

т. е. поляризует Д. Фактически следует говорить не об отд. электроне, связанном с ядром, а об электронном облаке, окружающем все ядра вещества. Согласно зонной теории твёрдого тела, в кристаллич. Д. при темп-ре  $T=0\text{K}$  все ниж. разрешённые энергетич. зоны полностью заполнены электронами, а все вышележащие пусты (в металлах верхняя из разрешённых зон, содержащих электроны, заполнена лишь частично). Полупроводники отличаются от Д. лишь шириной запрещённой зоны  $\varepsilon_g$ . К ним принято обычно относить вещества с  $\varepsilon_g \sim 0,2-3$  эВ, а к Д. с  $\varepsilon_g > 2-3$  эВ.

В нек-рых случаях приближение зонной теории оказывается недостаточным для решения вопроса о том, является вещество Д. или проводником. Взаимодействие электронов при определ. условиях приводит к тому, что вещество с незаполненной достаточно узкой разрешённой зоной является Д. (см. *Переход металл — диэлектрик*).

**Электрические характеристики диэлектриков.** Класс Д. охватывает большое кол-во веществ в твёрдом, жидком и газообразном состояниях. Твёрдыми Д. являются ми. кристаллы и аморфные вещества (стёкла, смолы). Все газы состоят в основном из нейтральных атомов и молекул и поэтому в обычных условиях не проводят электрич. тока, т. е. являются Д. С повышением темп-ры  $T$  атомы и молекулы ионизируются и газ превращается в плазму.

В рамках макроскопич. теории, рассматривающей Д. как сплошную среду (континуальное приближение), для описания электрич. состояния Д. используется понятие плотности электрич. заряда  $\rho(r)$  ( $r$  — пространств. координата точки), усреднённого по малому объёму, содержащему достаточно большое число атомов. Под действием внеш. электрич. поля в Д. возникает плотность заряда  $\rho(r)$  и в результате — дополнительное к внешнему электрич. полю. Для описания электрич. состояния Д. наряду с  $\rho$  удобно вводить вектор поляризации (электрич. дипольный момент единицы объёма Д.)  $\mathcal{P}$ , связанный с  $\rho$  соотношением:

$$\rho = -\text{div } \mathcal{P}.$$

Распределение плотности заряда  $\rho(r)$  и электрич. поля  $E$  в Д. можно найти, решая систему *Максвелла уравнений* для статич. поля:

$$\text{div } E = 4\pi\rho; \quad \text{rot } E = 0,$$

дополненную зависимостью  $\mathcal{P}(E)$  (ур-ние состояния Д.). Зависимость  $\mathcal{P}(E)$  характеризует электрич. свойства Д. Она различна для разных веществ и даже для разных образцов одного вещества, т. к. зависит от однородности, степени чистоты материала, содержания дефектов в нём и т. п.

Для большинства Д. в широком интервале полей  $E$  справедлива линейная зависимость  $\mathcal{P}$  от  $E$ , выражаемая для изотропных веществ и кубич. кристаллов соотношением:

$$\mathcal{P} = \kappa E. \quad (1)$$

В системе единиц СИ  $\mathcal{P} = \varepsilon_0 \kappa E$ , где  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м. Коэф. пропорциональности  $\kappa = \mathcal{P}/E$  в соотношении (3) наз. диэлектрич. восприимчивостью Д. Вместо вектора  $\mathcal{P}$  часто пользуются вектором  $D$ , наз. электрической индукцией:

$$D = \varepsilon E = E + 4\pi\mathcal{P} \quad (\text{в СИ } D = \varepsilon_0 E + \mathcal{P} = \varepsilon \varepsilon_0 E). \quad (2)$$

Величина  $\varepsilon$  наз. диэлектрической проницаемостью. Очевидно, что:

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\kappa \quad (\text{в СИ } \varepsilon = 1 + \kappa).$$

В вакууме  $\kappa=0$  и  $\varepsilon=1$  (в системе СГСЭ); для любого Д.  $\varepsilon > 1$ . Величины  $\kappa$  и  $\varepsilon$  являются осн. характеристиками электрич. свойств Д. Сила взаимодействия двух точечных электрич. зарядов, помещённых в безграничный Д., в  $\varepsilon$  раз слабее, чем для тех же зарядов в вакууме. Введение  $D$  не даёт дополнит. информации о поведении Д. в электрич. поле и целесообразно лишь для удобства записи ур-ний Максвелла.

Для *анизотропных сред* вместо (2) справедливо более общее соотношение:  $D_i = \varepsilon_{ik} E_k$ , где  $\varepsilon_{ik}$  — тензор диэлектрич. проницаемости. Это симметричный тензор второго ранга ( $\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{ki}$ ), определяемый шестью величинами. В анизотропном Д.  $\mathcal{P}$  и  $E$  не параллельны друг другу, т. к.  $\mathcal{P}$  зависит от ориентации вектора  $E$  относительно осей симметрии кристалла.

В ограниченном Д., помещённом в однородное внеш. электрич. поле, поляризация и поле однородны лишь в том случае, когда образец имеет форму эллипсоида. В этом случае удаётся найти аналитически поле, обусловленное зарядами, возникшими при поляризации Д. Внутри эллипсоида это поле противоположно по направлению внеш. полю и наз. поэтому деполаризирующим. Его величина определяется по ф-ле  $E_i = -N_{ik} \mathcal{P}_k$ , где  $N_{ik}$  — тензор деполаризирующих факторов. Для шара  $N_{ik}$  сводится к скаляру:  $N_{ik} = (4\pi/3)\delta_{ik}$ . Осн. задача микроскопич. теории Д. — расчёт  $\varepsilon$ , исходя из сведений о структуре вещества.

**Поляризация газов.** Простейший случай — разреженный инертный газ, где дипольный момент появляется у атомов в результате смещения электронов относительно ядра (деформация электронного облака) в электрич. поле. Такой механизм поляризации наз. электронным. В этом случае (если пренебречь взаимодействием между атомами)  $\varepsilon$  выражается ф-лой:

$$\varepsilon = 1 + 4\pi N \alpha, \quad (3)$$

где  $N$  — число атомов в единице объёма Д.,  $\alpha$  — *поляризуемость* атома (коэф. пропорциональности между дипольным моментом атома и электрич. полем, действующим на него). Ф-ла (3) справедлива при условии  $\varepsilon - 1 \ll 1$ .

При увеличении давления в газе необходимо учитывать взаимодействие между атомами. Дальнедействующие диполь-дипольные взаимодействия приводят к отличию локального электрич. поля, действующего на атом  $E_{\text{лок}}$ , от приложенного поля  $E$ :

$$E_{\text{лок}} = E + \frac{4\pi}{3} \mathcal{P} = E + E_{\text{Л}}. \quad (4)$$

Здесь  $E_{\text{Л}}$  — т. н. поле Лоренца. В этом случае  $\varepsilon$  описывается *Клаузиуса — Моссоулли формулой*:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{4\pi}{3} N \alpha. \quad (5)$$

Ф-ла (3) справедлива и для разреженных молекулярных газов, если  $\alpha$  — *поляризуемость молекулы*. Последняя определяется распределением плотности электронов и ядер в молекуле, обусловленной характером химической связи. В молекулах с ионной связью (электроны распределены так, что можно выделить отдельные ионы) поляризуемость является результатом сдвига ионов противоположного знака относительно друг друга (ионная поляризация) и деформации электронных оболочек ионов (электронная поляризация). Поляризуемость  $\alpha$  молекулы в этом случае является суммой электронной и ионной поляризуемостей. В молекулах с ковалентной связью поляризация обусловлена в основном электронами, осуществляющими хим. связь. В газах из полярных молекул (обладающих электрич. дипольными моментами, к-рые ориентированы в отсутствие электрич. поля  $E$  хаотически) под действием поля молекулы ориентируются вдоль него. В этом случае преобладает ориентационная поляризация. Ориентационная поляризуемость молекул сильно зависит от темп-ры, т. к. тепловое движение молекул оказывает разориентирующее воздействие на систему упорядоченных диполей. Поэтому вклад ориентационной поляризации убывает при повышении  $T$ . Для ср. значения коллинеарной полю  $E$  компоненты дипольного момента  $p_0$  молекулы, воспользовавшись распределением Больцмана для частиц в однородном силовом поле, находят:

$$\langle p_{0E} \rangle = \left( \text{cth } \frac{p_0 E}{kT} - \frac{kT}{p_0 E} \right) p_0 = L \left( \frac{p_0 E}{kT} \right) p_0,$$

где  $L(x)$  наз. *Ланжевена функцией*. При  $x \ll 1$   $L(x) \approx x/3$ ,