

Министерство образования Республики Беларусь
Учреждение образования
«Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники»

Кафедра микроэлектроники

А.П. Казанцев

РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ

Лабораторный практикум

по курсам «Радиоматериалы и основы микроэлектроники»,
«Материалы и компоненты радиоэлектроники»,
«Материалы электронной техники»

для студентов специальностей
39 01 01 «Радиотехника», 39 01 03 «Радиоинформатика»,
41 01 02 «Микроэлектроника»
дневной, вечерней и заочной форм обучения

Минск 2003

УДК 621.315.5 (075.8)
ББК 32.843 я 73
К 14

Казанцев А.П.

К 14 Радиотехнические материалы: Лаб. практикум по курсам «Радиоматериалы и основы микроэлектроники», «Материалы и компоненты радиоэлектроники», «Материалы электронной техники» для студ. спец. 39 01 01 «Радиотехника», 39 01 03 «Радиоинформатика», 41 01 02 «Микроэлектроника» дневной, вечерней и заочной форм обучения / А.П. Казанцев. – Мн.: БГУИР, 2003. – 59 с.: ил.

ISBN 985-444-523-2.

Лабораторный практикум позволяет закрепить лекционный материал по основным свойствам и количественным параметрам радиотехнических материалов: проводников, диэлектриков, полупроводников и магнетиков, а также получить практические навыки измерений основных параметров материалов и научиться анализировать результаты измерений.

УДК 621.315.5 (075.8)
ББК 32.843 я 73

ISBN 985-444-523-2

© Казанцев А.П., 2003
© БГУИР, 2003

Содержание

- Лабораторная работа № 1. Электропроводность диэлектрических материалов
- Лабораторная работа № 2. Изучение основных свойств диэлектриков. Измерение зависимости диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь от частоты
- Лабораторная работа № 3. Исследование магнитомягких материалов на промышленной частоте
- Лабораторная работа № 4. Определение энергетических параметров полупроводниковых материалов

Библиотека БГУИР

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

1. Цели и задачи работы

Целями работы являются ознакомление с электропроводностью диэлектриков и усвоение понятий «электропроводность», «удельная проводимость», «удельное сопротивление», а также освоение стандартной методики измерения удельного объёмного (ρ_v) и удельного поверхностного (ρ_s) сопротивлений твёрдых диэлектриков.

Задачами работы являются измерение тока, протекающего через образец, и напряжения на нём и определение по расчётным формулам численных значений ρ_v и ρ_s исследуемого материала. Необходимо также сделать заключение о том, чем определяются и от чего зависят полученные значения удельных сопротивлений.

2. Подготовка к работе

В процессе подготовки к работе до её выполнения необходимо:

1) усвоить цель и задачу работы, ознакомиться с экспериментальными образцами, определить, какой диэлектрический материал в них используется, а также выяснить, чем отличаются образцы между собой;

2) изучить теоретические положения к работе, выписать для отчёта и запоминания основные расчётные формулы и основные определения терминов и понятий, таких как «электропроводность», «удельная проводимость», «удельное объёмное и удельное поверхностное сопротивления», «подвижность носителей заряда»;

3) разобраться в схеме измерений, для чего определить, какие приборы используются в работе, каковы их функциональные возможности, т.е. пределы измерений или изменений (регулирования) питающих выходных напряжений, способы индикации измеряемых или выходных сигналов, а также, как образцы подключаются к измерительным приборам; перерисовать к отчёту схему лабораторной установки и схематическое изображение экспериментального образца;

4) изучить методику выполнения работы, т.е. последовательность действий в процессе измерений, и начертить таблицы измерений с обязательным указанием единиц измерений.

3. Теоретические положения к работе

3.1. Электропроводность и физическая природа токов в диэлектриках

Электропроводностью называется способность вещества проводить электрический ток под действием постоянного электрического поля.

В идеальных диэлектриках нет свободных носителей заряда, поэтому они не проводят электрический ток, т.е. являются изоляторами.

В твёрдом реальном диэлектрике из-за несовершенства структуры и наличия примесей имеется незначительное число свободных носителей заряда, которые под действием внешнего электрического поля обеспечивают протекание *сквозного тока* ($I_{ск}$), называемого током утечки ($I_{ут}$). Величина этого тока определяется количеством свободных носителей и, как правило, лежит в области 10^{-9} А.

Особенностью диэлектриков является наличие связанных зарядов, которые под действием внешнего электрического поля смещаются относительно положения равновесия. Это явление называется *поляризацией*.

Смещение связанных зарядов обуславливает протекание поляризационных токов, или токов смещения, которые принято называть *токами абсорбции* ($I_{аб}$). Они возникают только в момент включения и выключения внешнего электрического поля. В переменном электрическом поле токи смещения имеют место при изменении фазы напряжённости внешнего поля, т.е. они протекают всё время, пока приложено внешнее электрическое поле. При подключении образца диэлектрика к источнику постоянного напряжения в начальный момент времени протекают оба тока – и $I_{ск}$, и $I_{аб}$, а в процессе установления поляризации ток абсорбции спадает до нуля и в диэлектрике протекает только сквозной ток.

На рис. 1.1 показано изменение во времени полного тока (I_{Σ}) в диэлектрике после его подключения к источнику постоянного напряжения.

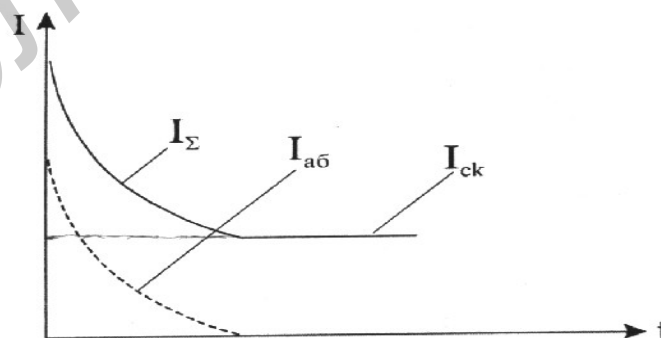


Рис. 1.1. Зависимость тока в диэлектрике при подключении к источнику постоянного напряжения

3.2. Количественные параметры электропроводности

Электропроводность – это физическое явление, которое как всякое явление или способность к чему-либо можно охарактеризовать количественным параметром.

Поэтому *количественной мерой электропроводности является удельная проводимость γ , равная заряду, протекающему в единицу времени через единичное сечение образца при единичной напряжённости электрического поля.*

Согласно закону Ома, плотность тока j пропорциональна напряжённости электрического поля E . Коэффициентом пропорциональности является удельная проводимость σ , т.е.

$$j = \sigma E \cdot \quad (1)$$

С другой стороны, плотность тока равна заряду, протекающему в единицу времени через единичное сечение образца при заданной напряжённости внешнего поля, т.е.

$$j = qn\nu, \quad (2)$$

где q – заряд электрона; n – концентрация носителей заряда; ν – скорость направленного движения носителей заряда в электрическом поле напряжённости E .

На основании (1) и (2) можно записать

$$\sigma = qn\nu / E = qn\mu \cdot \quad (3)$$

Величина μ называется *подвижностью носителей заряда. Из формулы следует, что она равна скорости направленного движения носителей заряда в электрическом поле единичной напряжённости.*

Носителями заряда могут быть электроны (дырки), ионы и молионы – заряженные группы молекул (коллоидные частицы). В связи с этим по типу носителей заряда различают электронную, ионную и молионную электропроводности.

Практической мерой электропроводности является не удельная проводимость, а обратная ей величина – удельное сопротивление ρ . Для твёрдых диэлектриков различают удельное объёмное ρ_v и удельное поверхностное ρ_s сопротивления.

В системе СИ удельное объёмное сопротивление ρ_v численно равно сопротивлению куба вещества с ребром 1 м, если ток протекает через объём между противоположными гранями куба, и имеет размерность Ом·м. Оно рассчитывается по формуле

$$\rho_v = R_v S/d \text{ [Ом} \cdot \text{м]}, \quad (4)$$

где R_v – экспериментально полученное объёмное сопротивление образца, рассчитанное по закону Ома, Ом; S – площадь электродов, м²; d – толщина образца, т.е. расстояние между электродами, м.

Удельное поверхностное сопротивление ρ_s численно равно сопротивлению квадрата любого размера на поверхности образца, если ток протекает между противоположными сторонами этого квадрата, и имеет размерность Ом, Ом/квadrat, Ом/ . Последняя форма записи размерности характерна для тонких проводящих и полупроводниковых плёнок, используемых в микроэлектронике.

Удельное поверхностное сопротивление образца рассчитывается по формуле

$$\rho_s = R_s L/d \text{ Ом}, \quad (5)$$

где R_s – экспериментально полученное поверхностное сопротивление образца, рассчитанное по закону Ома, Ом; L – длина электродов, м; d – расстояние между электродами, м.

3.3. Виды электропроводности диэлектриков и способы увеличения ρ_v и ρ_s

Электропроводность диэлектриков зависит от многих факторов и определяется:

- агрегатным состоянием образца – газообразное, жидкое, твёрдое;
- структурой вещества – атомная, ионная, молекулярная, кристаллическая, аморфная;
- природой и химическим составом – простые вещества, сложные химические соединения, органические, неорганические;
- строением молекул и их полярностью – мономеры, полимеры, полярные, неполярные;
- гигроскопичностью – непоглощающие или поглощающие влагу, т.е. гидрофобные, гидрофильные вещества;
- пористостью вещества;
- наличием примесных атомов в объёме, адсорбированных атомов и загрязнений на поверхности.

В каждом отдельном случае механизм и вид электропроводности устанавливаются экспериментально.

Газообразные диэлектрики в нормальных условиях обладают исключительно малой электропроводностью. Протекание тока обусловлено только наличием свободных электронов или ионов. Они появляются либо под действием внешних ионизирующих факторов, таких как рентгеновские, ультрафиоле-

товые, космические лучи, радиоактивное излучение или тепловое воздействие, либо за счёт ударной ионизации в сильных электрических полях.

При нормальных условиях величина удельного сопротивления газообразных диэлектриков ρ_v находится в пределах 10^{15} Ом·м.

Для жидких и твёрдых диэлектриков возможны все виды электропроводности. Однако электронная электропроводность встречается относительно редко, в то же время она является доминирующей в сильных электрических полях.

Ионная электропроводность наблюдается у кристаллических диэлектриков за счёт ионов самого вещества, вырванных из узлов кристаллической решётки под действием теплового движения, либо за счёт ионов примесных атомов. Однако она наиболее характерна для аморфных веществ типа стёкол, смол, лаковых плёнок и компаундов в твёрдом состоянии, а также для жидких диэлектриков.

Прохождение ионных токов сопровождается переносом вещества с образованием вблизи электродов новых химических веществ. Это явление называется *электролизом* и используется в технике при нанесении различных покрытий.

Молионная электропроводность по своей физической сущности достаточно близка к ионной и наблюдается у жидких лаков и компаундов, увлажняющих масел, в коллоидных системах, представляющих собой смесь двух веществ (фаз), одно из которых в виде макроскопических частиц находится во взвешенном состоянии в другом веществе. Из коллоидных систем наиболее часто используются в электроизоляционной технике *эмульсии* (обе фазы – жидкости) и *суспензии* (одна фаза – твёрдое вещество, другая – жидкость). При наложении внешнего электрического поля молионы приходят в движение, и процесс сопровождается явлением *электрофореза*, который отличается от электролиза тем, что не происходит образование новых веществ, а лишь изменяется концентрация одной фазы в другой за счёт осаждения молионов на электродах. Примером практического использования электрофореза является покрытие металлических предметов каучуком и смолами из их суспензий.

Независимо от типа электропроводности величина удельного сопротивления жидких диэлектрических материалов, используемых в технике, ρ_v находится в пределах $10^{12} \dots 10^{15}$ Ом·м.

Особенностью электропроводности твёрдых диэлектриков является наличие в них как объёмных, так и поверхностных токов. Поэтому их полная электропроводность складывается из объёмной и поверхностной и характеризуется *сопротивлением изоляции* $R_{из}$. Оно определяется как частное от деления напряжения на величину полного тока, измеренную через 1 мин после включения напряжения. Это время необходимо, чтобы закончились поляризационные процессы и значит ток адсорбции стал равным нулю и не влиял на величину измеряемого полного тока в диэлектрике и на значение $R_{из}$. Сопротивление изоляции является важным параметром для электроизоляционных

материалов, используемых в конденсаторах, проводах и кабелях. Оно зависит от длины изделия и определяется из соотношения:

$$R_{из} = R_l / L, \quad (6)$$

где $R_{из}$ – сопротивление изоляции всей длины изделия; R_l – сопротивление одного метра изделия; L – длина изделия.

Согласно приведённой формуле (6), чем больше длина изделия, тем меньше сопротивление изоляции.

Для органических полимерных электроизоляционных материалов величина удельного объёмного сопротивления ρ_v находится в пределах $10^{14} \dots 10^{16}$ Ом·м, а сопротивление изоляции изделий, использующих эти материалы, изменяется от гигаом до терраом, т.е. $R_{из} = 10^9 \dots 10^{12}$ Ом.

Электропроводность твёрдых диэлектриков обычно характеризуется как удельным объёмным ρ_v , так и удельным поверхностным ρ_s сопротивлением. Как уже отмечалось, ρ_v зависит от многих факторов, и для получения требуемого значения ρ_v необходимо подбирать соответствующий материал. Для пористых материалов повышение ρ_v достигается путём просушивания и пропитки лаками, смолами, фтор- и кремнийорганическими жидкостями.

Диапазон значений ρ_v для различных твёрдых диэлектрических материалов достаточно широк и составляет величину от ($10^6 \dots 10^9$) Ом·м для слоистых пластиков и некоторых типов стёкол до ($10^{11} \dots 10^{15}$) Ом·м для слюдяных и керамических материалов.

Величина ρ_s в значительной степени определяется поверхностными загрязнениями и влажностью. Достаточно тончайшего слоя влаги на поверхности диэлектрика, чтобы появилась заметная проводимость. Чем больше относительная влажность окружающей среды, тем больше влаги адсорбируется на поверхности диэлектрика и тем выше поверхностная проводимость. Резкое увеличение поверхностной проводимости наблюдается при относительной влажности порядка 60%.

Неполярные диэлектрики (гидрофобные) слабо адсорбируют влагу, поэтому для них величина ρ_s мало зависит от влажности окружающей среды. Полярные диэлектрики (гидрофильные) значительно поглощают влагу, поэтому величина ρ_s для них сильно зависит от влажности окружающей среды. Ионные диэлектрики, керамика, стёкла хорошо смачиваются водой, поэтому во влажной среде ρ_s для них невелико.

Для одного и того же диэлектрика значения ρ_s во влажной и сухой среде могут отличаться на 3–4 порядка и имеют величину соответственно $10^6 \dots 10^7$ Ом и $10^{10} \dots 10^{11}$ Ом.

Для повышения величины поверхностного сопротивления применяют различные способы очистки поверхности – промывку спиртом, кипячение в дистиллированной воде с последующей просушкой, чем достигается очистка поверхности изделий от загрязнений. Изделия из керамики и стёкол прокали-

вают при температуре 600...700 °С и покрывают плёнками кремнийорганических лаков.

4. Описание лабораторной установки и экспериментальных образцов

Измерение сопротивлений твёрдых диэлектрических материалов производится по схеме, представленной на рис. 1.2.

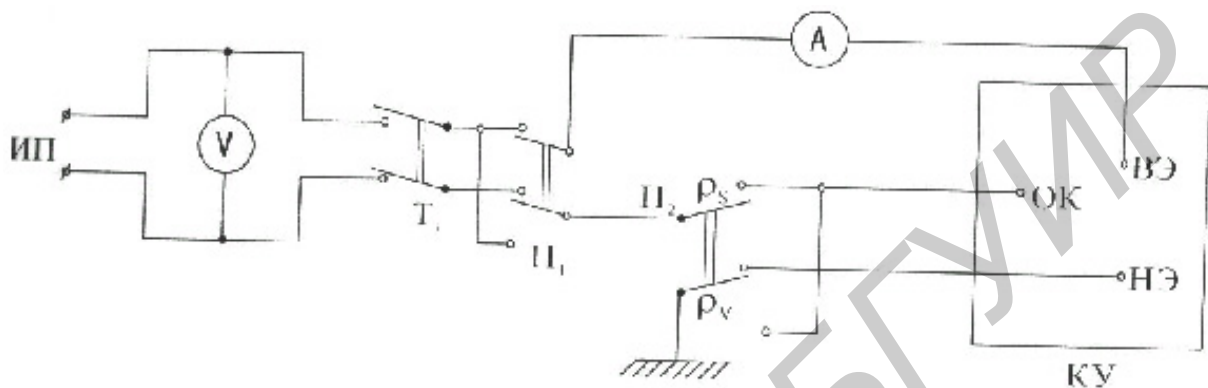


Рис. 1.2. Схема измерения ρ_v и ρ_s

На схеме обозначены: ИП – источник питания (УИП-2); Т₁ – тумблер подключения схемы к источнику питания; П₁ – переключатель полярности напряжения питания; П₂ – переключатель электродов для измерения ρ_v , ρ_s образца; КУ – контактирующее устройство для подключения образца к источнику питания; V – вольтметр на лицевой панели УИП-2; А – микроамперметр – цифровой измерительный прибор В7-27А; ВЭ (НЭ) – верхний (нижний) электрод образца; ОК – охранный кольцо; ρ_s , ρ_v – положения переключателя П₂ для измерения ρ_s и ρ_v .

Особенностью измерения сопротивлений при определении ρ_s и ρ_v является использование трёхэлектродной схемы в отличие от обычной двухэлектродной схемы измерения активного сопротивления. Это связано с тем, что в процессе измерения необходимо исключить влияние на результат либо поверхностных токов, когда измеряется ρ_v , либо объёмных токов при измерении ρ_s . Для этого при измерении ρ_v заземляется охранный кольцо – третий электрод. В результате поверхностные токи между охранным кольцом и верхним электродом уходят в землю и не влияют на величину измеряемого тока через объём между верхним и нижним электродами.

При измерении ρ_s заземляется нижний электрод и объёмные токи не влияют на результат измерения тока, текущего по поверхности, между охранным кольцом и верхним электродом.

На рис. 1.3 представлены конструкция образца и схемы подключения электродов при измерении ρ_s , ρ_v .

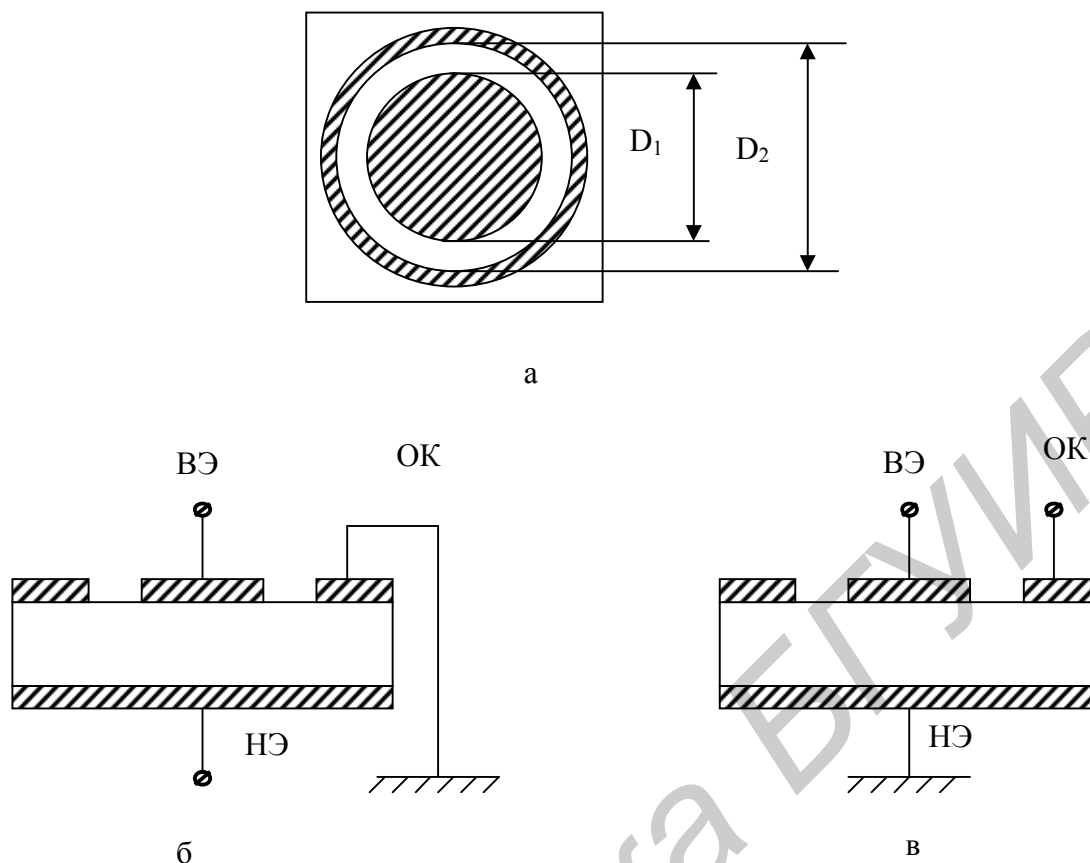


Рис. 1.3. Конструкция экспериментальных образцов:
 а – расположение верхнего электрода и охранного кольца; б – подключение электродов при измерении ρ_v ; в – подключение электродов при измерении ρ_s

В качестве диэлектрика в образцах используется пористый, гигроскопичный материал – технический картон разной толщины, которая указана на образце в мм. Диаметр верхнего электрода $D_1 = 50$ мм, внутренний диаметр охранного кольца $D_2 = 54$ мм для всех образцов. Часть образцов находится в эксикаторе с повышенной влажностью, а другая – в плотно закрытом эксикаторе с влагопоглотителем. Различие образцов по влажности позволяет оценить её влияние на значение ρ_s и поверхностную проводимость.

5. Методика проведения лабораторных измерений

1. Внимательно осмотреть лабораторную установку и измерительные приборы. Определить, где находятся органы управления процессом измерений, выходы источников питания, ручки регулировки выходного напряжения, приборы для контроля тока и напряжения; уточнить пределы регулирования и измерения, а также, где находятся сухие и влажные образцы.

2. Отсоединить два провода, идущие от источника питания к элементам коммутации и образцам, и включить приборы для прогрева.

3. Взять один из влажных образцов и установить его в контактирующее устройство. Убедиться, что охранное кольцо не касается верхнего электрода на образце, а гиря не касается охранного кольца. Обязательно закрыть устройство защитным кожухом для обеспечения электробезопасности. Кожух должен устанавливаться до включения напряжения питания. Снимать кожух и менять образец можно только после окончания измерения и отключения питающего напряжения, которое можно осуществлять либо тумблером T_1 , либо после установления ручками регулировки нулевого напряжения на выходе источника питания.

4. Убедиться по вольтметру, что напряжение на обоих выходах источника питания установлено на нуль, и подключить питающие провода к выходу источника 0–50 В.

5. Нажать кнопку тумблера T_1 , подключив образец к выходу источника питания. Установить переключатель Π_2 в режим измерения ρ_v .

6. Медленно увеличивая напряжение на выходе источника и контролируя его значение по вольтметру УИП-2, определить по цифровому индикатору прибора В7-27А наличие и величину тока, протекающего через образец.

7. Установить удобное для расчёта значение напряжения (10...20...300 В) и через 1 мин записать в таблицу измерений величину установившегося тока и значения напряжения.

8. Переключателем Π_1 изменить полярность питающего напряжения и через 1 мин записать в таблицу измерений значение установившегося тока через образец.

9. Переключателем Π_2 установить режим измерения ρ_s и повторить операции по пп. 6, 7 и 8.

10. Уменьшить напряжение на выходе источника питания до нуля, снять кожух с контактирующего устройства, заменить образец, соблюдая по п. 3 указания, и повторить измерения по пп. 6, 7, 8, 9.

11. Взять один из сухих образцов и установить его в контактирующее устройство, соблюдая требования п. 3.

12. Подключить провода к выходу источника питания 0–300 В и произвести измерения, строго соблюдая рекомендации пп. 5–10.

13. Измерения произвести для трёх сухих и трёх влажных образцов.

14. По результатам измерений рассчитать и занести в нижеприведенную таблицу значения ρ_v и ρ_s , используя формулы:

$$\rho_v = \frac{U}{I_{cp}} \frac{\pi (D_1)^2}{4d} \text{ [Ом}\cdot\text{м]}; \quad (7)$$

$$\rho_s = \frac{U}{I_{cp}} \pi \frac{D_1 + D_2}{D_2 - D_1} \text{ [Ом]}. \quad (8)$$

15. Оценить результаты измерений и сделать выводы по работе.

Образец, толщина	Изменяемый параметр	U, В	I, А	I_{cp} , А	R_v , Ом	R_s , Ом	ρ_v , Ом·м	ρ_s , Ом	Влажность образца
№ d =	ρ_v					–		–	
	ρ_s				–		–		
№ d =	ρ_v					–		–	
	ρ_s				–		–		

6. Контрольные вопросы

1. Что называется электропроводностью?
2. Какой физический смысл имеет удельная проводимость?
3. Какие токи могут протекать в диэлектрике?
4. Почему отсчёт тока через образец следует производить через 1 мин после включения напряжения?
5. Что такое ρ_v и ρ_s и каковы единицы их измерения в системе СИ?
6. Как влияет влажность на проводимость образцов?
7. Какова особенность схемы измерения?
8. Почему измерения тока в образце проводятся при двух полярностях питающего напряжения?
9. Как определить, влажный или сухой образец?

Литература

1. Богородицкий Н.П., Пасынков В.В., Тареев Б.М. Электротехнические материалы. Л.: Энергия, 1997.
2. Пасынков В.В. Материалы электронной техники. М.: Высш. шк., 1980.
3. Воробей З.Ф., Кураева С.Н., Казанцев А.П. Лабораторный практикум: В 2 ч. Ч. 1. Мн.: РТИ, 1991.
4. Казанцев А.П. Электротехнические материалы. Мн.: Дизайн ПРО, 1998, 2001.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2

ИЗУЧЕНИЕ ОСНОВНЫХ СВОЙСТВ ДИЭЛЕКТРИКОВ. ИЗМЕРЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕ- МОСТИ И ТАНГЕНСА УГЛА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ ОТ ЧАСТОТЫ

1. Цели и задачи работы

Основными электрофизическими свойствами диэлектриков принято считать способность поляризоваться, электропроводность, возникновение диэлектрических потерь, пробой диэлектриков. Каждое из этих свойств характеризуется количественными параметрами, позволяющими оценивать, сравнивать и классифицировать различные диэлектрики по указанным свойствам, что дает возможность определить области их применения.

Целями работы являются изучение способности диэлектриков поляризоваться, ознакомление с основными видами поляризации, выяснение причин возникновения диэлектрических потерь и определение количественных параметров, характеризующих эти явления.

Задачами работы являются экспериментальное измерение зависимости диэлектрической проницаемости (ϵ) и тангенса угла диэлектрических потерь ($\text{tg } \delta$) от частоты и анализ этих зависимостей.

2. Подготовка к работе

В процессе подготовки к выполнению лабораторной работы необходимо:

1) уяснить цель и задачу работы, определить, что является образцом (образцами) в данной работе и каковы геометрические размеры образца;

2) изучить теоретические положения к работе и выписать для отчёта и запоминания основные расчётные формулы, а также основные определения и термины: «диэлектрик», «поляризация», «диэлектрическая проницаемость», «диэлектрические потери», «угол диэлектрических потерь», «тангенс угла диэлектрических потерь»;

3) определить, что включает в себя лабораторная установка, уяснить принцип работы измерительного прибора и как устанавливаются диапазоны частот, определить количество диапазонов и пределы изменения частоты, а также пределы изменения ёмкости и добротности измерительного контура прибора;

4) по описанию изучить методику выполнения работы, т.е. последовательность действий в процессе измерений, и начертить таблицу измерений с обязательным указанием единиц измерений.

3. Теоретические положения к работе

3.1. Диэлектрики, молекулярное строение, электрический момент

Диэлектриком называется вещество, основным электрическим свойством которого является способность поляризоваться в электрическом поле.

Характерной особенностью диэлектриков является наличие сильно связанных положительных и отрицательных зарядов в молекулах, из которых состоит вещество. Из существующих видов связи для диэлектриков, применяемых в электро- и радиотехнике, наиболее типичными являются ковалентная неполярная, ковалентная полярная или гомеополярная, ионная или гетерополярная, донорно-акцепторная. Силы связи определяют не только строение и основные свойства вещества, но и наличие хаотично или упорядоченно ориентированных электрических моментов в микро- или макроскопическом объёмах этого вещества.

Электрический момент появляется в системе из двух одинаковых по величине и разноимённых по знаку электрических зарядов $\pm q$, расположенных на некотором расстоянии l друг от друга, и определяется соотношением

$$\mu = ql.$$

Такую систему зарядов принято называть *дипольной*, а молекулу, образуемую этой системой зарядов, – *диполем*.

Ковалентная связь возникает при объединении атомов в молекулы, в результате которого происходит обобществление валентных электронов и дополнение внешней электронной оболочки до устойчивого состояния.

Молекулы с ковалентной неполярной связью возникают при объединении одноимённых атомов типа H_2 , C_2 , Cl_2 , C , S , Si и т.д. и имеют симметричное строение. В результате совпадения центров положительного и отрицательного зарядов электрический момент молекулы равен нулю, молекула неполярная и вещество (диэлектрик) – *неполярное*.

Если молекулы с ковалентной связью образуются из разноимённых атомов за счёт обобществления пар валентных электронов, например H_2O , CH_4 , CH_3Cl и т.д., то отсутствие или наличие электрического момента будет зависеть от взаимного расположения атомов относительно друг друга. При симметричном расположении атомов и, следовательно, совпадении центров зарядов молекула будет неполярной. При несимметричном расположении атомов за счёт смещения центров зарядов на определённое расстояние возникает электрический момент, молекула называется полярной и вещество (диэлектрик) – *полярным*.

Структурные модели неполярных и полярных молекул представлены на рис. 2.1.



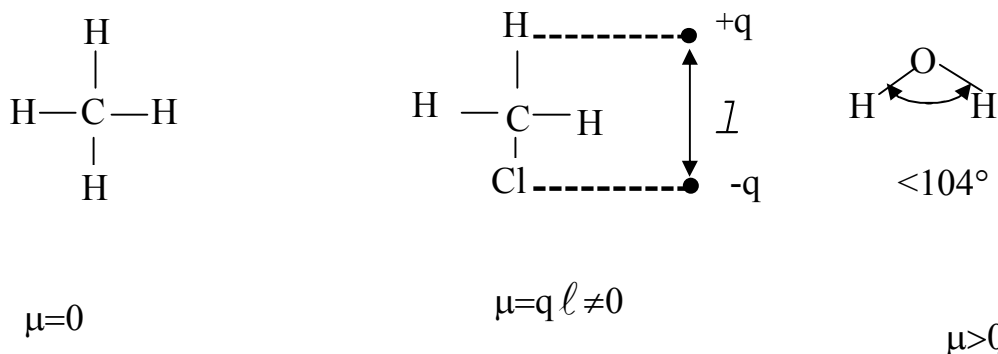


Рис. 2.1. Структуры молекул с ковалентной связью

Независимо от того, полярный или неполярный диэлектрик, наличие электрического момента в молекулах приводит к возникновению собственного электрического поля в каждом микроскопическом объёме вещества. При хаотической ориентации электрических моментов молекул за счёт их взаимной компенсации суммарное электрическое поле в диэлектрике равно нулю. Если электрические моменты молекул ориентированы преимущественно в одном направлении, то электрическое поле возникает во всём объёме вещества. Такое явление наблюдается в веществах с самопроизвольной (спонтанной) поляризацией, в частности в сегнетоэлектриках.

Ионная и донорно-акцепторная связи возникают при образовании вещества из разноимённых атомов. При этом атом одного химического элемента отдаёт, а другой присоединяет или захватывает электрон. В результате образуются два иона, между которыми возникает электрический момент.

Таким образом, по строению молекул диэлектрики можно разделить на три группы:

- неполярные, электрический момент молекул которых равен нулю;
- полярные, электрический момент молекул которых отличен от нуля;
- ионные, в которых электрический момент возникает между ионами химических элементов, составляющих вещество.

Наличие электрических моментов в диэлектриках, независимо от причин их возникновения, определяет их основное свойство – способность поляризоваться в электрическом поле.

3.2. Поляризация диэлектриков

При отсутствии внешнего электрического поля в диэлектриках, где нет самопроизвольной поляризации, в каждом элементе объёма из-за разупорядоченной ориентации электрических моментов молекул и их взаимной компенсации суммарный электрический момент будет равен нулю. Под действием электрического поля происходит смещение связанных зарядов относительно своих устойчивых положений на небольшие расстояния, т.е. происходит ори-

ентация связанных зарядов внешним электрическим полем. Это явление называется *поляризацией*.

За счёт упорядочивания расположения связанных зарядов каждый микроскопический элемент объёма будет иметь электрический момент, отличный от нуля и равный сумме всех электрических моментов молекул, находящихся в этом объёме.

Таким образом, *электрическая поляризация* – это состояние вещества, при котором электрический момент некоторого его объёма отличен от нуля.

На рис. 2.2 схематично показано расположение молекул диэлектрика в неполяризованном (а) и поляризованном (б) состояниях.

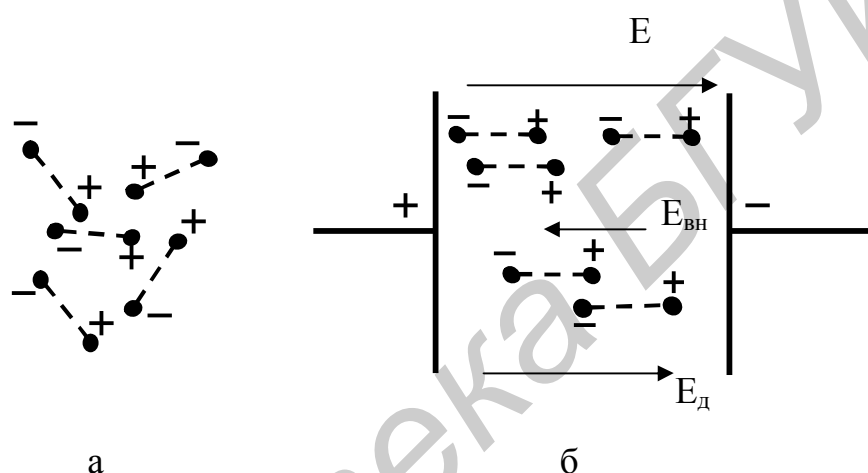


Рис. 2.2. Расположение зарядов в диэлектрике:

а – при отсутствии внешнего поля; б – при приложении внешнего поля

За счёт ориентации молекул в объёме диэлектрика возникает внутреннее электрическое поле напряжённостью $E_{\text{вн}}$, которое направлено против внешнего поля E . В результате суммарное поле в диэлектрике $E_{\text{д}}$ будет равно:

$$E_{\text{д}} = E - E_{\text{вн}} > 0. \quad (1)$$

Для количественной оценки способности диэлектрика поляризоваться или степени поляризации пользуются макроскопической характеристикой (параметром), называемой *диэлектрической проницаемостью* ϵ .

Различают *абсолютную* ϵ^* и *относительную* ϵ диэлектрические проницаемости. Они связаны соотношением

$$\epsilon^* = \epsilon \epsilon_0, \quad (2)$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная, равная $10^{-9} / 36\pi \text{ Ф/м} = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м} = 8,85 \text{ пФ/м}$.

В технике пользуются относительной диэлектрической проницаемостью, которая является безразмерной величиной и определяется соотношением

$$\varepsilon = \varepsilon^* / \varepsilon_0. \quad (3)$$

С другой стороны, относительная диэлектрическая проницаемость ε показывает, во сколько раз ослабляется внешнее поле в диэлектрике за счёт поляризации (из-за возникновения внутреннего поля), т.е.

$$e = \frac{E}{E_{\text{д}}} = \frac{E}{E - E_{\text{вн}}}. \quad (4)$$

При рассмотрении двух одинаковых по размерам плоских конденсаторов и определении их ёмкости, когда между обкладками одного из них находится диэлектрик, а у другого – вакуум, можно показать, что ёмкость конденсатора с диэлектриком $C_{\text{д}}$ за счёт поляризации больше, чем ёмкость конденсатора C_0 без диэлектрика, где нет поляризации. Следовательно, *относительная диэлектрическая проницаемость показывает, во сколько раз увеличивается ёмкость конденсатора с диэлектриком по сравнению с конденсатором того же размера без диэлектрика:*

$$\varepsilon = C_{\text{д}} / C_0. \quad (5)$$

Ёмкость плоского конденсатора рассчитывается по формуле

$$C = \varepsilon \varepsilon_0 S / d, \quad (6)$$

откуда

$$\varepsilon = Cd / \varepsilon_0 S. \quad (7)$$

Следовательно, зная площадь обкладок S , расстояние между обкладками d и измерив величину ёмкости C , можно экспериментально определить значение ε для диэлектрического материала, используемого в данном конденсаторе. Такие измерения и расчёты проводятся в данной работе.

3.3. Виды поляризации диэлектриков

Поляризация диэлектриков происходит как в постоянном, так и в переменном электрическом поле за счёт изменения вектора напряжённости поля при изменении фазы. В зависимости от природы частиц, составляющих материал, и сил связи между ними в диэлектриках наблюдаются различные виды или механизмы поляризации. Основными механизмами поляризации являются: электронная, ионная, электронно-релаксационная, ионно-релаксационная, дипольно-релаксационная.

Электронная поляризация возникает за счёт упругого смещения и деформации электронных оболочек относительно ядер атомов и (или) ионов. При этом появляется асимметрия зарядов, т.е. смещение центров положительного и отрицательного зарядов. В результате возникает электрический момент и вещество поляризуется.

Поскольку за счёт очень больших сил связи смещение центров зарядов очень мало (порядка 10^{-17} м), поляризация происходит мгновенно.

Время установления электронной поляризации $\tau \sim 10^{-15}$ с, она наблюдается при частотах внешнего переменного поля до 10^{15} Гц.

Электронная поляризация присуща всем диэлектрикам и является единственным видом для неполярных диэлектриков.

Ионная поляризация обусловлена упругим смещением ионов относительно положения равновесия и характерна для диэлектриков, ионных по структуре и виду химической связи. Смещение ионов не превышает постоянной кристаллической решётки, т.е. менее 0,5 нм. *Время установления ионной поляризации* $\tau \sim 10^{-13}$ с, и она успевает происходить при частотах внешнего поля до 10^{13} Гц. Этот вид поляризации также считается мгновенным.

Остальные виды поляризации принято называть замедленными, или релаксационными. Это означает, что процесс поляризации вначале, т.е. в момент приложения поля или изменения фазы, идёт быстро, а затем замедляется и фактически идёт по экспоненциальному закону. При повышенных и высоких частотах эти виды поляризации не успевают следовать за изменением внешнего поля, а значит, не участвуют в процессе поляризации диэлектрика, т.е. отсутствуют.

Электронно-релаксационная поляризация возникает в диэлектриках, имеющих дефекты структуры. В месте дефекта появляется электрон или дырка, равновероятно принадлежащие соседним ионам и потому слабо с ними связанные. Эти заряды легко смещаются внешним полем, что приводит к асимметрии электрических зарядов и возникновению электронно-релаксационной поляризации. *Время установления такой поляризации, или время релаксации*, $\tau \sim 10^{-7} \dots 10^{-11}$ с.

Ионно-релаксационная поляризация возникает в диэлектриках с неплотной упаковкой структурных элементов кристаллической решётки. В результате ионы слабо связаны между собой и могут смещаться внешним полем на расстояния, превышающие постоянную решётки. *Время поляризации* $\tau \sim 10^{-5}$

... 10^{-7} с. Этот вид поляризации характерен для неорганических диэлектриков (например, стёкол).

Дипольно-релаксационная поляризация возникает в ионных полярных диэлектриках, состоящих из дипольных молекул. Заряды в диполях достаточно сильно связаны друг с другом, поэтому на их ориентацию требуются большие затраты энергии внешнего поля и больше времени на поляризацию. *Время установления поляризации* определяется типом диполей, силами связи между ионами и находится в пределах $\tau \sim 10^{-2} \dots 10^{-10}$ с.

В реальном диэлектрике может быть несколько видов поляризации с различным временем поляризации τ . Если в диэлектрике наблюдаются все виды поляризации, происходящие независимо друг от друга, то степень поляризации (поляризованность) и соответственно диэлектрическая проницаемость будут определяться суммой вкладов всех видов поляризации, т.е.

$$\varepsilon = \varepsilon_{др} + \varepsilon_{ип} + \varepsilon_{эр} + \varepsilon_{и} + \varepsilon_{э}. \quad (8)$$

С ростом частоты внешнего поля часть поляризационных процессов, успевающих следовать за изменением поля, будет влиять на величину ε , а процессы, отстающие от изменения поля, не будут влиять на величину ε из-за исчезновения сначала медленных, а затем и замедленных процессов поляризации. Таким образом, величина (численное значение) диэлектрической проницаемости ε является частотно-зависимой, т.е. зависит от частоты. Эту зависимость называют *дисперсией диэлектрической проницаемости*. В упрощённом виде для диэлектрика со всеми видами поляризации она представлена на рис. 2.3.

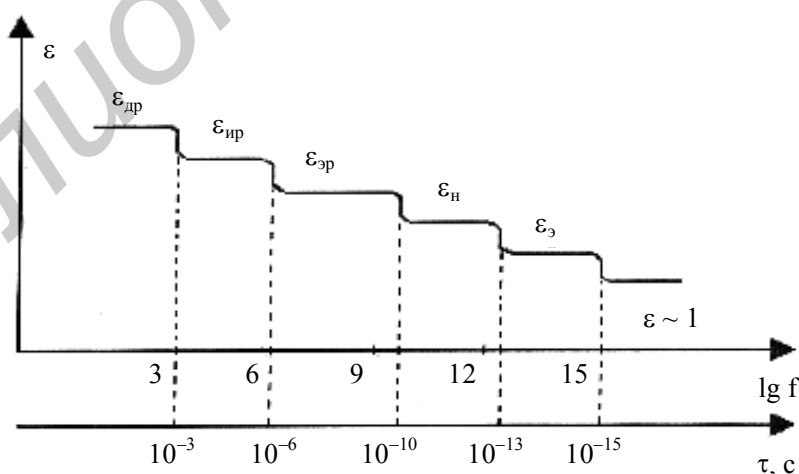


Рис. 2.3. Дисперсия диэлектрической проницаемости

С ростом частоты поляризационные процессы начинают отставать от изменения фазы вектора напряжённости внешнего поля. При некоторой частоте, когда время установления поляризации становится меньше полупериода частоты внешнего поля, ориентация связанных зарядов прекращается. В ре-

зультате диэлектрическая проницаемость ϵ уменьшается сначала на величину $\epsilon_{др}$, затем – на $\epsilon_{ир}$ и т.д. При частотах выше 10^{15} Гц ϵ становится равной диэлектрической проницаемости вакуума $\epsilon_{вак}$, где не существует зарядов и, следовательно, не может быть поляризации. Если в исследуемом диэлектрике отсутствует один или несколько видов поляризации, то на частотной зависимости не будет одной или нескольких ступеней.

3.4. Диэлектрические потери

Потерями в диэлектрике, или диэлектрическими потерями, называют мощность, рассеиваемую в виде тепла в диэлектрике, помещённом в электрическое поле, т.е. энергию внешнего электрического поля, затрачиваемую на нагрев диэлектрика в одну секунду.

При помещении диэлектрика в постоянное электрическое поле в нём протекает ток сквозной проводимости, или ток утечки. Согласно закону Джоуля–Ленца, протекание тока приводит к выделению тепла и нагреву диэлектрика, т.е. к необратимым потерям энергии внешнего поля.

В диэлектрике, находящемся в переменном электрическом поле, *существуют две причины возникновения необратимых потерь энергии электрического поля:*

- из-за протекания тока сквозной проводимости;
- из-за наличия замедленных видов поляризации, отстающих от изменения поля.

Если поляризационные процессы успевают следовать за изменением поля, то в течение первой четверти периода на ориентацию (смещение) зарядов затрачивается энергия, что равносильно нагреву диэлектрика, а при возвращении в исходное состояние, т.е. в следующую четверть периода, накопленная энергия уменьшается, что равносильно охлаждению диэлектрика. В течение периода нагрев компенсируется охлаждением и, таким образом, необратимых потерь энергии нет. Такой процесс характерен для быстрых видов поляризации, а на низких частотах – для практически всех видов поляризации.

Если поляризационные процессы отстают от изменения поля, то время на нагрев диэлектрика оказывается большим, чем время на охлаждение. В результате диэлектрик нагревается, т.е. существуют необратимые потери энергии внешнего поля. Такой процесс характерен для замедленных видов поляризации при высоких частотах внешнего поля.

При поляризации происходит смещение зарядов, т.е. движение зарядов. Это даёт основание рассматривать процесс поляризации как протекание токов. Если при протекании тока диэлектрик не нагревается, следовательно, это реактивный ток, что характерно для мгновенных и не отстающих от изменения поля видов поляризации. При замедленных видах поляризации, отстающих от изменения поля, диэлектрик нагревается, следовательно, такие процессы можно характеризовать как протекание в диэлектрике активного тока.

Представление поляризационных процессов в виде протекания активных и реактивных токов позволяет количественно характеризовать потери в диэлектрике. Для количественной оценки потерь пользуются параметром, который называется *тангенсом угла диэлектрических потерь* – $\text{tg}\delta$. Физический смысл этого параметра можно понять, рассматривая векторную диаграмму напряжения и токов (рис. 2.4), присутствующих в диэлектрике, помещённом в переменное электрическое поле.

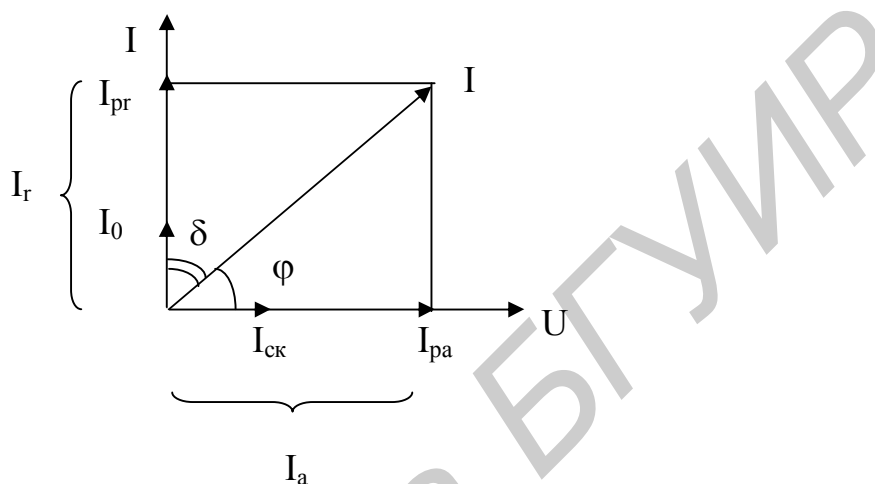


Рис. 2.4. Векторная диаграмма напряжения и токов в диэлектрике

На диаграмме обозначены: I_0 – реактивный ток за счёт мгновенных видов поляризации; I_{pr} – реактивный ток за счёт релаксационных видов поляризации, успевающих за изменением поля; $I_{ск}$ – сквозной ток, или ток утечки; $I_{ра}$ – активный ток за счёт замедленных видов поляризации, отстающих от изменения поля.

Реактивный ток ($I_r = I_0 + I_{pr}$) опережает по фазе напряжение U на 90° . Активный ток ($I_a = I_{ск} + I_{ра}$) совпадает по фазе с напряжением. Полный ток I сдвинут по фазе относительно напряжения на угол φ . Угол δ , дополняющий угол сдвига фаз φ между током и напряжением до 90° , называется *углом диэлектрических потерь*.

Согласно векторной диаграмме, тангенс угла диэлектрических потерь определяется выражением

$$\text{tg}\delta = I_a / I_r. \quad (9)$$

Из формулы (9) следует, что чем больше активный ток I_a , нагревающий диэлектрик, тем больше δ и $\text{tg}\delta$, а, следовательно, большие потери в диэлектрике. Таким образом, *по значению $\text{tg}\delta$ можно количественно оценивать потери в диэлектрике*. Для хороших по качеству диэлектриков $\text{tg}\delta < 10^{-4}$.

Поскольку поляризационные процессы зависят от частоты внешнего поля, следовательно, и потери и $\text{tg}\delta$ будут зависеть от частоты. В диэлектрике, находящемся в постоянном электрическом поле, потери определяются только

током сквозной проводимости и легко могут быть определены по величине тока $I_{ск}$ и приложенному напряжению. Поскольку в этом случае реактивного тока не существует, параметр $\text{tg}\delta$ не имеет смысла. В диэлектрике, помещённом в переменное электрическое поле, частотная зависимость $\text{tg}\delta$ имеет вид, изображенный на рис. 2.5. Для наглядности на нём представлен фрагмент частотной зависимости ϵ .

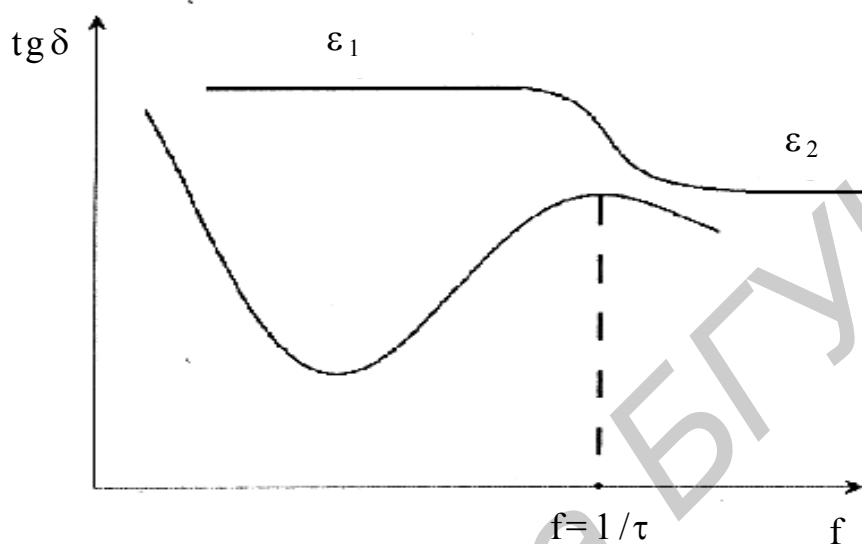


Рис. 2.5. Частотная зависимость $\text{tg}\delta$

При низких частотах величина $\text{tg}\delta$ определяется в основном током сквозной проводимости $I_{ск}$ и имеет некоторое значение. С увеличением частоты реактивное емкостное сопротивление уменьшается пропорционально частоте. Поэтому растёт реактивный ток и, следовательно, $\text{tg}\delta$ уменьшается.

При некоторой частоте релаксационные процессы начинают отставать от изменения внешнего поля. В результате появляется поляризационный активный ток $I_{ра}$, растущий пропорционально квадрату частоты. Это приводит к увеличению потерь и росту $\text{tg}\delta$. Когда время поляризации τ становится сравнимым с периодом приложенного напряжения, поляризационные потери максимальны и $\text{tg}\delta$ достигает максимума. При дальнейшем увеличении частоты один из релаксационных видов поляризации, если их много, перестаёт успевать следовать за изменением внешнего поля. Следовательно, этот вид поляризации исчезает, уменьшается ϵ и $\text{tg}\delta$ также уменьшается.

4. Экспериментальные измерения. Принцип измерений и работы прибора

Измерение частотной зависимости ε и $\operatorname{tg}\delta$ осуществляется с помощью прибора Е9-4, называемого куметром. Принцип его работы основан на использовании *резонансного метода* определения добротности и ёмкости измерительного контура прибора, который настраивается в резонанс с колебаниями внутреннего генератора.

Резонансная частота контура определяется его индуктивностью и ёмкостью:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}. \quad (10)$$

Добротность контура рассчитывается согласно выражению

$$Q = \frac{Z_C}{r}, \quad (11)$$

где характеристическое сопротивление контура

$$Z_C = \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (12)$$

r – суммарное сопротивление потерь контура.

Изменяя параметры контура L и C , можно изменять резонансную частоту f_0 . Когда частота колебаний внутреннего генератора совпадает с частотой f_0 , измерительный контур настраивается в резонанс, при этом его добротность становится максимальной, поскольку на резонансной частоте контур обладает минимальными потерями. Значение добротности определяется по шкале Q -вольтметра, расположенного на лицевой панели прибора Е9-4.

Частота колебаний внутреннего генератора изменяется ступенчато по диапазонам и плавно внутри выбранного диапазона. Количество диапазонов и значения частот приведены на лицевой панели прибора. На ней также расположены переключатель диапазонов и ручка плавной регулировки частоты.

Для того чтобы настроить измерительный контур в резонанс в выбранном диапазоне частот, необходимо изменить его параметры L и C . Индуктивность измерительного контура L определяется внутренней индуктивностью и внешней катушкой индуктивности, соответствующей определённому диапазону частот и подключаемой к внешним клеммам прибора L_x , расположенным на крышке прибора. Катушки индуктивности находятся на лабораторном столе.

Ёмкость измерительного контура C плавно регулируется от 25 до 450 пФ с помощью ручки на лицевой панели прибора и контролируется по шкале ёмкости.

Таким образом, в каждом диапазоне частот внутреннего генератора за счёт конденсатора и внешней катушки индуктивности можно настроить измерительный контур в резонанс и определить Q и C контура.

Исследуемыми образцами являются конденсаторы с различными диэлектрическими материалами между обкладками. Они подключаются к внешним клеммам прибора C_x параллельно измерительному конденсатору, меняя тем самым параметры измерительного контура, т.е. его ёмкость C .

Принцип измерений заключается в том, что в выбранном диапазоне частот измерительный контур настраивается в резонанс. При подключении образца к прибору нарушается условие резонанса, так как образец вносит дополнительные потери в контур и меняет его ёмкость. За счёт изменения ёмкости измерительного конденсатора можно вновь добиться резонанса. При этом добротность и ёмкость контура с образцом будут отличаться от тех значений, которые были у контура без образца. По разности измеренных значений ёмкости контура с образцом и без него определяется ёмкость образца C_x , а по значениям добротности – $\text{tg}\delta$.

5. Методика выполнения лабораторной работы

1. Убедиться в наличии катушек индуктивности и образцов.
2. По лицевой панели прибора Е9-4 визуально определить: количество диапазонов частот внутреннего генератора; где находятся переключатель диапазонов, ручки плавной регулировки частоты и ёмкости измерительного конденсатора; приборы для измерения добротности и ёмкости контура; где подключаются образцы и внешние катушки индуктивности.
3. Подготовить прибор к работе, для чего переключатель «род работы» поставить в положение «калибровка», ручку «уст. нуля» – в крайнее левое положение, переключатель «диапазон добротности» – в положение «60». Включить тумблер питания, при этом должна загореться индикаторная лампочка.
4. После 15-минутного прогрева переключатель «род работы» поставить в положение «уст. нуля». Ручками регулировки установить стрелки вольтметров уровня и добротности на нуль.
5. Переключатель «род работы» поставить в положение «калибровка» и ручкой «уст. уровня» перевести стрелку вольтметра «уровень» на красную отметку. При этом стрелка вольтметра добротности должна остановиться в конце шкалы на пределе «60».
6. Повторить операцию установки нуля и калибровки на пределах шкал добротности «200» и «600». При необходимости калибровка пределов измерения «60», «200», «600» осуществляется потенциометрами, ручки которых выведены под шлиц на передней панели прибора.
7. Ступенчатым переключателем выбрать необходимый диапазон частот измерений (I диапазон – от 50 до 140 кГц), и регулятором плавного изменения частоты установить её значение в середине диапазона.

8. Подключить к клеммам L_x эталонную катушку индуктивности для выбранного диапазона частот, а к клеммам C_x – исследуемый образец.

9. Установить переключатель «род работ» в положение «измерение».

10. Установить значение ёмкости измерительного конденсатора в начале шкалы (70–100 пФ) и, поворачивая ручку плавного изменения частоты, добиться отклонения стрелки Q-вольтметра на возможно большую величину, что свидетельствует о достижении резонанса в контуре. Таким образом, резонанс контура можно найти, изменяя частоту генератора в выбранном диапазоне частот.

11. В данном диапазоне частот выбрать частоту для измерения. Установить значение емкости измерительного конденсатора в начале шкалы измерений и, поворачивая ручку главного изменения частоты, добиться отклонения стрелки Q-вольтметра на возможно большую величину, что свидетельствует о достижении резонанса в контуре.

12. Установить удобную для расчетов частоту измерения и, поворачивая ручку измерительного конденсатора, настроить контур с образцом в резонанс, т.е. на максимальное значение Q, когда при незначительном повороте ручки измерительного конденсатора в обе стороны значение Q будет уменьшаться.

13. Произвести отсчёт значений C_1 и Q_1 в условиях резонанса и записать их в таблицу измерений.

14. Не изменяя выбранного диапазона и значения частоты генератора, отключить исследуемый образец и, *увеличивая ёмкость измерительного конденсатора*, вторично настроить контур в резонанс и записать полученные значения C_2 и Q_2 в нижеприведенную таблицу измерений.

15. Измерения произвести для всех пяти диапазонов частот и заданных в работе образцов.

№ п/п	f, Гц	C, пФ	Q ₁	C ₂ , пФ	Q ₂	C _x , пФ	ε	tgδ
1								
.								
.								
2								
.								
.								

16. По результатам измерений рассчитать:

а) ёмкость образца

$$C_x = C_2 - C_1; \quad (13)$$

б) диэлектрическую проницаемость ϵ по ёмкости плоского конденсатора

$$C_x = \epsilon \epsilon_0 S / d, \quad (14)$$

$$\varepsilon = C_x d / \varepsilon_0 S, \quad (15)$$

где S – площадь электродов, м; d – толщина диэлектрика или расстояние между электродами, м;

в) тангенс угла диэлектрических потерь

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{C_2 (Q_2 - Q_1)}{(C_2 - C_1) Q_1 Q_2}. \quad (16)$$

17. По значению диэлектрической проницаемости определить диэлектрический материал, используемый в образце.

18. Построить и проанализировать зависимость ε и $\operatorname{tg} \delta$ от частоты, определив наличие или отсутствие поляризационных процессов, отстающих от изменения внешнего поля. Сделать выводы по работе.

6. Контрольные вопросы

1. Какие вещества называются диэлектриками?
2. Что такое поляризация?
3. Перечислить основные виды поляризации.
4. Что называется относительной диэлектрической проницаемостью?
5. Как практически определяется ε ?
6. Объяснить частотную зависимость ε .
7. Объяснить, почему в эксперименте ε не зависит от частоты?
8. Что такое потери в диэлектриках?
9. Причины возникновения потерь в диэлектриках, помещённых в постоянное и переменное электрические поля.
10. Что такое угол и тангенс угла диэлектрических потерь?
11. Объяснить зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от частоты.

Литература

1. Пасынков В.В. Материалы электронной техники. М.: Высш. шк., 1980.
2. Воробей З.Ф., Кураева С.Н., Казанцев А.П. Лабораторный практикум: В 2 ч. Ч. 1. Мн.: РТИ, 1991.
3. Казанцев А.П. Электротехнические материалы. Мн.: Дизайн ПРО, 1998, 2001.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОМЯГКИХ МАТЕРИАЛОВ НА ПРОМЫШЛЕННОЙ ЧАСТОТЕ

1. Цели и задачи работы

Целями работы являются изучение свойств магнитомягких материалов, процесса их намагничивания и определение количественных параметров, характеризующих эти свойства.

Задачи работы – усвоить принцип измерений и практически освоить метод и методику измерений основных количественных параметров магнетиков. Для всех исследуемых образцов экспериментально измерить параметры предельной петли гистерезиса, рассчитать магнитную проницаемость и удельные потери, графически построить основную кривую намагничивания и зависимость магнитной проницаемости от напряжённости внешнего магнитного поля.

2. Подготовка к работе

При подготовке к работе необходимо:

1. Усвоить цели и задачи работы и выяснить, какие материалы исследуются в данной работе.

2. Изучить теоретические положения к работе, т.е. уяснить, что такое магнетизм, в чём он проявляется, какие явления происходят в процессе намагничивания, какие материалы относятся к магнитомягким и каковы требования к ним.

3. Выписать для отчёта и запоминания основные расчётные формулы и определения понятий «магнетик», «магнитный материал», «основная кривая намагничивания», «начальная магнитная проницаемость», «магнитные потери».

4. Разобраться в схеме измерений и сведениях, представленных на информационном табло установки; определить, какие приборы используются в работе, их назначение и функциональные возможности, т.е. пределы регулирования входных и пределы измерения контролируемых величин; перерисовать к отчёту схему лабораторной установки.

5. Осознать методику выполнения работы, т.е. логику и последовательность действий в процессе измерений, и начертить таблицы результатов измерений с обязательным указанием единиц измерения.

3. Теоретические положения к работе

3.1. Магнетизм и магнитные свойства веществ

Магнетик – это вещество, основным свойством которого является способность к намагничиванию.

Магнитный материал – материал, обладающий свойством ферро- или ферримагнетика.

Магнитные свойства всех веществ обусловлены магнитными свойствами атомов, которые в свою очередь определены магнитными свойствами электронов. Электроны обладают орбитальным и спиновым магнитными моментами, разными по величине и направленными в противоположные стороны. Однако для магнетиков основную роль в образовании магнитных свойств атомов играют спиновые магнитные моменты.

У полностью заполненных слоёв (s, p, d и т.д.) орбит электронов как орбитальные, так и спиновые моменты скомпенсированы. Поэтому полные магнитные моменты атомов, как сумма орбитальных и спиновых моментов электронов, определяются магнитными моментами электронов на не полностью заполненных орбитальных слоях.

По характеру сил магнитного взаимодействия и наличию магнитного момента у атомов все вещества по магнитным свойствам делятся на:

– *диамагнетики*, у которых имеет место полная взаимная компенсация как орбитальных, так и спиновых магнитных моментов, при этом под действием внешнего магнитного поля возникает магнитный момент, направленный против внешнего поля;

– *парамагнетики*, имеющие нескомпенсированные магнитные моменты, векторы которых под действием тепловой энергии расположены равномерно по всем направлениям, в результате чего магнитный момент парамагнетика равен нулю, а под действием внешнего магнитного поля возникает незначительный магнитный момент, совпадающий с направлением поля;

– *ферромагнетики*, у которых спиновые моменты параллельны и наблюдается *ферромагнитный атомный порядок*, за счёт которого даже при отсутствии внешнего поля определённые макроскопические области вещества (материала) находятся в состоянии самопроизвольного или спонтанного намагничивания до насыщения, а под действием внешнего магнитного поля магнитные моменты этих областей ориентируются по направлению поля до насыщения;

– *антиферромагнетики*, имеющие *антиферромагнитный атомный порядок*, при котором равные по величине магнитные моменты соседних атомов (ионов) ориентированы антипараллельно и под действием внешнего магнитного поля стремятся установиться вдоль него;

– *ферримагнетики*, имеющие *ферримагнитный атомный порядок*, представляющий собой нескомпенсированный антиферромагнетизм, и при приложении внешнего магнитного поля антипараллельные, но разные по ве-

личине; магнитные моменты атомов ориентируются по направлению внешнего поля.

Диа- и парамагнетики иногда объединяют под названием *слабодиамагнитных веществ*, не обладающих атомным магнитным порядком, а ферро- и ферримагнетики – под названием *сильномагнитных веществ*, обладающих атомным магнитным порядком. Для антиферромагнетиков характерен атомный магнитный порядок, но количественно этот эффект весьма мал. Поэтому для технических целей обычно используют ферро- и ферримагнетики.

Особенностью магнетиков является их кристаллическая и доменная структура. *Домен* – это макроскопическая область с магнитным моментом определённого направления или же область спонтанного намагничивания до насыщения. Домены имеют линейные размеры от тысячных до десятых долей миллиметра и магнитный момент, приблизительно в 10^{15} раз больше магнитного момента атома. Таким образом, домен состоит из атомов порядка 10^{15} с одинаковым направлением магнитных моментов.

Домены отделены друг от друга переходными слоями, называемыми стенками доменов, в которых происходит постепенный поворот спиновых моментов атомов от одного направления к другому, соответствующему соседнему домену. Толщина доменных стенок составляет приблизительно 10^{-5} см, или 300 атомных слоев.

В принципе домен может рассматриваться как магнитный диполь, а доменная структура – как набор магнитных диполей, разделенных переходными стенками.

3.2. Процесс намагничивания и количественные параметры магнитных свойств веществ

При отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты доменов по направлениям расположены хаотически, взаимно компенсируются, и результирующее внутреннее магнитное поле равно нулю. При помещении магнетика во внешнее магнитное поле происходит его намагничивание, т.е. магнитные моменты доменов ориентируются по направлению внешнего поля.

Рассматривают два механизма ориентации магнитных моментов:

- смещение стенок доменов и увеличение их объёма;
- вращение магнитных моментов из направления лёгкого намагничивания (определяется кристаллическим строением, не совпадает с направлением внешнего магнитного поля) в более трудное, параллельное направлению внешнего поля.

В результате этих механизмов намагничивания наступает техническое насыщение, при котором все магнитные моменты образца ориентированы по направлению внешнего магнитного поля.

Процесс намагничивания происходит либо за счёт смещения стенок доменов и увеличения их объёма, либо за счёт вращения магнитных моментов из направления лёгкого намагничивания, определяемого кристаллографическим строением и не совпадающего с направлением внешнего магнитного по-

ля, в более трудное, параллельное направлению внешнего поля. При этом наступает техническое насыщение.

Процессы смещения границ доменов требуют меньших затрат энергии, чем процессы вращения. Считается, что в магнитомягких материалах намагничивание происходит в основном за счёт смещения границ доменов, а в магнитотвёрдых – за счёт вращения магнитных моментов доменов или вектора намагниченности.

В реальных магнетиках оба процесса в неравной степени происходят одновременно и характеризуются зависимостью магнитной индукции B от напряжённости внешнего поля H , которую принято называть *основной, или первоначальной, кривой намагничивания*. По этой кривой (рис. 3.1) удобно анализировать процесс намагничивания магнетика.

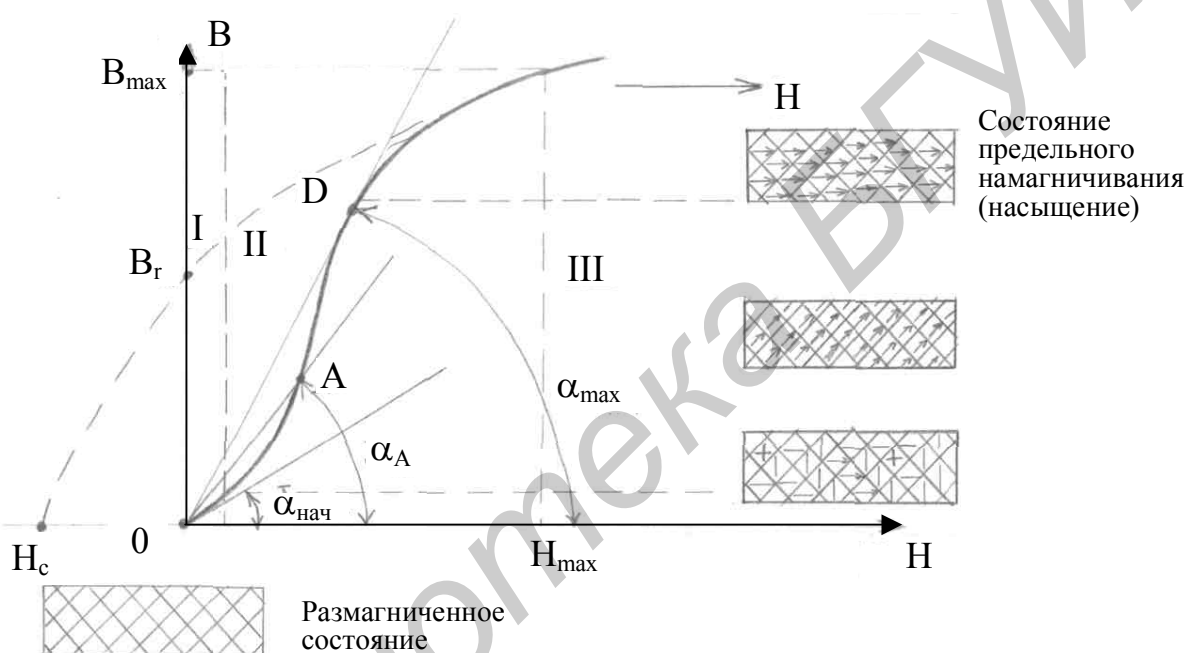


Рис. 3.1. Кривая намагничивания магнетика и схематическое положение магнитных моментов на разных стадиях намагничивания

В слабых внешних полях (участок I) происходит ориентация магнитных моментов доменов, имеющих наименьший угол отклонения от направления внешнего поля. При этом увеличивается объём таких доменов за счёт смещения границ и уменьшения объёмов доменов, достаточно сильно отличающихся по направлению магнитных моментов от направления поля. Данный процесс является практически обратимым, т.е. после снятия внешнего поля доменная структура возвращается в исходное состояние.

На участке II происходит необратимое смещение границ доменов. При этом векторы магнитных моментов доменов поворачиваются на 90° и 180° , что соответствует крутому ходу кривой намагничивания.

При снятии внешнего поля домены будут стремиться к исходному состоянию, что и происходит, если отклонение векторов магнитных моментов

диполей было небольшим. При достаточно больших отклонениях границы доменов их магнитные моменты могут не вернуться в исходное состояние. Это новое состояние определяет остаточную намагниченность вещества и характеризуется *остаточной магнитной индукцией* B_r .

В области сильных внешних полей (участок III) происходит вращение векторов магнитных моментов доменов из направления лёгкого в направление трудного намагничивания. При этом все магнитные моменты ориентированы вдоль поля, наступает магнитное насыщение и магнитная индукция достигает значения B_{\max} .

Если от точки с координатами H_{\max} и B_{\max} постепенно снять внешнее поле H до 0, то индукция будет равна остаточной индукции B_r . Таким образом, *остаточная индукция B_r – это индукция при напряжённости внешнего поля, равной нулю.*

Для получения в магнетике индукции B , равной 0, т.е. для его полного размагничивания, необходимо приложить поле обратного направления, величина напряжённости которого будет равна *коэрцитивной силе* H_c . Таким образом, *коэрцитивная сила – это напряжённость внешнего поля, при которой магнитная индукция B равна нулю.*

Количественно зависимость магнитной индукции B от напряжённости поля H определяется соотношением

$$B = \mu\mu_0 H, \quad (1)$$

где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, равная $4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м; μ – относительная магнитная проницаемость вещества или просто *магнитная проницаемость, характеризующая способность вещества к намагничиванию*, которая определяется из (1) как

$$\mu = \frac{B}{\mu_0 H}. \quad (2)$$

Численное значение магнитной проницаемости определяется по основной кривой намагничивания как тангенс угла наклона секущей OA к оси абсцисс, т.е.

$$\mu = \operatorname{tg} \alpha_A = \frac{B_A}{\mu_0 H_A}. \quad (3)$$

Различают начальную $\mu_{\text{нач}}$ и максимальную μ_{max} магнитные проницаемости. Они определяются соотношениями:

$$\mu_{\text{нач}} = \operatorname{tg} \alpha_{\text{нач}} = \lim_{H \rightarrow 0} \frac{B}{\mu_0 H}, \quad (4)$$

т.е. начальная магнитная проницаемость есть магнитная проницаемость вещества при напряжённости поля, стремящейся к нулю. Максимальная магнитная проницаемость определяется по формуле

$$\mu_{\max} = \operatorname{tg} \alpha_{\max} = \frac{B_D}{\mu_0 H_D}, \quad (5)$$

где B_D и H_D соответствуют координатам точки верхнего перегиба кривой (точка D), а угол α_{\max} определяется прямой, проведённой из начала координат в эту точку.

С достаточной точностью можно считать, что

$$\mu_{\max} = \frac{B_{\max}}{\mu_0 H_{\max}}. \quad (6)$$

Характерной особенностью магнетиков является нелинейная зависимость магнитной проницаемости μ от напряжённости внешнего поля H (рис. 3.2, а) и температуры T (рис. 3.2, б).

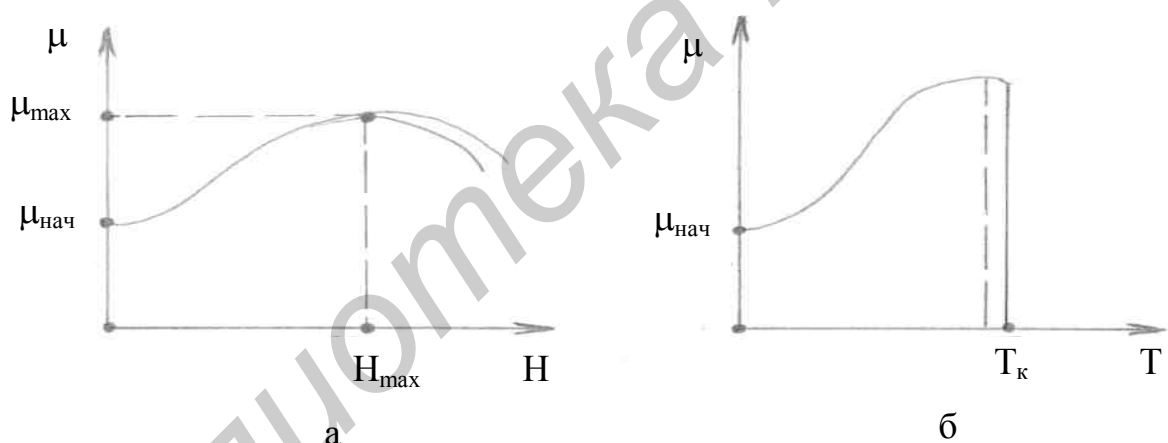


Рис. 3.2. Зависимость магнитной проницаемости от напряженности внешнего поля (а) и температуры (б)

Из кривой (рис. 3.2, а) следует, что с увеличением H увеличивается степень ориентации магнитных моментов доменов, за счёт чего растёт μ . При полной ориентации магнитных моментов доменов вдоль поля магнитная проницаемость достигает максимального значения μ_{\max} , что соответствует состоянию технического насыщения. При этом магнитная индукция также максимальна – B_{\max} . С дальнейшим ростом H магнитная индукция уже не растёт, следовательно, магнитная проницаемость уменьшается, что следует из формулы (2).

При изменении температуры изменяется магнитный порядок атомов вещества. Увеличение температуры вначале облегчает ориентацию магнитных моментов доменов, поэтому растёт магнитная проницаемость. При повышенных и высоких температурах из-за тепловых колебаний атомов нарушается

магнитный порядок. В результате магнитная проницаемость уменьшается, и при температуре, называемой точкой Кюри у ферромагнетиков и точкой Нелея у анти- и ферримагнетиков, магнитная проницаемость становится равной нулю. Это означает, что полностью разрушился атомный магнитный порядок и вещество перестаёт обладать магнитными свойствами, т.е. превращается в парамагнетик.

3.3. Процесс перемагничивания в переменном магнитном поле

Особенностью протекания процесса намагничивания в переменном поле является *отставание изменения магнитной индукции B от изменения напряжённости поля H* . Это явление называется *гистерезисом*.

В переменном магнитном поле вектор напряжённости поля H каждые полпериода частоты поля изменяет направление на противоположное. Поэтому процесс намагничивания, характеризуемый зависимостью $B = f(H)$, будет циклическим в течение каждого периода, а зависимость $B = f(H)$ будет представлять собой замкнутую петлю, называемую петлёй гистерезиса (рис. 3.3).

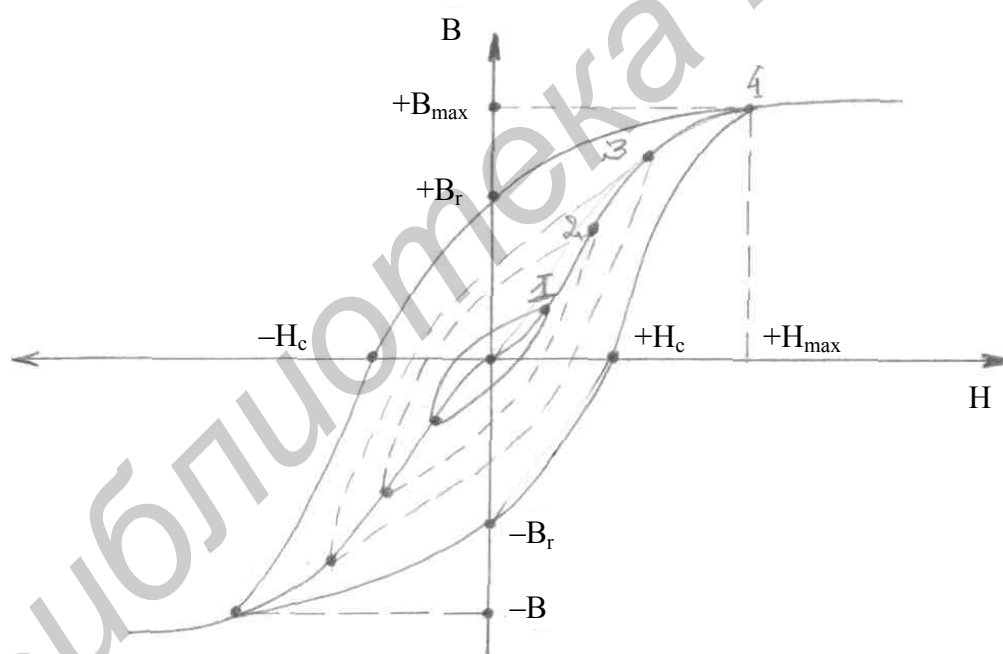


Рис. 3.3. Кривая перемагничивания магнетика в переменном магнитном поле

При малых значениях напряжённости магнитного поля процесс перемагничивания происходит по кривым 1, 2, 3, которые принято называть *динамическими петлями гистерезиса*. Вершины этих петель образуют кривую, представляющую собой основную или первоначальную кривую намагничивания. Таким образом, *геометрическое место вершин динамических (симметричных) петель гистерезиса при циклическом перемагничивании называется основной кривой намагничивания*.

Когда напряжённость магнитного поля H соответствует насыщению, перемагничивание происходит по предельной петле гистерезиса 4, площадь которой максимальна. *Особенностью предельной петли гистерезиса является то, что при увеличении H выше H_{max} площадь её не изменяется, а растут только безгистерезисные участки.*

Предельная петля гистерезиса имеет ряд характерных точек, позволяющих количественно оценивать свойства магнетика. Таковыми являются:

- коэрцитивная сила $\pm H_c$;
- остаточная индукция $\pm B_r$;
- максимальная магнитная индукция $\pm B_{max}$;
- напряжённость магнитного поля при насыщении $\pm H_{max}$.

По площади петли гистерезиса можно судить о магнитных потерях, т.е. о потерях энергии внешнего магнитного поля, которые выражаются в нагревании магнетика в процессе перемагничивания. Чем больше площадь петли гистерезиса, тем больше магнитные потери.

Причинами возникновения и составляющими потерь являются:

- потери на гистерезис P_H ;
- потери на вихревые токи P_B ;
- дополнительные потери P_d .

Наиболее существенными видами потерь являются потери на гистерезис и вихревые токи. При перемагничивании происходят смещение границ доменов и вращение магнитных моментов, для чего требуются затраты энергии внешнего поля. Это и есть потери на гистерезис, величина которых пропорциональна частоте внешнего магнитного поля и для единицы объёма определяется соотношением

$$P_H = f \frac{\oint HdB}{\rho} \approx f \frac{HB}{\rho} \approx f \frac{S}{\rho} \text{ [Вт/кг]}, \quad (7)$$

где f – частота, Гц; ρ – плотность материала, кг/м³; S – площадь петли гистерезиса, Тл·А/м.

Потери на вихревые токи, возникающие в проводящих материалах, помещённых в переменное магнитное поле, явно связаны с нагревом материала в соответствии с законом Джоуля–Ленца. Величина потерь пропорциональна квадрату частоты внешнего магнитного поля, и для листового образца удельные потери определяются соотношением

$$P_B = \frac{1,64\gamma d^2 f B_{max}^2}{c} \text{ [Вт/кг]}, \quad (8)$$

где γ – удельная проводимость (Ом·м)⁻¹; d – толщина листа, м.

Полные потери определяются суммой всех составляющих потерь в магнетике, т.е.

$$P_{\Sigma} = P_{\Gamma} + P_{В} + P_{Д} . \quad (9)$$

3.4. Магнитомягкие материалы и требования к ним

Для технического применения наиболее широко используются ферро- и ферромагнетики. Оба класса материалов характеризуются кристаллическим строением и доменной структурой в определённом интервале температур, нелинейной зависимостью магнитной проницаемости μ от напряжённости внешнего поля H и температуры T , способностью намагничиваться до насыщения, гистерезисом и температурой Кюри или Нееля, выше которой разрушается атомный магнитный порядок и теряются магнитные свойства.

Магнитные материалы принято разделять на *магнитомягкие*, *магнитотвёрдые* и *материалы специального назначения*.

Для магнитомягких материалов характерны способность намагничиваться до насыщения даже в слабых полях и малые потери на перемагничивание. Это свидетельствует о высокой магнитной проницаемости и малой коэрцитивной силе. Именно значение (величина) коэрцитивной силы является классификационным признаком деления магнетиков на первые две группы.

Принято считать, что магнитомягкие материалы имеют $0,4 \text{ А/м} < H_c < 800 \text{ А/м}$, а магнитотвёрдые – $H_c > 4 \text{ кА/м}$. Следовательно, магнитомягкие материалы имеют узкую петлю гистерезиса с малой H_c , а магнитотвёрдые – широкую петлю с большой H_c .

Следует подчеркнуть, что границы рассматриваемых групп материалов в значительной степени условны. Кроме того, термины «магнитомягкий» и «магнитотвёрдый» не относятся к характеристике механических свойств материала.

К магнитомягким материалам, используемым в технике, относятся:

– *технически чистое железо*, которое содержит ограниченное количество примесей, и прежде всего углерода (менее 0,05%), из-за чего часто употребляют термин «низкоуглеродистая сталь»;

– *электролитическое и карбонильное железо* – разновидности технически чистого железа;

– *кремнистая (электротехническая) сталь*, представляющая собой твёрдый раствор кремния Si в железе Fe; введение Si повышает удельное сопротивление ρ_v и, следовательно, снижает потери, увеличивает μ и снижает H_c ; содержание Si обычно не превышает 5%;

– *пермаллои* – это низкокоэрцитивные сплавы железа с никелем (Fe–Ni) или железа с никелем и кобальтом (Fe–Ni–Co) с различными легирующими добавками (Mo, Cr и т.д.);

– *альсиферы* – тройные сплавы Al–Si–Fe, применяемые в основном в качестве магнетика в магнитодиэлектриках;

– *ферриты (оксиферы)*, представляющие собой систему оксидов железа и двух- (Mn, Zn) или одновалентных (Li) металлов, среди которых наи-

большее распространение получили низкочастотные – до 1 МГц марганец-цинковые ($\text{MnO}\cdot\text{Zn}\cdot\text{Fe}_2\text{O}_3$), высокочастотные – до 100 МГц никельцинковые ($\text{NiO}\cdot\text{Zn}\cdot\text{Fe}_2\text{O}_3$) и высокочастотные – до 1000 МГц литийцинковые ($\text{Li}_2\text{O}\cdot\text{Zn}\cdot\text{Fe}_2\text{O}_3$) ферриты;

– *магнитодиэлектрики*, получаемые прессованием измельчённого магнетика с изолирующей его частицы органической или неорганической связкой, которая повышает удельное сопротивление и снижает потери на вихревые токи.

Магнитомягкие материалы должны удовлетворять следующим требованиям:

– легко намагничиваться и размагничиваться при минимальных потерях, т.е. иметь узкую петлю гистерезиса и соответственно малую H_c и большие значения $\mu_{\text{нач}}$, μ_{max} ; по этим параметрам лучшими являются пермаллои;

– иметь большие значения индукции насыщения $B_s \equiv B_{\text{max}}$, что обеспечивает прохождение максимального магнитного потока через единичное сечение магнитопровода, уменьшает габариты и вес изделия; наибольшим значением B обладают сплавы Fe и Co, технически чистое железо и электротехнические стали;

– обеспечивать малые потери при работе в переменных полях, в том числе на высоких частотах, что снижает температуру нагрева изделия, габариты и вес, повышает КПД и рабочую индукцию; по этим требованиям лучшими являются ферриты и магнитодиэлектрики;

– удовлетворять дополнительным требованиям, которые связаны с механическими свойствами, возможностью автоматизации процесса изготовления изделия и снижением его стоимости, стабильностью параметров во времени и при различных температурах.

4. Описание схемы лабораторной установки

Изучение процесса намагничивания и измерение параметров магнитомягких материалов на промышленной частоте осуществляются осциллографическим методом. Он позволяет визуально наблюдать динамические петли гистерезиса, определять по предельной петле и основной кривой намагничивания количественные параметры исследуемых материалов, оценивать и сравнивать их свойства. Упрощённая схема измерений (рис. 3.4) позволяет понять и усвоить принцип измерений.

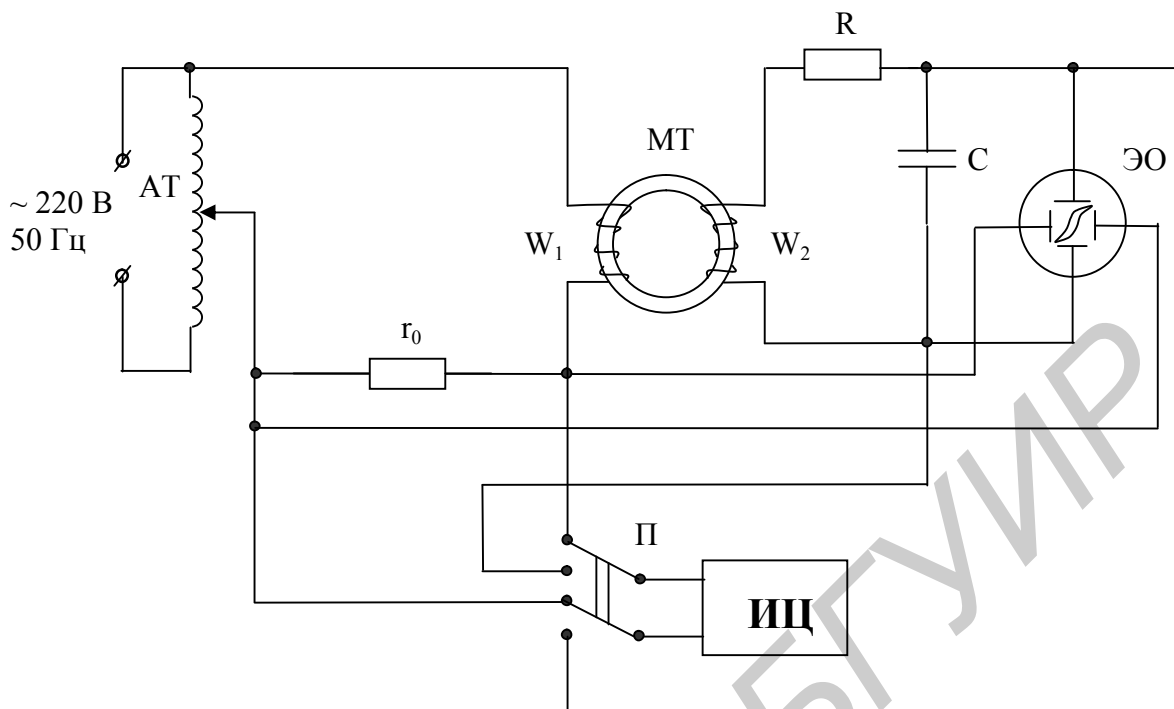


Рис. 3.4. Схема измерений параметров магнетиков

На схеме измерения обозначены: АТ – автотрансформатор; r_0 – калиброванное измерительное сопротивление; МТ – магнитопровод тороидальный из исследуемого материала; W_1 , W_2 – число витков первичной и вторичной обмоток образца; R, C – элементы интегрирующей цепочки; ЭО – электронный осциллограф; П – переключатель для измерения напряжений на входах X и Y осциллографа; ИЦ – измеритель цифровой.

Принцип измерения заключается в следующем.

Автотрансформатор плавно регулирует напряжение и, следовательно, ток I_1 в первичной намагничивающей обмотке тороида. За счёт протекания тока I_1 в магнитопроводе создаётся магнитное поле, напряжённость H которого пропорциональна величине протекающего тока, т.е. $H \sim I_1$. Этот же ток протекает через измерительное сопротивление r_0 , включенное последовательно с обмоткой W_1 , и создаёт падение напряжения ΔU_{r_0} , величина которого пропорциональна I_1 , т.е. $\Delta U_{r_0} \sim I_1$.

Если две величины, в данном случае H и ΔU_{r_0} , порознь пропорциональны третьей (I_1), то они численно пропорциональны друг другу. Падение напряжения ΔU_{r_0} подается на вход X осциллографа, следовательно, отклонение луча осциллографа по оси X пропорционально напряжённости поля H в магнитопроводе образца.

За счёт протекания тока I_1 , создающего магнитное поле напряжённостью H , в магнитопроводе возникает магнитный поток Φ , благодаря которому во вторичной обмотке индуцируется ЭДС индукции ε . Численное значение ε определяется соотношением

$$\varepsilon = -W_2 \frac{d\Phi}{dt} = -W_2 S \frac{dB}{dt}. \quad (10)$$

Следовательно, для того, чтобы выделить сигнал в виде напряжения, пропорционального магнитной индукции B , необходимо проинтегрировать ε по времени. Для этого используется интегрирующая RC – цепь, напряжение с которой подаётся на ось Y осциллографа.

Таким образом, на входах X и Y осциллографа поступают сигналы (напряжения), пропорциональные H и B соответственно. При одновременной подаче напряжений на оба входа на экране осциллографа создаётся неподвижное изображение петли гистерезиса. Ступенчато изменяя напряжение автотрансформатором, получают динамические петли, в том числе и предельную петлю гистерезиса для исследуемого образца.

5. Методика экспериментальных измерений

1. Внимательно осмотреть лабораторную установку и информационное табло, где даны количественные параметры магнетиков, значения которых по порядку величины должны совпадать с полученными экспериментальными результатами. Там же приведены численные значения величин, используемых при расчётах. Необходимую информацию переписать и использовать в отчёте.

2. Определить, где находятся органы управления работой осциллографа, ручка регулировки автотрансформатора, коммутирующие элементы установки и цифрового измерительного прибора типа В7-27.

3. Подготовить таблицы измерений.

4. С разрешения преподавателя включить приборы и установку в сеть. После прогрева осциллографа в течение 10–15 мин приступить к измерениям.

5. Кнопкой коммутации образцов подключить первый образец к измерительной установке.

6. Вращая ручку регулировки напряжения автотрансформатора, постепенно повышать напряжение, подаваемое на образец. При этом на экране осциллографа должно появиться изображение петли гистерезиса. Регулируя усиление по входам X и Y осциллографа и повышая напряжение на образце, получить предельную петлю гистерезиса. Изображение предельной петли должно полностью вписываться в шкалу экрана осциллографа.

7. Определить по шкале осциллографа и записать в табл. 3.1 координаты характерных точек предельной петли гистерезиса в миллиметрах.

Таблица 3.1

Параметры предельной петли гистерезиса

№ п/п	Материал	B_{\max} , мм	B_{\max} , Тл	B_r , мм	B_r , Тл	H_c , мм	H_c , А/м	$S_{\text{пет}}$, мм ²	$P_{\text{уд}}$, Вт/кг
1	Пермаллой								
2	Электротехнич. сталь								
3	Феррит								

8. Не изменяя положения ручек регулировки автотрансформатора и усиления по входам X и Y, произвести калибровку входов осциллографа и определить градуировочные коэффициенты m_b и m_n . Для этого определить размер изображения на экране осциллографа по осям X и Y (в мм) – l_x и l_y ; выбрать необходимый предел измерения на приборе В7-27 и измерить напряжение U_x на X входе осциллографа, соответствующее изображению l_x .

Переключателем П подключить вход В7-27 ко входу Y осциллографа, установить необходимый для обеспечения точности предел измерения и определить напряжение U_y , соответствующее изображению l_y . Полученные результаты измерений записать в табл. 3.2.

Градуировочные коэффициенты рассчитать по формулам:

$$m_n = \frac{W_1}{2\pi r_{cp}} \frac{2U_x}{r_0 l_x} \text{ [А/м·мм]}, \quad (11)$$

$$m_b = \frac{CR}{W_2 S} \frac{2U_y}{I_y} \text{ [Тл/мм]}, \quad (12)$$

где W_1 , W_2 – число витков первичной и вторичной обмоток; R (Ом) и C (Ф) – сопротивление и ёмкость конденсатора интегрирующей цепочки; S – площадь поперечного сечения магнитопровода образца, м²; r_{cp} – средний радиус тороидального магнитопровода, м; r_0 – измерительное сопротивление, Ом.

Таблица 3.2

Градуировка входов осциллографа

№ п/п	Материал	l_x , мм	U_x , В	m_n , А/м·мм	l_y , мм	U_y , В	m_b , Тл/мм
1	Пермаллой						
2	Электротехнич. сталь						
3	Феррит						

9. Определить площадь предельной петли гистерезиса $S_{\text{пет}}$, как показано на информационном табло, и записать полученный результат в табл. 3.1.

10. Не изменяя положения ручек усиления на входах осциллографа, измерить координаты шести – восьми вершин динамических петель гистерезиса и записать полученные данные в табл. 3.3. Для этого, постепенно уменьшая ручкой регулировки автотрансформатора напряжение на образце до нуля, определить в мм требуемые координаты, а затем пересчитать их в истинные значения B и H , пользуясь градуировочными коэффициентами m_b и m_H . Результаты измерений позволяют построить основную кривую намагничивания, т.е. $B = f(H)$.

Таблица 3.3

Основная кривая намагничивания

№ п/п	Материал	B_y , мм	$B = B_y m_b$, Тл	H_x , мм	$H = H_x m_H$, А/м	$\mu = B/\mu_0 H$
1	Пермаллой					
2	Электротехнич. сталь					
3	Феррит					

11. Начиная с п. 5 провести измерения для второго и третьего образцов. Результаты измерений записать в соответствующие таблицы.

12. По результатам измерений рассчитать значения магнитной проницаемости μ , а также удельные потери в магнетике по формуле

$$P_{уд} = \frac{S_{nem} m_b m_H f}{\rho} \text{ [Вт/кг] }, \quad (13)$$

где S_{nem} – площадь предельной петли гистерезиса, мм²; f – частота переменного магнитного поля, Гц; ρ – плотность материала образца, кг/м³.

13. Для оценки правильности измерений и достоверности результатов рассчитать для каждого образца значения B_{max} , μ_{max} и сравнить их с табличными данными информационного табло установки.

14. По данным табл. 3.3 построить графики зависимостей $B = f(H)$ и $\mu = f(H)$. Для удобства сравнения и оценки свойств исследуемых материалов каждые три зависимости располагать на одном графике в одном масштабе.

15. Проанализировать результаты измерений и сделать выводы по работе.

6. Контрольные вопросы

1. Что такое магнетик и магнитный материал?
2. Каковы основные свойства магнитных материалов?
3. Перечислить количественные параметры магнитных материалов.
4. Что такое основная кривая намагничивания?
5. Объяснить процесс намагничивания.
6. Что такое магнитные проницаемости $\mu_{нач}$ и μ ? Как они определяются?
7. Что такое магнитные потери и каковы причины их возникновения?
8. Какие требования предъявляются к магнитомягким материалам?
9. Объяснить зависимости $\mu = f(H)$ и $\mu = f(T)$.
10. Как называется метод измерения параметров магнитных материалов?
11. Для чего в данной работе предназначены сопротивление r_0 и RC-цепь?

Литература

1. Пасынков В.В. Материалы электронной техники. – М.: Высш. шк., 1980.
2. Пасынков В.В., Сорокин В.С. Материалы электронной техники. – М.: Высш. шк., 1986.
3. Преображенский А.А. Магнитные материалы и элементы. – М.: Высш. шк., 1976.
4. Воробей З.Ф., Кураева С.Н., Казанцев А.П. Лабораторный практикум: В 2 ч. Ч. 1. – Мн.: МРТИ, 1991.
5. Казанцев А.П. Электротехнические материалы. – Мн.: Дизайн ПРО, 1998, 2001.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

1. Цели и задачи работы

Целями работы являются изучение электропроводности полупроводников и усвоение понятий «полупроводник», «собственный, примесный полупроводник», «подвижность носителей заряда», «основные, неосновные носители заряда», «энергия активации собственной или примесной проводимости».

Задачами работы являются измерение сопротивления образцов в заданном диапазоне температур и определение по экспериментальным данным ширины запрещённой зоны собственного полупроводника или энергии активации примесной проводимости термическим методом.

2. Подготовка к работе

В процессе подготовки к работе до её выполнения необходимо:

1) усвоить цели и задачи работы и взять у преподавателя геометрические размеры образцов;

2) изучить теорию электропроводности полупроводников, выписать для отчёта и запоминания основные термины, используемые в работе, а также энергетические диаграммы собственного и примесного полупроводников и основные формулы (4), (6), (7), (8), (11–15), (18);

3) разобраться в схеме лабораторной установки, для чего выяснить, какие приборы используются в работе, каковы их функциональные возможности и назначение, перерисовать к отчёту схему установки;

4) изучить методику выполнения работы, т.е. последовательность действий в процессе измерений, и подготовить таблицу измерений с обязательным указанием единиц измерения всех величин.

3. Теория электропроводности полупроводников

Полупроводник – вещество, основным свойством которого является сильная зависимость его электропроводности от внешних факторов.

Электропроводностью называется способность вещества проводить электрический ток под действием постоянного электрического поля.

Количественной мерой электропроводности является удельная проводимость σ , равная заряду, протекающему через единичное сечение образца при единичной напряженности поля. Согласно закону Ома, плотность тока про-

порциональна напряженности электрического поля E . Коэффициентом пропорциональности является удельная проводимость σ , т.е.

$$j = \sigma E. \quad (1)$$

С другой стороны, плотность тока определяется как

$$j = qnv, \quad (2)$$

где q – элементарный заряд; n – концентрация носителей заряда; v – скорость направленного движения (дрейфовая скорость) носителей заряда в электрическом поле напряженностью E .

На основании (1) и (2) можно записать:

$$\sigma E = qnv, \quad (3)$$

откуда следует

$$\sigma = qnv/E = qn\mu. \quad (4)$$

Величина $\mu = v/E$ называется *подвижностью носителей заряда, которая численно равна скорости направленного движения носителей заряда в электрическом поле единичной напряженности.*

Практической мерой электропроводности является не удельная проводимость σ , а величина, ей обратная, называемая *удельным сопротивлением* ρ . В системе СИ *удельное объемное сопротивление* ρ_v численно равно сопротивлению куба вещества с ребром в один метр, если ток проходит через объем между противоположными гранями куба, и имеет размерность [Ом·м].

Удельное сопротивление ρ связано с электрическим сопротивлением R исследуемого образца соотношением:

$$R = \frac{c l}{S}, \quad (5)$$

откуда

$$\frac{1}{c} = \sigma = \frac{l}{RS}, \quad (6)$$

где l и S – длина и площадь поперечного сечения образца.

По величине удельного сопротивления ρ все вещества подразделяются на три больших класса: проводники (металлы), полупроводники и диэлектрики. Однако величина удельного сопротивления не является бесспорным признаком принадлежности материала к одному из классов. Решающее значение при классификации веществ имеет механизм электропроводности. В частности, металлы и полупроводники имеют различный характер температурной зависимости удельного сопротивления: у металлов с ростом температуры ρ

увеличивается, а у полупроводников оно уменьшается. Но и эта характеристика также не может служить определяющим критерием, поскольку при определенных условиях полупроводник может вести себя подобно металлу.

Более строгое основание для классификации веществ по электропроводности дает теория твердого тела, которая позволяет не только четко разделить вещества на классы, но и объяснить механизмы их электропроводности.

Согласно зонной теории твердого тела, каждое вещество может с полной определенностью характеризоваться энергетической диаграммой, которая представляет собой часть энергетического спектра электронов данного вещества.

Обычно рассматривают и изображают только свободную и валентную зоны, разделенные запрещенной для электронов зоной энергий.

Свободная зона соответствует энергетическим уровням электронов вещества, находящихся в возбужденном состоянии. При отсутствии внешнего возбуждения она не содержит электронов и поэтому называется свободной. Когда в ней находятся возбужденные электроны, её называют зоной проводимости.

Валентная зона содержит энергетические уровни, на которых находятся все валентные электроны вещества, что наблюдается при отсутствии внешнего возбуждения.

Запрещённая зона – это те значения энергии, которые не могут иметь электроны данного вещества ни при каких условиях.

Физические основы электропроводности полупроводников наиболее наглядно и убедительно можно представить на основе анализа энергетических диаграмм.

Рассматривая энергетическую диаграмму собственного полупроводника (рис. 4.1) и учитывая, что ширина запрещенной зоны невелика, можно отметить, что уже при нормальной температуре часть электронов за счет теплового возбуждения переходит в свободную зону, оставляя в валентной зоне вакантные места – «дырки», по которым под действием внешнего поля могут направленно перемещаться электроны валентной зоны. Это явление рассматривается как движение дырок в полупроводнике под действием внешнего поля, тогда как фактически – это движение электронов валентной зоны по вакантным энергетическим уровням.

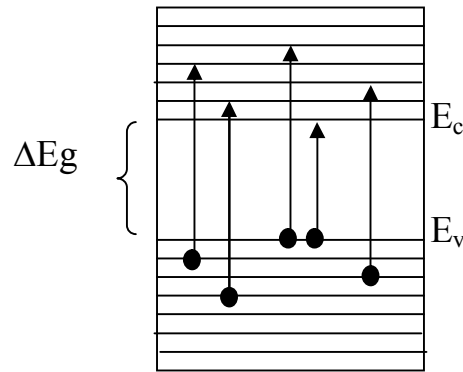


Рис. 4.1. Энергетическая диаграмма собственного полупроводника

Таким образом, и электроны свободной зоны с концентрацией (n_i), соответствующей окружающей температуре, и дырки валентной зоны (p_i) являются свободными носителями зарядов, а вещество – *собственным полупроводником*. Собственные носители зарядов, возникающие в результате теплового возбуждения в условиях термодинамического равновесия, называют равновесными, а процесс их образования – *тепловой генерацией*. Вполне естественно, что концентрации электронов и дырок в собственном полупроводнике равны, т.е. $n_i = p_i$.

Следует иметь в виду, что одновременно с процессом тепловой генерации идёт обратный процесс возвращения электронов свободной зоны в валентную зону, называемый *рекомбинацией*.

При заданной температуре генерационные процессы уравниваются процессами рекомбинации, т.е. наступает термодинамическое равновесие, при котором устанавливаются равновесные концентрации носителей зарядов, определяемые соотношениями:

$$n_i = N_c e^{\frac{-(E_c - E_F)}{kT}} = N_c e^{-\left(\frac{\Delta E_g}{2kT}\right)}, \quad (7)$$

$$p_i = N_v e^{\frac{-(E_F - E_v)}{kT}} = N_v e^{-\left(\frac{\Delta E_g}{2kT}\right)}, \quad (8)$$

где $N_c = 2 \left\{ (2\pi m_n^* \cdot kT) / h^2 \right\}^{3/2}$; (9)

$$N_v = 2 \left\{ (2\pi m_p^* \cdot kT) / h^2 \right\}^{3/2} - \quad (10)$$

число энергетических уровней, или эффективная плотность состояний в свободной и валентной зонах; E_F – уровень Ферми, расположенный в собственном полупроводнике при $T = 0$ посередине запрещенной зоны; ΔE_g – ширина запрещенной зоны; E_c – энергетический уровень дна свободной зоны; E_v – энергетический уровень потолка валентной зоны; k – постоянная Больцмана, равная $8,62 \cdot 10^{-5}$ эВ/К; h – постоянная Планка, равная $4,5 \cdot 10^{-15}$ эВ·с; 2 – множитель, учитывающий, согласно принципу Паули, воз-

возможность нахождения на одном энергетическом уровне двух электронов с противоположно направленными спиновыми моментами; m_n^* , m_p^* – эффективная масса электрона и дырки.

Эффективная масса по физическому смыслу является коэффициентом пропорциональности между внешней силой, действующей на электрон, и его ускорением при движении в поле кристаллической решетки, т.е. в твёрдом теле. Введение эффективной массы позволяет рассматривать движение электрона в поле кристалла как движение совершенно свободного электрона с массой m^* , благодаря чему не учитывается влияние заряженных частиц кристалла на характер движения электрона.

При наложении внешнего электрического поля электропроводность собственных полупроводников определяется обоими типами носителей зарядов, поэтому их иногда называют полупроводниками с биполярной проводимостью. Удельная проводимость собственного полупроводника в соответствии с (4) будет определяться выражением

$$\sigma_i = qn_i \mu_n + qp_i \mu_p = qn_i (\mu_n + \mu_p), \quad (11)$$

где μ_n и μ_p – подвижности носителей зарядов – электронов и дырок.

Подвижности электронов и дырок неодинаковы и обычно $\mu_n > \mu_p$. Поэтому электропроводность собственных полупроводников имеет слабо выраженный электронный характер.

Следует отметить, что в полупроводниках с достаточно широкой запрещенной зоной при нормальной температуре собственные носители зарядов либо отсутствуют, либо их концентрации очень малы и недостаточны для нормальной работы полупроводниковых приборов, используемых в технике. Поэтому наибольшее практическое применение получили *примесные полупроводники*, у которых в рабочем интервале температур электропроводность обеспечивается за счет электронов (дырок) примесных атомов.

Для применяемых в промышленности полупроводниковых материалов примеси в вещество вводят специально, чтобы получить нужный тип и величину проводимости.

Энергетические диаграммы примесных полупроводников представлены на рис. 4.2.

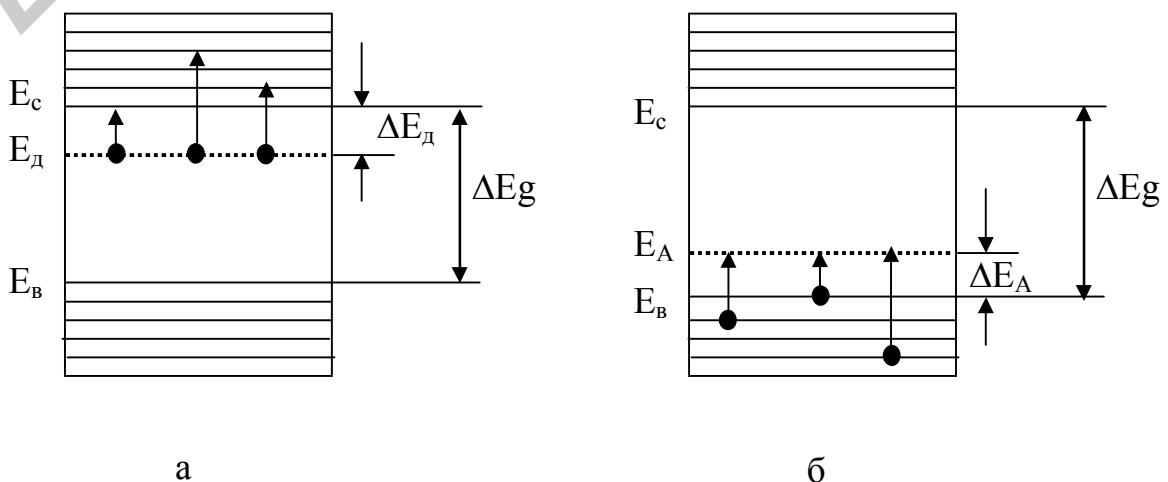


Рис. 4.2. Энергетические диаграммы примесных полупроводников:
а – донорного, б – акцепторного

На рис. 4.2 обозначено: ΔE_d , ΔE_a – энергетическое положение электронов примесных атомов, которое часто называют *глубиной залегания примеси*, или *энергией активации примесной проводимости*.

Энергия связи внешних электронов примесных атомов из-за взаимодействия с матричными атомами значительно уменьшается. Поэтому атомы примеси способны легко отдавать электроны в свободную зону либо захватывать электроны валентной зоны, достраивая тем самым свою наружную оболочку до устойчивого состояния. Отсюда произошли термины: *донорный полупроводник*, т.е. имеющий примесь, отдающую электрон в свободную зону; *акцепторный полупроводник*, т.е. имеющий примесь, захватывающую электрон из валентной зоны.

Поскольку ΔE_d , ΔE_a очень малы, порядка 0,01–0,2 эВ, то уже при нормальных температурах в зоне проводимости донорного полупроводника появляются *свободные электроны*, способные обеспечивать его электропроводность.

Примесные атомы, отдавшие электроны, становятся положительно заряженными ионами. При этом вакансии электронов донорных атомов сильно связаны с атомными остатками и поэтому не влияют на электропроводность полупроводника.

В случае акцепторного полупроводника электроны валентной зоны захватываются атомами примеси, превращаясь в отрицательные ионы. *Оставшиеся в валентной зоне дырки являются свободными* и обеспечивают электропроводность полупроводника, а захваченные атомами примеси электроны находятся в связанном состоянии и не влияют на электропроводность.

Из изложенного следует, что в донорном полупроводнике носителями заряда являются электроны, поэтому он называется *электронным, или n-типа*, а в акцепторном полупроводнике носителями заряда являются дырки, и полупроводник называется *дырочным, или p-типа*.

Сравнивая собственные и примесные полупроводники, следует подчеркнуть, что в последних электропроводность проявляется при более низких температурах, поскольку ΔE_d , $\Delta E_a \ll \Delta E_g$.

При достаточно высоких температурах наряду с примесными электронами (дырками) в полупроводнике появляются собственные носители обоих типов и суммарная концентрация свободных носителей возрастает. Однако в *электронном полупроводнике* концентрация электронов намного больше концентрации дырок, поэтому *электроны называют основными*, а дырки – *неосновными носителями зарядов*. В *акцепторном полупроводнике основными носителями являются дырки*, а *неосновными – электроны*.

В общем случае концентрация свободных носителей зарядов в примесных полупроводниках в рабочем диапазоне температур определяется соотношениями:

$$n \approx (N_c N_d)^{1/2} e^{-\frac{\Delta E_d}{2kT}}, \quad (12)$$

$$p \approx (N_v N_A)^{1/2} e^{-\frac{\Delta E_A}{2kT}}, \quad (13)$$

где N_d, N_A – концентрации введенных в полупроводник атомов примеси.

Удельная проводимость примесного полупроводника будет определяться аналогично (9) соотношениями:

$$\sigma_n = qn\mu_n, \quad (14)$$

$$\sigma_p = qp\mu_p \quad (15)$$

для донорного и акцепторного полупроводников соответственно.

Выражения (5), (6) и (10), (11) свидетельствуют о том, что концентрации носителей заряда в полупроводниках, а следовательно, и удельная проводимость σ , согласно (9), (12), (13), зависят от температуры T (внешний фактор), ширины запрещенной зоны ΔE_g , глубины залегания примеси $\Delta E_d, \Delta E_A$, эффективных масс электронов m_n и дырок m_p (параметры полупроводникового материала). Из этих выражений также следует, что температурная зависимость концентрации $n(p) = f(T)$ определяется в основном экспоненциальным членом. Поэтому в первом приближении эту зависимость можно представить в виде прямой линии в координатах $\ln(n)$ ($\ln(p)$) = $f(1/T)$, по тангенсу угла наклона которой можно определить энергетические параметры полупроводников, т.е. ширину запрещенной зоны ΔE_g , которая является *энергией активации собственной проводимости*, и *энергию активации примесной проводимости* $\Delta E_d, \Delta E_A$. В этом и заключается *термический метод* определения энергетических параметров полупроводниковых материалов.

В общем случае температурная зависимость концентрации носителей заряда примесного полупроводника имеет три характерных участка (рис. 4.3).

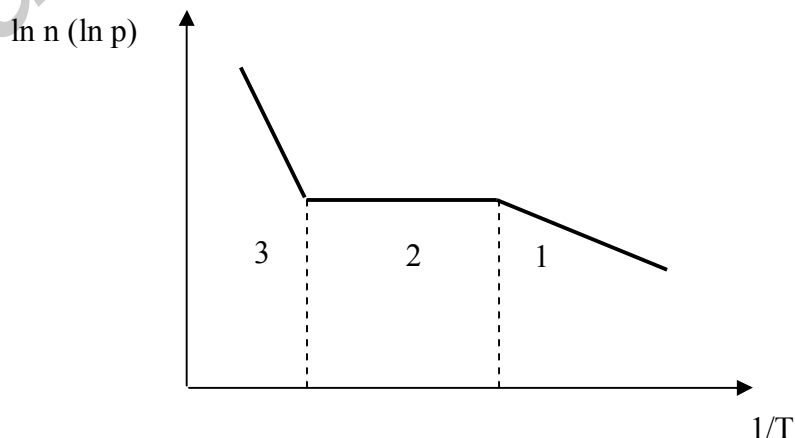


Рис. 4.3. Температурная зависимость концентрации носителей заряда примесного полупроводника

При низких температурах (участок 1) тепловой энергии достаточно для ионизации примесных атомов. Поэтому с ростом температуры увеличивается концентрация примесных носителей заряда и наклон прямой на графике определяется энергией ионизации примесных атомов, т.е. глубиной залегания примеси ΔE_d , ΔE_A .

На втором участке, т.е. при повышенных температурах, все примесные атомы ионизированы. Следовательно, концентрация свободных носителей, равная концентрации примесных атомов ($n = N_d$ или $p = N_A$), не изменяется с ростом температуры до тех пор, пока тепловой энергии недостаточно для возбуждения электронов собственных атомов полупроводника.

На третьем участке при высоких температурах концентрация растёт за счёт генерации собственных носителей зарядов и наклон прямой определяется шириной запрещённой зоны полупроводника ΔE_g .

Таким образом, имея экспериментально измеренную зависимость концентрации носителей от температуры, можно по графику определить энергию активации примесной проводимости ΔE_d , ΔE_A и ширину запрещенной зоны полупроводника ΔE_g , т.е. энергию активации собственной проводимости. Однако измерение концентрации в чисто техническом плане задача достаточно сложная. Поэтому обычно для определения ΔE_d , ΔE_A , ΔE_g пользуются экспериментально измеренной зависимостью удельной проводимости σ от температуры. При этом необходимо учесть температурную зависимость подвижности носителей заряда.

При движении носителей заряда в полупроводнике под действием внешнего поля происходит их столкновение (рассеяние) с атомами и различными дефектами кристаллической решетки. При этом скорость их движения может как увеличиваться, так и уменьшаться в зависимости от механизма рассеяния.

В реальных кристаллах действуют одновременно несколько механизмов рассеяния, приводящих к изменению подвижности носителей заряда. Однако влияние каждого типа рассеяния может весьма сильно меняться с изменением температуры и концентрации дефектов в исследуемом образце.

Обычно в полупроводниках рассматривают два основных механизма рассеяния: на ионах примеси и на тепловых колебаниях решетки. С изменением температуры роль каждого из этих механизмов меняется. При низких температурах основную роль играет рассеяние на ионах примеси, приводящее к увеличению подвижности. С повышением температуры преобладающим становится рассеяние на тепловых колебаниях решетки, снижающее подвижность. Количественно температурная зависимость подвижности носителей заряда приближенно описывается выражением

$$\mu = A T^{3/2} + B T^{-3/2}, \quad (16)$$

где A и B – постоянные величины, не зависящие от температуры.

Из этой формулы следует, что с ростом температуры подвижность носителей заряда растет пропорционально $T^{3/2}$, что соответствует рассеянию на ионах примеси, затем она переходит через максимум и уменьшается пропорционально $T^{-3/2}$, что соответствует рассеянию на тепловых колебаниях решетки. Графически температурная зависимость подвижности имеет вид, представленный на рис. 4.4.

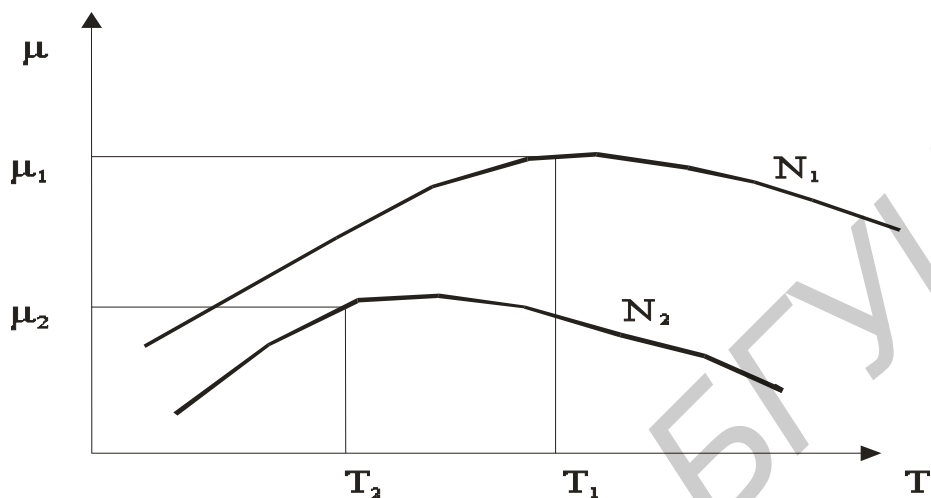


Рис. 4.4. Температурная зависимость подвижности носителей заряда в полупроводниках

Из графика видно, что подвижность зависит и от концентрации примеси. С ростом концентрации ($N_2 > N_1$) подвижность носителей уменьшается ($\mu_2 < \mu_1$) за счет столкновения самих носителей между собой. Причем максимум подвижности с уменьшением концентрации примесных атомов сдвигается в сторону больших температур, поскольку при малых концентрациях рассеяние на примеси более вероятно, нежели рассеяние на тепловых колебаниях решетки.

4. Температурная зависимость электропроводности полупроводников

При изучении электропроводности полупроводников следует подчеркнуть, что удельная проводимость, как практически измеряемая величина, определяется основными количественными параметрами исследуемого материала. Это связано с тем, что удельная проводимость зависит от концентрации носителей заряда, их подвижности и ширины запрещенной зоны (для собственного полупроводника) либо энергии активации примеси (для примесного полупроводника). Таким образом, зная экспериментально измеренную величину удельной проводимости, можно по соответствующим соотношениям рассчитать основные параметры полупроводника. С другой стороны, зная зависимость концентрации, подвижности, ширины запрещенной зоны от температуры, можно определить температурную зависимость удельной проводимости. Для собственного полупроводника она определяется соотношением

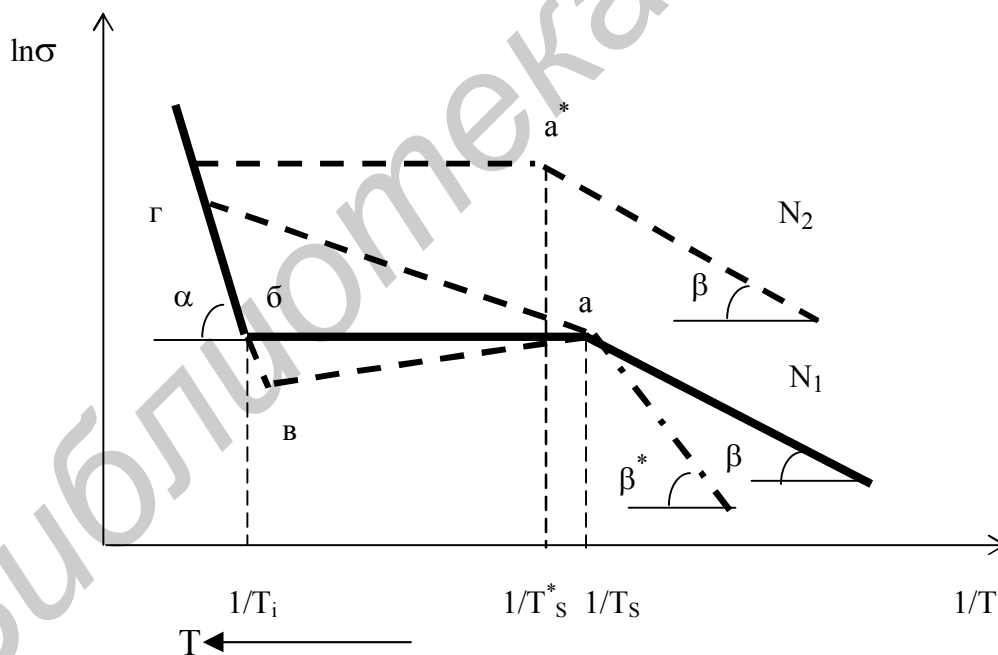
$$\sigma = qn_i\mu_n + qp_i\mu_p = C(A T^{3/2} + B T^{-3/2})e^{-\frac{\Delta E_g}{2kT}}, \quad (17)$$

где C – постоянная, не зависящая от температуры.

Первый член этого выражения характеризует температурную зависимость подвижности, второй – температурную зависимость концентрации носителей заряда. Если учесть, что температурная зависимость подвижности является степенной функцией, медленно меняющейся с температурой, то можно сказать, что температурная зависимость удельной проводимости определяется в основном температурной зависимостью концентрации носителей заряда, изменяющейся по экспоненциальному закону. С другой стороны, следует подчеркнуть, что при низких температурах на электропроводность оказывает большее влияние температурная зависимость подвижности, а при высоких температурах основное влияние оказывает концентрация носителей.

Для примесного полупроводника температурная зависимость удельной проводимости аналогична температурной зависимости концентрации, хотя имеет некоторые особенности.

Графически температурная зависимость удельной проводимости при-



месного полупроводника представлена на рис. 4.5.

Рис. 4.5. Температурная зависимость удельной проводимости примесного полупроводника

При низких температурах в полупроводнике отсутствуют собственные носители заряда и проводимость определяется только примесными носителями, концентрация которых с ростом температуры экспоненциально растёт.

Поэтому в полулогарифмическом масштабе удельная проводимость линейно зависит от обратной температуры. Наклон прямой до точки «а» определяется энергией активации примесных носителей заряда, т.е. ΔE_d либо ΔE_A , причём

$$\operatorname{tg}\delta \approx \Delta E_d, \Delta E_A.$$

Следовательно, чем глубже находятся энергетические уровни примесных носителей заряда, тем круче участок примесной проводимости, что на рис. 4.5 показано штрихпунктирной линией, для которой $(\Delta E_d^*, \Delta E_A^*) > \Delta E_d, \Delta E_A$, что следует из соотношения

$$\operatorname{tg}\beta^* > \operatorname{tg}\beta.$$

В точке «а» все примесные атомы оказываются ионизированными. Концентрация носителей с дальнейшим ростом температуры остаётся постоянной, а следовательно, и удельная проводимость не изменяется с температурой. На графике такому положению соответствует участок а–б. Однако, если в диапазоне температур $1/T_S - 1/T_i$ подвижность с ростом температуры изменяется, то удельная проводимость будет либо уменьшаться – участок а–в, либо увеличиваться – участок а–г.

Поскольку температуры истощения примеси T_S достаточно низкие (100...150) К, а температуры T_i перехода к собственной проводимости очень высокие (500...600) К, то в этом интервале температур обычно удельная проводимость слегка увеличивается за счёт роста подвижности, а затем уменьшается из-за рассеяния носителей на тепловых колебаниях решётки, приводящее к уменьшению подвижности.

При достижении температуры T_i начинается генерация собственных носителей заряда, поэтому концентрация свободных носителей увеличивается и, следовательно, растёт удельная проводимость. Поскольку рост концентрации идёт по экспоненциальному закону, наклон прямой собственной проводимости пропорционален ΔE_g , причём

$$\operatorname{tg}\alpha \approx \Delta E_g.$$

Изменение концентрации примесных атомов приводит к параллельному смещению графика, что показано на рис. 4.5 пунктирной линией, для которой $N_2 > N_1$.

Следует подчеркнуть, что диапазон рабочих температур приборов находится между T_S и T_i . Поэтому концентрации свободных носителей, а значит и удельная проводимость, будут определяться только количеством примесных атомов N_d, N_A или, как принято говорить, уровнем легирования примеси.

5. Описание лабораторной установки

Для проведения экспериментальных измерений используется установка, функциональная схема которой приведена на рис. 4.6.

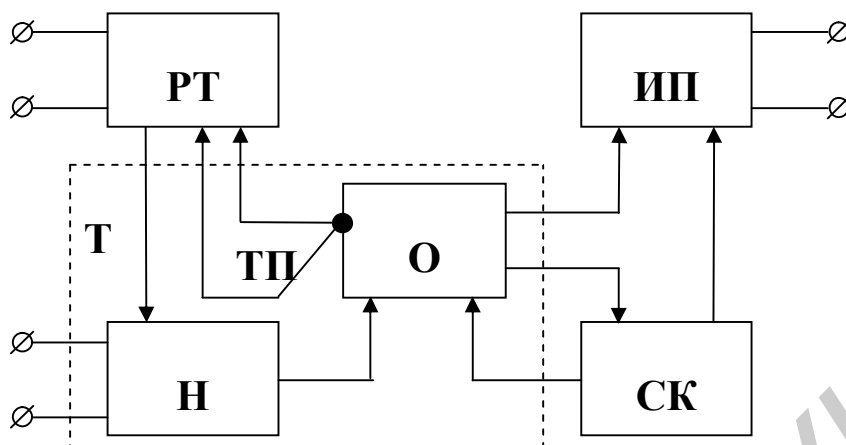


Рис. 4.6. Функциональная схема лабораторной установки

На функциональной схеме обозначены: РТ – регулятор температуры; Т – термостат; О – образец; ТП – термопара, позволяющая регулировать температуру в термостате; Н – нагреватель; ИП – измерительный прибор для измерения сопротивления образцов; СК – схема коммутации.

В качестве регулятора температуры используется промышленный прибор РТ-49А. Он позволяет плавно устанавливать требуемую температуру образца в термостате в диапазоне 0–200 °С с помощью регулятора со шкалой на лицевой панели прибора. Когда температура в термостате достигает установленного значения, напряжение от термопары ТП становится равным значению напряжения, установленного регулятором прибора и соответствующего требуемой температуре. В момент равенства этих напряжений от схемы сравнения прибора РТ-49А поступает сигнал, отключающий нагреватель от сети и включающий красную сигнальную лампочку. Это говорит о том, что температура в термостате достигла установленного на шкале регулятора значения.

После автоматического отключения нагревателя термостат начинает медленно охлаждаться, и при некоторой температуре нагреватель включится автоматически. Таким образом, прибор РТ-49А регулирует температуру в термостате относительно установленного значения с точностью $\pm 0,5$ °С.

В момент загорания сигнальной лампочки необходимо измерить сопротивление образцов, помещенных в термостат, соответствующее заданной температуре. Для этой цели используется цифровой ампервольтметр типа Щ4313, который автоматически контролирует изменение сопротивления с изменением температуры и позволяет измерять его значение в диапазоне 200 Ом – 20 МОм, что вполне достаточно для условий эксперимента.

Поскольку нагреватель отключается на заданной температуре, а термостат поддерживает ее значение некоторое время, этого достаточно для измерения сопротивления нескольких образцов. С помощью схемы коммутации и кнопочного переключателя на лицевой панели лабораторной установки об-

разцы поочередно подключают к измерительному прибору, что позволяет регистрировать величину их сопротивлений при фиксированной температуре.

После окончания измерения сопротивлений образцов регулятором вновь устанавливается новое значение температуры на приборе РТ-49А, при этом автоматически включается нагреватель, в результате чего растет температура в термостате.

В качестве нагревателя в лабораторной установке используется стандартный пальчиковый нагревательный элемент, питающийся от промышленной сети и обеспечивающий постепенный подъем температуры в термостате от 20 до 120 °С. Согласно проведенным расчетам и требованиям техники безопасности и надежности работы установки, для проведения эксперимента достаточно диапазона температур 20–65 °С.

Схема коммутации обеспечивает включение питания и выключение приборов, используемых в лабораторной установке, включение световой сигнализации работы установки и переключение образцов в процессе измерения.

Библиотека БГУИР

6. Методика выполнения лабораторной работы

Проведя предварительную подготовку, с разрешения преподавателя можно приступить к выполнению лабораторной работы.

Проведение экспериментальных измерений следует осуществлять в следующем порядке:

- включить установку и убедиться, что все приборы подключены к сети;
- установить регулятор температуры на 20 °С по шкале регулятора РТ-49А;
- включить измерительный прибор, измерить сопротивления образцов при комнатной температуре (20 °С), подключая их поочерёдно к измерительному прибору, записать результаты измерений в нижеприведенную таблицу;
- установить регулятор температуры на значение 25 °С (первая точка);
- включить нагревательный элемент тумблером на лицевой панели установки;
- при достижении температуры 25 °С, о чём свидетельствует сигнальная лампочка прибора РТ-49А, измерить сопротивления образцов и занести их в нижеприведенную таблицу;
- измерения проводить через каждые 5° до температуры 65 °С;
- по окончании измерений выключить лабораторную установку, выяснить у преподавателя геометрические размеры образцов и занести их в нижеприведенную таблицу.

t, °С	T, К	1/T, К ⁻¹	Образец № 1			Образец № 2		
			R, Ом	σ (Ом·м) ⁻¹	ln σ	R, Ом	σ (Ом·м) ⁻¹	ln σ
25								
30								
....								
65								

Проведя экспериментальные измерения, необходимо по величине измеренного сопротивления R рассчитать значение удельной проводимости, используя выражение (6). Полученные значения σ заносятся в таблицу измерений.

По результатам расчётов строится графическая зависимость $\ln\sigma = f(1/T)$. Она представляет собой прямую линию, из наклона которой *определяется энергия активации собственной или примесной проводимости*. Для этого на прямой выбираются две точки, соответствующие температурам $1/T_1$ и $1/T_2$, и определяются по таблице измерений соответствующие значения $\ln\sigma_1$ и $\ln\sigma_2$. Ширина запрещенной зоны, или энергия активации, определяется по формуле

$$\Delta E = 2k(\ln\sigma_2 - \ln\sigma_1)/(1/T_1 - 1/T_2), \quad (18)$$

где k – постоянная Больцмана, равная $8,62 \cdot 10^{-5}$ эВ/К.

По полученным значениям ΔE необходимо, пользуясь справочными данными, определить тип полупроводникового материала или, в случае малых значений ΔE , тип химического элемента, используемого в качестве примесных атомов.

7. Справочные данные

Значения ширины запрещённой зоны ΔE_g некоторых полупроводников при 300 К

Материал	Si	Ge	SiC	GaAs	GaSb	InAs	InSb
ΔE_g , эВ	1,11	0,67	2,8–3,1	1,43	0,69	0,36	0,18
Материал	GaP	InP	CdS	CdSe	CdTe	PbS	Se
ΔE_g , эВ	2,25	1,28	2,53	1,74	1,5	0,37	1,74

Значения энергии активации примесной проводимости ΔE_d , ΔE_A

Ge $\Delta E_{g0} = 0,79$ эВ	Примесь	P	As	Sb	Li	S	Se
	ΔE_d , эВ	0,012	0,0127	0,0096	0,0093	0,18	0,14–0,28
	Примесь	B	Al	Ga	In	Mn	Ni
	ΔE_A , эВ	0,0104	0,0102	0,0108	0,0112	0,16–0,37	0,22–0,30
Si $\Delta E_{g0} = 1,09$ эВ	Примесь	P	As	Sb	V	S	Cr
	ΔE_d , эВ	0,045	0,049	0,039	0,22	0,18	0,5
	Примесь	B	Al	Ga	In	Zn	Ni
	ΔE_A , эВ	0,045	0,049	0,065	0,016	0,31–0,55	0,36
GaAs $\Delta E_{g0} = 1,5$ эВ	Примесь	Te	V	Si	O+	S	Se
	ΔE_d , эВ	0,01	0,22	0,006	0,7	0,006	0,006
	Примесь	Mn	Ni	Co	Fe	Li	Ge
	ΔE_A , эВ	0,11	0,21	0,16	0,49	0,01	0,035
InSb $\Delta E_{g0} = 0,25$ эВ	Примесь	Te	S	Se			
	ΔE_d , эВ	0,001	0,001	0,001			
	Примесь	Al	Ag	Zn	Ge	Cd	Cu
	ΔE_A , эВ	0,04	0,06	0,01	0,1	0,003	0,02

8. Контрольные вопросы

1. Что такое полупроводник?
2. Что называется электропроводностью?
3. Какой физический смысл имеет удельная электропроводность?
4. Что такое собственный (примесный) полупроводник?

5. Что такое подвижность носителей заряда?
6. Что такое основные и неосновные носители зарядов?
7. Чему равны удельная проводимость собственного, донорного и акцепторного полупроводников (формулы)?
8. Как следует понимать термин «энергия активации»?
9. Чему равна энергия активации собственного (примесного) полупроводника?
10. Каков характер температурной зависимости концентрации носителей заряда и удельной проводимости примесного полупроводника и чем они отличаются?
11. Почему в эксперименте получается одна прямая линия, тогда как на теоретической зависимости три прямолинейных участка?
12. На каком участке температурной зависимости удельной проводимости работают промышленные полупроводниковые приборы?

Литература

1. Пасынков В.В. Материалы электронной техники. – М.: Высш. шк., 1980.
2. Воробей З.Ф., Кураева С.Н., Казанцев А.П. Лабораторный практикум: В 2 ч. Ч. 1. – Мн.: РТИ, 1991.
3. Богородицкий Н.П., Пасынков В.В., Тареев Б.М. Электротехнические материалы. – Л.: Энергия, 1997.
4. Шалимова Н.В. Физика полупроводников. – М.: Энергоатомиздат, 1985.
5. Епифанов Г.И. Физика твёрдого тела. – М.: Наука, 1978.
6. Казанцев А.П. Электротехнические материалы. – Мн.: Дизайн ПРО, 1998, 2001.

Учебное издание

Казанцев Анатолий Петрович

РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ

Лабораторный практикум
по курсам «Радиоматериалы и основы микроэлектроники»,
«Материалы и компоненты радиоэлектроники»,
«Материалы электронной техники»
для студентов специальностей
39 01 01 «Радиотехника», 39 01 03 «Радиоинформатика»,
41 01 02 «Микроэлектроника»
дневной, вечерней и заочной форм обучения

Редактор Н.А. Бебель
Компьютерная верстка Т.В. Шестакова

Подписано в печать .07.2003.
Печать ризографическая.
Уч.-изд. л. 3,2.

Формат 60x84 1/16.
Гарнитура «Таймс».
Тираж 200 экз.

Бумага офсетная.
Усл. печ. л. .
Заказ 218.

Издатель и полиграфическое исполнение:
Учреждение образования
«Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники».
Лицензия ЛП № 156 от 30.12.2002.
Лицензия ЛВ № 509 от 03.08.2001.
220013, Минск, П. Бровки, 6.