превращению круговой или эллиптической поляризации в линейную. Пластинку "в четверть длины световой волны" поэтому часто называют компенсатором. Она вызывает у лучей обыкновенного и необыкновенного разность хода лучей, равную нечетному числу четвертей длин волн:

$$d(n_o - n_e) = (2k + 1) \frac{\lambda}{4}, \quad (5.21)$$

где d – толщина пластинки; n_o – коэффициент преломления обыкновенного луча; n_e – коэффициент преломления необыкновенного луча.

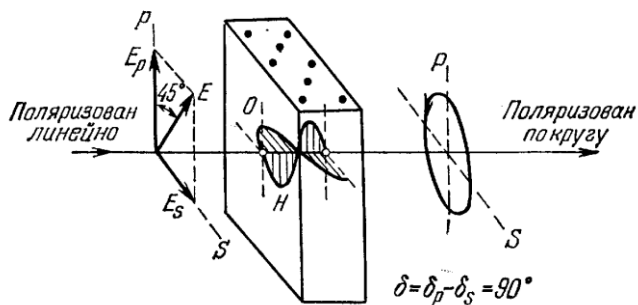


Рис. 5.11. Схема преобразования линейно поляризованного света в поляризованный по кругу при прохождении сквозь пластинку «в четверть длины световой волны»

В оптической системе поляризатор и анализатор ставят таким образом, чтобы плоскости колебаний проходящего че-

рез них света были взаимоперпендикулярны и тогда при отсутствии исследуемого объекта свет через прибор практически не проходит. После установки объекта благодаря изменению характера поляризации света часть света начинает проходить через прибор. Вращая пластинку «в четверть длины световой волны», добиваются того, чтобы после отражения свет был опять линейно поляризованным. Однако его плоскость колебаний теперь оказывается повернутой по отношению к плоскости колебаний поляризатора на некоторый угол. Поэтому для гашения света, проходящего через прибор, необходимо повернуть анализатор на некоторый угол.

Пусть на эпитаксиальную пленку с параметрами φ_1, n_1, k_1 падает луч света E_0 под углом θ_0 . Подложка характеризуется следующими параметрами φ_2, n_2, k_2 . Часть света E_1 отразится под тем же углом θ_0 , часть испытает преломление.

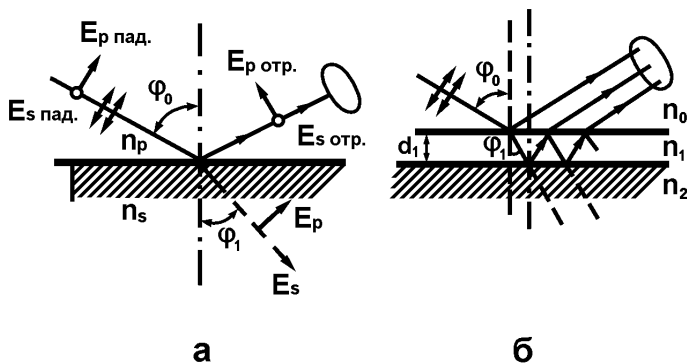


Рис. 5.12. Ход лучей отражения линейно поляризованного света от чистой поверхности полупроводника (а) и от полупроводника с эпитаксиальным слоем (б)

На поверхность эпитаксиальной пленки толщиной d падает линейно поляризованный свет E_0 , который можно представить в виде двух ортогональных компонент E_{p0} и E_{s0} , где

p – компонента параллельна плоскости падения, а s - компонента перпендикулярна плоскости падения. Вследствие комплексного характера показателя преломления полупроводника $\bar{n}_2 = n_2 - ik_2$ между p - и s - компонентами вектора электрического поля, отраженного от подложки возникает разность фаз, т.е. конец электрического вектора $E_{отр}$ описывает эллипс в плоскости, нормальной к направлению распространения луча света при отражении от структуры. В тонком эпитаксиальном слое подложки происходит дополнительный сдвиг фазы между лучом, отраженным от верхней границы слоя, и лучом, отраженным от границы раздела между слоем и подложкой.

Изменение состояния поляризации определяется относительной амплитудой параллельной (ρ_p) и перпендикулярной (ρ_s) составляющим излучения и разностью фаз между ними $\Delta_p - \Delta_s$. При отражении от поверхности эпитаксиальной структуры отношение двух амплитуд ρ_p/ρ_s , которое обозначают через ψ , и разность фаз $\Delta_p - \Delta_s$ зависят, во-первых, от оптических свойств подложки, во-вторых, от угла падения θ_0 и от оптических свойств и толщины эпитаксиального слоя.

Состояние поляризации падающего света можно охарактеризовать двумя электрическими параметрами, которые определяются по формулам:

$$tg\psi_0 = \frac{|E_{po}|}{|E_{so}|}, \quad (5.22)$$

$$\Delta_0 = \Delta_{po} - \Delta_{so}. \quad (5.23)$$

После отражения от эпитаксиального слоя эти параметры будут:

$$tg\psi_1 = \frac{|E_{p1}|}{|E_{s1}|}, \quad (5.24)$$

$$\Delta_1 = \Delta_{p1} - \Delta_{s1}. \quad (5.25)$$

Изменение состояния поляризации дается основным уравнением эллипсометрии, полученным Друде:

$$(tg \psi) e^{i\Delta} = \frac{|R_p|}{|R_s|} e^{i(\Delta_p - \Delta_s)} = \frac{\bar{R}_p}{\bar{R}_s}, \quad (5.26)$$

$$\frac{\bar{R}_p}{\bar{R}_s} = \frac{r_{01p} + r_{12p} e^{-2i\delta}}{1 + r_{01p} \cdot r_{12p} e^{-2i\delta}} \cdot \frac{1 + r_{01s} \cdot r_{12s} e^{-2i\delta}}{r_{01s} + r_{12s} e^{-2i\delta}}. \quad (5.27)$$

В этом уравнении

$$tg \psi = \frac{tg \psi_1}{tg \psi_0}, \quad (5.28)$$

$$\Delta = \Delta_1 - \Delta_0 = \Delta_p - \Delta_s, \quad (5.29)$$

$$\delta = \frac{2\pi d}{\lambda} (n_1^2 - \sin^2 \theta_0)^{1/2}. \quad (5.30)$$

В уравнении (5.27) r_{01p} , r_{12p} , r_{01s} , r_{12s} - коэффициенты отражения Френеля p - и s - компонентов для границ воздух (0) - эпитаксиальный слой (1); эпитаксиальный слой (1) - подложка (2); 0 - 1 граница воздух - слой; 1 - 2 граница эпитаксиальный слой - подложка.

Основное уравнение эллипсометрии стало возможным использовать с применением компьютера. Для подложки с известными оптическими постоянными n_2 и k_2 на определенной длине волны λ и для отдельных пленок с заданным показателем преломления n_1 величины Δ и ψ могут быть определены в функции от толщины d . И, следовательно, по измеренным значениям углов Δ и ψ можно определить толщину эпитакси-

ального слоя. Величина δ , входящая в основное уравнение несет информацию о толщине слоя, а коэффициенты Френеля содержат информацию об уровне легирования. Из основного уравнения эллипсометрии следует, что поляризационные углы Δ и ψ есть периодические функции толщины пленки с величиной периода d_0 , определяемой из условия $\delta_1 = \pi$.

$$d_0 = \frac{\lambda}{2\sqrt{n_1^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_0}}. \quad (5.31)$$

Период d_0 слабо зависит от угла падения, но сильно меняется от длины волны.

Методы экспериментального нахождения поляризационных углов Δ и ψ определяют оптические схемы эллипсометров. Рассмотрим наиболее простую из них. Приведем принципиальную схему эллипсометра (рис. 5.13).

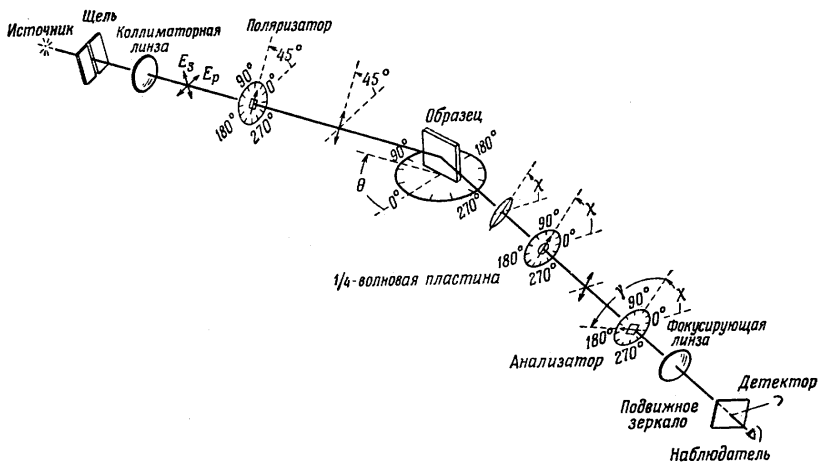


Рис. 5.13. Принципиальная схема эллипсометра

Принципиальная схема эллипсометра включает источник света; монохроматизирующий фильтр; коллиматор; поляризатор (призма Николя); образец; компенсатор (ЧВП); анализатор (призма Николя); фотоприемник.

Таким образом, эллипсометр состоит из двух частей: поляризатора и анализатора, расположенных под углом 2θ , коллимированный монохроматический свет сначала линейно поляризуется поляризатором. После отражения от исследуемой структуры свет эллиптически поляризуется компенсатором, в качестве которого может быть использована ЧВП. Состояние вторичной поляризации определяется анализатором. И, наконец, интенсивность света определяется либо визуально, либо фотумножителем. Поляризатор и анализатор вращаются до получения гашения света. При этих условиях эллиптичность, вызванная поляризатором, компенсатором и анализатором, противоположна эллиптичности, возникающей при отражении от пленки и подложки. Из отсчета гасящих положений поляризатора и анализатора могут быть определены $\text{tg}\psi$ (поляризатор) – отношение амплитуд и разность фаз Δ (анализатор).

Для определения толщины чаще всего пользуются графическим методом. На рис. 5.14 приведена номограмма $\psi - \Delta$ для определения толщины эпитаксиальной пленки d и концентрации электронов в подложке n .

Предварительно с помощью ЭВМ по заданным толщинам d и уровням легирования n , взятым с определенным интервалом, вычисляют поляризационные углы Δ и ψ , то есть по оси абсцисс откладывают Δ от 0 до 360 °С, а по оси ординат ψ от 0 до 90 °С.

Так как Δ и ψ являются периодическими функциями толщины, то номограммы имеют вид замкнутых кривых. Каждому значению n соответствует одна замкнутая кривая и поэтому на номограмме имеем серию циклов, отвечающих различным значениям n .

Экспериментально измеренная точка с координатами Δ и ψ ложится на определенную циклическую кривую, указывая значение толщины эпитаксиального слоя и концентрацию носителей в подложке.

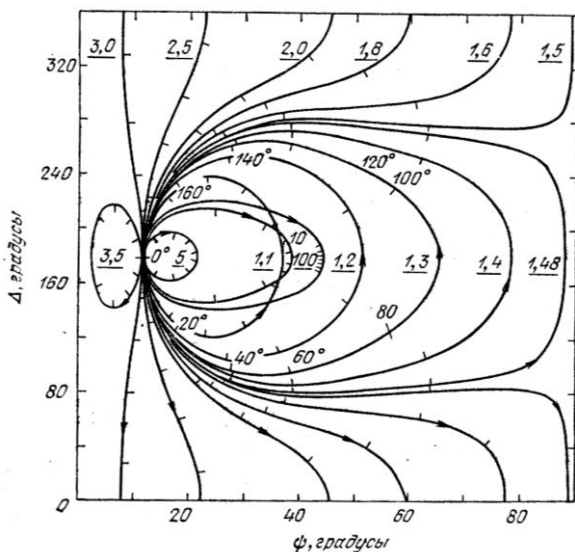


Рис. 5.14. Номограмма $\psi - \Delta$ для определения толщины эпитаксиальной пленки (d) и концентрации электронов в подложке (n)

5.4. Определение толщины пленки по дефектам упаковки

Дефекты упаковки - наиболее часто встречающиеся дефекты в эпитаксиальных пленках. Причина возникновения дефекта упаковки – нарушение последовательности чередования отдельных атомных слоев. Как правило, дефекты упаковки возникают на границе между подложкой и растущей пленкой. Центрами зарождения дефектов упаковки могут служить микроцарапины, микрооксидные пятна на поверхности под-

ложки, места сосредоточения примеси. Зародыши дефектов упаковки на подложке это небольшие области, в пределах которых происходит неправильное осаждение первых атомных слоев. Например, на плоскости (111) вместо последовательности ABCABC... наблюдается последовательность ABC↓BC – дефект упаковки вычитания (↓ - пропуск), а дефекты упаковки внедрения ABCAABC. Самыми типичными дефектами на плоскости (111) являются дефекты, состоящие из трех наклонных дефектов упаковки, образующих обычно тетраэдр с треугольным основанием. Возникает дефект упаковки на подложке и проходит вдоль трех соседних плоскостей семейства (111), каждая из которых образует угол в $70^{\circ}32'$ с поверхностью подложки. Эти три плоскости и поверхность роста образуют правильный тетраэдр с вершиной на границе раздела. Таким образом, если подложки имеют ориентацию (111), то дефекты упаковки при травлении проявляются либо в виде равносторонних треугольников, либо в виде отдельных линий, либо в виде замкнутых многогранников (рис. 5.15).

При ориентации подложки (100) большинство дефектов упаковки проявляются в виде квадратов или отдельных линий на плоскости (110), а также в виде прямоугольников и равнобедренных треугольников. Системы плоскостей, образующих грани дефектов с поверхностью эпитаксиальных пленок, пересекаются в направлениях [110] для плоскости (111); [110] для плоскости (100); [110] и [211] – для плоскости (110).

Толщину пленок d определяют по формулам:

$$d = \sqrt{2/3}a = 0.816a \text{ - для плоскости (111),} \quad (5.32)$$

$$d = \sqrt{1/3}a = 0.581a \text{ - для плоскости (110),} \quad (5.33)$$

$$d = \sqrt{1/2}a = 0.704a \text{ для плоскости (100),} \quad (5.34)$$

где a – длина стороны дефекта упаковки, измеренная на поверхности пленки.

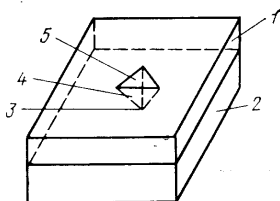


Рис. 5.15. Дефект упаковки кремниевого эпитаксиального слоя: 1 - эпитаксиальный слой; 2 - (111) кремниевая пластина; 3 - точка зарождения дефекта на поверхности пластины; 4 - дефектная область; 5 - выход дефекта на поверхность эпитаксиального слоя

При измерениях необходимо учитывать лишь максимальные размеры сторон дефектов, так как в ряде случаев дефекты могут зарождаться в самой пленке в процессе роста.

Для выявления дефектов упаковки используют следующие травители: травитель Сиртла, травитель Секко и травитель Райта, а также можно пользоваться травителем Деша. Химический состав травителей и области их применения приведены в таблице. Травление ведется 5 – 20 с.

Травители для выявления дефектов упаковки

Травитель	Химический состав	Применение
1. Сиртла	HF:CrO ₃ (1:1)	Поверхность с ориентацией {111}
2. Деша	HF:HNO ₃ :CH ₃ COOH (1:3:10)	Подложки p,p-типа с ориентациями {111} и {100}
3. Секко	HF:K ₂ Cr ₂ O ₇ (2:1) или HF:Cr ₂ O ₃ (2:1)	Универсальный, подходит для поверхностей с ориентацией {100}
4. Райта	HF:HNO ₃ : Cr ₂ O ₃ :Cu(NO ₃) ₂ ·3H ₂ O: CH ₃ COOH: H ₂ O = 2:1:1:(2 ч):2:2	Универсальный

6. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

6.1. Параметры неравновесных носителей заряда

Параметры неравновесных носителей заряда не только характеризуют электрофизические свойства полупроводника, но и во многом определяют его возможности при изготовлении полупроводниковых приборов, в частности, от них зависят коэффициенты усиления транзисторов, обратные токи в p - n -переходах, частотные свойства, быстродействие и другие свойства приборных структур.

В полупроводниках свободные носители заряда, возникающие в результате тепловой генерации и находящиеся в термодинамическом равновесии с кристаллической решеткой, называются равновесными.

При воздействии на полупроводник света, рентгеновского и гамма-излучений, быстрых заряженных и нейтральных частиц (электронов, протонов, нейтронов), а также при инжекции носителей заряда из одной области полупроводника в другую возникают неравновесные носители заряда. Если обозначить n_0 и p_0 - концентрации термодинамически равновесных носителей, а n и p - концентрации неравновесных носителей, тогда $\Delta n = n - n_0$, $\Delta p = p - p_0$ - избыточные концентрации электронов и дырок, то есть та часть общей концентрации электронов Δn или дырок Δp , которая составляет избыток над термодинамически равновесной концентрацией носителей n_0 и p_0 .

К параметрам неравновесных носителей заряда относятся их *дрейфовая подвижность, коэффициент диффузии, диффузионная длина, скорость поверхностной рекомбинации и время жизни*. Во многих случаях параметры неравновесных носителей заряда характеризуют неосновные носители

заряда, то есть электроны в полупроводнике p - типа и дырки в полупроводнике n - типа.

Распределение неравновесных носителей заряда в полупроводниковом образце, его изменение в пространстве и времени описываются системой уравнений непрерывности с начальными и граничными условиями на поверхности, в которые входят все перечисленные параметры. Методы определения этих параметров основаны на решении соответствующих уравнений непрерывности.

Уравнения для плотностей токов неравновесных электронов и дырок при наличии диффузионного и дрейфового потоков имеют вид

$$j_n = eD_n \nabla n + e\mu_n E; \tag{6.1}$$

$$j_p = -eD_p \nabla p + e\mu_p E.$$

Уравнения непрерывности

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_0}{\tau_n} + \frac{1}{e} \operatorname{div} j_n + G_n; \tag{6.2}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_0}{\tau_p} - \frac{1}{e} \operatorname{div} j_p + G_p.$$

Из (6.2) следует, что скорость изменения концентрации носителей определяется процессами рекомбинации и временем жизни, а также процессами, связанными с диффузией и дрейфом (второе слагаемое) и скоростью генерации неравновесных носителей G_n и G_p . Уравнения (6.2) решаются при начальных и граничных условиях, которые определяются

применением тех или иных методов измерения параметров неравновесных носителей.

Неравновесные носители в полупроводнике можно создать разными способами, наиболее распространенными из которых являются световая генерация и инжекция через p - n -переход.

При монополярной световой генерации образуются избыточные носители заряда одного знака, приводящие к нарушению нейтральности и к появлению объемного заряда и электрического поля в пределах длины экранирования. Носители тока не могут смещаться на большие расстояния из-за электростатических сил притяжения к неподвижным ионам с зарядами противоположного знака. Время жизни неравновесных носителей заряда в этом случае определяется максвелловским временем релаксации.

Иные условия имеют место при биполярной световой генерации, например, при собственном поглощении света, когда образуются равные количества неравновесных носителей заряда обоих знаков. В этом случае диффузия носителей одного знака из-за стремления к нейтральности приводит к движению свободных носителей противоположного знака и может распространяться на значительные расстояния, определяемые временем жизни свободных носителей и их подвижностью и не связанные с дебаевской длиной экранирования. Во внешнем электрическом поле неосновные носители будут дрейфовать как заряженные частицы, не создавая при этом объемного заряда из-за быстрого перераспределения основных носителей заряда.

Генерация неравновесных носителей заряда может быть осуществлена также инжекцией их с выпрямляющего контакта, включенного в прямом направлении. На использовании инжекции неосновных носителей заряда выпрямляющим контактом основан прямой метод измерения их дрейфовой подвижности во внешнем электрическом поле.

6.2. Методы измерения дрейфовой подвижности

Дрейфовую подвижность можно определять непосредственно, измеряя время, необходимое для прохождения носителями определенного расстояния, и косвенно - по скорости фотоотклика. Рассмотрим метод измерения дрейфовой подвижности, основанный на регистрации дрейфа избыточных носителей заряда в электрическом поле.

Уравнение дрейфа импульса избыточных носителей заряда в электрическом поле выводят теоретически, задавая закон инжекции носителей заряда и решая уравнение непрерывности.

Если мы имеем одномерный образец и в него введены избыточные дырки, то решение уравнения непрерывности имеет вид

$$\Delta p(x, t) = Bt^{-1/2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \exp\left[-\frac{(x - E\mu_p t)^2}{4D_p t}\right], \quad (6.3)$$

где Δp - концентрация избыточных дырок в импульсе; B - постоянная, определяющая полное число дырок в импульсе.

Уравнение (6.3) показывает, что в условиях электронейтральности импульс избыточных носителей заряда дрейфует в направлении электрического поля со скоростью $E\mu_p$, расширяясь по мере движения за счет процесса диффузии и уменьшаясь по амплитуде в результате рекомбинации (высота импульса уменьшается в отношении $\exp(-t/\tau_p)$).

Зная зависимость дрейфа импульса можно непосредственно измерить подвижность, коэффициент диффузии и время жизни.

Наряду с расширением импульса за счет диффузии и с уменьшением амплитуды за счет рекомбинации происходит изменение формы импульса из-за модуляции проводимости. В

той части образца, где находятся избыточные носители заряда, проводимость возрастает за счет увеличения общей концентрации носителей заряда (как основных, так и неосновных). Поскольку электрическое поле распределяется обратно пропорционально проводимости, то, следовательно, там, где находятся избыточные носители, электрическое поле меньше, чем в соседних областях. Электрическое поле минимально в центре импульса инжектированных носителей заряда, и, следовательно, центр импульса будет дрейфовать с минимальной скоростью. В результате передний фронт импульса носителей опережает центр импульса, удаляясь от него, тогда как задний фронт догоняет центр импульса, все более приближаясь к нему. Таким образом, происходит нарушение симметрии импульса инжектированных носителей заряда. В формуле (6.3) изменение формы импульса не учитывается.

Схема установки для измерения дрейфовой подвижности приведена на рис. 6.1.

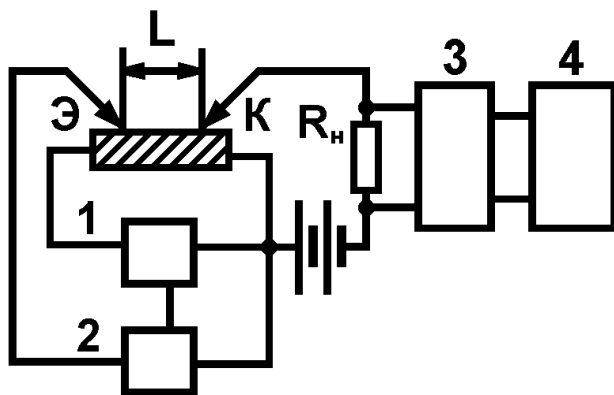


Рис. 6.1. Схема установки для измерения дрейфовой подвижности: 1, 2 – генераторы; 3 – усилитель; 4 – осциллограф

Образец полупроводника, предназначенный для измерения, представляет собой нитевидный прямоугольный образец с омическими контактами. Образец закрепляется на столике под микроскопом. На поверхности образца на расстоянии ℓ друг от друга устанавливаются вольфрамовые зонды, образующие выпрямляющие контакты. К контакту Э прикладывается прямое смещение, и он служит эмиттером неравновесных носителей заряда, которые будут двигаться в поле \vec{E} к точке К. Коллектор К включен в запирающем направлении и служит для регистрации дрейфа избыточных носителей. В цепь коллектора последовательно включено сопротивление нагрузки R_n , падение напряжения на котором пропорционально току коллектора, а ток коллектора пропорционален концентрации неосновных носителей заряда. Напряжение с сопротивления нагрузки подается на схему регистрации, состоящую из дифференциального усилителя и импульсного осциллографа. На экране осциллографа можно наблюдать осциллограмму напряжения на коллекторе и по меткам времени определять время дрейфа неосновных носителей от эмиттера к коллектору, а затем определить дрейфовую подвижность по формуле

$$\mu = \frac{\ell}{t_0 E} = \frac{\ell^2}{t_0 U_{ЭК}}, \quad (6.4)$$

где ℓ - расстояние между эмиттером и коллектором; $U_{ЭК}$ - напряжение на сопротивлении нагрузки.

Обычно в установке для измерения подвижности генератор (1) подает тянущие импульсы с большой скважностью. Другой генератор (2) формирует короткие инжектирующие импульсы с некоторой задержкой по времени относительно начала тянущего импульса. Пакет инжектированных неравновесных носителей, двигаясь под действием тянущего поля,

через время t_0 достигает коллектора. Форма сигнала, наблюдаемого в цепи коллектора, схематически приведена на рис. 6.2. Процессы диффузии вызывают размывание фронтов импульса, а тянущее поле ускоряет движение крыльев распределения по отношению к скорости дрейфа максимума. Таким образом, передний фронт импульса растягивается, а задний поджимается к центру. Чем больше уровень инжекции, тем сильнее искажение импульса. Поэтому для точного определения дрейфовой подвижности производят ряд измерений времени дрейфа при постепенно уменьшающемся уровне инжекции. Затем строят график зависимости дрейфовой подвижности от уровня инжекции и экстраполируют μ к нулевому уровню инжекции. Если известно значение дрейфовой подвижности μ , то из соотношения Эйнштейна $eD = kT\mu$ можно вычислить коэффициент диффузии неравновесных носителей заряда.

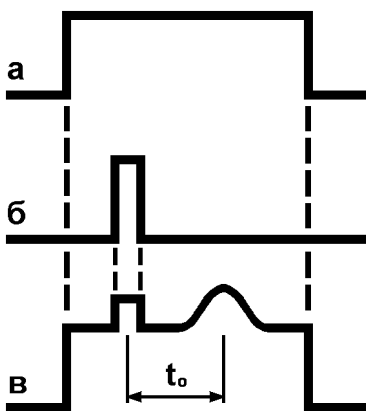


Рис. 6.2. Характер сигналов при измерении дрейфовой подвижности: *а* – сигнал от генератора 1; *б* – сигнал от генератора 2; *в* – сигнал в цепи коллектора, наблюдаемый на экране осциллографа

6.3. Методы измерения времени жизни

К настоящему времени предложено несколько десятков методик измерения времени жизни и диффузионной длины. Выбор той или иной методики определяется необходимостью измерять именно те времена жизни, которые определяют работу соответствующих полупроводниковых приборов, например, для полупроводника n - типа время жизни неосновных носителей определяет коэффициент усиления по току транзисторов.

В большинстве случаев желательно измерять время жизни неосновных носителей заряда при малых уровнях инжекции. Этот параметр характеризуется наибольшей чувствительностью к примесям, дислокациям, дефектам и несовершенствам полупроводникового материала и, таким образом, наиболее полно характеризует электрофизические свойства материала и определяет возможность его технического применения.

Время жизни можно определить либо по затуханию избыточной проводимости со временем, либо из пространственного распределения избыточных носителей заряда. В первом случае определяется непосредственно время жизни (τ), а во втором - обычно длина диффузии неравновесных носителей заряда (L), которая связана с временем жизни следующим соотношением

$$L = \sqrt{D\tau}, \quad (6.5)$$

где D - коэффициент диффузии; τ - время жизни.

Измеряя диффузионную длину и зная коэффициент диффузии, вычисляют время жизни.

Желательно, чтобы при измерении не требовалось специальной подготовки образцов (нанесения специальных контактов, изготовления p - n - переходов и т.п.).

Все методы измерения времени жизни по способу генерации неравновесных носителей заряда можно разделить на стационарные и нестационарные. **Стационарные методы** характеризуются тем, что электронно-дырочные пары в исследуемом образце генерируются непрерывно. **Нестационарные методы** характеризуются тем, что электронно-дырочные пары генерируются импульсами.

Наиболее пригодными методами измерения времени жизни считаются следующие. Из стационарных методов - **метод** измерения диффузионной длины, основанный на использовании **подвижного светового зонда**; **метод определения времени жизни по измерению фотоэлектромагнитного эффекта** и **метод стационарной фотопроводимости**.

Нестационарные методы измерения времени жизни можно разделить на две группы: **фотоэлектрические** и **фазовые**. К первой группе относятся методы, в которых измеряется временное затухание избыточной концентрации носителей заряда после первоначальной инъекции. Ко второй группе относятся методы, в которых используется эффект фазового сдвига между сигналом фотопроводимости и соответствующим сигналом генерации носителей заряда. Наиболее часто из нестационарных методов используются **метод затухания фотопроводимости** и **метод модуляции проводимости в точечном контакте**.

6.3.1. Измерение времени жизни по фотоэлектромагнитному эффекту

Фотоэлектромагнитный эффект (ФЭМ - эффект) - это возникновение ЭДС в полупроводнике, помещенном в магнитное поле, при его освещении. Фотоэлектромагнитный эффект открыт в 1934 году И.К. Кикоиным и М.М. Носковым.

Рассмотрим суть фотоэлектромагнитного эффекта. Пластины полупроводника освещают светом и помещают в маг-

нитное поле, силовые линии которого перпендикулярны длине образца и направлению освещения (рис. 6.3). Фотоэлектромагнитный эффект можно рассматривать как эффект Холла, связанный с диффузией избыточных носителей заряда, возбужденных оптическим методом.

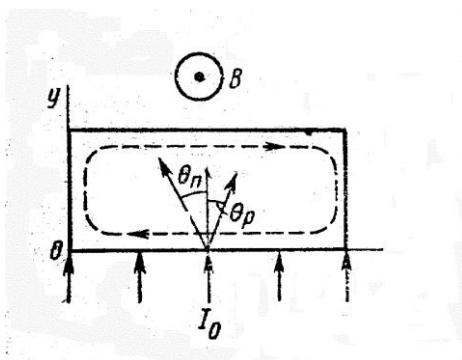


Рис. 6.3. Схема возникновения фотомагнитного тока

Свет, падающий на поверхность образца, возбуждает в приповерхностной области избыточные валентные электроны и дырки. Вследствие градиента концентрации носители заряда диффундируют в глубину образца по направлению к неосвещенной поверхности. Таким образом, в образце вдоль оси y возникают электронный и дырочный токи, которые в сумме составляют магнитодиффузионный ток, плотность которого уменьшается по мере удаления от освещенной поверхности.

Магнитное поле индукцией B отклоняет диффундирующие носители в направлении оси x и создает холловский ток электронов и дырок, который выражается через холловские углы θ_n и θ_p .

Таким образом, токи в направлении оси y - это диффузионно-дрейфовый ток (за счет градиента концентрации электронов и дырок) и холловский ток. Токи в направлении оси x -

это холловский ток и дрейфовый ток в электрическом поле E_x , возникающем в образце при постоянной магнитной индукции.

Если торцевые контакты образца замкнуты, то в цепи протекает ток короткого замыкания фотоэлектромагнитного эффекта. При разомкнутой внешней цепи электронный и дырочный токи фотоэлектромагнитного эффекта будут циркулировать в образце до тех пор, пока не произойдет пространственное распределение заряда и между контактами образца возникнет разность потенциалов, называемая фотоэлектромагнитной ЭДС.

Фотоэлектромагнитный эффект зависит главным образом от поведения неосновных носителей заряда, так как параметры неосновных носителей определяют диффузионный процесс. С помощью ФЭМ - эффекта возможно измерение времени жизни, скорости поверхностной рекомбинации и подвижности.

Сначала определяют ток короткого замыкания ФЭМ - эффекта или напряжение холостого хода, а затем рассчитывают диффузионную длину и время жизни.

Ток короткого замыкания ФЭМ - эффекта

$$I_{\text{ФЭМ}} = \frac{qLg_S B(\mu_{pH} + \mu_{nH})}{c} \frac{1}{1 + \frac{SL}{D}}, \quad (6.6)$$

где c - скорость света; B - величина магнитной индукции; g_S - скорость поверхностной генерации; q - заряд электрона; L - диффузионная длина; S - скорость рекомбинации; D - коэффициент диффузии; $\mu_{pH} + \mu_{nH}$ - сумма холловских подвижностей электронов и дырок.

При измерениях малых времен жизни ($(SL)/D \ll 1$) ток фотоэлектромагнитного эффекта

$$I_{\text{ФЭМ}} = \frac{qLg_s B(\mu_{pH} + \mu_{nH})}{c}. \quad (6.7)$$

Напряжение холостого хода

$$U_{\text{ФЭМ}} = \frac{qL\rho l g_s B(\mu_{pH} + \mu_{nH})}{dbc}, \quad (6.8)$$

где l - длина освещаемой области; d и b - соответственно толщина и ширина образца.

Соотношения (6.7) и (6.8) достаточно удобны для определения диффузионной длины, так как скорость поверхностной генерации можно определить при использовании в качестве источника света лазера, мощность которого может быть измерена с погрешностью не более 10 %. Однако $\mu_{pH} + \mu_{nH}$ определяется из холловских измерений, и значения этой величины обычно берутся из литературы, что увеличивает погрешность измерений.

Схема измерения фотоэлектромагнитного эффекта имеет вид, приведенный на рис. 6.4. Световой поток от источника через оптическую фокусирующую систему ОС и фильтр Ф направляется на образец, помещенный между полюсами магнита. Свет источника модулируется с помощью вращающегося диска с вырезами М. Для измерения времени жизни с помощью ФЭМ эффекта требуются однородные образцы прямоугольной формы со специально изготовленными контактами. Образец включен в электрическую цепь, состоящую из источника постоянного напряжения ИТ, переменного сопротивления R и амперметра А. Сигнал переменного напряжения на образце, возникающий за счет протекания фототока и фотомагнитного тока, усиливается резонансным усилителем У и регистрируется вольтметром V или осциллографом О.

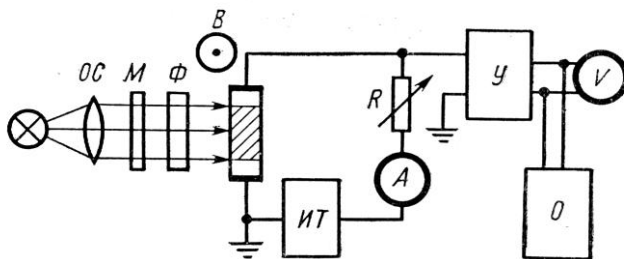


Рис. 6.4. Схема измерения фотоэлектромагнитного эффекта

Основное применение ФЭМ - эффект находят для определения малых времен жизни (до 10^{-9} с) в широком диапазоне температур. Метод ФЭМ - эффекта можно использовать как для лабораторных исследований, так и для производственного контроля, например, при измерении времени жизни в образцах германия, легированного золотом и сурьмой.

6.3.2. Измерения времени жизни методом модуляции проводимости в точечном контакте

Концентрации свободных электронов и дырок являются функциями пространственных координат и времени, скорости изменения концентраций и могут быть выражены с помощью уравнения непрерывности.

Пусть в неравновесном состоянии концентрация электронов в зоне проводимости

$$n = n_0 + \Delta n, \quad (6.9)$$

где n_0 – равновесная концентрация электронов; Δn – концентрация избыточных электронов.

Аналогично для дырок в валентной зоне

$$p = p_0 + \Delta p . \quad (6.10)$$

Будем считать, что полупроводник является однородным и для него выполняется условие нейтральности в любой момент времени в любой точке образца, то есть $\Delta n = \Delta p$.

Если концентрации носителей заряда изменяются в результате процессов генерации, рекомбинации, а также диффузии и дрейфа, то уравнение непрерывности имеет вид:

– для электронов

$$\frac{dn}{dt} = g - r + g_E + \frac{1}{e} \operatorname{div} j_n ; \quad (6.11)$$

– для дырок

$$\frac{dp}{dt} = g' - r' + g'_E + \frac{1}{e} \operatorname{div} j_p , \quad (6.12)$$

где g, g' – скорости генерации электронов и дырок в результате всех естественных процессов (тепловых, фонового излучения), в общем случае $g \neq g'$; r, r' – скорости рекомбинации электронов и дырок, обусловленные естественными процессами; g_E, g'_E – результирующие скорости генерации носителей, вызванные внешними воздействиями; j_n, j_p – плотности электронного и дырочного токов.

Если диффузия и дрейф носителей отсутствуют, то после прекращения внешнего воздействия ($g_E = 0$ при $t \geq 0$) скорость изменения n можно выразить уравнением

$$\frac{dn}{dt} = \frac{d\Delta n}{dt} = g - r. \quad (6.13)$$

Здесь скорость генерации электронно-дырочных пар g – величина постоянная, а скорость рекомбинации r можно считать пропорциональной концентрации n с коэффициентом пропорциональности τ_n^{-1} , то есть

$$\frac{d\Delta n}{dt} = g - \frac{n}{\tau_n}. \quad (6.14)$$

В состоянии равновесия $d\Delta n/dt = 0$, $n = n_0$, поэтому $g = n_0/\tau_{n0}$, τ_{n0} – значение τ_n , когда $n = n_0$.

Следовательно, уравнение (6.11) для электронов можно представить в виде

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \frac{n_0}{\tau_{n0}} - \frac{n}{\tau_n}. \quad (6.15)$$

Аналогично для дырок

$$\frac{d\Delta p}{dt} = \frac{p_0}{\tau_{p0}} - \frac{p}{\tau_p}. \quad (6.16)$$

В общем случае τ_n может зависеть от p , а τ_p – от n . В случае примесного, например электронного, полупроводника, когда $n \gg p$, и при условии, что концентрации неравновесных носителей малы, т.е. $\Delta p \ll p$ и $\Delta n = \Delta p \ll n$, величина τ_p не будет зависеть от n . Тогда $\tau_{p0} = \tau_p$ и

$$\frac{d\Delta p}{dt} = -\frac{\Delta p}{\tau_p}. \quad (6.17)$$

Решением этого уравнения будет

$$\Delta p = \Delta p_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right), \quad (6.18)$$

из которого видно, что концентрация избыточных дырок уменьшается с течением времени по экспоненциальному закону с постоянной времени τ_p , которая называется временем жизни неосновных носителей заряда – дырок в электронном полупроводнике или электронов в дырочном полупроводнике.

Вследствие выполнения условия электронейтральности

$$\Delta n = \Delta n_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right), \quad (6.19)$$

так что τ_p является одновременно и средним временем жизни избыточных электронно-дырочных пар.

Измерение времени жизни неосновных носителей заряда методом модуляции проводимости образца при введении в него неравновесных носителей заряда заключается в следующем. Через точечный контакт на полупроводниковом образце пропускается в прямом направлении прямоугольный импульс тока. С помощью этого импульса в объеме образца инжектируются избыточные носители заряда. Спустя некоторое время t_3 (время задержки) после окончания инжектирующего импульса, в течение которого происходит рекомбинация и диффузия инжектированных носителей, через образец пропуска-

ется второй, измерительный импульс тока. Падение напряжения на образце наблюдается с помощью осциллографа.

На рис. 6.5 показаны инжектирующий и измерительный импульсы тока, проходящего через образец (а), и соответствующие им импульсы напряжения (б). Уменьшение сопротивления образца, происходящее во время инжекции носителей, приводит к уменьшению падения напряжения на образце, так как ток через образец остается постоянным. Поэтому импульс напряжения не повторяет форму импульса тока, а имеет спад, обусловленный возрастанием концентрации носителей.

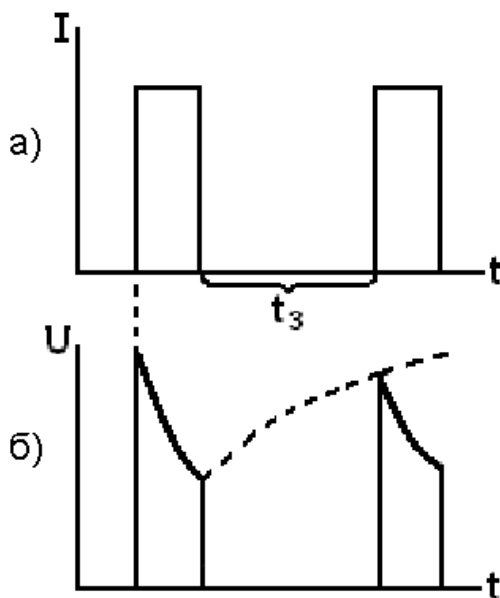


Рис. 6.5. Импульсы тока (а) и напряжения (б) на образце

По окончании первого, инжектирующего, импульса тока процесс инжекции носителей в образец прекращается, и концентрация неравновесных носителей заряда уменьшается за

счет процесса рекомбинации. Этому соответствует увеличение сопротивления образца и возвращение его к исходной величине.

Закон изменения сопротивления образца во времени можно экспериментально определить, если измерять падение напряжения на образце от второго, измерительного импульса тока в зависимости от времени задержки. На рис. 6.6 показана амплитуда напряжения измерительного импульса U_2 в зависимости от времени задержки; задние фронты импульсов на рисунке не показаны. Предполагается, что инжектирующий и измерительный импульсы тока равны по величине. Огибающая этих импульсов представляет собой закон восстановления сопротивления образца во времени.

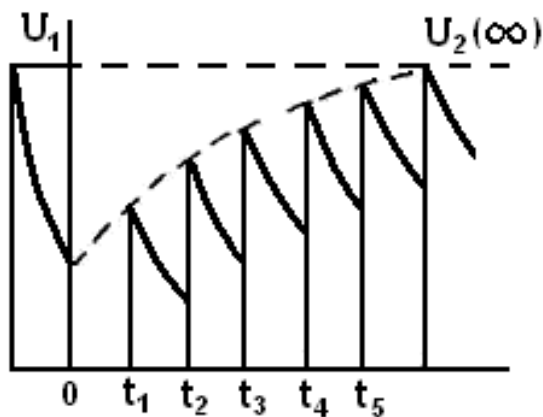


Рис. 6.6. Зависимость амплитуды напряжения измерительного импульса от времени задержки

Найдем закон изменения напряжения на образце во времени на основе модели точечного контакта, показанной на рис. 6.7. Будем считать, что металлический зонд имеет с поверхностью полубесконечного образца полусферический кон-

такт диаметром $2a$. В этом случае при протекании через контакт тока I распределение инжектированных носителей и потенциала U в образце будет сферически симметричным и может быть вычислено.

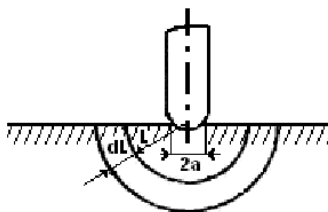


Рис. 6.7. Модель точечного контакта

Падение напряжения dU в полусферическом слое толщиной dl и радиусом l

$$dU = IdR = I \frac{\rho dl}{2\pi l^2}, \quad (6.20)$$

где dR – сопротивление слоя толщиной dl ; ρ – удельное сопротивление образца, являющееся функцией расстояния l и времени t .

Для вычисления полного падения напряжения на образце необходимо провести интегрирование по всему образцу от a до бесконечности:

$$U_2(t) = \int_a^{\infty} I \frac{\rho(l, t)}{2\pi l^2} dl. \quad (6.21)$$

Возьмем для определенности электронный полупроводник. Его удельное сопротивление при наличии неравновесных носителей $\Delta n = \Delta p$ в произвольный момент времени t

$$\rho(l, t) = \frac{1}{\sigma_0 + \Delta\sigma} = \frac{1}{\sigma_0} \left[1 + \frac{\Delta p(l, t)(1 + b)}{p_0 + bn_0} \right]^{-1}, \quad (6.22)$$

где σ – электропроводность; b – отношение подвижности электронов μ_n и подвижности дырок μ_p : $b = \mu_n/\mu_p$.

Если концентрация неравновесных носителей мала по сравнению с равновесной концентрацией основных носителей, то есть $\Delta p \ll n_0$, то, раскладывая в ряд

$$\left[1 + \frac{\Delta p(l, t)(1 + b)}{p_0 + bn_0} \right]^{-1}$$

по малой величине

$$1 + \frac{\Delta p(l, t)(1 + b)}{p_0 + bn_0} \ll 1$$

и ограничиваясь двумя первыми членами разложения, получаем

$$\rho(l, t) = \frac{1}{\sigma_0} \left[1 - \frac{\Delta p(l, t)(1 + b)}{p_0 + bn_0} \right]. \quad (6.23)$$

Пренебрегая процессом диффузии, найдем из уравнения непрерывности зависимость концентрации носителей от времени в любой точке образца:

$$\frac{d\Delta p}{dt} = -\frac{\Delta p(l, t)}{\tau_p}; \quad (6.24)$$

$$\Delta p(l, t) = \Delta p(l) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right). \quad (6.25)$$

Теперь, подставляя (6.23) и (6.25) в (6.21), можно определить напряжение на образце $U_2(t)$. Однако удобно производить измерения не напряжения $U_2(t)$, а разницы между напряжением на образце при очень большом времени задержки, когда образец уже успевает вернуться в равновесное состояние, и напряжением $U_2(t)$.

Таким образом,

$$\begin{aligned} U_2(\infty) - U_2(t) &= \frac{Ip_0}{2\pi} \int_a^\infty l^{-2} dl - \\ &- \frac{Ip_0}{2\pi} \int_a^\infty \left[1 - \frac{\overbrace{1+b}^{\Delta p(l)} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right)}{p_0 + bn_0} \right] \cdot l^{-2} dl = \\ &= \left[\frac{Ip_0}{2\pi} \int_a^\infty \frac{1+b}{p_0 + bn_0} \Delta p(l) l^{-2} dl \right] \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right). \quad (6.26) \end{aligned}$$

Здесь выражение, стоящее в скобках, является постоянной величиной, не зависящей от времени, и, следовательно,

$$U_2(\infty) - U_2(t) = \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right). \quad (6.27)$$

Из этого соотношения видно, что время жизни τ неосновных носителей заряда легко определяется из наклона прямой линии в координатах $\ln[U_2(\infty) - U_2(t)]$ и t_3 .

В условиях реального эксперимента изменение концентрации неосновных носителей в промежутке между импульсами обусловлено не только рекомбинацией в объеме, но, кроме того, рекомбинацией на поверхности образца и на контакте, а также диффузией носителей заряда. Учет этих явлений в значительной степени усложняет теорию. Поэтому при проведении измерений нужно стремиться создать условия, уменьшающие влияние диффузии и поверхностной рекомбинации на результаты измерений. Для этого используется малый уровень инжекции, производятся химическое травление образца и освещение поверхности.

Работа схемы для измерения времени жизни методом модуляции проводимости образца в точечном контакте (рис. 6.8.) сводится к следующему. Через точечный контакт от генератора импульсов с периодом, много большим ожидаемого времени жизни, подают в полупроводниковый образец один за другим два импульса, сдвинутых по времени между собой на время задержки t_3 . Напряжение, создаваемое на образце протекающим током через ограничитель подается на осциллограф. Ограничитель сигнала уменьшает амплитуды импульсов, оставляя лишь часть импульса, изменяющуюся в результате процессов инжекции и рекомбинации. Частоту следования пар импульсов выбирают невысокой, порядка 50 - 200 Гц, чтобы образец успел прийти в равновесное состояние. Изменяя время задержки, наблюдают изменение импульса $U_1 - U_2$ на экране осциллографа.

Время задержки определяют по временным меткам развертки осциллографа. Омический контакт осуществляется грубой шлифовкой торцов образца. При этом могут быть использованы прижимные контакты обычного типа. Точечный

контакт представляет собой электролитически заостренную вольфрамовую проволоку.

В отдельных случаях для улучшения инжекции может применяться формовка контакта короткими (порядка 0,1 с) импульсами тока в прямом направлении при напряжении 150 – 200 В.

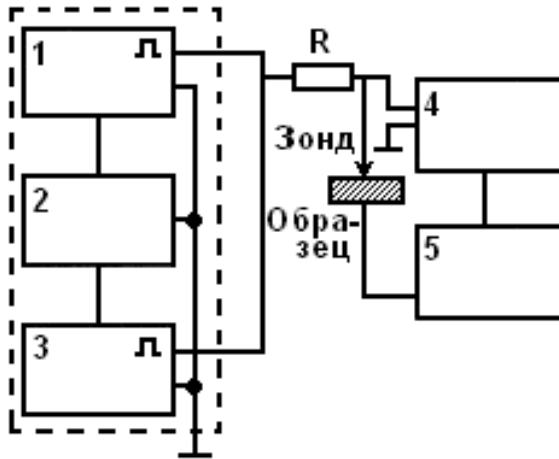


Рис. 6.8. Схема измерительной установки:

- 1, 3 – генераторы прямоугольных импульсов;
- 2 – линия задержки; 4 – ограничитель сигнала;
- 5 - осциллограф

Пределы измерения времени жизни на образцах германия и кремния 3 - 500 мкс при удельном сопротивлении 0,1 - 100 Ом·см, при точности метода порядка 30 %.

Измеряемое время жизни зависит от длительности и силы тока первого импульса. Длительность первого импульса должна быть порядка $1,5\tau$. При меньшей длительности импульса носители заряда, находящиеся в приповерхностной об-

ласти, после окончания импульса исчезают за счет поверхностной рекомбинации и диффузии вглубь образца.

Основным недостатком метода модуляции проводимости в точечном контакте является сильная зависимость времени жизни от тока первого импульса. Однако метод имеет ряд существенных достоинств:

измерения можно проводить на образцах произвольной формы и величины;

измерения мало зависят от качества обработки поверхности;

центры захвата мало влияют на результаты измерений, то есть измеряемое значение времени жизни соответствует времени жизни неосновных носителей заряда;

возможно исследование зависимости времени жизни от уровня инжекции или от концентрации неосновных носителей заряда, а также температурной зависимости времени жизни.

7. МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ СТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛОВ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

7.1. Методы электронной микроскопии

7.1.1. Растровая электронная микроскопия

Растровая электронная микроскопия (РЭМ) - метод, основанный на получении изображения объекта с помощью пучка электронов и характеризуемый по сравнению с оптической микроскопией более высокими значениями пространственного разрешения и глубины резкости. РЭМ дает возможность проведения химического анализа на основе регистрации спектра рентгеновского излучения, генерируемого при облучении поверхности образца электронным пучком. Увеличение РЭМ может быть до $2 \cdot 10^5$ раз.

Схема растрового электронного микроскопа представлена на рис. 7.1.

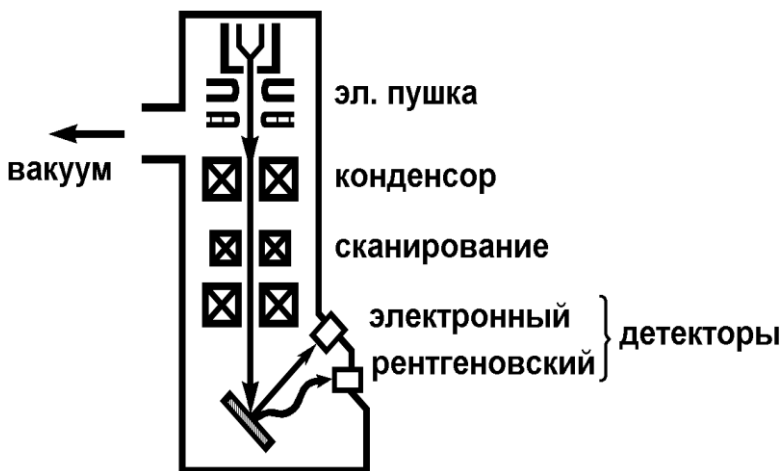


Рис. 7.1. Схема растрового электронного микроскопа

Электронная пушка, изготовленная из вольфрама или гексаборида лантана, испускает электроны, ускоряемые до энергии 2 - 40 кэВ. Набор магнитных линз формирует электронный пучок малого диаметра (10 нм), а отклоняющие катушки сканирования разворачивают этот пучок в растр на поверхности образца. При облучении этой поверхности электронами возбуждаются три типа излучений, детектируемых соответствующими приборами: отраженные и вторичные электроны детектируются электронным детектором, рентгеновское излучение рентгеновским детектором. Синхронно со сканирующим пучком электронный луч перемещается по экрану электронно-лучевой трубки. Интенсивность электронного луча и, следовательно, яркость свечения трубки модулируются сигналом, поступающим с детектора электронов.

Особенности формирования контраста в РЭМ связаны с механизмами взаимодействия первичного электронного пучка с веществом. При облучении вещества электронами за счет ионизации атомов генерируется вторичный спектр электронов, значительную долю которого составляют электроны с энергией менее 50 эВ с пиком интенсивности при энергии около 5 эВ. Часть этих электронов достигает поверхности образца и выходит из него, образуя поток вторичных электронов. Кроме вторичных электронов, наблюдаются отраженные электроны, образующиеся из пучка первичных электронов за счет упругих и неупругих соударений. С увеличением атомного номера элемента, с которым взаимодействуют электроны, растет упругое рассеивание и возрастает доля отраженных электронов. Энергия отраженных электронов обычно близка к энергии первичного пучка и поэтому существенно больше, чем энергия вторичных электронов, но количество отраженных электронов очень мало и составляет всего 1 - 2 % по сравнению с вторичными электронами (рис. 7.2.).

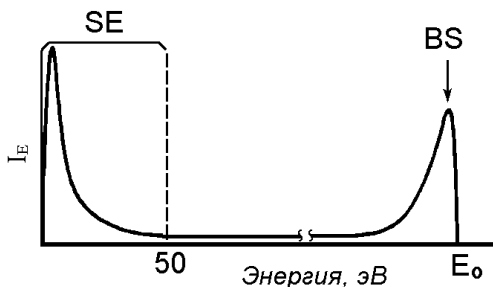


Рис. 7.2. Распределение по энергиям электронов, эмиттируемых с поверхности образца, облучаемой пучком энергии E_0 : SE – вторичные электроны, BS – отраженные электроны

Глубина R (мкм) проникновения первичного пучка в образец пропорциональна энергии пучка E (кэВ) и обратно пропорциональна плотности вещества ρ (г/см³).

$$R = 0,0276 \cdot E^{1,67} (A/Z)^{8/3} / \rho, \quad (7.1)$$

где A – атомный вес вещества, Z – атомный номер элемента. Зависимость R от энергии электронов E для кремния приведена на рис. 7.3.

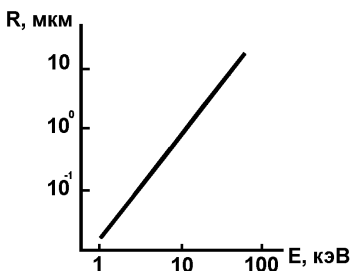


Рис. 7.3. Зависимость глубины проникновения электронов в кремний от их энергии

При использовании в РЭМ сигнала, поступающего с детектора электронов, изображение формируется как за счет вторичных, так и за счет отраженных электронов. При этом можно использовать различные режимы наблюдения объектов микроэлектроники. Наиболее часто используется режим наблюдения *отраженных электронов*. Если электроны падают на поверхность сложной формы, то ток электронного детектора будет сильно зависеть от угла между падающим пучком электронов и поверхностью, то есть будет определяться морфологией поверхности. От малоэнергетических вторичных электронов легко избавиться с помощью сетки с небольшим отрицательным потенциалом (порядка -50 В) перед детектором электронов. Этот малый потенциал не влияет на быстрые отраженные электроны. Максимальный сигнал в детекторе дают электроны, отраженные от граней, расположенных под прямым углом к детектору. Изображение на экране электронно-лучевой трубки будет очень контрастным, так как грани, расположенные под отрицательными углами к детектору, не просматриваются вообще (рис. 7.4.).

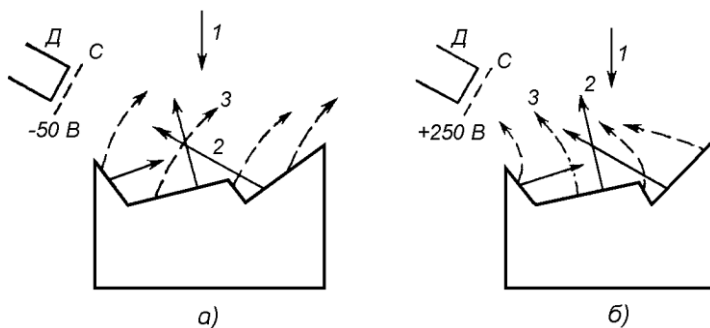


Рис. 7.4. Формирование морфологического контраста:
 1 – первичный пучок; 2 – отраженные электроны;
 3 – вторичные электроны; Д – детектор;
 С – сетка детектора

Доля отраженных электронов зависит от атомного номера элемента исследуемого материала, поэтому более яркие области изображения будут соответствовать более тяжелым элементам. Например, выход отраженных электронов для золота в 10 раз выше, чем для углерода.

Вторичные электроны имеют малую энергию (до 50 эВ) и очень чувствительны к электрическому потенциалу областей, из которых они выходят. Если на сетку детектора подать положительный потенциал (+ 250 В), то вторичные электроны будут собраны практически со всего образца и это позволит получить потенциальный контраст *изображения во вторичных электронах*. Например, при наблюдении фрагментов интегральных схем в режиме вторичных электронов легко различаются по контрасту электроды, отличающиеся потенциалом на 5 В.

Если измерять ток электронов между образцом и заземленной точкой схемы, то можно получать изображение в *режиме поглощенных электронов*. Контраст этого изображения для достаточно толстых образцов будет обратным контрасту, полученному в режиме отраженных электронов. Используя изображение в поглощенных электронах, можно получать информацию об атомном номере элементов в приповерхностной области образца. При расположении детектора электронов за тонким образцом, прозрачным для электронов, можно получать изображение в прошедших электронах. Это изображение дает информацию о внутренней структуре образцов, различного рода включениях в них.

Большие возможности для исследования электрической активности дефектов в полупроводниках открывает использование контраста *в режиме наведенного тока*. Электронный луч в процессе сканирования генерирует в объеме образца электронно-дырочные пары и приводит к появлению ("наведению") тока в образце. Величина наведенного тока зависит от скорости рекомбинации электронно-дырочных пар в дан-

ной точке образца, а пространственное разрешение прибора в этом режиме определяется длиной диффузии пар. В режиме наведенного тока РЭМ позволяет визуализировать периметр p - n -перехода, так как на границе p - n -перехода величина наведенного тока будет максимальной. Контраст в режиме наведенного тока могут давать любые области в образце, формирующие внутренние электрические поля, а также приводящие к изменению скорости рекомбинации и длины диффузии неравновесных электронно-дырочных пар, наведенных электронным лучом.

Детектор рентгеновского излучения, возникающего при бомбардировке вещества электронами, используется в РЭМ для *микрoанализа* состава различных участков поверхности и включений второй фазы. Анализ характеристического рентгеновского излучения позволяет определить элементный состав и соотношение различных компонентов в включениях второй фазы.

Отметим основные области использования РЭМ с целью контроля в технологии изготовления полупроводниковых приборов и интегральных схем.

Контроль свойств исходных материалов и эпитаксиальных структур. Исследуя поверхность материалов в режимах отраженных или вторичных электронов после предварительного селективного химического или ионного травления, можно контролировать разнообразные дефекты в виде локального растравливания, включений второй фазы, дефектов упаковки, микротрещин. Дополнительные сведения о составе включения второй фазы можно получить рентгеновским микроанализатором, обычно встроенным в РЭМ.

Контроль свойств p - n -переходов, транзисторных структур и фрагментов интегральных схем. Исследования проводят в режиме вторичных электронов или в режиме наведенного тока в p - n -переходе. Изображения во вторичных электронах позволяют определять потенциальный контраст, в

частности можно контролировать расширение области пространственного заряда при увеличении обратного смещения на *p-n*-переходе. Изображение в наведенном токе позволяет фиксировать локальные области, связанные с неоднородностью электрического поля в присутствии дефектов (например, дислокаций, дефектов упаковки, выделения второй фазы и других). В режиме наведенного тока можно наблюдать форму периметра *p-n*-перехода и места локального пробоя.

Контроль процессов фотолитографии. Определяют точные геометрические размеры структур, используя изображения во вторичных или отраженных электронах. Контролируют ширину полос и окон, вытравленных в фоторезисте и полупроводниковой структуре, однородность травления и четкость края ступеней.

Контроль процессов металлизации и присоединения выводов осуществляется в режимах вторичных и отраженных электронов. Наблюдаются изображения трещин в металлизированных слоях, особенно на ступеньках вытравленных окон или полос, поры, новые фазы и интерметаллические соединения и другие дефекты. При контроле качества присоединения токопроводящих выводов используется большая глубина резкости РЭМ по сравнению с оптическими методами контроля. Например, при увеличении 100^{\times} глубина резкости фокусировки оптического микроскопа составляет 10 - 15 мкм, а для РЭМ 700 - 800 мкм; при увеличении 1000^{\times} – соответственно 1 мкм и 50 - 70 мкм. Это позволяет использовать РЭМ для контроля качества термокомпрессии на значительных расстояниях от места контакта.

Отечественный прибор МРЭМ-100 имеет ускоряющее напряжение 30 кВ и разрешение 6 нм. Известные зарубежные модели JSM-840 (фирмы JEOL, Япония) и ISI-60 (фирмы Int. Sci. Instr, США) имеют разрешение 4 нм.

7.1.2. Просвечивающая электронная микроскопия

Просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ) обеспечивает в настоящее время наибольшее геометрическое разрешение наблюдаемых объектов – от долей нанометров (0,14 нм) – и увеличение до 10^6 . В современных электронных микроскопах формирование изображения происходит с помощью сложной многоступенчатой системы прецизионных электронных линз, схема расположения которых подобна схеме оптического микроскопа.

Электронно-оптическая схема электронного микроскопа приведена на рис. 7.5.

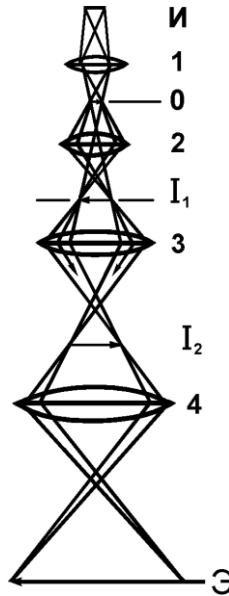


Рис. 7.5. Ход лучей в электронном трансмиссионном микроскопе: И – источник электронов; О – образец; Э – экран; линзы: 1 – конденсаторная; 2 – объективная; 3 – промежуточная; 4 – проекционная

Источник электронов и система конденсорных линз 1 образуют почти параллельный пучок электронов, освещающий образец О, который находится вблизи объективной линзы 2. Увеличенное объективной линзой изображение I_1 называется первым промежуточным изображением и является объектом для промежуточной линзы 3, образующей второе промежуточное изображение I_2 . Это изображение увеличивается проекционной линзой для формирования окончательного изображения объекта на флюоресцирующем экране Э или на фотографической пластинке.

При исследовании кристаллических образцов дифракция электронов дает дополнительный вклад в контраст изображения, что резко увеличивает информативность электронно-микроскопических исследований.

При ускоряющей разности потенциалов 10^5 В длина волны электрона $\lambda = 3,7 \cdot 10^{-3}$ нм, то есть существенно меньше постоянной решетки исследуемых кристаллов. При этом в условиях дифракции $\lambda = 2d \sin \theta$ угол θ оказывается малым (порядка 2 - 3°).

Таким образом, дифрагированный луч идет под очень малым углом к проходящему лучу, что повышает контраст изображения.

В случае, если исследуемый образец не является кристаллическим, контраст электронного изображения объекта на флюоресцирующем экране микроскопа определяется степенью поглощения электронов разными участками образца, что, в свою очередь, зависит от распределения толщины образца и материала с различной поглощающей способностью (разной плотностью). Такими объектами являются пластиковые или углеродные реплики с поверхности образца, морфологию которых необходимо исследовать в электронном микроскопе.

В электронном микроскопе можно реализовать три основных режима. Если отсечь дифрагированный пучок, а изображение формировать прошедшим пучком, то мы получим

режим светлопольного изображения. Вторым режим можно реализовать, если пропустить дифрагированный пучок, но отсечь прошедший луч, тогда изображение формируется дифрагированным пучком и называется **темнопольным изображением**. Третий режим - это **микродифракция**. В этом случае на экран микроскопа фокусируется дифракционная картина от просвечиваемого участка образца площадью 1 мкм^2 . По характеру и взаимному расстоянию рефлексов микродифракционной картины можно определить структуру изучаемого объекта.

Контраст изображения формируется за счет взаимодействия волновых полей центрального и дифрагированного пучков и интерференции между ними. В результате интерференции наблюдается осцилляция интенсивности по толщине кристалла, а период этой осцилляции называется **экстинкционной длиной**. Экстинкционная длина определяет толщину кристалла, на которой при данных условиях отражения дифрагируют практически все падающие электроны. Для кремния при отражении от плоскостей (111) экстинкционная длина составляет $60,2 \text{ нм}$ (для $\lambda = 3,7 \cdot 10^{-3} \text{ нм}$), а при наблюдении в плоскости отражения (220) – составляет $75,7 \text{ нм}$. Экстинкционная длина существенно меньше глубины проникновения электронов в вещество и обычно меньше толщины образца.

В наблюдаемом монокристаллическом объекте может возникнуть дифракционный контраст изображения в виде системы темных полос (экстинкционных контуров), которые связаны с изменением толщины образца, его неплоскостностью (клиновидностью), изменением плотности вещества и его фазового состава, а также с угловой расходимостью падающего электронного пучка за счет рассеяния на различных дефектах.

Малые величины углов Брэгга $\theta = 2-3^\circ$ при дифракции электронов приводят к тому, что при любой ориентировке

кристалла падающий пучок всегда имеет вероятность дифрагировать на каком-либо семействе плоскостей при углах, близких к брэгговским. Любые изменения ориентировки или периодичности кристаллической структуры за счет дислокаций, дефектов упаковки, включений второй фазы и т.п. будут приводить к резкому изменению дифракционного контраста.

Особенностью метода просвечивающей электронной микроскопии является меньшая, чем для рентгеновских лучей, чувствительность к искажениям кристаллической решетки около дефектов. Например, разориентировка кристаллических плоскостей вокруг дислокации приводит к сильному увеличению дифракционного контраста рентгеновских лучей на расстоянии до 10 мкм от ядра дислокации. Аналогичное увеличение контраста в электронных лучах происходит лишь на расстоянии в несколько десятков ангстрем. Этим определяется высокая разрешающая способность электронно-микроскопического изображения, позволяющая контролировать дислокации до плотностей 10^9 см^{-2} , а локальные дефекты типа включений при плотности - 10^{11} см^{-3} и более. Поэтому методы ПЭМ широко используются для исследования дефектов в эпитаксиальных слоях, дефектов, возникающих при диффузии и ионной имплантации, абразивных нарушениях, а также при контроле выделений второй фазы, сильно влияющих на физические параметры интегральных схем.

Главным фактором, ограничивающим применение ПЭМ для исследования приборных структур, являются трудности приготовления образцов.

Образцы должны быть очень тонкими, иметь плоскопараллельные стороны и чистую поверхность. Поглощение электронов в материалах увеличивается по мере повышения их плотности и атомного номера. Например, при ускоряющем напряжении 80 кВ для исследования методом ПЭМ могут применяться слои алюминия, кремния, германия и золота толщиной соответственно 2; 0,5; 0,15 и 0,05 мкм. При уско-

рящем напряжении 200 кВ можно исследовать кремниевые пленки толщиной 1,5 мкм.

Образцы для ПЭМ обычно приготавливаются в виде круглых или прямоугольных фрагментов, внешний диаметр которых соответствует патрону микроскопа (2 мм). Методами динамического химического травления или ионного распыления центр образца удаляется до образования отверстия, края которого представляют достаточно тонкую пленку, пригодную для исследований методом ПЭМ.

Существует отечественный электронный микроскоп высокого класса ЭМ-200, имеющий ускоряющее напряжение до 200 кВ и дающий увеличение до 600000. Дальнейшее повышение ускоряющего напряжения позволяет увеличить толщину исследуемых образцов (до 10 мкм кремния при напряжениях 10^6 В). Электронный микроскоп JEM-1000D фирмы JEOL (Япония) имеет ускоряющее напряжение 1000 кВ и разрешение 0,5 нм.

7.2. Методы рентгеновской спектроскопии

В технологии производства полупроводниковых приборов и интегральных схем рентгеновские методы применяются в первую очередь для ориентировки слитков монокристаллов - кремния, германия, арсенида галлия и других материалов, а также для анализа линейных и точечных дефектов в полупроводниковых материалах и приборных структурах.

Принцип метода ориентировки монокристаллов основан на контроле отражения монохроматических рентгеновских лучей от системы кристаллографических плоскостей h, k, l . Отражение происходит при углах θ , удовлетворяющих условию Вульфа-Брэгга

$$2d_{h,k,l} \sin \theta = n\lambda, \quad (7.2)$$

где $d_{h,k,l}$ - межплоскостное расстояние; λ - длина волны рентгеновского излучения; n - порядок отражения.

Ориентировку монокристаллов производят по отражению рентгеновских лучей под расчетным углом θ , характерным для каждого материала кристаллографического направления. В производственных условиях используют рентгеновский дифрактометр УРС-50 и приставку ЖК.78.04. Для ориентировки слитков также можно использовать изображения полученных методом Лауэ эпиграмм полупроводниковых слитков. При совпадении рентгеновского луча с осью [111] кристалла лауэграмма имеет симметрию 3-порядка.

Ниже будут кратко рассмотрены метрологические возможности методов рентгеновской топографии и рентгеновского микроанализа.

7.2.1. Методы рентгеновской топографии

Рентгеновские дифракционные методы, имея существенно меньшую по сравнению с электронной микроскопией разрешающую способность (1 - 5 мкм), дают возможность получать информацию о наличии и распределении дефектов на больших площадях, в том числе на целых полупроводниковых пластинах. Условия дифракции рентгеновских лучей в кристаллах и формирования контраста рентгеновского изображения аналогичны тем, которые используются при анализе электронной дифракции, но отличаются длиной волн рентгеновского излучения (0,02 - 0,3 нм), которая примерно на два порядка больше, чем длина волны электрона с энергией 100 кэВ ($\lambda = 3,7 \cdot 10^{-3}$ нм). При этом увеличивается угол θ в условии (7.2) и увеличивается экстинкционная длина до десятков микрон.

В отличие от электронного рентгеновское изображение

невозможно увеличить или оптически преобразовать. Увеличение изображения объекта возможно только за счет удаленности фотопластины от точки отражения рентгеновских лучей и расхождения отраженных лучей или увеличения изображения при печатании фотоснимков с негатива.

Все рентгеновские топографические методы имеют общие черты: изучаемый кристалл помещается в отражающее положение и наблюдается дифракционная картина при разных условиях съемки; имеется возможность исследования больших площадей образцов; при этом сам образец не разрушается. Рассмотрим три метода рентгеновской топографии.

Метод Берга-Баррета удобен при изучении толстых образцов с нарушенной тыльной поверхностью. Кристалл помещается в отражающем положении (рис. 7.6, а), для получения рентгеновского контраста используется отраженный луч, дифрагированный от атомных плоскостей, расположенных под малыми углами к отражающей поверхности.

Сканирование образца О и фотопластинки Ф позволяет получить топограмму со значительной площади кристалла. При использовании традиционных источников рентгеновского излучения скорость экспонирования для всех топографических методов обычно составляет 1 мм/ч, поэтому время получения одной топограммы составляет 6 - 8 часов.

Толщина кристалла d на пути луча должна удовлетворять соотношению $\mu d > 1$, где μ – коэффициент поглощения рентгеновских лучей (для кремния $\mu = 15,3 \text{ см}^{-1}$ при излучении Mo_{k_α} и $\mu = 140,5 \text{ см}^{-1}$ при излучении Cu_{k_α}). Метод Берга-Баррета позволяет наблюдать индивидуальные дислокации, мозаичность блоков, дефекты упаковки. Экспонирование производится на мелкозернистую фотопластинку, которая затем увеличивается в 10 - 30 раз, что позволяет получить разрешение метода 1 - 5 мкм и наблюдать максимальную плотность дислокаций до 10^6 см^{-2} .

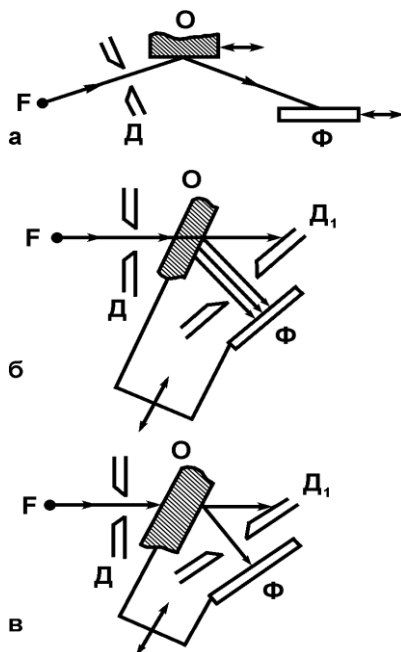


Рис. 7.6. Схематическое изображение рентгеновских топографических методов: *а* – Берга-Баррета; *б* – Ланга; *в* – Бормана. *F* – источник рентгеновских лучей; *Д* – щелевая диафрагма; *О* – образец; *Φ* – фотопластинка. Механическое сканирование обозначено стрелками

В *методе Ланга* используется дифрагированный пучок рентгеновских лучей, прошедших через тонкий или слабопоглощающий $\mu d < 1$ кристалл. Схема метода приведена на рис. 7.6, *б*. Используется рентгеновский источник с точечным фокусом, узкий луч выделяется диафрагмой *Д* и попадает на кристалл *О*, находящийся в отражающем положении плоскостей, которые образуют большой угол с поверхностью пластины. Проходящий луч отсекается щелевой диафрагмой *Д*₁, а дифрагированный луч попадает на фотопластинку *Φ*. Осуще-

ствляя одновременное движение фотопластинки и образца в направлении, указанном стрелкой на рис. 7.6, б, можно получить топограмму с площади, определяемой длиной щелевой диафрагмы D и расстоянием, на которое перемещается образец. Разрешение метода 1 - 3 мкм.

Угловой интервал отражения от плоскостей совершенного кристалла ограничен несколькими угловыми секундами. При отклонении от угла отражения интенсивность отражения уменьшается на один или два порядка по сравнению с интенсивностью отражения от несовершенных кристаллов. Иными словами, любое несовершенство в кристалле, нарушающее периодичность решетки, будет проявляться, увеличивая интенсивность отражения в окрестностях несовершенства. Таким образом, отдельные дислокации, включения, дефекты упаковки и другие дефекты, искажающие решетку, будут проявляться по увеличению дифракционного контраста. С помощью метода Ланга можно определить направление вектора Бюргерса отдельной дислокации, а также качественно оценить величину локальных напряжений, существующих на границе полупроводник-диэлектрик, при вскрытии окон в окисных и нитридных слоях.

Метод Ланга требует прецизионного гониометра для настройки изображения и малого размера фокуса рентгеновской трубки (25 - 50 мкм). Для получения качественных топограмм необходима тщательная обработка обеих поверхностей кремния.

Метод Бормана применяется для контроля сравнительно непрозрачных или толстых кристаллов $\mu \cdot d \gg 1$ и основан на явлении аномального прохождения, заключающемся в том, что в отражающем положении кристалла одно из волновых рентгеновских полей, распространяющихся по совершенному кристаллу, имеет аномально малое поглощение. При падении под брэгговским углом (7.2) на систему плоскостей, идущих под большим углом к поверхности толстого кристалла, про-

ходящий луч расщепляется на две части. Одна (нормальная) часть луча, не испытавшего отражений, сильно поглощается в материале. Другая (аномальная) часть луча появляется из-за того, что в результате дифракции возникает стоячая волна, пучности которой совпадают с атомными плоскостями. Такая волна распространяется вдоль атомных плоскостей практически без ослабления и на выходе из кристалла расщепляется на прямой и дифрагированный лучи.

Образец *O* (см. рис. 7.6, *в*) освещается через щелевую диафрагму *D*. При размещении фотопластинки *Ф* после диафрагмы *D*₁ контраст изображения определяется только дифрагированным лучом. В качестве отражающих плоскостей при исследовании кремния обычно используют плоскости системы (220), пересекающие плоскость образца (111) под прямым углом. Топограмма получается при сканировании образца *O* и фотопластинки *Ф*, как показано стрелками на рис. 7.6, *в*. Разрешение метода 1 - 5 мкм.

Из трех рассмотренных методов метод Бормана более всех чувствителен к структурным несовершенствам. Он может быть использован для контроля отдельных дислокаций в достаточно совершенных кристаллах (с плотностью дислокаций 10^3 см^{-2}). Наибольший контраст изображения дислокации будет в случае, если вектор Бюргерса дислокации нормален к семейству отражающих плоскостей. Недостатком метода является то, что получаемая информация суммируется по всей толщине исследуемого кристалла, что в ряде случаев затрудняет интерпретацию результатов.

Все описанные топографические методы могут быть реализованы с помощью отечественного серийного прибора ДТС - рентгеновского двухкристального топографического спектрометра, имеющего разрешение 1 - 3 мкм. Время экспозиции 5 - 8 ч.

7.2.2. Рентгеновский микроанализ

Как просвечивающий, так и растровый микроскопы можно использовать для возбуждения вторичного рентгеновского излучения при облучении поверхности образца электронным пучком. Электронная бомбардировка позволяет получить как непрерывный рентгеновский спектр тормозного излучения, так и характеристические линии, свойственные конкретным материалам мишени. Характеристическое рентгеновское излучение возникает в результате электронных переходов на опустошенные электронной бомбардировкой внутренние (K, L, M, ...) атомные оболочки. Зависимость длины волны характеристического рентгеновского излучения от атомного номера элемента приведена на рис. 7.7. Анализ этого излучения позволяет определить химический элемент, являющийся источником излучения, а интенсивность излучения пропорциональна количеству анализируемого элемента.

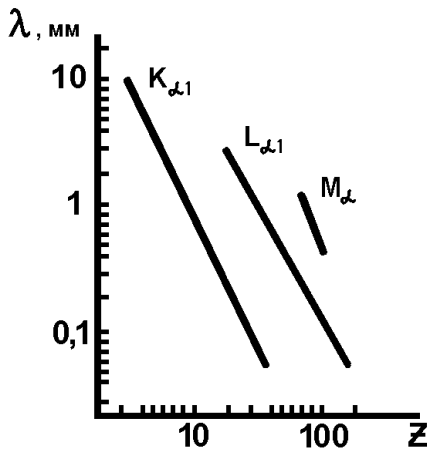


Рис. 7.7. Зависимость длины волны характеристического рентгеновского излучения от атомного номера элемента

Диаметр первичного пучка электронов в современных приборах составляет 0,1 - 1 мкм, чем и определяется геометрическое разрешение микронзондового метода в плоскости. Разрешение связано также с чувствительностью рентгеновского детектора и предельными плотностями токов в первичном пучке. Чем больше энергия первичного пучка, тем выше интенсивность полезного сигнала. Однако при изучении многослойных структур с целью предотвращения эмиссии вторичных рентгеновских лучей из нижних слоев приходится ограничивать энергию первичного электронного пучка интервалом 10 - 50 кэВ. В этом случае разрешение микронзондового метода на образцах кремния по глубине составляет 0,5 - 1,5 мкм.

Чувствительность современных приборов электронно-зондового рентгеновского микроанализа (ЭЗРМА) составляет 0,1 % ат. для легких элементов и 0,01 - 0,005 % ат. для средних и тяжелых элементов, что в пересчете на предельную концентрацию составляет порядка 10^{18} ат/см³, а по поверхностной плотности – $(10^{15} - 10^{14})$ ат/см².

Метод ЭЗРМА позволяет проводить качественный и количественный химический анализ. Для количественного анализа обычно используется ЭВМ с разработанными программами количественного анализа. У приборов ЭЗРМА и РЭМ многие элементы общие, поэтому эти приборы часто объединяют в один комплекс. При этом во вторичных электронах определяется морфология объекта, в режиме наведенного тока – его электрическая активность, а использование ЭЗРМА дает возможность определить его химический состав.

Существует ряд технологических и диагностических задач, которые решаются с использованием рентгеновского микроанализа, в том числе на готовых приборах и интегральных схемах.

Например, успешно решается задача определения стехиометрического состава сложных полупроводниковых со-

единений. Эта задача является актуальной в связи с увеличивающимся распространением многослойных структур с несколькими эпитаксиальными слоями и применением гетеропереходов. Рентгеновский микроанализ применим для диагностики состава относительно крупных (до 1 мкм) выделений второй фазы, образующихся в объеме полупроводников. Возможен анализ состава диэлектрических пленок с принятием мер для снятия с поверхности диэлектрика наведенного электростатического заряда.

Существует отечественная модель микроанализатора 09 ИОА-150/100 – 004, позволяющая анализировать элементы с атомным номером от 6 (углерод) до 92 (уран) и чувствительностью анализа в пределах 10^{-1} - 10^{-2} % ат. Среди зарубежных приборов широкое распространение получила модель COMEBAХ фирмы САМЕСА (Франция), позволяющая выполнять анализ элементов от номера 4 (бериллий) до 92 (уран).

7.3. Методы электронной и ионной спектроскопии

7.3.1. Электронная спектроскопия для химического анализа (ЭСХА)

Методы электронной спектроскопии основаны на анализе энергетического спектра вторичных электронов, возбуждаемых в твердом теле рентгеновским излучением, либо потоком быстрых электронов. Диаграмма энергетических уровней однократно ионизированного атома кремния приведена на рис. 7.8.

Предполагается, что рентгеновский квант возбуждает эмиссию электрона с K -уровня в вакуум. Этот электрон является объектом исследования в методе ЭСХА. При переходе электрона с внутренней оболочки L_1 на свободный уровень K высвобождается энергия, достаточная для возбуждения рентгеновского вторичного излучения или эмиссии второго электрона (оже-электрона) в вакуум.

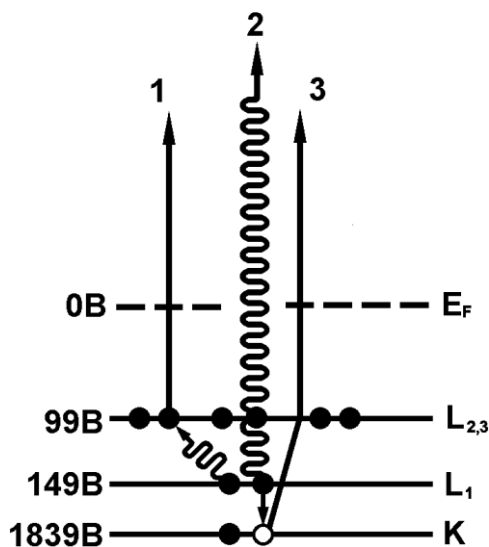


Рис. 7.8. Диаграмма энергетических уровней однократно ионизованного атома кремния. Переходы электронов на освобожденный К – уровень характеризуют процессы: 1 – ЭОС; 2 – РМА; 3 – РФЭС

Рассмотрим принцип метода ЭСХА, иногда называемого рентгеновской фотоэлектронной спектроскопией (РФЭС). Монохроматическое рентгеновское излучение возбуждает электроны внутренних оболочек вещества. В соответствии с законом сохранения энергии рентгеновское излучение $h\nu$ расходуется на преодоление энергии связи электрона в атоме E_C , разности работ выхода $\Delta\phi$ электронов из материала образца и анода рентгеновского источника и на сообщение электрону кинетической энергии E_K :

$$h\nu = E_C + \Delta\phi + E_K \quad (7.3)$$

При фиксированном значении энергии рентгеновских квантов $h\nu$ каждый атом в соответствии со своим строением внутренних электронных оболочек определяет серию значений E_K , специфическую для данного атома. Эти значения энергий электронов E_K в соответствии с (7.3) могут быть пересчитаны в величины энергии химической связи E_C . Вычислив E_C , можно определить конкретный атом, а по количеству вышедших электронов (пропорциональному максимуму тока соответствующей линии) рассчитать количество этих атомов. Если в процессе анализа возникает сомнение по идентификации какой-либо одной линии, то анализируется серия линий, которые для каждого атома имеют свои энергии и соотношения пиков. Значения энергий связей практически всех атомов в настоящее время табулированы.

Глубина зондирования вещества методом ЭСХА определяется длиной свободного пробега фотоэлектрона в веществе (L), поскольку глубина проникновения рентгеновского излучения существенно больше L . Зависимость длины свободного пробега электрона от его кинетической энергии в различных веществах описывается кривой, приведенной на рис. 7.9.

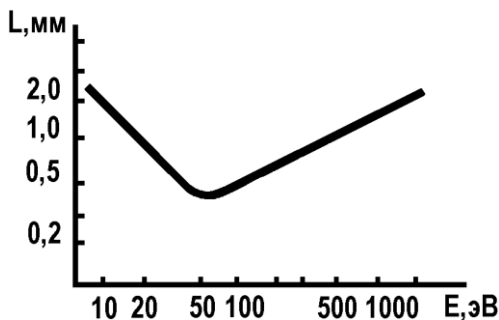


Рис. 7.9. Зависимость длины свободного пробега электрона в веществе от его энергии

При этом длина пробега L фотоэлектрона слабо зависит от химической природы вещества и составляет доли или единицы нанометров.

К числу физических особенностей метода ЭСХА относится возможность наблюдения химического сдвига энергии связи электронов. Величина химического сдвига зависит от природы химической связи и определяется как разность энергий связи изолированного атома и атома, находящегося в химическом соединении. Если анализируемый атом находится в химическом соединении с другим, например более электроотрицательным атомом, то последний уменьшает экранировку электронами положительного ядра анализируемого атома, что приводит к увеличению энергии связи E_C электрона внутренней оболочки с ядром. Следовательно, в методе ЭСХА можно определить не только атомный состав вещества, но и получить информацию о характере химических связей, реализуемых в данном веществе.

Количество анализируемых атомов можно определить из интенсивности потока вторичных электронов, фиксируемого прибором. Число электронов можно найти расчетным путем либо с помощью калибровки установки по эталонным образцам с известным содержанием исследуемых атомов. В зависимости от природы атома чувствительность метода ЭСХА в настоящее время составляет $10^{-1} - 10^{-2}$ % ат., что в пересчете на объемную концентрацию дает $10^{19} - 10^{18}$ ат/см³, а на поверхностную плотность - $5 \cdot 10^{12} - 5 \cdot 10^{10}$ ат/см².

Локальность метода ЭСХА в плоскости определяется диаметром первичного рентгеновского пучка, который составляет 1 - 4 мм, поэтому исследуемая площадь имеет размеры 1 - 20 мм². Разрешение по глубине зависит от длины пробега вторичных электронов и для рентгеновских источников с магниевым ($h\nu = 1253,6$ эВ) или алюминиевым ($h\nu = 1487,0$ эВ) анодом составляет менее 5 нм. Поэтому появляется возможность анализировать химический состав тонкого (не-

сколько атомных монослоев) приповерхностного слоя. Для исследования профилей распределения примесей по глубине образца используется ионное распыление поверхностных слоев.

Спектрометр ЭСХА состоит из источника рентгеновского излучения, направляемого на образец, энергоанализатора вторичных электронов, детектора электронов и регистрирующего устройства (рис. 7.10). Наиболее распространенной конструкцией энергоанализатора является устройство на основе сферического конденсатора с тормозящими линзами (сетками). Изменяя тормозящее поле, можно проанализировать весь спектр кинетических энергий электронов, достигающих детектора. В качестве детектора электронов обычно используется каналный электронный умножитель. Прибор работает в режиме накопления информации, поэтому запоминание, обработка и хранение информации осуществляется с помощью ЭВМ. Для предотвращения взаимодействия остаточных газов с поверхностью образца в приборе обеспечивается высокий вакуум (10^{-7} - 10^{-8}) Па. К числу современных приборов ЭСХА относится модель HP-5950 A фирмы Hewlett Packard (США).

Физические особенности метода ЭСХА – высокая локальность по глубине и наличие химического сдвига – особенно полезны для изучения состава и строения тонких пленок, межфазовых границ, адсорбированных слоев. В то же время относительно низкая чувствительность ЭСХА по объемной концентрации и невозможность анализа малых площадей затрудняют применение ЭСХА для анализа примесей в диффузионных слоях и приборных структурах.

Использование электрически нейтрального первичного пучка значительно снижает вероятность заряда поверхности исследуемых диэлектриков, поэтому метод ЭСХА широко используется для исследования структур диэлектрик-полупроводник, в частности границ раздела Si – SiO₂. Очень перспективно применение метода ЭСХА для анализа пере-

ходных слоев в диодах Шоттки, при этом определяются состав и строение переходных слоев, что исключительно важно для построения моделей приборов на основе диодов Шоттки.

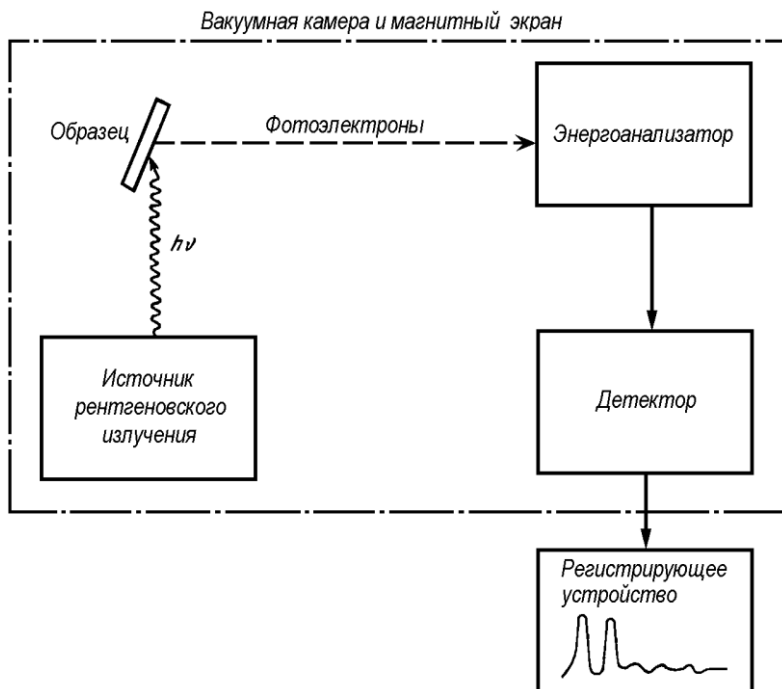


Рис. 7.10. Функциональная схема прибора ЭСХА

7.3.2. Электронная оже-спектроскопия

Электронная оже-спектроскопия (ЭОС) – метод, основанный на анализе энергетического спектра оже-электронов, возбуждаемых при облучении поверхности образца электронным или световым пучком. Обычно используется электронный пучок, а оже-электроны возбуждаются в результате ионизации внутренних электронных оболочек атомов. В соответствии со схемой рис. 7.8 под действием первич-

ного электронного (светового) пучка, обладающего достаточной энергией, происходит ионизация электрона с внутренней, например К - оболочки атома. При заполнении свободного К - уровня электроном с уровня L_1 освобождается энергия, которая не излучается в виде рентгеновского кванта, а передается другому электрону, находящемуся на уровне L_2 , который в качестве оже-электрона покидает анализируемый образец. Рассмотренный процесс является оже-переходом KL_1L_2 .

Кинетическая энергия E_{OE} оже-электрона при таком переходе равна

$$E_{oe} = E_K - E_{L_1} - E_{L_2} - \varphi . \quad (7.4)$$

где E_K, E_{L_1}, E_{L_2} - энергии К , L_1 и L_2 -уровней соответственно; φ - работа выхода анализируемого электрона. В это выражение не входит энергия первичного электрона.

Рассмотренный оже-переход KL_1L_2 не является единственным, и могут быть другие варианты оже-переходов. Оже-процесс не может быть реализован в водороде или гелии, так как для его осуществления необходимо наличие трех электронов в оболочке атома. В атомах остальных элементов оже-переходы дают специфические энергии оже-электронов, по которым эти атомы идентифицируются.

Первичный электронный пучок, энергия которого обычно лежит в интервале от 2 до 10 кэВ, проникает в образец на малую глубину. Большинство оже-электронов имеют энергию 20 - 200 эВ и занимают в электронном спектре промежуточное положение между пиками электронов низкой энергии (вторичных электронов) и высокой энергии (отраженных электронов). Глубина зондирования вещества определяется длиной свободного пробега оже-электрона и составляет 0,5 - 2 нм. Поэтому данные ЭОС позволяют анализировать химический состав поверхностной области. Участие анализируемого атома

в химической связи изменяет энергии уровней и соответственно энергию оже-электрона. Однако это изменение значительно меньше, чем величина химического сдвига, наблюдаемого при использовании метода ЭСХА. Объясняется это тем, что энергия оже-электрона зависит от энергии трех уровней, каждый из которых изменяется под влиянием химической связи. Разность этих изменений оказывается меньше, чем изменение одного внешнего уровня, который проявляется в ЭСХА. Влияние химической связи на энергию оже-электронов позволяет в ряде случаев определить природу химических связей в веществе, но с меньшей точностью и достоверностью, чем при использовании ЭСХА.

Пространственное разрешение в плоскости поверхности образца определяется в основном диаметром первичного электронного пучка, который, в свою очередь, зависит от минимального тока, необходимого для получения полезной информации (порядка 5 мА). Современные промышленно выпускаемые спектрометры позволяют локализовать пучок электронов до размеров 0,05 - 1 мкм². Сканирование пучка электронов по поверхности образца позволяет просмотреть в оже-электронах значительные площади с высоким разрешением. Чувствительность метода ЭОС близка к методу ЭСХА и составляет 0,1 - 0,01 % ат. Пороговые поверхностные и объемные плотности исследуемых атомов составляют $5 \cdot 10^{10}$ - $5 \cdot 10^{12}$ ат/см² и 10^{18} - 10^{19} ат/см³. Для количественного анализа с использованием ЭОС необходимо проводить калибровку прибора с помощью эталонных образцов, содержащих известное количество анализируемых атомов в матрице такого же состава, что и в случае изучаемых объектов. При химическом анализе слоев, глубина залегания которых превышает глубину выхода электронов ЭОС, выполняют послойное ионно-плазменное травление поверхности. Анализ химического состава в этом случае проводится либо поэтапно после стравливания слоев заданной толщины, либо непрерывно в процессе

травления. При применении метода ЭОС следует иметь в виду, что при бомбардировке образца электронами с большой плотностью тока в исследуемом веществе могут происходить изменения, связанные как с термическими процессами, так и с непосредственным воздействием вторичных электронов.

Установка для электронной оже-спектроскопии состоит из электронной пушки, энергоанализатора оже-электронов, регистрирующей аппаратуры и вакуумной системы. Электронная пушка обеспечивает фокусировку электронного пучка и сканирование его по поверхности образца. В установках оже-спектроскопии в качестве энергоанализатора обычно употребляется анализатор в виде цилиндрического зеркала с тормозящими сетками. Регистрирующее устройство с помощью двухкоординатного самописца фиксирует зависимость $dN/dE_{\text{ОЕ}}$, то есть первую производную от линии $E_{\text{ОЕ}}$, где N – число электронов, попадающих на коллектор, $E_{\text{ОЕ}}$ – кинетическая энергия оже-электронов. Вакуумная система должна обеспечивать давление не более $(10^{-7} - 10^{-8})$ Па, иначе остаточные газы будут взаимодействовать с поверхностью образца и могут исказить результаты анализа.

При оже-анализе плохо проводящие образцы могут заряжаться, и тем самым будет изменяться кинетическая энергия оже-электронов. Для уменьшения зарядки образца в установках ЭОС предусматривается источник медленных электронов. Для снятия послойного распределения элементов в установках предусматривается возможность ионного травления образца.

Имеется отечественный растровый оже-спектрометр 09-ИОС-10-005 с локальностью в растровом режиме 10 мкм. Из зарубежных установок широкое распространение получили приборы РН1 - 595 фирмы Phys. Electr. Device (ФРГ) и JAMP-10 фирмы JEOL (Япония) с локальностью в растровом режиме $5 \cdot 10^{-2}$ мкм.

Физические особенности метода ЭОС – высокая локаль-

ность по поверхности и по глубине образца – полезны для анализа поверхностных микровключений, исследования состава тонких пленок в окнах малого размера и поверхностных загрязнений. Использование ЭОС для изучения профиля распределения примесей в диффузионных слоях показало, с одной стороны, хорошее разрешение ЭОС по глубине и отсутствие перераспределения примесей при анализе, а с другой - относительно небольшую чувствительность по концентрации. Порог чувствительности в кремнии составляет для примесей фосфора ($5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$), бора ($1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$), мышьяка ($1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$), кислорода и углерода ($1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Поэтому метод ЭОС удобен для анализа распределения примесей в ионно-имплантированных слоях до отжига, а также после первой стадии диффузии (загонки примеси). Режим сканирования позволяет с помощью ЭОС получать информацию о химическом составе фрагментов микроэлектронных устройств.

7.3.3. Вторичная ионная масс-спектрометрия (ВИМС)

При взаимодействии ионного пучка с веществом энергия падающих ионов передается атомами вещества, которые могут быть расплыены в заряженном или нейтральном состоянии. Распыляемые ионы затем анализируются с помощью высокочувствительного масс-спектрометра. Такова схема работы спектрометра ВИМС.

Ионный ток i , измеряемый масс-спектрометром, пропорционален коэффициенту Y ионизации распыляемых ионов, атомной концентрации C данного элемента в веществе, коэффициенту S распыления материала, полному току первичных ионов I и изотопным константам спектрометра f и η :

$$i = YCSI f \eta \quad (7.5)$$

Масс-спектрометр анализирует только положительные

или отрицательные ионы. Основной вклад в образование положительных вторичных ионов вносит ионизация возбужденных атомов, поэтому Y зависит от времени жизни возбужденного вторичного атома. Так как время жизни возбужденного атома в диэлектрике существенно выше, чем в металле, то коэффициент ионизации положительных ионов в диэлектрике в 100 - 1000 раз больше, чем для того же элемента в металле или полупроводнике. Вероятность образования отрицательных ионов определяется в основном электронным средством анализируемого элемента, и наличие возбужденных атомов в этом случае не имеет решающего значения. К сожалению, теоретического расчета коэффициента ионизации Y пока нет, а типичные экспериментальные значения $Y = 10^{-1} - 10^{-5}$.

Важным параметром, определяющим ионный ток i (7.5), является коэффициент распыления материала S . Обычно этот коэффициент вычисляют на основании отношения экспериментально определенной скорости распыления матрицы λ (монослоев/с) к плотности тока первичных ионов $j_{\text{п}}$. Величина S зависит от режима распыления и типа матрицы. В соотношении (7.5) параметры η , I , f предполагаются известными для данной установки, Y и S определяются экспериментально, значит измерение i позволяет найти C – атомную концентрацию исследуемого элемента в веществе матрицы. На рис. 7.11 приведен пример вида спектров положительных и отрицательных ионов, полученных при бомбардировке поверхности LiF (100) ионами Ar^+ с энергией 1,3 кэВ.

Для распыления мишени применяются как положительно, так и отрицательно заряженные первичные ионы с энергией 1 - 15 кэВ. Обычно используются пучки положительных ионов цезия, обеспечивающие высокий выход отрицательных ионов электроотрицательных атомов мишени, и пучки ионов O_2^+ или отрицательных ионов кислорода, обеспечивающие высокий выход положительных ионов.

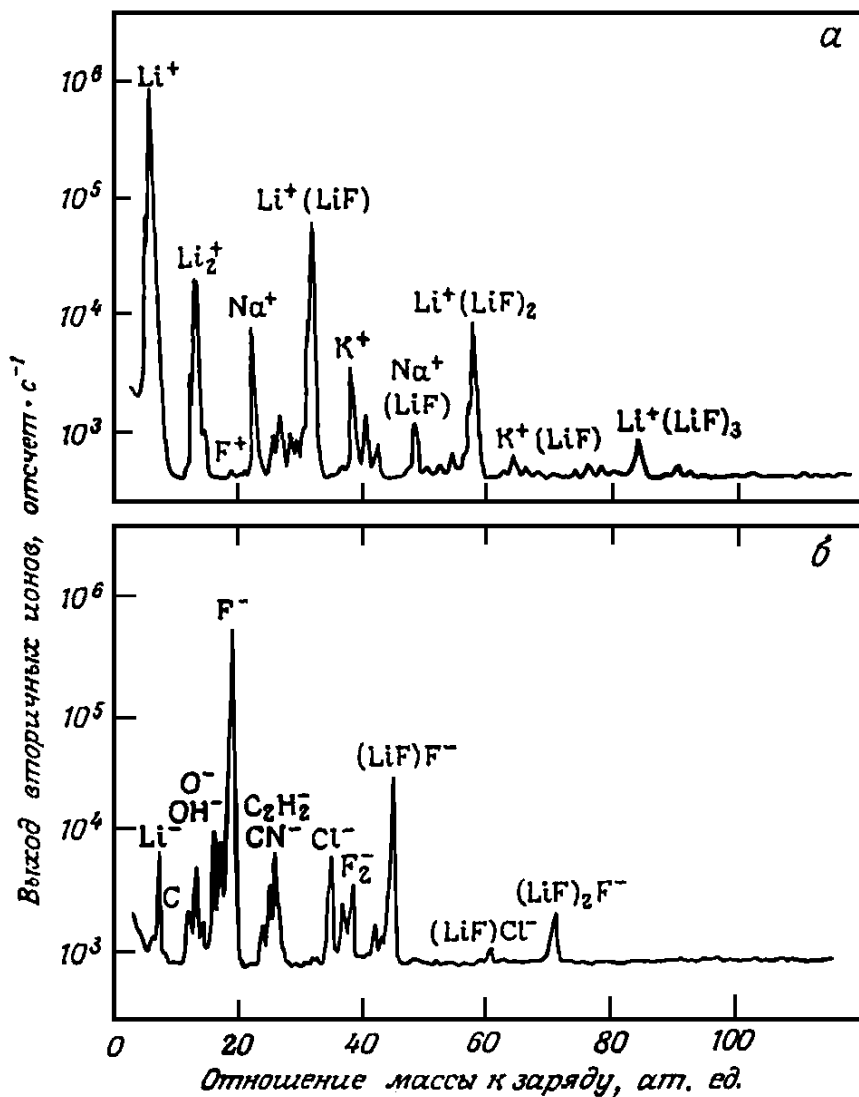


Рис. 7.11. Спектры ВИМС для положительных (а) и отрицательных (б) ионов поверхности LiF (100). Угол падения 60°

Предел чувствительности современных масс-спектрометров по ионному току составляет 10^{-13} - 10^{-15} А. Диаметр первичного ионного пучка определяет пространственное разрешение метода, поэтому для микроэлектронных устройств размером 1 - 10 мкм следует ожидать чувствительности метода ВИМС на уровне 10^{-4} % ат., что соответствует средней концентрации атомов 10^{16} см⁻³. Действительно, при бомбардировке кремния положительными ионами цезия чувствительность ВИМС к отрицательным вторичным ионам составляет: по мышьяку $5 \cdot 10^{14}$ см⁻³, по фосфору $5 \cdot 10^{15}$ см⁻³, по водороду $5 \cdot 10^{18}$ см⁻³. При бомбардировке кремния ионами кислорода чувствительность по положительным ионам бора равна 10^{13} см⁻³. Высокая чувствительность по бору обусловлена большим значением его коэффициента ионизации. Разрешение по глубине при типичных значениях энергии первичных ионов порядка 3 кэВ определяется их проникновением в исследуемое вещество и для кремния составляет 2 - 3 нм, хотя в общем случае зависит от таких факторов, как вклад сигнала вторичных ионов, приходящих от стенок воронки, структура дна воронки и др.

Схема спектрометра ВИМС приведена на рис. 7.12.

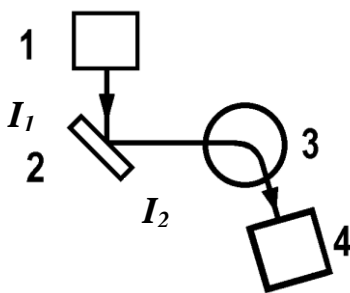


Рис. 7.12. Схема масс-спектрометра вторичных ионов:
 1 – источник ионов; 2 – образец; 3 – масс-спектрометр;
 4 – детектор

Источник ионов 1 формирует первичный ионный пучок I_1 , распыляющий исследуемый образец 2. Ионизованные компоненты вторичного ионного пучка I_2 , анализируются по массе масс-спектрометром 3, и результаты анализа отображаются через детектор ионов 4 в виде силы тока вторичного ионного пучка в зависимости от массы иона. При анализе методом ВИМС следует учитывать разнообразные приборные факторы. Например, при малых дозах облучения образца первичными ионами (менее 10^{14} ион/см⁵) их химическая природа существенно не влияет на получаемые результаты. Однако при больших потоках первичных ионов (более 10^{15} ион/см²) их внедрение в вещество модифицирует его химическую природу и влияет на такие параметры, как коэффициент ионизации и коэффициент распыления материала.

Для достижения стационарного распыления материала ток первичного ионного пучка через образец должен стекать в землю. При исследовании металлов или полупроводников это требование легко удовлетворяется. Однако изучение диэлектриков из-за индуцированного заряда затруднено, так как наведенный заряд сбрасывает пучок первичных ионов с образца, а электрическое поле может достигать величины ($10^6 - 10^7$) В/см.

На результаты количественного анализа может также влиять неоднородность глубины ионного травления, связанная с неоднородностями плотности тока первичного пучка, а также исследуемого образца.

Метод ВИМС применяется в следующих основных областях.

Анализ наличия элементов в определенной точке на поверхности образца. При этом может быть обеспечено разрешение в плоскости до 0,5 мкм, что позволяет анализировать отдельные топологические элементы СБИС.

Анализ распределения определенного элемента по поверхности образца. В этом случае сигнал от детектора масс-

спектрометра вторичных ионов, настроенного на исследуемый элемент, после соответствующего усиления модулирует ток луча электронно-лучевой трубки (ЭЛТ), который сканирует синхронно со сканированием ионного пучка по образцу. Таким образом, контраст изображения, воспроизводимого ЭЛТ, будет определяться распределением изучаемого элемента по поверхности образца.

Анализ распределения исследуемого элемента по глубине образца. В этом режиме одновременно с анализом элемента происходит травление образца первичным ионным пучком. В связи с этим метод ВИМС широко применяется для контроля диффузионных и ионно-имплантированных слоев. Диапазон концентраций примесей, который легко реализуется при анализе, лежит в пределах $10^{16} \div 10^{20} \text{ см}^{-3}$. В отличие от электрических методов, измеряющих концентрацию электрически активных примесей в диффузионных слоях, ВИМС дает полное содержание анализируемого элемента. Сопоставление электрических измерений с ВИМС дает возможность судить об электрической активности примеси.

Исследование перераспределения примесей на межфазных границах, в том числе на границе Si-SiO₂. Например, были получены экспериментальные данные о распределении бора на границе Si-SiO₂. Было также исследовано распределение водородосодержащих компонентов по толщине SiO₂.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В связи с усложнением технологии производства изделий микроэлектроники и твердотельной электроники возрастает значение описанных в учебном пособии методов контроля физических параметров материалов твердотельной электроники и приборных структур на их основе. Широкое комплексное применение физических методов контроля сдерживается трудоемкостью измерений и обработки результатов некоторых из них. Поэтому дальнейшее развитие методов измерений невозможно без создания сложных автоматизированных измерительных систем и комплексов с применением современных электронно-вычислительных средств, сопряженных с измерительными приборами или встроенных в них.

Другое направление развития методов контроля – это разработка и изготовление комплексного измерительного и аналитического оборудования, сочетающего в одной установке несколько методик. Решение этой задачи определяется техническим уровнем научного приборостроения, которое в настоящее время (особенно за рубежом) достигло больших успехов. Однако для широкого внедрения в производство аналитических методов необходим массовый выпуск измерительного и аналитического оборудования, предназначенного для электронной промышленности, а эта задача пока решается неудовлетворительно.

Еще одной проблемой является разработка принципиально новых методов измерений, основанных на новых физических явлениях, например акустооптических, магнитооптических и других. Перспективными также являются модуляционные методики, позволяющие повысить чувствительность и контролировать параметры, недоступные для измерений другими методами.

Можно ожидать, что усовершенствование новых методов диагностики и контроля параметров полупроводников и других материалов твердотельной электроники будет проис-

ходить в направлении дальнейшей автоматизации, повышения производительности, точности и объективности результатов анализа.

Существенное влияние на качество годных изделий, особенно сверхбольших интегральных схем, может оказать включение в технологический процесс изготовления микроэлектронных приборов неразрушающих методов контроля. Возможность межоперационного и в некоторых случаях стопроцентного контроля приборных структур является залогом успешного решения задачи улучшения качества и увеличения процента выхода годных изделий электронной техники. Оптимальным является объединение разработок технологии изготовления приборов с учетом межоперационного контроля и анализа видов брака и отказов интегральных схем в процессе производства.

Авторы видели свою задачу в том, чтобы дать широкий обзор методов контроля материалов и структур твердотельной электроники, используемых в производстве, и вооружить специалистов полезным методическим руководством по выбору и практической реализации различных методов измерений.

Систематизированное рассмотрение методов исследования основных электрофизических свойств полупроводников, различных способов измерения удельного сопротивления, концентрации и подвижности основных носителей заряда, методов исследования параметров неравновесных носителей заряда в полупроводниках, методов исследования полупроводниковых эпитаксиальных пленок облегчит понимание и восприятие материала лекций по дисциплине «Методы исследования материалов и структур электроники», читаемых студентам студентам третьего курса, обучающимся на кафедре полупроводниковой электроники и наноэлектроники ВГТУ.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Бонч-Бруевич В.Л. Физика полупроводников / В.Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников. М.: Наука, 1977.
2. Батавин В.В. Контроль параметров полупроводниковых материалов и эпитаксиальных слоев / В.В. Батавин. М.: Радио и связь, 1976.
3. Батавин В.В. Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур / В.В. Батавин, Ю.А. Концовой, Федорович Ю.В. М.: Радио и связь, 1985.
4. Кучис Е.В. Методы исследования эффекта Холла /Е.В. Кучис. М.: Советское радио, 1974.
4. Павлов Л.П. Методы измерения основных параметров полупроводниковых материалов / Л.П. Павлов. М.: Высш. шк., 1987.
5. Рембеза С.И. Методы измерения основных параметров полупроводников / С.И. Рембеза. Воронеж: ВГУ, 1989.
6. Рембеза С.И. Контроль параметров материалов электронной техники: учеб. пособие / С.И. Рембеза. Воронеж: ВГУ, 1993.
7. Физические методы исследования материалов твердотельной электроники / С.И. Рембеза, Б.М.Синельников, Е.С. Рембеза, Н.И. Каргин. Ставрополь: СевКавГТУ, 2002.
8. . Шалимова К.В. Физика полупроводников / К.В. Шалимова. М.: Энергия, 1985.
9. Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников/ Ю.И. Уханов. М.: Наука, 1977.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
1. Подготовка образцов к измерению	6
1.1. Методы создания образцов заданной геометрии	7
1.2. Контакты к образцам и требования к ним	9
1.3. Методы изготовления контактов	12
1.4. Проверка омических свойств контактов	16
2. Измерение удельной электрической проводимости полупроводников	19
2.1. Особенности измерения удельной электрической проводимости полупроводников	19
2.2. Четырехзондовый метод измерения удельного сопротивления	21
2.2.1. Электрическая схема и методика измерения удельного сопротивления четырехзондовым методом	26
2.2.2. Поправочные коэффициенты четырехзондового метода измерения удельного сопротивления	31
2.2.3. Применение четырехзондового метода при измерении удельного сопротивления тонких слоев и тонких пластин	35
2.3. Двухзондовый метод измерения удельного сопротивления	43
2.4. Однозондовый метод измерения удельного сопротивления	47
2.5. Измерение удельного сопротивления пластин произвольной формы (метод Ван дер Пау)	50
2.6. Измерение удельного сопротивления эпитаксиальных пленок	53

2.7. Метод контроля удельного сопротивления измерением сопротивления растекания в точечном контакте	54
2.8. Бесконтактные методы измерения удельного сопротивления	59
2.8.1. Бесконтактные емкостные методы измерения удельного сопротивления	60
2.8.2. Бесконтактные индуктивные методы измерения удельного сопротивления	63
3. Гальваномагнитные методы измерения параметров полупроводников	65
3.1. Эффект Холла. Возможности исследования параметров полупроводников с помощью эффекта Холла	65
3.2. Побочные поперечные эффекты, сопутствующие эффекту Холла	69
3.3. Методы измерения эффекта Холла	72
3.3.1. Метод постоянного тока и постоянного магнитного поля	73
3.3.2. Одночастотные методы	76
3.3.3. Двухчастотные методы	79
3.4. Образцы для измерения эффекта Холла	81
3.5. Измерение эффекта Холла методом Ван дер Пау	84
4. Оптические методы измерения параметров полупроводников	86
4.1. Типы оптического поглощения	86
4.2. Аппаратура для исследования оптических свойств полупроводников	93
4.2.1. Характеристики оптических приборов	93
4.2.2. Источники излучения	100
4.2.3. Приемники излучения	101
4.2.4. Особенности основных типов спектральных приборов	104

4.3. Общие сведения о молекулярных спектрах	111
4.4. Оптический метод определения концентрации примеси из спектров поглощения	121
4.5. Образцы для измерений и определение их коэффициента поглощения	129
5. Методы исследования электрофизических параметров эпитаксиальных пленок	133
5.1. Метод окрашивания шлифов	134
5.2. Интерференционный метод измерения толщины пленок	137
5.3. Эллипсометрия. Эллипсометрический метод измерения толщины пленок	145
5.4. Определение толщины пленки по дефектам упаковки	158
6. Измерение параметров неравновесных носителей заряда	161
6.1. Параметры неравновесных носителей заряда	161
6.2. Методы измерения дрейфовой подвижности	164
6.3. Методы измерения времени жизни	168
6.3.1. Измерение времени жизни по фотоэлектромагнитному эффекту	169
6.3.2. Измерения времени жизни методом модуляции проводимости в точечном контакте	173
7. Методы контроля структуры материалов твердотельной электроники	185
7.1. Методы электронной микроскопии	185
7.1.1. Растровая электронная микроскопия	185
7.1.2. Просвечивающая электронная микроскопия	192
7.2. Методы рентгеновской спектроскопии	196
7.2.1. Методы рентгеновской топографии	197
7.2.2. Рентгеновский микроанализ	202

7.3. Методы электронной и ионной спектроскопии	204
7.3.1. Электронная спектроскопия для химического анализа (ЭСХА)	204
7.3.2. Электронная оже-спектроскопия	209
7.3.3. Вторичная ионная масс-спектроскопия (ВИМС)	213
Заключение	219
Библиографический список	221

Учебное издание

Свистова Тамара Витальевна

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ
МАТЕРИАЛОВ И СТРУКТУР
ЭЛЕКТРОНИКИ

В авторской редакции

Подписано к изданию 23.10.2013
Объем данных 10,8 Мб.

ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный технический
университет»
394026 Воронеж, Московский просп., 14