

ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный
технический университет»

Кафедра полупроводниковой электроники
и наноэлектроники

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ
к выполнению лабораторных работ № 1 - 3
по дисциплинам
«Физика конденсированного состояния»
и «Физика полупроводников»
для студентов направления 210100.62
«Электроника и наноэлектроника»
(профиль «Микроэлектроника и твердотельная электроника»)
заочной формы обучения

Воронеж 2013

Составитель канд. техн. наук Е.П. Новокрещенова

УДК 539.2 (07)

Методические указания к выполнению лабораторных работ № 1 -3 по дисциплинам «Физика конденсированного состояния» и «Физика полупроводников» для студентов направления 210100.62 «Электроника и микроэлектроника» (профиль « Микроэлектроника и твердотельная электроника») заочной формы обучения / ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный технический университет»; сост. Е.П. Новокрещенова. Воронеж, 2013. 43 с.

В методические указания включены лабораторные работы по основным разделам дисциплин «Физика конденсированного состояния» и «Физика полупроводников». Приведены вопросы для самопроверки и библиографический список.

Методические указания предназначены для студентов второго и третьего курсов.

Методические указания подготовлены в электронном виде в текстовом редакторе MS WORD 2007 и содержатся в файле Лаб. № 1-3 зо ФКС.doc.

Табл. 5. Ил. 8. Библиогр.: 8 назв.

Рецензент канд. техн. наук, доц. Т.В. Свистова

Ответственный за выпуск зав. кафедрой
д-р физ.-мат. наук, проф. С.И. Рембеза

Издается по решению редакционно-издательского совета Воронежского государственного технического университета

© ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный технический университет», 2013

1. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1

Измерение микротвердости

Цель работы: ознакомление с методикой измерения микротвердости различных материалов на приборе ПМТ-3, экспериментальное измерение микротвердости металлов и монокристаллических образцов полупроводников.

Физическая природа микротвердости

Измерение твердости различных материалов – один из наиболее легко и быстро выполнимых видов механических испытаний. Пользуясь им, можно осуществлять быстрый и точный контроль качества изделий и материалов, проводить многочисленные физико-химические исследования, связанные с распознаванием веществ и изучением их свойств и структурных превращений.

Ряд важных применений этот метод получил в связи с возможностью косвенной оценки других механических характеристик веществ, между которыми, с одной стороны, и твердостью, с другой стороны, имеется определенная корреляция. Кроме того твердость связана с кристаллохимическими свойствами вещества, метод измерения микротвердости позволяет изучать строение и диаграммы состояния сплавов двух- и многокомпонентных систем.

Твердость не может быть определена однозначно, так как она зависит от целого ряда физических свойств, а также от метода испытания. Поэтому в понятие твердости различные авторы вкладывают различный смысл в зависимости от метода измерения твердости и области интересов этих авторов.

Твердость, измеренную методом вдавливания индентора, принято называть микротвердостью, поскольку твердость в этом методе оценивается в ограниченной области.

Микротвердость не является такой физической константой вещества, как, например, температура плавления или теплота сублимации. Однако эта условная характеристика сопротивления упругопластическим деформациям при контактном сжатии весьма чувствительна к различным факторам, связанным с энергией кристаллической решетки.

Зависимость микротвердости H от межатомного расстояния d для полупроводников со структурой алмаза (C, Si, Ge, α -Sn), сфалерита или вюрцита (соединения A^3B^5 , A^2B^6 , A^1B^7) вследствие идентичности структуры и близкого механизма деформации удовлетворяет уравнению

$$H = \frac{K}{d^n}. \quad (1.1)$$

Для элементарных полупроводников с чисто ковалентной связью (C, Si, Ge, α -Sn) микротвердость максимальная и соответствует уравнению

$$H = \frac{11000}{d^{5,4}}, \quad (1.2)$$

где d – межатомное расстояние, Å; H – микротвердость, кГ/мм².

При одинаковом межатомном расстоянии, например, $d = 2,5$ Å, наблюдается резкое снижение твердости при переходе от чисто ковалентных полупроводников к изоструктурным наиболее ионным состояниям A^1B^7 . Уменьшение микротвердости объясняется снижением компоненты ковалентной направленной связи. В уравнении (1.1) резко уменьшается значение коэффициента K , а показатель степени n не изменяется, то есть для полупроводниковых материалов справедливо

$$H = \frac{K}{d^{5,4}}, \quad (1.3)$$

где K уменьшается с увеличением доли ионности соединения. Существование линейных зависимостей $H - d^n$ позволяет прогнозировать микротвердость еще не синтезированных или малоизученных соединений.

Значения микротвердости зависят от концентрации легирующей примеси. Начиная с концентрации 10^{16} см^{-3} в образцах дырочного типа проводимости происходит быстрое падение твердости. При прочих равных условиях образцы p -типа менее хрупки, чем образцы n -типа.

Твердость пластин Si, ориентированных в направлении $\langle 100 \rangle$, в 1,2 раза меньше, чем в $\langle 111 \rangle$.

Микротвердость ионных кристаллов подчиняется эмпирическому соотношению

$$H = \frac{fz_1z_2}{d^m}, \quad (1.4)$$

где f – структурный коэффициент; z_1 и z_2 – валентности ионов; d – межатомное расстояние; $m = 4 - 6$ для структур типа NaCl. Здесь, как и в случае алмазоподобных структур, микротвердость тем выше, чем более ковалентна связь.

Микротвердость большинства металлов приближенно подчиняется уравнению

$$H = \frac{K}{d^{4,5}}, \quad (1.5)$$

Таким образом, для ковалентных, ионных и металлических кристаллов микротвердость, как и энергия решетки, связана с межатомным расстоянием уравнением (1.1). Однако проводить корреляции значений микротвердости атомных и

ионных кристаллов можно лишь при одинаковом типе кристаллической связи, одинаковых валентных состояниях и одинаковом типе кристаллической решетки.

Для измерения микротвердости германия, кремния и полупроводников типа A^3B^5 обычно используется метод, основанный на измерении линейной величины диагонали отпечатка, получаемого от вдавливания алмазной пирамидки в исследуемый материал под определенной нагрузкой. Прибором для измерения микротвердости служит микротвердомер ПМТ-3 (см. инструкцию к пользованию).

Этот прибор представляет собой специальный микроскоп, общее увеличение которого с прилагаемыми объективами составляет $487\times$ и $130\times$, снабженный особым приспособлением – индентором, в который вставлена квадратная алмазная пирамидка. Индентор приводится в соприкосновение с отполированной или хорошо отшлифованной поверхностью исследуемого образца. При этом алмазная пирамидка под определенной нагрузкой вдавливается в образец. Получившийся отпечаток пирамидки на поверхности объекта рассматривается в микроскоп и при этом производится измерение диагонали отпечатка. Микротвердость определяется по формуле

$$H = 2 \sin \frac{\alpha}{2} \cdot \frac{P}{D^2}, \quad (1.6)$$

где α – угол между гранями алмазной пирамидки, обычно 136° ; P – нагрузка, кГ; D – диагональ отпечатка, мм.

Данные измерения микротвердости зависят от ориентации испытуемой грани, выбора нагрузки, прикладываемой к индентору, выбора длительности нагружения и выдержки под нагрузкой, методики подготовки образцов и т.п. В современной интерпретации микротвердость H определяется через

удельную поверхностную энергию грани ε_{hkl} , то есть энергию образования единицы поверхности грани.

При измерении микротвердости следует учитывать физико-химическую природу исследуемого материала.

Для пластичных материалов (с преобладанием металлического характера связи) отпечатки получаются правильной формы, и оценка микротвердости не вызывает затруднений.

Для хрупких материалов (с преобладанием ковалентной связи) отпечатки часто получаются искаженной формы, с трещинами и сколами, что приводит к плохой воспроизводимости результатов и значительным погрешностям измерений. Для таких материалов результаты можно скорректировать, учитывая микрохрупкость. Хрупкость оценивается числом отпечатков с трещинами, числом трещин у каждого отпечатка и их характером. Для определения среднего балла хрупкости введена пятибалльная шкала, представленная в табл. 1.1.

Суммарный балл хрупкости определяется по формуле

$$X_p = 0 \cdot n_0 + 1 \cdot n_1 + 2 \cdot n_2 + 3 \cdot n_3 + 4 \cdot n_4 + 5 \cdot n_5, \quad (1.7)$$

где n_i – относительное количество отпечатков из общего числа с данным (i) баллом хрупкости (рекомендуется делать 25 – 100 отпечатков).

Для учета темпа нарастания хрупкого разрушения материала в зависимости от нагрузки P берут отношение приращения суммарного балла хрупкости ΔX приращению нагрузки ΔP :

$$\left(\frac{\partial X}{\partial P} \right)_p \approx \frac{\Delta X_p}{\Delta P}. \quad (1.8)$$

Показатель хрупкости материала γ_p равен

$$\gamma_P = X_P \left(\frac{\partial X}{\partial P} \right)_P. \quad (1.9)$$

Он отражает характер хрупкого разрушения и темп нарастания его с увеличением нагрузки.

Таблица 1.1

Балл хрупкости в зависимости
от характера отпечатка

Характер отпечатка	Балл хрупкости
Без видимых трещин и сколов	0
Одна трещина небольшая	1
Одна трещина, не совпадающая с продолжением диагонали отпечатка	2
Две трещины в смежных углах отпечатка Две трещины в противоположных углах отпечатка	3
Больше трех трещин. Один - два скола у сторон отпечатка	4
Разрушение формы отпечатка	5

При измерении микротвердости на хрупких образцах необходимо соблюдать постоянство условий испытаний: точно выдерживать время нагружения, время выдержки под нагрузкой и интервал времени после снятия нагрузки. Образование трещин и их рост продолжается еще некоторое время после снятия нагрузки, поэтому измерять отпечаток следует через 10 – 15 с после нанесения накола.

Для измерения микротвердости на хрупком образце проводят серию измерений при различных нагрузках. Чем больше нагрузка, тем большее количество отпечатков получается с более высоким баллом хрупкости. Отпечатки с одинаковым баллом хрупкости группируются в серии, и для них оценивается значение кажущейся микротвердости.

Зависимость микротвердости от балла хрупкости обычно носит линейный характер. Экстраполируя графически эту зависимость на нулевой балл хрупкости, получают значение микротвердости, которое можно считать истинным.

Порядок выполнения работы

1. Предварительно необходимо определить цену деления барабана винтового окуляр-микрометра или масштаб увеличения. Для этого:

1.1. Передвижением оправы главной линзы установить окуляр на резкое изображение сетки.

1.2. На предметный столик установить объект-микрометр, после чего перемещением тубуса (трубой и микронаводкой) установить резкое изображение объект-микрометра. Объект-микрометр нужно повернуть так, чтобы штрихи были параллельны штрихам неподвижной шкалы окуляра.

1.3. Совместить перекрестие подвижной сетки с изображением объект-микрометра и снять отсчет с измерительного барабана окуляр-микрометра. Вращением измерительного барабана сместить перекрестие на возможно большее число делений шкалы объект-микрометра и снова снять отсчет по измерительному барабану. Разность отсчетов дает число делений окуляр-микрометра, уместившихся в определенном числе делений объект-микрометра. Цена делений окуляр-микрометра определяется по формуле

$$E = \frac{T \cdot Z}{A}, \quad (1.10)$$

где Z – цена делений объект-микрометра, $Z = 0,01$ мм; T – число делений объект-микрометра; A – разность отсчетов окуляр-микрометра. Результаты измерений цены деления окуляр-микрометра свести в таблицу 1.2.

Таблица 1.2

Определение цены деления окуляр-микрометра E

Номер измерения	Число совмещенных делений объект-микрометра, T	Число делений окуляр-микрометра			Цена деления E , мкм
		Начало отсчета, a	Конец отсчета, b	Разность $A = b - a$	
1					
2					
3					
Среднее					

2. Прибор ПМТ-3 должен быть отцентрирован так, чтобы отпечаток от алмазной пирамидки располагался приблизительно в центре поля зрения. Проверка центровки производится следующим образом. Шлиф из монокристаллического Al или образец $NaCl$ свежего скола поместить на предметный столик под объективом. Столик должен быть прижат к левому углу. Сфокусировать микроскоп на поверхность образца. На утолщенную часть штока нагружающего механизма установить гирю весом 100 Г (для получения большого накола). Рукояткой 41 (см. инструкцию) повернуть столик против

часовой стрелки до упора. Вращением рукоятки 33 против часовой стрелки произвести накол. Поднять алмаз, повернуть столик в прежнее положение.

Если прибор не расцентрирован, то центр отпечатка должен совпадать с центром перекрестия сетки винтового окуляр-микрометра, установленного в нулевое положение, то есть перекрестие подвижной сетки совместится с делением «4» неподвижной сетки при установке барабанчика винтового окуляр-микрометра на «0».

Если отпечаток не совпадает с центром перекрестия, то центровочными винтами 42 центр отпечатка подводится к центру перекрестия сетки окуляр-микрометра, установленного в нулевое положение. С помощью микровинтов столика выбрать новое место накола, вновь сделать отпечаток и добиться совпадения центра отпечатка с центром перекрестия.

3. Измерение микротвердости исследуемых образцов. Монокристаллические образцы перед измерением должны быть тщательно шлифованы на оргстекле в водной суспензии микропорошка, промыты водой и высушены фильтровальной бумагой.

3.1. Образец закрепляется пластилином на планке 40, причем исследуемая поверхность должна располагаться параллельно рабочей плоскости столика. Это достигается с помощью ручного прессика 50.

3.2. Груз в 100 Г помещается на утолщенную часть штока.

3.3. Сфокусировать микроскоп на поверхность пластины и выбрать место накола.

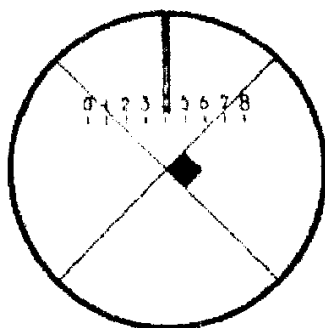
3.4. Плавно повернуть предметный столик против часовой стрелки до упора.

3.5. Медленным поворотом рукоятки 33 против часовой стрелки опустить шток так, чтобы алмаз коснулся поверхности исследуемого образца. После выдержки в течение 5 с под

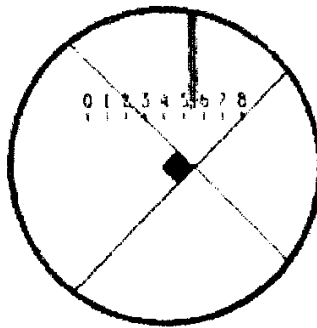
нагрузкой повернуть рукоятку 33 арретира в исходное положение.

3.6. Предметный столик осторожно повернуть в исходное положение.

3.7. Провести измерение диагонали отпечатка при помощи окуляр-микрометра. Микровинтами подвести отпечаток к перекрестию так, чтобы две стороны перекрестия прилегали к двум сторонам отпечатка, рисунок, *а*. Произвести отсчет по измерительному барабану. Затем измерительный барабан вращают до тех пор, пока крест окуляра совместится с противоположными двумя сторонами отпечатка, рисунок, *б*. Произвести отсчет по измерительному барабану. Разница отсчетов, умноженная на цену деления измерительного барабана, дает истинную величину диагонали отпечатка.



а



б

Измерение диагонали отпечатка при помощи
окуляр-микрометра

Микротвердость определяется по формуле

$$H = \frac{1854 \cdot P}{D^2}, \quad (1.11)$$

где H – микротвердость, кГ/мм²; P – нагрузка, Г; D – диагональ отпечатка, мкм.

3.8. Указанным образом определить микротвердость исследуемого образца в 10 различных точках, вычислить среднее значение и погрешность измерения для каждого образца.

3.9. Результаты измерений свести в табл. 1.3.

Таблица 1.3

Результаты измерений микротвердости

Материал образца	№ образца	№ измерения	Нагрузка Р, Г	Диагональ отпечатка, делений окуляр-микрометра			D, мкм	H, кГ/мм ²
				Начало отсчета a,	Конец отсчета b,	Разность D = b - a		
	1	1						
		2						
		3						
		Ср.						

Контрольные вопросы

1. Механические свойства германия, кремния и полупроводников типа A^3B^5 .
2. Микротвердость и ее измерение.
3. Особенности определения микротвердости хрупких материалов.

2. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №2

Исследование температурной зависимости электропроводности полупроводников

Цель работы: изучение особенностей температурной зависимости электропроводности полупроводников.

Основы зонной теории

Электрические свойства полупроводников определяются валентными электронами, поэтому остальные электроны, прочно связанные с ядром и не участвующие в электропроводности, не представляют интереса. Соответственно в теории электропроводности рассматриваются не все энергетические зоны, а только те, в которых располагаются валентные электроны, и те, в которые они переходят при увеличении своей энергии. Таким образом, энергетический спектр электронов, принимающих участие в электропроводности, представляют в виде трех зон: зона валентных электронов (валентная или нормальная зона), зона невозможных для электрона энергий (запрещенная зона) и зона энергий, которыми могут обладать электроны проводимости (зона проводимости). Изображение этих зон дается на рис. 2.1.

При абсолютном нуле все уровни энергии в валентной зоне полностью заполнены. В зоне проводимости электронов нет. В таком состоянии проводник является изолятором. При повышении температуры энергия электронов растет и может достичь значения, соответствующего энергетическим уровням зоны проводимости. Такие электроны не связаны с ядром и могут свободно перемещаться по кристаллу. При наложении внешнего электрического поля эти электроны могут участвовать в создании тока. Вследствие ухода электронов из валентной зоны в ней образуются свободные энергетические уровни, на которые могут перейти валентные электроны с заполненных уровней при наложении внешнего электрического поля.

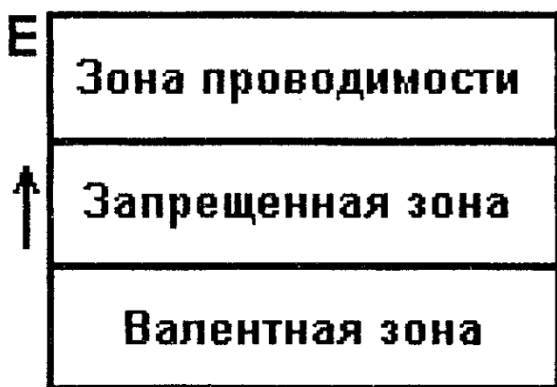


Рис. 2.1. Зонная схема полупроводника

На освободившиеся уровни могут перейти следующие электроны и так далее, то есть электроны, имеющие энергию, соответствующую валентной зоне, также могут принимать участие в создании электрического тока, только характер их движения под действием внешнего поля более сложен. Для простоты описания этого процесса обычно рассматривают пе-

ремещение не электронов, а свободных от них мест на энергетических уровнях. Эти свободные места принято называть «дырками».

Анализ поведения электронов в разрешенных энергетических зонах показывает, что вблизи нижней границы зоны электроны ведут себя как отрицательные частицы с положительной эффективной массой, которая не обязательно равна массе покоящегося электрона. А вблизи верхней границы зоны электроны ведут себя как частицы с отрицательной эффективной массой, т.е. при увеличении энергии E импульс электрона $P = \hbar k = \sqrt{2mE}$ уменьшается, стремясь к нулю на границе зоны, поэтому электрическое поле ускоряет их в направлении, обратном ускорению свободного электрона. В связи с этим движение электронов в верхней части валентной зоны условно описывается перемещением положительных «дырок» с положительными массами. Такое представление не является обязательным для объяснения сущности полупроводников и изоляторов, но именно этот метод приводит к простому объяснению проводимости и позволяет описывать движение носителей тока в зоне проводимости и в валентной зоне одними и теми же зависимостями.

Таким образом, в полупроводнике перенос электрического тока возможен как свободными электронами (в зоне проводимости), так и условными положительно заряженными частицами («дырками») в валентной зоне.

Первый тип проводимости называют электронным (n -тип), второй тип – дырочным (p -тип).

Механизм электропроводности лучше всего рассматривать с помощью зонной диаграммы. В идеально чистом полупроводнике, атомы которого расположены в кристаллической решетке без дефектов, электропроводность называют собственной в отличие от примесной электропроводности, когда в ней участвуют электроны, внесенные в кристалл примесью.

При абсолютном нуле валентные электроны связаны со своими атомами, что энергетически соответствует нахождению их в валентной зоне (рис. 2.1). При этом зона проводимости не содержит электронов. В этих условиях полупроводник ведет себя как изолятор. С повышением температуры некоторые электроны получают энергию, достаточную для того, чтобы оторваться от атомов и свободно перемещаться по кристаллу. Это соответствует появлению в зоне проводимости свободных электронов, а в нормальной зоне – дырок. Величина получаемой энергии должна быть не меньше ширины запрещенной зоны.

Температурная зависимость электропроводности

Чтобы найти зависимость электропроводности полупроводника от температуры, нужно прежде всего определить концентрацию свободных носителей, способных участвовать в процессе проводимости. С точки зрения статистической физики электроны проводимости в полупроводниках, так же, как и в металлах, рассматриваются как идеальный газ, который подчиняется статистике Ферми-Дирака. Функция распределения Ферми-Дирака

$$f(E) = \left(1 + \exp \frac{E - E_F}{kT} \right)^{-1} \quad (2.1)$$

выражает вероятность того, что электрон находится в квантовом состоянии с энергией E при температуре T . Здесь E_F – химический потенциал (или энергия Ферми) электронного газа; k – постоянная Больцмана.

Если плотность квантовых состояний электрона (без учета спина) в интервале $E - (E + dE)$ в зоне проводимости полупроводника обозначить через $g(E)dE$, то концентрация электронов проводимости будет

$$n = 2 \int_{E_C}^{\infty} g(E) f(E) dE, \quad (2.2)$$

где энергия отсчитывается вверх от дна зоны проводимости E_C , рис. 2.2.

В простейшем случае, когда в зоне проводимости поверхности постоянной энергии являются сферическими, то есть

$$E = E_C + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n^*}, \quad (2.3)$$



Рис. 2.2. Собственные и примесные переходы
плотность квантовых состояний

$$g(E) = 2\pi \left(\frac{2m_n^*}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} (E - E_C)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.4)$$

Подставляя (2.1) и (2.4) в (2.2) и введя обозначения

$$\varepsilon = \frac{E - E_C}{kT}, \quad \eta = \frac{E_F - E_C}{kT} \quad (2.5)$$

получим концентрацию электронов в зоне проводимости

$$n = 4\pi \left(\frac{2m_n^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{1/2} d\varepsilon}{1 + \exp(\varepsilon - \eta)} = N_C F_{1/2}(\eta), \quad (2.6)$$

где

$$N_C = 2 \left(\frac{2m_n^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.7)$$

называется эффективной плотностью квантовых состояний в зоне проводимости, а функция

$$F_{1/2}(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{1/2} d\varepsilon}{1 + \exp(\varepsilon - \eta)} \quad (2.8)$$

представляет собой интеграл Ферми-Дирака.

Подобным же образом для валентной зоны, характеризующейся скалярной эффективной массой дырок m_p^* концентрация свободных дырок

$$\begin{aligned} p &= \int_{-\infty}^{E_F} g(E) f_p(E) dE = 4\pi \left(\frac{2m_p^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty \frac{\varepsilon_p^{1/2} d\varepsilon}{1 + \exp(\varepsilon_p + \Delta\varepsilon - \eta)} = \\ &= N_V F_{1/2}(-\Delta\varepsilon - \eta), \end{aligned} \quad (2.9)$$

где $f_p(E) = 1 - F(E)$ – вероятность того, что состояние с энергией E занято дыркой:

$$N_V = 2 \left(\frac{2m_p^* \pi k T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (2.10)$$

$$\varepsilon_p = \frac{E_V - E}{kT} = -\frac{\Delta E}{kT} - \frac{E - E_C}{kT} = -\Delta\varepsilon - \varepsilon, \quad (2.11)$$

где ΔE – ширина запрещенной зоны; энергия отсчитывается от дна зоны проводимости.

Условие электрической нейтральности в собственном полупроводнике требует, чтобы выполнялось равенство $n = p = n_i$ (индекс указывает на принадлежность к собственному полупроводнику). Уровень химического потенциала E_F (уровень Ферми) определяется как корень уравнения электро-нейтральности:

$$n_i = N_C F_{1/2}(\eta) = N_V F_{1/2}(-\Delta\varepsilon - \eta). \quad (2.12)$$

Для невырожденного собственного полупроводника, когда величина n_i мала по сравнению с N_C и N_V , уровень Ферми лежит внутри запрещенной зоны по крайней мере на несколько kT от границ зон. При этом оба интеграла Ферми в уравнении (2.12) могут быть заменены их предельными приближениями для невырожденного случая, так что

$$n_i = N_C \exp(\eta) = N_V (-\Delta\varepsilon - \eta), \quad (2.13)$$

откуда

$$\exp(\eta) = \left(\frac{N_V}{N_C} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon}{2}\right) \quad (2.14)$$

или

$$\begin{aligned}
 E_{F_i} &= E_C - \frac{\Delta E}{2} + \frac{1}{2} kT \ln \left(\frac{N_V}{N_C} \right)^{\frac{3}{2}} = \\
 &= E_C - \frac{\Delta E}{2} + \frac{3}{4} \ln \left(\frac{m_p^*}{m_n^*} \right) \cdot kT.
 \end{aligned} \tag{2.15}$$

При абсолютном нуле температуры уровень Ферми в собственном полупроводнике расположен на середине запрещенной зоны, с повышением температуры смещается в сторону зоны с меньшей эффективной массой носителей заряда.

Собственная концентрация носителей заряда n_i находится при подстановке (2.15) в (2.12), что дает

$$n_i = (N_C N_V)^{\frac{1}{2}} \exp \left(- \frac{\Delta E}{2kT} \right). \tag{2.16}$$

Если ширина запрещенной зоны существенно больше kT , то температурная зависимость n_i определяется в основном экспоненциальным членом формулы (2.16), так как величина $(N_C N_V)^{1/2}$ изменяется с изменением температуры как $T^{3/2}$.

Рассмотрим теперь примесный электронный полупроводник с концентрацией донорной примеси N_d , расположенной на ΔE_d ниже дна зоны проводимости (рис. 2.2).

Поскольку энергия ионизации донорной примеси ΔE_d значительно меньше ширины запрещенной зоны, то при достаточно низкой температуре электроны могут переходить в зону проводимости только с донорных уровней и их концентрация

$$n = N_d - N_d \cdot f(E_d) = N_d [1 + \beta \exp(\Delta \varepsilon_d + \eta)]^{-1}, \tag{2.17}$$

где

$$\Delta \varepsilon_d = \frac{\Delta E_d}{kT}, \quad (2.18)$$

$$f(E_d) = \left[1 + \beta \exp\left(\frac{E_d - E_F}{kT}\right) \right]^{-1} \quad (2.19)$$

– вероятность нахождения электрона на примесном уровне с энергией E_d .

Функция $f(E_d)$ отличается от функции распределения Ферми-Дирака коэффициентом спинового вырождения примеси β ($\beta^{-1} = 2$ для одновалентной донорной примеси). В то же время концентрация электронов в зоне проводимости однозначно определяется положением уровня Ферми (E_F) и, следовательно,

$$N_C F_{1/2}(\eta) = N_d \left[1 + \beta^{-1} \exp(\Delta \varepsilon_d + \eta) \right]^{-1}. \quad (2.20)$$

В отсутствие вырождения, когда $F_{1/2}(\eta) \approx \exp(\eta)$, решение уравнения (2.20) даст

$$\eta = \frac{E_F - E_C}{kT} = -\ln \left[\frac{N_C}{2N_d} + \sqrt{\left(\frac{N_C}{2N_d} \right)^2 + \frac{N_C}{\beta N_d} \exp \frac{\Delta E_d}{kT}} \right]. \quad (2.21)$$

При достаточно низких температурах, когда

$$\exp\left(\frac{\Delta E_d}{kT}\right) \gg \frac{N_C}{N_d}, \quad (2.22)$$

положение уровня Ферми определяется выражением

$$E_F = E_C - \frac{\Delta E_d}{2} - \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{N_C}{\beta N_d} \right). \quad (2.23)$$

Из выражения (2.23) видно, что при температуре $T = 0$ уровень Ферми расположен на расстоянии $\Delta E_d / 2$ вниз от дна зоны проводимости и при повышении температуры перемещается вверх, пока $N_C < \beta N_d$, затем вниз, когда $N_C > \beta N_d$.

Этому перемещению уровня Ферми соответствует экспоненциальная температурная зависимость концентрации электронов

$$n = (\beta N_C N_d)^{\frac{1}{2}} \exp \left(-\frac{\Delta E_d}{2kT} \right). \quad (2.24)$$

При дальнейшем повышении температуры концентрация электронов в зоне проводимости становится сравнимой с концентрацией примеси N_d и выражения (2.23) и (2.24) неприменимы.

Однако теперь можно рассмотреть другой крайний случай, когда температура достаточно высока и выполняется неравенство

$$\exp \frac{\Delta E_d}{kT} \ll \frac{N_C}{N_d}, \quad (2.25)$$

При этом формула (2.21) аппроксимируется выражением

$$E_F = E_C - kT \ln \left(\frac{N_C}{N_d} \right), \quad (2.26)$$

которому соответствует $N_d = n$. Это означает, что практически вся донорная примесь ионизирована и концентрация элект-

тронов в зоне проводимости почти не зависит от температуры. Такому условию соответствует положение уровня Ферми на несколько kT ниже уровня примеси E_d .

При дальнейшем повышении температуры увеличение концентрации электронов в зоне проводимости будет осуществляться за счет переходов электронов из валентной зоны. В этом случае концентрация электронов и положение уровня Ферми будут определяться уравнениями (2.15) и (2.16), полученными для собственного полупроводника.

Таким образом, используя описанные приближения, можно проследить изменение концентрации электронов и положения уровня Ферми в запрещенной зоне электронного полупроводника во всей области при изменении температуры. Подобный анализ для акцепторного полупроводника дает аналогичные результаты.

Следует, однако, отметить, что описанная модель электронного полупроводника мало соответствует реальным условиям, так как невозможно получить полупроводник с одним типом примесей и с полным отсутствием компенсации. Поэтому такая модель является хорошим приближением при не слишком низких температурах, когда концентрация электронов в зоне проводимости значительно превышает концентрацию компенсированной примеси и, следовательно, явлением компенсации можно пренебречь.

Воспользовавшись найденной ранее температурной зависимостью концентрации носителей заряда, определим зависимость электропроводности от температуры для собственного и электронного полупроводников.

В собственном полупроводнике концентрации свободных электронов n и дырок p одинаковы ($n = p = n_i$), электропроводность собственного полупроводника

$$\sigma_i = en\mu_n + ep\mu_p = en_i(\mu_n + \mu_p), \quad (2.27)$$

где μ_n и μ_p – подвижность носителей заряда; e – заряд электрона.

Подвижность носителей заряда μ численно равна скорости носителей заряда, приобретаемой ими под действием электрического поля единичной напряженности $\mu = v / E$, и имеет размерность вольт, деленного на квадратный метр и секунду. Величина подвижности зависит от механизма рассеяния носителей заряда в полупроводнике, который определяется типом химической связи кристаллической решетки, наличием примеси и других кристаллических дефектов полупроводника. Обычно подвижность носителей заряда является степенной функцией температуры T , и в области собственной проводимости показатель степени равен $3/2$. Поэтому температурная зависимость электропроводности $\sigma(T)$ определяется в основном температурной зависимостью концентрации носителей заряда и в соответствии с (2.27) и (2.16) может быть представлена в виде

$$\sigma_i = e(\mu_n + \mu_p)(N_C N_V)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right). \quad (2.28)$$

Учитывая, что ширина запрещенной зоны ΔE_0 сама является функцией температуры $\Delta E = \Delta E_0 - \alpha T$, выражение (2.28) можно преобразовать к виду

$$\sigma_i = \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_0}{2kT}\right), \quad (2.29)$$

где ΔE_0 – ширина запрещенной зоны при $T = 0$.

Аналогично для примесных полупроводников в области температур, когда концентрация носителей заряда изменяется по закону (2.24), электропроводность является экспоненциальной функцией температуры:

$$\sigma = const \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_d}{2kT}\right). \quad (2.30)$$

Однако при температурах, когда имеет место полная ионизация примеси, зависимость электропроводности от температуры уже не описывается выражением (2.30), а определяется температурной зависимостью подвижности μ .

Температурная зависимость электропроводности собственного полупроводника, представленная уравнение (2.29), лежит в основе одного из самых распространенных методов измерения ширины запрещенной зоны полупроводниковых материалов.

Очевидно, если уравнение (2.29) построить графически в координатах $\ln \sigma$ от T^{-1} :

$$\ln \sigma = \ln const - \frac{\Delta E_0}{2k} \cdot \frac{1}{T}, \quad (2.31)$$

то ширина запрещенной зоны ΔE_0 может быть определена из наклона этой линейной зависимости. Действительно, тангенс угла наклона этой прямой

$$tg \alpha = \left| \frac{d \ln \sigma}{d\left(\frac{1}{T}\right)} \right| = \frac{\Delta E_0}{2k}, \quad (2.32)$$

$$\Delta E_0 = 2k \left| \frac{\Delta \ln \sigma}{\Delta\left(\frac{1}{T}\right)} \right|. \quad (2.33)$$

Аналогичным образом из температурной зависимости электропроводности при низких температурах, учитывая вы-

ражение (2.30), можно определить энергию ионизации донорной ΔE_d и акцепторной ΔE_a примесей. Энергия ионизации примеси будет определяться также выражением (2.33).

Экспериментальная часть

Для измерения удельной электропроводности используется двухзондовый метод, применимый для исследования образцов правильной геометрической формы с постоянным поперечным сечением, имеющих омические контакты. Удельная электропроводность

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = \frac{l}{R \cdot S}, \quad (2.34)$$

где ρ – удельное сопротивление; l – длина образца; R – сопротивление; S – площадь поперечного сечения.

Измерение сопротивления проводится цифровым омметром. Схема измерений температурной зависимости электропроводности приведена на рис. 2.3.

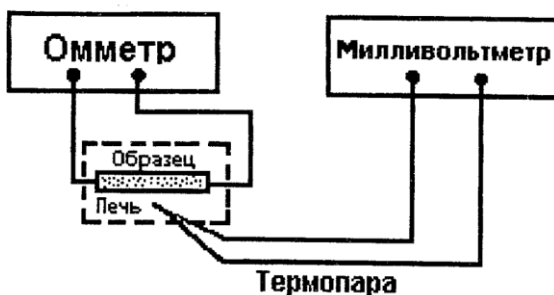


Рис. 2.3. Схема измерений температурной зависимости электропроводности

Порядок выполнения работы

1. Измерить сопротивление образца R и по известным геометрическим размерам (l и S) рассчитать удельную электропроводность σ при комнатной температуре T_0 .

2. Включить печь. Для измерения температуры образца используется термопара с коэффициентом термоЭДС $\alpha = 40 \text{ мкВ} \cdot \text{К}^{-1}$. Температура образца определяется измерением разности потенциалов на термопаре $U_{TЭДС}$ и вычисляется по формуле

$$T = T_0 + \frac{U_{TЭДС}}{\alpha}. \quad (2.35)$$

3. Измерить сопротивление образца при различной температуре. Данные занести в таблицу.

4. По полученным данным построить зависимости $R = f(T)$ и $\ln \sigma = f(T)$. Определить участки экспоненциальной зависимости $\sigma(T)$, на которых по наклону прямых $\ln \sigma(1/T)$ определить энергию ионизации примесей ΔE .

Результаты измерений температурной зависимости электропроводности

Номер п/п	$U_{TЭДС}$	R	σ	T	$1/T$	$\ln \sigma$	$\ln T$
1.							
2.							

5. Определить участок истощения примесной проводимости, для которого температурный ход электропроводности

σ совпадает с температурным ходом подвижности носителей μ . Для этого участка построить зависимость $\ln \sigma = f(\ln T)$. На полученной кривой отметить участок зависимости $\sigma \sim \mu \sim T^r$. Определить r . Сделать вывод о преобладающем механизме рассеяния носителей.

Контрольные вопросы

1. Электропроводность собственных и примесных полупроводников с точки зрения зонной теории.
2. Функция распределения Ферми-Дирака.
3. Концентрация электронов и дырок в зонах.
4. Температурная зависимость концентрации носителей и положения уровня Ферми.
5. Температурная зависимость подвижности носителей.
6. Определение ширины запрещенной зоны и энергии активации из температурной зависимости проводности.

3. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3

Исследование тензоэффекта

Цель работы: ознакомление с теоретическими основами тензоэффекта и экспериментальное определение коэффициента тензочувствительности металлических и полупроводниковых материалов.

Физические основы тензорезистивного эффекта

Изменение электросопротивления проводниковых и полупроводниковых материалов под действием механической деформации называется тензорезистивным эффектом.

Электрическое сопротивление при деформации изменяется как за счет изменения геометрических размеров тела, так и за счет изменения удельного сопротивления материала. В случае одоосного напряжения (например, растяжения) относительное изменение сопротивления dR/R элемента длиной l с удельным сопротивлением ρ и коэффициентом Пуассона ν_{II} будет

$$\frac{dR}{R} = (1 + 2\nu_{II}) \frac{dl}{l} + \frac{d\rho}{\rho}. \quad (3.1)$$

В уравнении (3.1) первое слагаемое определяет изменение геометрии тела, а второе - изменение удельного сопротивления. Поскольку $\nu_{II} \leq 0,5$, то приращение сопротивления за счет изменения геометрических размеров не превышает $2dl/l$. Приращение сопротивления за счет изменения удельного сопротивления зависит от структуры и свойств материала и может быть в десятки и сотни раз больше, чем за счет геометрии. Принято обозначать

$$\frac{d\rho}{\rho} = m \frac{dl}{l}, \quad (3.2)$$

где m – константа, характеризующая изменение удельного сопротивления при деформации.

При деформации удельное сопротивление твердого тела может изменяться вследствие следующих причин:

- изменения взаимодействия между электронами и упругими волнами в кристаллической решетке, так как искажается кристаллическая решетка, изменяется амплитуда колебания атомов, откуда следует изменение длины свободного пробега электронов и их подвижности;

- изменения энергии Ферми, что приводит к изменению числа электронов проводимости;
- изменения зонной структуры вследствие перекрытия или сближения различных зон;
- возникновения новых кристаллических модификаций.

У большинства проводников (металлов и сплавов) преобладает эффект изменения рассеяния и соответственно подвижности электронов (вклад в изменение сопротивления за счет изменения энергии Ферми и числа электронов принято считать малым).

Приращения сопротивления проволок из различных металлов и сплавов от деформации изменяются линейно в области упругого растяжения. Поэтому уравнение (3.1) можно записать в виде

$$\frac{dR}{R} = K_T \frac{dl}{l}, \quad (3.3)$$

где коэффициент пропорциональности между относительной деформацией dl/l и относительным изменением сопротивления dR/R

$$K_T = 1 + 2\nu_{II} + m \quad (3.4)$$

называется коэффициентом тензочувствительности. Для большинства металлов и сплавов в области упругой деформации K_T невелик и изменяется от 0,6 до 5,5. В области пластической деформации межатомные расстояния не меняются, $m = 0$, и тензоэффект определяется только изменением геометрии проводника. Так как в области пластической деформации $\nu_{II} = 0,5$, то K_T для всех проводников одинаков и равен 2.

Влияние деформации на электрофизические параметры полупроводников

Причиной изменения удельного сопротивления полупроводника при деформации может быть либо изменение концентрации носителей заряда, либо изменение их подвижности. Для n -типа полупроводника

$$\rho = \frac{1}{en\mu_n}. \quad (3.5)$$

Рассмотрим два вида деформации: всестороннее сжатие и одноосное сжатие или растяжение.

Всестороннее сжатие кристалла с кубической симметрией не изменяет его симметрии, а изменяет только расстояние между атомами. Это приводит к увеличению энергии взаимодействия атомов решетки, изменению расположения энергетических зон друг относительно друга соответственно изменению ширины запрещенной зоны E_g . Изменение E_g приводит к изменению концентрации носителей заряда:

$$n'_n p'_n = (n_i^2) \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{2kT}\right) = n_n p_n \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{2kT}\right), \quad (3.6)$$

где ΔE_g – изменение ширины запрещенной зоны при деформации (все величины, отмеченные штрихом, относятся к деформированному полупроводнику).

На рис. 3.1. показаны энергетические структуры Ge и Si, в зоне проводимости которых имеются три минимума энергии: в точке $\vec{k} = 0$, на оси $[111]$ и на оси $[100]$.

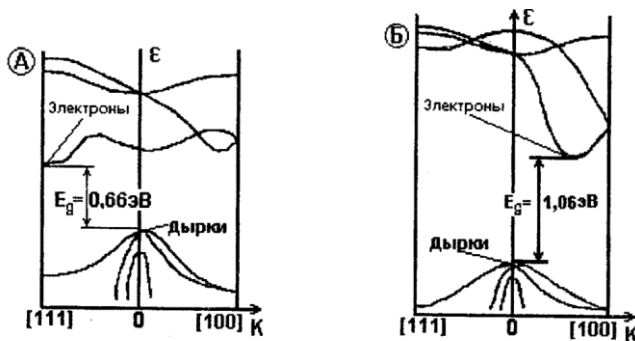


Рис. 3.1. Энергетическая структура германия (А) и кремния (Б)

Энергетические зазоры между различными минимумами достаточно велики, поэтому в состоянии равновесия электроны заполняют лишь самый нижний минимум. В Ge этот минимум расположен на оси [111], в Si - на оси [100]. Подобную структуру зоны проводимости имеют соединения группы A^3B^5 , например, в GaAs также имеются аналогичные минимумы, нижний из которых расположен в точке $\vec{k} = 0$.

Экспериментально показано, что минимумы на оси [111] и в точке $\vec{k} = 0$ с увеличением гидростатического давления поднимаются, а на оси [100] понижаются. Поэтому в указанных полупроводниках E_g увеличивается, если минимум в зоне проводимости расположен в направлении [111] или в точке $\vec{k} = 0$, и уменьшается, если минимум расположен в направлении [100]. В полупроводниках первого типа с ростом давления возможна смена знака изменения ширины запрещенной зоны E_g . Например, в Ge нижний минимум расположен в направлении [111]. С увеличением давления он поднимается, и E_g увеличивается ($\Delta E_g > 0$). Одновременно опускается минимум в направлении [100]. При определенном давлении минимум

[100] может стать ниже минимума [111], и все электроны зоны проводимости перейдут в минимум [100]. Величина E_g будет определяться между вершиной валентной зоны и минимумом [100], который продолжает опускаться при дальнейшем росте давления, ΔE_g становится меньше нуля. Соответственно коэффициент dE_g / dP при малых давлениях равен $5 \cdot 10^{-6}$ эВ/кг·см⁻² (смещение минимума [111]), а при больших $2 \cdot 10^{-6}$ эВ/кг·см⁻² (смещение минимума [100]).

При одноосной деформации нарушается симметрия кристалла, что приводит к искажению формы отдельных зон и изменению эффективной плотности состояний в зонах, то есть эффективной массы носителей заряда, и к изменению концентрации носителей заряда.

Произведение концентрации электронов и дырок

$$np = n_i^2 = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right), \quad (3.7)$$

где

$$N_C N_V = 2 \left(2\pi m_{n,p}^* \frac{kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (3.8)$$

– эффективная плотность состояний в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно.

В деформированном полупроводнике

$$\begin{aligned} n' p' &= N'_C N'_V \exp\left(-\frac{E_g + \Delta E_g}{2kT}\right) = \\ &= \frac{N'_C N'_V}{N_C N_V} \left[N_C N_V \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \right] \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{2kT}\right) = \end{aligned}$$

$$= \frac{N'_C N'_V}{N_C N_V} \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{2kT}\right). \quad (3.9)$$

По аналогии с (3.6) запишем (3.9) в виде

$$n' p' = n_i^2 \exp\left(-\frac{\Delta E_{g^*}}{2kT}\right), \quad (3.10)$$

где

$$\Delta E_{g^*} = \Delta E_g + kT \ln\left(\frac{N_C N_V}{N'_C N'_V}\right). \quad (3.11)$$

Таким образом, при определении концентрации носителей заряда изменение эффективной плотности состояний при одноосной деформации можно учесть введением величины эффективного изменения ширины запрещенной зоны ΔE_{g^*} и для определения концентрации носителей пользоваться обычной формулой (3.6), в которой вместо действительного изменения ΔE_g стоит ее эффективное изменение (3.10). Изменение $N_C N_V$ максимально, если направление деформации совпадает с направлением расположения нижнего максимума зоны проводимости, тогда при больших давлениях второе слагаемое в (3.11) может стать больше первого. При этом знак ΔE_g может изменяться на противоположный.

Изменение подвижности при одноосной деформации связано, во-первых, с описанным изменением N_C и N_V ($\mu \sim 1/m^*$, $m_{n,p}^* \sim N_{C,V}^{2/3}$), во-вторых, с перераспределением носителей заряда между различными подзонами.

Рассмотрим вторую причину, которая является определяющей для Ge и S n -типа. В состоянии равновесия электроны занимают самый нижний минимум в зоне проводимости. Таких энергетических минимумов несколько, например, в Ge-4, в Si-6, и они полностью эквивалентны. Изоэнергетические поверхности вблизи минимумов представляют собой эллипсоиды вращения с осью симметрии, совпадающей с направлением $[111]$ в Ge и $[100]$ в Si. На рис. 3.2. показаны сечения изоэнергетических поверхностей при деформации вдоль оси $[100]$ для Si. Сплошными линиями изображено исходное состояние, пунктиром - сжатие вдоль оси $[100]$.

Эффективная масса электронов в продольном ($m_{\parallel}^*$) и поперечном ($m_{\perp}^*$) направлениях различна, а именно $m_{\parallel}^* > m_{\perp}^*$.

Так как $\mu \sim 1/m^*$, то и значения подвижностей также различны и $\mu_{\parallel} < \mu_{\perp}$.

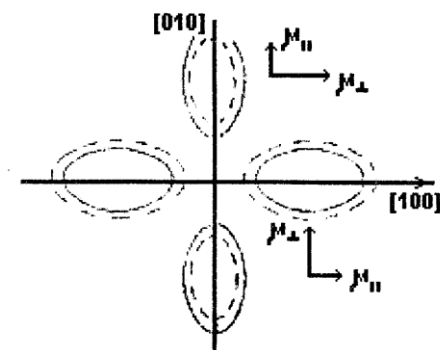


Рис. 3.2. Изменение положения энергетических минимумов в зоне проводимости Si при деформации

При отсутствии деформации долины вдоль направлений $[100]$ и $[010]$ симметричны и концентрация электронов в них одинакова. Суммарная проводимость, обусловленная наличи-

ем электронов в этих двух долинах при токе в направлении [100], определяется как

$$\sigma_0 = e(n_1\mu_{\parallel} + n_2\mu_{\perp}) = en_0\mu_0 \quad (3.12)$$

и при $n_1 = n_2 = n_0 / 2$ от напряжения не зависит. В этом случае средняя подвижность $\mu_0 = (\mu_{\parallel} + \mu_{\perp}) / 2$.

Если сжать полупроводник в направлении [100], то расстояние между атомами в этом направлении уменьшается, а в перпендикулярном увеличивается. Это приведет к тому, что дно зоны проводимости в направлении [100] опустится, а в направлении [010] поднимется. Вследствие этого произойдет перераспределение электронов между первым и вторым минимумами, то есть n_1 увеличится, а n_2 уменьшится. Обозначим число электронов, перешедших из одного минимума в другой, через Δn , тогда проводимость при деформации

$$\sigma_{\vartheta} = \frac{e[(n_0 + \Delta n)\mu_{\parallel} + (n_0 - \Delta n)\mu_{\perp}]}{2} = \sigma_0 \frac{e\Delta n(\mu_{\parallel} - \mu_{\perp})}{2}. \quad (3.13)$$

Так как $\mu_{\parallel} < \mu_{\perp}$, то электрическая проводимость деформированного полупроводника уменьшится ($\sigma_{\vartheta} < \sigma_0$). Относительное изменение электрической проводимости

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma_0} = \frac{\Delta n}{n} \cdot \frac{\mu_{\parallel} - \mu_{\perp}}{\mu_{\parallel} + \mu_{\perp}} = -\frac{\Delta n}{n} \cdot \frac{\alpha - 1}{\alpha + 1} \quad (3.14)$$

определяется количеством перераспределенных электронов и отношением подвижностей $\alpha = \mu_{\parallel} / \mu_{\perp}$. В Si $\alpha = 5,16$; в Ge $\alpha = 19,3$.

Аналогично можно определить изменение электропроводности при деформации с учетом всех минимумов. Максимальное изменение подвижности происходит при деформации в направлении расположения нижних минимумов: в n -Ge в направлении $[111]$, в n -Si в направлении $[100]$.

В Ge, Si и GaAs p -типа проводимости анизотропии подвижности дырок практически нет. Как видно из рис. 3.1, в вершине валентной зоны соприкасаются две ветви энергии, т.е. вершина валентной зоны является вырожденной. Этим ветвям соответствуют различные эффективные массы дырок, в связи с чем подзону с малой эффективной массой называют подзоной "«легких»" дырок, а большой – «тяжелых». При одноосной деформации нарушается симметрия кристалла, что приводит к снятию вырождения, т.е. подзоны легких и тяжелых дырок смещаются в противоположных направлениях. Это приводит к перераспределению дырок между подзонами. Если

$$\sigma_0 = e(p_L \mu_L + p_T \mu_T), \quad (3.15)$$

где $p_{L,T}$ и $\mu_{L,T}$ – соответственно концентрация и подвижность легких и тяжелых дырок, то

$$\Delta\sigma = e(\Delta p_L \mu_L + \Delta p_T \mu_T) = e\Delta p(\mu_L - \mu_T), \quad (3.16)$$

так как общая концентрация дырок $p_0 = p_L + p_T$ постоянна ($p = N_A$) определяется концентрацией акцепторной примеси и $\Delta p_L = -\Delta p_T$.

Относительное изменение проводимости

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\Delta p(\mu_L - \mu_T)}{p_L \mu_L + p_T \mu_T}. \quad (3.17)$$

Максимальное изменение подвижности дырок Ge, Si и GaAs *p*-типа проводимости происходит при деформации в направлении [111].

При рассмотрении влияния деформации на энергетическую структуру полупроводников не учитывалось изменение энергии ионизации примеси при деформации. Это справедливо для примесей, образующих мелкозалегающие уровни в запрещенной зоне, когда уже при достаточно низких температурах все атомы примеси ионизованы и концентрация носителей заряда при небольших изменениях энергии ионизации примеси не изменяется. Если примесь образует глубокие уровни, то изменение энергии ионизации примеси будет существенно изменять концентрацию носителей заряда.

Тензочувствительность в полупроводниках зависит от кристаллографического направления, типа проводимости и удельного сопротивления, с ростом которого тензочувствительность растет, рис. 3.3.

В Ge *n*- и *p*-типа проводимости наибольшая тензочувствительность наблюдается в направлении [111], в Si *n*-типа в направлении [100] и в Si *p*-типа в направлении [111]. Знак тензочувствительности в полупроводниках *n*-типа отрицательный, а в полупроводниках *p*-типа – положительный.

Наибольшее значение коэффициента тензочувствительности для Ge и Si порядка 150 – 170. Тензочувствительность GaAs *p*-типа максимальна в направлении [111] и достигает такой же величины, как в Ge и Si.

Большой тензочувствительностью обладают соединения *n*-GaSb в направлении [111] ($K_T = -226$), *p*-InSb в направлении [111] ($K_T = +212$).

Для уменьшения влияния температуры на величину сопротивления тензорезисторы изготавливают из примесных полупроводников, в которых концентрация основных носителей равна концентрации примеси и не зависит от деформации.

Поэтому изменение сопротивления при деформации определяется только изменением подвижности.

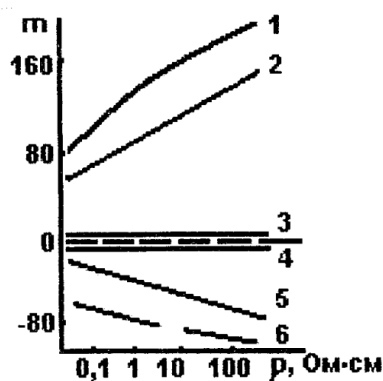


Рис. 3.3. Зависимость тензочувствительности кремния от удельного сопротивления при различном типе электропроводности и в различных кристаллографических направлениях:
 1 – p -тип, [111]; 2 – p -тип, [110]; 3 – p -тип, [100];
 4 – n -тип, [111]; 5 – n -тип, [110]; 6 – n -тип, [100]

Тензорезисторы. Конструкции, технология изготовления

Тензорезистор конструктивно представляет собой чувствительный элемент из тензочувствительного материала (проволоки, фольги), закрепленный с помощью связующего (клея, цемента) на исследуемой детали. Для присоединения чувствительного элемента в электрическую цепь в тензорезисторе имеются выводные проводники.

В настоящее время наибольшее распространение получили металлические проводники и фольговые тензорезисторы с коэффициентом тензочувствительности порядка нескольких единиц.

Из полупроводниковых материалов для изготовления тензорезисторов широко используется кремний. Кроме высокой тензочувствительности, он достаточно химически инертен, имеет относительно высокое (по сравнению с другими полупроводниками) значение разрушающего напряжения ($9 \cdot 10^8$ Па) и большое значение допустимой рабочей температуры.

Широко распространенным способом изготовления полупроводниковых тензорезисторов является выпиливание тензочувствительных элементов из монокристаллов полупроводника с нанесением контактов и присоединением выводов. Использование для этих целей кристаллов нитевидной формы исключает необходимость механической обработки и поэтому является предпочтительным.

Другой метод изготовления тензорезисторов основан на создании $p-n$ перехода путем диффузии примесей в пластину полупроводника. В результате на кристалле полупроводника получается тензочувствительный диффузионный слой, отделенный электрически от основного кристалла; $p-n$ переходом. С помощью такого метода можно создавать как отдельные, так и сдвоенные тензорезисторы, изолированные друг от друга прослойкой высокоомного кремния с $p-n$ переходами и удобные для использования в мостовых схемах.

Основными свойствами полупроводниковых тензорезисторов в отличие от металлических являются малые размеры, очень высокие коэффициенты тензочувствительности (на два порядка выше, чем у металлических), высокий уровень выходного сигнала измерительных схем. Важнейшая особенность полупроводниковых тензорезисторов – возможность изготовления их с различными механическими и электрическими свойствами, что неосуществимо для металлических. Например, при одних и тех же размерах сопротивление полупроводникового тензорезистора может быть от 100 Ом до 50 кОм, а коэффициент тензочувствительности от -100 до +200.

Описание экспериментальной установки

Установка для исследования тензоэффекта, приведенная на рис. 3.4, состоит из консольно закрепленной металлической балки 1, к поверхности которой приклеен исследуемый образец 2. Электрические контакты с образца подключены к клеммам 3. Свободный конец балки нагружается с помощью штока микрометрического винта 4, стрела прогиба балки регистрируется микрометром.

Исследуемый образец 2, установленный на верхней поверхности балки, испытывает деформацию растяжения, величину которой можно определить по формуле

$$\varepsilon = \frac{3(l-x)h}{2l^3} \delta, \quad (3.18)$$

где ε – относительная деформация балки на расстояние x от точки ее закрепления; l – расстояние от точки закрепления балки до точки приложения силы; h – толщина балки; δ – стрела прогиба балки в точке приложения силы. Электрическое сопротивление образца измеряется мостом постоянного тока (подключением его к клеммам 3).

Порядок выполнения работы

1. Определить геометрические размеры балки – l , h ; расстояние от точки закрепления балки до середины исследуемого образца x .

2. Убедившись в том, что балка ненагружена, измерить сопротивление образца без деформации – R_0 (подключить мост к клеммам 3).

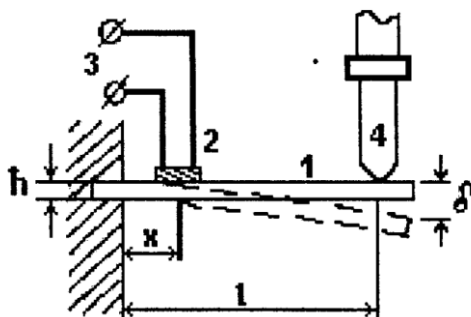


Рис. 3.4. Схема установки для исследования тензоэффекта

3. Определить начальное показание микрометра – b_0 , с которого начинается изменение сопротивления образца R .

4. Увеличивая стрелу прогиба нагружением микрометрического винта, измерить соответствующие значения сопротивления.

Данные занести в таблицу

Номер п/п	Показа- ние микро- метра b	Стрела прогиба $\delta = b - b_0$	Сопро- тивле- ние об- разца R	Относит. измене- ние сопро- тивл. $\Delta R / R_0$	Относит. дефор- мация ε
1.					
2.					

5. Относительное изменение сопротивления образца определить по формуле

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{R - R_0}{R_0}. \quad (3.19)$$

6. Относительную деформацию образца ε вычислить по формуле (3.18).

7. Построить график зависимости $\Delta R / R_0 = f(\varepsilon)$, по тангенсу угла наклона которого определить коэффициент тензочувствительности образца K_T .

$$\frac{\Delta R}{R_0} = K_T \varepsilon. \quad (3.20)$$

8. Определить систематическую ошибку измерения ε и K_T . Оценить погрешность измерения коэффициента тензочувствительности.

9. Для полупроводникового образца определить тип проводимости (по знаку K_T)

Контрольные вопросы

1. Что такое тензоэффект, коэффициент тензочувствительности? Чем определяется величина коэффициента тензочувствительности?

2. Влияние деформации на электрофизические свойства полупроводников.

3. Почему максимальный тензоэффект в n -Ge наблюдается в направлении $[111]$, а в n -Si в направлении $[100]$?

4. Чем объясняется большое значение коэффициента тензочувствительности в Ge и Si p -типа проводимости?

5. Преимущества и недостатки полупроводниковых тензорезисторов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Бонч-Бруевич В.Л. Физика полупроводников / В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. М.: Наука, 1990.
2. Ормонт Б.Ф. Введение в физическую химию и кристаллохимию полупроводников / Б.Ф. Ормонт. М.: Высш. шк., 1986.
3. Павлов П.В. Физика твердого тела / П.В. Павлов, А.Ф. Хохлов. М.: Высш. шк., 2002.
4. Пасынков В.В. Полупроводниковые приборы / В.В. Пасынков, Л.К. Чиркин. СПб.: Лань, 2003.
5. Физические методы исследования материалов твердотельной электроники / С.И. Рембеза, Б.М. Синельников, Е.С. Рембеза, Н.И. Каргин. Ставрополь: СевКавГТУ, 2002.
6. Фистуль В.И. Введение в физику полупроводников / В.И. Фистуль. М.: Высш. шк., 1984.
7. Шалимова К.В. Физика полупроводников / К.В. Шалимова. М.: Высш. шк., 1985.
8. Широкозонные полупроводники / под ред. Ю.Г. Шре-тер. СПб.: Наука, 2001.

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ
к выполнению лабораторных работ № 1 - 3
по дисциплинам
«Физика конденсированного состояния»
и «Физика полупроводников»
для студентов направления 210100.62
«Электроника и микроэлектроника»
(профиль «Микроэлектроника и твердотельная электроника»)
заочной формы обучения

Составитель Новокрещенова Елена Павловна

В авторской редакции

Компьютерный набор Е.П.Новокрещеновой

Подписано к изданию 30.10.2013

Уч.-изд. л. 2,6.

ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный
технический университет»
394026 Воронеж, Московский просп., 14