

ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ

Часть 1

Электрические свойства твердых тел

**Методические указания
к лабораторным работам по физике**

3-е издание, исправленное

Санкт-Петербург

**Электричество и магнетизм. Ч.1. Электрические свойства твердых тел:
Методические указания к лабораторным работам по физике.**

Е.Г.Алушкинский, Л.К.Ермаков, М.А.Зеликман, Н.М.Кожевников,
Л.П.Круковская, А.Я.Лукин, С.И.Марков, В.П.Маслов, Б.П.Попов,
П.А.Родный, И.Б.Русанов, Н.Д.Смирнова, В.К.Соболевский, А.М.Степанов,
А.В.Хачатурьянц, К.Ф.Штельмах. СПб. гос. тех. ун-т; СПб., 2000, 69 с. /

Под общей редакцией Б.П.Попова.

Настоящие методические указания составлены в соответствии с государственными требованиями к минимуму содержания и уровню подготовки выпускников Госкомвуза России и являются исправленным изданием 1998 г.

Указания содержат описание шести лабораторных работ по теме “Электрические свойства твердых тел” раздела “Электричество и магнетизм”, а также рекомендации по проведению измерений и обработке результатов.

Предназначены студентам, выполняющим лабораторные работы по курсу общей физики.

Рекомендованы к изданию кафедрой экспериментальной физики физико-механического факультета Санкт-Петербургского государственного технического университета.

Табл. 8. Ил. 18. Библиогр. 4.

Печатается по решению редакционно-издательского совета Санкт-Петербургского государственного университета.

ПРЕДИСЛОВИЕ

К тематическому разделу “Электрические свойства твердых тел” относятся шесть лабораторных работ, разделенных на два цикла по три работы в каждом.

Приступая к работам первого или второго цикла, ознакомьтесь, в первую очередь, с теоретическими введениями (соответственно глав 1 или 2), которые являются общими для всех входящих в цикл работ. К этим же разделам придется возвращаться и при изучении описаний отдельных работ. Формулы в теоретических введениях имеют сквозную нумерацию без указания номера раздела. Формулы в описаниях конкретных работ имеют двойную нумерацию: первая цифра указывает номер работы, вторая – после точки – номер формулы в описании этой работы.

При подготовке и проведении лабораторных работ рекомендуется использовать также методические указания [1,2].

Учебная лаборатория этого раздела создана под руководством проф. В.Ф.Мастерова. Настоящее пособие подготовлено под общим руководством доцента Б.П.Попова. В постановке работ и составлении описаний к ним в разное время принимали участие: Е.Г.Апушкинский, Л.К.Ермаков, М.А.Зеликман, Н.М.Кожевников, Л.П.Круковская, А.Я.Лукин, С.И.Марков, В.П.Маслов, Б.П.Попов, П.А.Родный, И.Б.Русанов, Н.Д.Смирнова, В.К.Соболевский, А.М.Степанов, А.В. Хачатурьянц, К.Ф.Штельмах.

1. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

1.1. Зонная структура твердых тел

Как известно, энергия атома может принимать только определенные значения. На рис. 1а изображены энергетические уровни атома. При объединении одинаковых атомов в молекулу принцип Паули запрещает электронам находиться в одном квантовом состоянии, т.е. каждый уровень энергии должен разбиться на два (рис. 1б). При объединении одинаковых атомов в кристалл каждый уровень энергии атома превратится в целую зону, содержащую очень большое количество уровней, равное количеству атомов в кристалле. Расстояние между этими уровнями очень мало, поэтому можно считать возникшие зоны непрерывными.

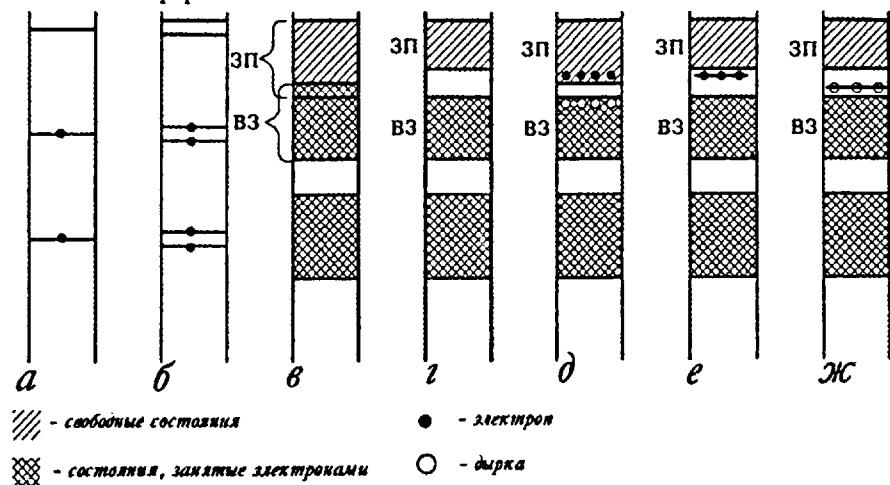


Рисунок 1. Энергетические структуры атомов и кристаллов

Зона, образовавшаяся из наивысшего уровня атома, на котором есть электрон, называется валентной зоной (ВЗ), а из следующего, т.е. первого свободного уровня атома, называется зоной проводимости (ЗП). Тип получившегося кристалла, т.е. будет он проводником, диэлектриком или полупроводником, зависит от взаимного расположения этих двух зон.

Если они перекрываются (рис. 1в), то при помещении образца в электрическое поле электрон, находящийся на верхнем уровне валентной зоны, может ускоряться полем и увеличивать свою энергию, поднимаясь на более высокие уровни, т.е. кристалл является проводником.

Если между зоной проводимости и валентной есть разрыв - так называемая запрещенная зона W_g , то электрон не может двигаться в электрическом поле, так как при этом он должен увеличивать свою энергию, а соответствующие уровни энергии отсутствуют. Кристалл является диэлектриком (рис.1г).

Полупроводники – это такие вещества, проводимость которых сильно зависит от внешних условий, в частности, от температуры. Случай полупроводника соответствует малой величине запрещенной зоны. Тогда при температуре абсолютного нуля образец является диэлектриком. Но при повышении температуры T электроны перестают занимать только нижние разрешенные уровни. Размытие их распределения по энергии примерно равно kT , где k – постоянная Больцмана. Если величина kT сопоставима с шириной запрещенной зоны W_g , то значительное количество электронов переходит с верхних уровней валентной зоны на нижние уровни зоны проводимости (рис.1д). При этом в валентной зоне образуются свободные места – «дырки», на которые могут переходить электроны с нижних уровней, освобождая при этом свои места, на которые могут придти другие электроны снизу. Этот процесс можно описать как движение дырки вниз. Процесс перемещения дырки аналогичен движению пузырька в стакане лимонада, когда на самом деле движется вода, но мы видим движение пузырька.

Дырки в валентной зоне и находящиеся в зоне проводимости электроны могут двигаться в электрическом поле, создавая электрический ток. При повышении температуры количество таких электронов (и, соответственно, дырок) сильно увеличивается, что приводит к резкому уменьшению сопротивления.

Вышеописанная ситуация, когда количество дырок в точности равно количеству электронов проводимости, имеет место в так называемых собственных полупроводниках. В технике чаще используются примесные полупроводники n - и p -типа. В примесных полупроводниках основной кристалл имеет большую запрещенную зону, т.е. является диэлектриком, но в него введено определенное количество донорной (для n -типа) или акцепторной (для p -типа) примеси, т.е. атомов, имеющих уровень, находящийся внутри запрещенной зоны основного кристалла.

В полупроводниках n -типа этот уровень расположен вблизи дна зоны проводимости (рис.1е). Электроны с этого уровня переходят в зону проводимости и обеспечивают электропроводность, сильно зависящую от температуры. При этом дырки не образуются, так как электроны из валентной зоны отделены от донорного уровня широкой запрещенной зоной и не могут занять освобо-

дившееся на нем место.

В полупроводниках р-типа уровень расположен в запрещенной зоне вблизи верха валентной зоны (рис.1ж). Электроны с верхних уровней валентной зоны переходят на примесный уровень, образуя дырки, обеспечивающие электропроводность. При этом электроны проводимости отсутствуют, так как примесный уровень отделен от дна зоны проводимости широкой запрещенной.

Таким образом, основными носителями тока в полупроводниках n-типа являются отрицательно заряженные электроны проводимости, так как их концентрация во много раз больше концентрации дырок. В полупроводниках р-типа основные носители - дырки. Само название полупроводники n-типа получили от слова negative (отрицательный), а полупроводники р-типа - от слова positive (положительный).

Из всего вышесказанного ясно, что энергетические спектры диэлектрика и собственного полупроводника качественно подобны. Поэтому разделение веществ на диэлектрики и полупроводники является условным и определяется величиной температуры. При высоких температурах диэлектрики могут становиться полупроводниками (например, алмаз при 500°С), а при низких – наоборот, полупроводники приобретают свойства диэлектрика. Принято считать диэлектриками вещества, у которых ширина запрещенной зоны больше 2 эВ.

1.2. Электропроводность

Электрический ток есть упорядоченное движение заряженных микрочастиц, называемых носителями тока, каковыми в твердых телах являются электроны проводимости и дырки. Под влиянием внешнего электрического поля напряженностью \vec{E} на беспорядочное тепловое движение носителей тока накладывается направленное дрейфовое движение. Плотность электрического тока \vec{j} , возникающего при этом, равна

$$\vec{j} = en\vec{V}, \quad (1)$$

где ($\pm e$), n , \vec{V} - соответственно заряд ($e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл), концентрация и дрейфовая скорость дырок или электронов.

Дрейфовая скорость при не слишком сильных полях (далее мы уточним это ограничение) пропорциональна \vec{E} :

$$\vec{V} = \mu\vec{E} \quad (2)$$

Коэффициент пропорциональности μ называют подвижностью носителей. С учетом (2) соотношение (1) можно представить в виде:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}, \quad (3)$$

где $\sigma = en\mu$ (4)

есть удельная проводимость или электропроводность вещества. Следовательно, электропроводность определяется концентрацией и подвижностью носителей и зависит от физического состояния тела: температуры, давления и пр. Если электропроводность σ не зависит от напряженности электрического поля \vec{E} , то соотношение (3) выражает закон Ома в дифференциальной или локальной форме. Величину, обратную электропроводности, называют удельным сопротивлением материала:

$$\rho = 1/\sigma. \quad (5)$$

Электрическое сопротивление R однородного проводника длины l и поперечного сечения S равно

$$R = \rho \frac{l}{S} \quad (6)$$

Учитывая, что в однородном проводнике сила тока $I = jS$, а напряжение $U = EI$, получаем из (3), (5) и (6) хорошо известную интегральную форму закона Ома:

$$I = \frac{1}{R} U = GU \quad (7)$$

где $G = 1/R$ - проводимость образца.

1.3. Концентрация носителей тока

1.3.1. Металлы

В металлах практически все валентные электроны являются свободными носителями. Поэтому их концентрация очень велика (обычно $10^{22} - 10^{23} \text{ см}^{-3}$ или $10^{28} - 10^{29} \text{ м}^{-3}$) и практически не зависит от температуры. Концентрацию носителей можно вычислить по формуле:

$$n = z \frac{N_A \rho_m}{M}, \quad (8)$$

где ρ_m , M - плотность и молярная масса металла, N_A - число Авогадро, z - количество валентных электронов на один атом, вошедших в "коллектив" электронов проводимости (для меди можно принять $z = 1$, для платины $z = 4$).

1.3.2. Равновесные носители тока в полупроводнике

Значения W_g у типичных полупроводников лежат в пределах от нескольких десятых электрон-вольта до двух-трех электрон-вольт (табл.1). Напомним, что единица энергии $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$.

Табл. 1. Некоторые параметры полупроводников при комнатной температуре

Параметр	Полупроводники			
	InSb	Ge	Si	GaAs
W_g , эВ	0,17	0,72	1,1	1,4
Собственная концентрация носителей, см^{-3}	$1,3 \cdot 10^{16}$	$2,4 \cdot 10^{13}$	$1,1 \cdot 10^{10}$	$1,4 \cdot 10^7$
Подвижность электронов, $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	8	0,39	0,13	1
Подвижность дырок, $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	0,07	0,19	0,05	0,04

Разрыв электронных связей и образование электронов проводимости в полупроводнике может происходить за счет тепловых колебаний атомов кристаллической решетки. Средняя энергия теплового движения частиц по порядку величины равняется, как известно, kT , где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К = $8,6 \cdot 10^{-5}$ эВ/К - постоянная Больцмана. При комнатной температуре 300 К энергия теплового движения $kT = 0,026$ эВ, т.е. значительно меньше W_g . Несмотря на это, тепловое движение вызывает разрывы электронных связей, так как мгновенная кинетическая энергия атома может во много раз превышать ее среднее значение. Согласно статистическому распределению Больцмана, вероятность w обнаружить атом в состоянии с энергией, равной или большей W_g , пропорциональна

$$w \sim \exp(-W_g/kT). \quad (9)$$

Для описания электронной и дырочной компонент тока применимы соотношения (1 - 4), в формулах (1) и (2) знак "минус" соответствует электронам, а знак "плюс" - дыркам. Полная плотность тока, очевидно, равна

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p = -en\vec{v}_n + ep\vec{v}_p = \sigma\vec{E},$$

где $\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p)$, индекс "n" относится к электронам, "p" - к дыркам.

Таким образом, тепловое движение непрерывно создает (генерирует) электроны проводимости и дырки. В то же время идут и обратные процессы рекомбинации, в результате которых свободные электроны вновь захватываются атомами, что приводит к одновременному исчезновению электрона и дырки. В установившемся состоянии существует динамическое равновесие процессов генерации и рекомбинации. В результате при данной температуре устанавливается равновесная концентрация электронов и дырок.

Число электронно-дырочных пар, создаваемых каждую секунду в единице объема полупроводника, т.е. скорость генерации g , в соответствии с (9) равна

$$g = \alpha \exp(-W_g/kT), \quad (10)$$

где α - коэффициент пропорциональности, различный для разных полупроводников.

Вероятность одновременного появления в произвольной точке кристалла электрона и дырки, т.е. их встречи и рекомбинации, должна быть пропорциональной произведению концентраций электронов и дырок. Таким образом, число пар, рекомбинирующих каждую секунду в единице объема, т.е. скорость рекомбинации g , равна

$$g = \beta np. \quad (11)$$

Коэффициент пропорциональности β , как и α в формуле (10), различен для разных полупроводников.

В собственных полупроводниках (без примесей) носители генерируются и рекомбинируют всегда парами. Поэтому $n = p$. Отсюда следует, что

$$g = \beta n^2 = \beta p^2. \quad (12)$$

В состоянии динамического равновесия $g = r$. Приравнявая (10) и (12), получим:

$$\alpha \exp(-W_g/kT) = \beta n^2 = \beta p^2$$

и равновесная концентрация носителей оказывается равной

$$n = p = \sqrt{\frac{\alpha}{\beta}} \exp(-W_g/2kT). \quad (13)$$

Константа перед экспонентой в (13), очевидно, имеет ту же размерность, что и n или p . Обозначая ее через n_0 или p_0 , запишем окончательный вид зависимости равновесной концентрации электронов проводимости полупроводника от температуры:

$$n = n_0 \exp(-W_g/2kT). \quad (14)$$

Такую же формулу можно написать и для равновесной концентрации дырок:

$$p = p_0 \exp(-W_g/2kT). \quad (15)$$

В табл.1 приведены экспериментальные данные по равновесной концентрации носителей в типичных полупроводниках при комнатной температуре.

1.3.3. Неравновесные носители тока в полупроводнике

До сих пор рассматривались концентрации электронов и дырок, устанавливающиеся при термодинамическом равновесии полупроводника. Но можно создать концентрацию носителей, превышающую равновесную. Например, при облучении кристалла светом частоты ν с энергией квантов $h\nu$, большей чем W_g , световой квант может передать свою энергию электрону и перевести его из свя-

занного в свободное состояние - произойдет генерация электронно-дырочной пары. Появляющиеся за счет облучения дополнительные носители называются неравновесными, а возрастание вследствие этого электропроводности кристалла - фотопроводимостью.

Как и в случае равновесных носителей, процесс генерации электронов и дырок под действием света сопровождается обратным процессом рекомбинации носителей. Когда скорости прямого и обратного процессов становятся одинаковыми, в полупроводнике устанавливается стационарная (но неравновесная в термодинамическом смысле!) концентрация носителей.

Рассмотрим случай собственного полупроводника, в котором равновесные (т.е. в отсутствие освещения) концентрации электронов проводимости и дырок пренебрежимо малы по сравнению с их концентрациями, создаваемыми светом. Это означает, что освещенность E_ϕ кристалла достаточно велика. Скорость изменения концентрации электронов определяется соотношением скоростей генерации и рекомбинации:

$$\frac{dn}{dt} = g - r. \quad (16)$$

Можно считать, что скорость генерации пропорциональна числу световых квантов, падающих на единицу поверхности кристалла в единицу времени, и, следовательно, пропорциональна освещенности E_ϕ :

$$g = \xi E_\phi, \quad (17)$$

где ξ - коэффициент пропорциональности, зависящий не только от свойств полупроводника, но и от частоты или спектрального состава падающего света. Скорость рекомбинации носителей, как и раньше, определяется соотношением (12). В результате получаем:

$$\frac{dn}{dt} = \xi E_\phi - \beta n^2 \quad (18)$$

Рассмотрим, прежде всего, стационарный режим, в котором $n = \text{const}$ и $dn/dt = 0$. Уравнение (18) дает для стационарной концентрации

$$n_s = \sqrt{\frac{\xi}{\beta} E_\phi}. \quad (19)$$

При выключении освещения в полупроводнике идут только процессы рекомбинации, приводящие к непрерывному уменьшению концентрации носителей. Чтобы получить соответствующую зависимость $n(t)$, надо положить в уравнении (18) $E_\phi = 0$ и, переписав его в виде

$$\frac{dn}{n^2} = -\beta dt,$$

выполнить интегрирование. Постоянную интегрирования найдем из условия $n=n_c$ при $t = 0$ (момент $t = 0$ соответствует выключению освещения). Это дает:

$$n(t) = \frac{n_c}{1 + (t/\tau)}. \quad (20)$$

Величину
$$\tau = \frac{1}{\beta n_c} \quad (21)$$

называют временем жизни носителей. Как следует из (20), за время $t = \tau$ концентрация носителей уменьшается в два раза.

1.4. Движение носителей тока

Носители тока в твердых телах находятся в непрерывном движении. В отсутствие внешнего электрического поля это тепловое хаотическое движение, которое происходит тем более энергично, чем выше температура кристалла. Как известно, закономерности теплового движения являются статистическими. Для носителей тока в полупроводниках при комнатных и более высоких температурах оказывается применимой статистика Максвелла-Больцмана. Из распределения Максвелла следует, что средняя тепловая скорость носителей равна:

$$V_T = \left(\frac{8kT}{\pi m} \right)^{1/2}. \quad (22)$$

При $T=300$ К средняя скорость электронов из (22) равна примерно 10^5 м/с.

В металлах из-за очень большой концентрации свободных электронов статистика Максвелла-Больцмана неприменима, и требуется переход к квантовой статистике Ферми. При этом средняя скорость электронов при комнатной температуре оказывается на порядок большей: $V_T \sim 10^6$ м/с.

Хаотичность движения обеспечивается столкновениями электронов с решеткой кристалла, происходящими с громадной частотой: $10^{12} - 10^{13}$ раз в секунду. Количественной характеристикой столкновений является среднее время между столкновениями τ_0 , которое называют также временем релаксации. Таким образом, время релаксации носителей в полупроводнике $\tau_0 \sim 10^{-12} - 10^{-13}$ с на несколько порядков меньше их времени жизни.

Если к кристаллу приложено электрическое поле, то дополнительно появляется пусть слабое по сравнению с тепловым, но направленное движение носителей, то есть электрический ток.

Электрическое поле действует на электрон с силой $\vec{F} = e\vec{E}$ и сообщает ему

ускорение $\bar{a} = e\bar{E}/m$. Дрейфовую скорость электрона можно оценить как произведение ускорения на среднее время между столкновениями τ_0 :

$$V = \frac{e\tau_0}{m} E. \quad (23)$$

Сравнивая (23) и (2), получаем соотношение для подвижности:

$$\mu = \frac{e\tau_0}{m}. \quad (24)$$

Таким образом, подвижность носителей определяется частотой их столкновений с кристаллической решеткой. С увеличением температуры растет амплитуда тепловых колебаний атомов в узлах кристаллической решетки и увеличивается вероятность столкновений носителей, т.е. уменьшается их подвижность. Расчеты показывают, что приближенно $\mu \sim T^{-\eta}$, при этом для металлов $\eta \approx 1$, для полупроводников $\eta \geq 1$.

Значения подвижностей носителей в типичных полупроводниках приведены в табл.1. Пользуясь этими данными, можно вернуться к вопросу о пределах применимости соотношения (2) и, в конечном счете, закона Ома. Как следует из (24), подвижность не зависит от внешнего электрического поля до тех пор, пока с увеличением поля не меняется характер столкновений, т.е. пока $\tau_0 = \text{const}$, а следовательно, пока направленное движение не нарушает хаотичности теплового движения, т.е. $V \ll V_T$. При комнатной температуре тепловая скорость в полупроводнике $V_T \sim 10^5$ м/с и условию $V = V_T$ соответствует поле $E \sim 10^5$ В/м (принято $\mu_n \sim 1$ м²/В·с). Таким образом, закон Ома справедлив для полупроводников при условии $E \ll 10^5$ В/м. Для металлов из-за большей тепловой скорости и меньшей подвижности электронов эта область расширяется еще на несколько порядков. В подавляющем большинстве технических устройств электрические поля далеки от предельных, и поэтому закон Ома имеет весьма широкую область применения.

2. ДИЭЛЕКТРИКИ И МАГНЕТИКИ

Описание электрического и магнитного полей в веществе оказывается более сложным, чем в вакууме. Исключение составляет случай электростатического поля в проводнике, для которого справедлив тривиальный результат: во всех точках проводника напряженность поля $E=0$, а потенциал $\varphi = \text{const}$.

В результате поляризации диэлектрика, помещенного во внешнее электрическое поле \vec{E}_0 , сам диэлектрик становится источником дополнительного электрического поля \vec{E}' . Следовательно, поле внутри диэлектрика $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$ отличается от внешнего. Его расчет осложняется тем, что распределение поляризационных (связанных) зарядов в диэлектрике, создающих дополнительное электрическое поле, зависит от результирующего поля \vec{E} , а не только от внешнего. Затруднение разрешается введением нового параметра электрического поля в диэлектрике - вспомогательного вектора электрического смещения \vec{D} , зависящего явным образом только от свободных зарядов.

Аналогичная ситуация встречается и в случае магнитного поля в магнетиках, т.е. веществах, которые при внесении их во внешнее магнитное поле \vec{B}_0 изменяются так (намагничиваются), что сами создают дополнительное магнитное поле \vec{B}' . Следовательно, магнитное поле внутри магнетика $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'$ также отличается от внешнего. И снова его расчет осложняется тем, что распределение создающих дополнительное поле так называемых молекулярных токов в магнетике зависит от результирующего поля \vec{B} , а не только от внешнего поля \vec{B}_0 , создаваемого внешними макротоками. Затруднение разрешается введением нового параметра магнитного поля в магнетике - вспомогательного вектора напряженности \vec{H} , зависящего явным образом только от внешних макротоков.

Рассмотрим подробнее параметры электрического поля в диэлектриках и магнитного поля в магнетиках, не забывая о глубокой аналогии, существующей как между самими изучаемыми физическими явлениями, так и в способах их описания.

Электрическое поле в диэлектриках

Диэлектрики состоят либо из нейтральных молекул (например, воды - H_2O), либо из заряженных ионов обоих знаков, расположенных в узлах кристаллической решетки (например, кристалл соли $NaCl$). Если мысленно разбить решетку на одинаковые элементарные ячейки, содержащие равное число положительных и отрицательных ионов, то такие ячейки, очевидно, можно рассматривать как нейтральные молекулы. В целом нейтральным будет и произвольный объем V , содержащий нейтральные молекулы:

$$\sum q_i = 0, \quad (25)$$

где суммирование ведется по всем элементарным зарядам q_i внутри объема V .

Под действием внешнего электрического поля заряды противоположных знаков, входящие в состав молекул диэлектрика, смещаются в противоположные стороны - молекулы деформируются. Сумма $\sum q_i$ не отразит этого изменения и останется равной нулю. Чтобы описать воздействие поля на диэлектрик, требуется найти более информативный параметр распределения отдельных зарядов. Таким параметром является электрический дипольный момент \vec{p} выделенного объема V , определяемый как сумма:

$$\vec{p} = \sum q_i \vec{r}_i, \quad (26)$$

где \vec{r}_i - радиус-вектор, определяющий положение i -того заряда по отношению к произвольно выбранной точке отсчета (нетрудно показать, что \vec{p} не зависит от выбора точки отсчета).

Для электрического диполя, состоящего из двух зарядов $q_1 = q$ и $q_2 = -q$, расположенных на расстоянии l , получаем из (26) известное определение

$$\vec{p} = q(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) = ql.$$

Отношение электрического момента выделенного элемента диэлектрика к его объему называют вектором поляризации \vec{P} :

$$\vec{P} = \frac{\vec{p}}{V} = \frac{\sum q_i \vec{r}_i}{V}. \quad (27)$$

Если уменьшать объем V , стягивая его в точку, то предел отношения (27) даст локальный параметр - вектор поляризации диэлектрика в данной точке.

Смысл введения вектора поляризации \vec{P} состоит в следующем. Вектор поляризации однозначно связан с распределением связанных поляризационных зарядов. Так, легко показать (см. [3]), что на поверхности однородного

диэлектрика, внесенного во внешнее поле, образуются связанные заряды с поверхностной плотностью σ' , равной нормальной к поверхности составляющей вектора поляризации:

$$\sigma' = P_n. \quad (28)$$

Если ввести в рассмотрение вектор электрического смещения

$$\vec{D} = \vec{P} + \epsilon_0 \vec{E}, \quad (29)$$

то можно вообще избежать учета связанных зарядов (ϵ_0 - электрическая постоянная, \vec{E} - напряженность результирующего поля в диэлектрике). Так например, теорема Гаусса для диэлектрика формулируется следующим образом: поток вектора \vec{D} через произвольную замкнутую поверхность S равен алгебраической сумме свободных зарядов внутри объема охватываемого этой поверхностью:

$$\oint_S D_n dS = \sum q_{\text{внутри } S}.$$

Разумеется, вектор \vec{D} является только вспомогательным и для расчета силового действия электрического поля в диэлектрике нужно перейти от \vec{D} к \vec{E} . Чтобы такой переход оказался возможен, требуется установить связь между вектором поляризации \vec{P} и напряженностью поля \vec{E} . Эту связь находят либо с помощью теоретического анализа механизма поляризации на молекулярном уровне, либо с помощью эксперимента. В частности, установлено, что вектор поляризации однородного и изотропного диэлектрика пропорционален напряженности поля \vec{E} :

$$\vec{P} = \kappa \epsilon_0 \vec{E}, \quad (30)$$

где κ - безразмерный коэффициент пропорциональности, называемый диэлектрической восприимчивостью вещества. Подставив (30) в (29), получим

$$\vec{D} = (1 + \kappa) \epsilon_0 \vec{E} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}. \quad (31)$$

Величину $\epsilon = 1 + \kappa$ называют диэлектрической проницаемостью вещества.

Простота соотношения (31) побуждает использовать его при описании поведения сегнетоэлектриков, когда зависимость поляризации от напряженности поля не является линейной, т.е. формально ϵ зависит от напряженности поля E . Поскольку само значение диэлектрической проницаемости определяется особенностями молекулярного строения

вещества, то измерение ϵ в разных условиях широко используют для экспериментального изучения строения диэлектриков.

Рассмотрим подробнее молекулярную картину поляризации диэлектриков. Различают три типа диэлектриков. У диэлектриков первого типа молекулы обладают высокой симметрией, так что в отсутствие внешнего электрического поля их дипольные моменты равны нулю. При включении внешнего поля молекулы таких диэлектриков поляризуются за счет смещения электронов относительно ядер (электронная поляризация) или за счет смещения разноименно заряженных ионов друг относительно друга (ионная поляризация). Возникающая при этом деформация молекул является упругой и осуществляется за очень короткое время τ_0 порядка $10^{-12} - 10^{-15}$ с, т.е. практически безынерционно. Вектор поляризации \vec{P}_y диэлектрика (упругая поляризация), обусловленный упругой деформацией молекул, связан с напряженностью электрического поля соотношением

$$\vec{P}_y = (\epsilon_y - 1)\epsilon_0 \vec{E}. \quad (33)$$

Диэлектрическая проницаемость ϵ_y в основном определяет свойства диэлектриков в оптической области спектра электромагнитных волн ($10^{12} - 10^{15}$ Гц). Эта диэлектрическая проницаемость связана с важным оптическим параметром диэлектриков - показателем преломления n - соотношением

$$\epsilon_y = n^2. \quad (34)$$

Диэлектрики второго типа состоят из молекул, имеющих отличный от нуля дипольный момент даже в отсутствие внешнего электрического (полярные молекулы). Во внешнем электрическом поле молекулы этих диэлектриков деформируются, что (так же как для диэлектриков первого типа) в основном определяет поляризацию в оптической области спектра. Однако на низких частотах основным фактором, обуславливающим поляризацию диэлектриков второго типа, становится поворот (ориентация) дипольных моментов молекул по направлению поля. Этот поворот осуществляется гораздо медленнее, чем упругая деформация молекул. Кроме того, он связан с преодолением взаимодействия между соседними молекулами, на что расходуется часть энергии внешнего поля, переходящая во внутреннюю энергию диэлектрика. Ориентационную поляризацию диэлектрика часто

называют также релаксационной поляризацией. Соответствующий вектор поляризации \bar{P}_p связан с напряженностью электрического поля соотношением:

$$\bar{P}_p = (\varepsilon_p - 1)\varepsilon_0 \bar{E}, \quad (35)$$

где ε_p - ориентационная или релаксационная диэлектрическая проницаемость диэлектрика. Из сказанного выше ясно, что поляризация диэлектрика, состоящего из полярных молекул, складывается из двух составляющих - упругой и релаксационной:

$$\bar{P} = \bar{P}_y + \bar{P}_p. \quad (36)$$

Наконец, диэлектрики третьего типа (сегнетоэлектрики) состоят из спонтанно (самопроизвольно) поляризованных областей, называемых доменами. Линейный размер доменов обычно порядка 1 мкм. В отсутствие внешнего электрического поля направления поляризованности отдельных доменов хаотичны и в целом макрообъем сегнетоэлектрика оказывается неполяризованным. Во внешнем электрическом поле происходит ориентация доменов и, следовательно, поляризация диэлектрика. Диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектриков чрезвычайно велика ($10^4 - 10^5$) и зависит от напряженности поля, причем неоднозначно: для них характерно явление гистерезиса. Подробнее о сегнетоэлектриках сказано во введении к лабораторной работе 2.05.

Следует сказать несколько слов о причинах, определяющих величину времени релаксации. Заряды, образующие элементарный диполь, фиксированы на носителе, обладающем массой m . Носителями могут при этом быть как элементарные частицы (электроны в атоме), так и целые группы атомов, входящих в матрицу твердого тела. Очевидно, что существование устойчивого состояния диполя предполагает наличие связи между носителями заряда. До некоторых пределов эта связь может рассматриваться как упругая и характеризоваться жесткостью k . Тогда любой электрический диполь должен обладать собственной частотой колебаний:

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}.$$

Если изменять частоту приложенного к твердому телу электрического поля, можно создать резонансные условия для колебаний рассматриваемого типа диполя, например, отрицательного заряда электронов относительно

положительно заряженного атомного остова. Заметим, что для данного примера характерны значительная жесткость связи электронов с ядром и малое значение массы носителя заряда (массы электрона). Эти два обстоятельства и определяют отмеченное выше малое значение времени упругой релаксации, являющегося с точки зрения классической теории периодом колебаний электронов в атоме. Аналогичным образом можно представить себе и любые другие колебания диполей в твердом теле, в том числе и вращательные (ориентационные). Вопрос о добротности колебаний диполя представляется достаточно специальным и должен рассматриваться в других курсах.

2.2 Магнитное поле в магнетиках

С точки зрения магнетизма важно, что атомы и молекулы вещества состоят из движущихся зарядов (например, электроны движутся вокруг ядер и т.п.). Движущиеся в молекулах заряды создают элементарные токи, которые характеризуются магнитным моментом

$$\vec{p}_m = IS\vec{n}. \quad (37)$$

где I - сила тока, S - площадь элементарной поверхности, охватываемые током, \vec{n} - положительная по отношению к направлению тока нормаль.

В отсутствие внешнего магнитного поля молекулярные токи ориентированы беспорядочным образом, вследствие чего обусловленное ими поле \vec{B}' равно нулю. В силу хаотической ориентации магнитных моментов отдельных молекул суммарный магнитный момент тела также равен нулю. Под действием поля магнитные моменты молекул приобретают преимущественную ориентацию в одном направлении, вследствие чего магнетик намагничивается - его суммарный магнитный момент становится отличным от нуля. Магнитные поля отдельных молекулярных токов в этом случае уже не компенсируют друг друга, и возникает поле \vec{B}' .

Намагничивание магнетика естественно характеризовать магнитным моментом единицы объема. Эту величину называют намагниченностью и обозначают буквой \vec{J} . Если магнетик намагничен неоднородно, намагниченность в данной точке определяется следующим выражением:

$$\vec{J} = \frac{\sum \vec{P}_{mi}}{V}. \quad (38)$$

где V - физически бесконечно малый объем, взятый в окрестности рассматриваемой точки, \vec{p}_{mi} - магнитный момент отдельной молекулы. Суммирование производится по всем молекулам заключенным в объеме V . Как следует из (37) и (38), единицей намагниченности в СИ является (А/м).

Смысл введения намагниченности \vec{J} состоит в том, что она однозначно связана с распределением молекулярных токов. Если же ввести в рассмотрение вектор

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}, \quad (39)$$

то можно вообще избежать учета молекулярных токов (μ_0 - магнитная постоянная, \vec{B} - вектор магнитной индукции результирующего поля в магнетике). Так, например, теорема о циркуляции для магнетика формулируется так: циркуляция вектора \vec{H} по произвольному контуру равна алгебраической сумме макроскопических токов, охватываемых этим контуром:

$$\oint_l H_l dl = \sum I_{\text{внутри } l}.$$

Мы видим, что вектор \vec{H} играет в теории магнитного поля такую же роль, как вектор \vec{D} в теории электрического поля, и его не следовало бы называть напряженностью. Тем не менее такое название закрепилось за ним исторически.

Разумеется, вектор \vec{H} является только вспомогательным, и для расчета силового действия магнитного поля в магнетиках нужно перейти от \vec{H} к \vec{B} . Чтобы такой переход оказался возможным, требуется установить связь между намагниченностью \vec{J} и магнитным полем внутри магнетика. Намагниченность принято связывать не с магнитной индукцией, а с напряженностью поля. Полагают, что в каждой точке магнетика

$$\vec{J} = \chi \vec{H}, \quad (40)$$

где χ - характерная для данного магнетика величина, называемая магнитной восприимчивостью. Опыт показывает, что для слабомагнитных (неферромагнитных) веществ при не слишком сильных полях χ не зависит от \vec{H} . Согласно (39) размерность H совпадает с размерностью J ; следовательно, χ - безразмерная величина.

Подставив в формулу (39) выражение (40) для \vec{J} , получим:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \chi \vec{H},$$

откуда

$$\vec{H} = \vec{B} / \mu \mu_0.$$

Безразмерная величина

$$\mu = 1 + \chi \quad (42)$$

называется магнитной проницаемостью вещества

Поскольку напряженность \vec{H} обусловлена только внешними макротоками, то одинаковые макротоки возбуждают магнитные поля одинаковой напряженности в вакууме \vec{H}_0 и в магнетике: $\vec{H} = \vec{H}_0$. Индукция в вакууме ($\chi = 0, \mu = 1$) равна $B_0 = \mu_0 H_0$, а в магнетике согласно (41):

$$B = \mu B_0. \quad (43)$$

Отсюда следует, что магнитная проницаемость показывает, во сколько раз усиливается поле в магнетике по сравнению с полем в вакууме.

В соответствии с механизмами намагничивания различают три типа магнетиков. К первому типу - диамагнетикам - относятся те вещества, атомы которых в отсутствие внешнего магнитного поля не обладают магнитным моментом, т.е. векторная сумма магнитных моментов всех электронов атома равна нулю. При внесении во внешнее магнитное поле движение электронов в атомах меняется так, что образуется дополнительный круговой ток и индуцированный (наведенный) магнитный момент. Оказывается (см. [3]), что индуцированный магнитный момент атома и намагниченность направлены противоположно вектору индукции магнитного поля. Из (40) следует, что в этом случае магнитная восприимчивость χ отрицательна. По абсолютной величине она имеет порядок 10^{-5} для твердых тел и жидкостей, для газов - значительно меньше.

Очевидно, возникновение индуцированных магнитных моментов и диамагнетизм должны наблюдаться у всех веществ. Но в магнетиках других типов диамагнитные свойства маскируются другими, более сильными эффектами. Заметим, что существует определенная аналогия между явлениями диамагнетизма и упругой поляризацией неполярных диэлектриков.

У магнетиков второго типа атомы и молекулы обладают постоянным магнитным моментом и в отсутствие магнитного поля. Если внешнего поля

нет, то магнитные моменты различных молекул ориентированы беспорядочно, т.е. тело не намагничено. При внесении такого магнетика во внешнее поле постоянные магнитные моменты отдельных молекул переориентируются в направлении индукции поля - магнетик намагничивается. Такие вещества называют парамагнетиками. Согласно (40), магнитная восприимчивость парамагнетиков положительна. По абсолютной величине она примерно на два порядка больше диамагнитной восприимчивости. Поэтому у парамагнитной веществ диамагнитной восприимчивостью можно пренебречь. Магнитная проницаемость μ как пара-, так и диамагнетиков близка к единице. Нетрудно видеть аналогию между явлениями парамагнетизма и ориентационной поляризацией диэлектриков с полярными молекулами.

Наконец, магнетики третьего типа (ферромагнетики) состоят из областей спонтанного намагничения - доменов. В отсутствии внешнего поля магнитные моменты отдельных доменов ориентированы хаотично, и намагниченность ферромагнетика в целом равна нулю. Под действием внешнего магнитного поля происходит переориентация доменов и намагничение образца. Магнитная проницаемость ферромагнетиков чрезвычайно велика ($\mu \approx 10^3 - 10^5$) и зависит от напряженности поля \vec{H} , причем неоднозначно: для них характерно явление гистерезиса. Аналогия между явлениями ферромагнетизма и сегнетоэлектричества настолько очевидна, что сегнетоэлектрики часто называют ферроэлектриками. Подробнее о ферромагнетиках сказано во введении к лабораторной работе 2.06.