

Если эти соотношения сопоставить с (3), то для плотности зарядов поляризации на поверхности шара получается выражение

$$\sigma = \frac{3\varepsilon_0}{4\pi} \cdot \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \cdot E^0 \cos \varphi,$$

где φ —угол между радиусом шара, проведенным к данной точке его поверхности, и направлением поля.

Заряды поляризации создают обратное поле, которое всюду внутри шара одинаково и равно

$$E_{\text{обр}} = \frac{4\pi}{3\varepsilon_0} \cdot I = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \cdot E^0.$$

Это обратное поле ослабляет основное поле E^0 , так что указанная выше действительная напряженность поля внутри шара равна $E = E^0 - E_{\text{обр}}$.

Следует обратить внимание на то, что вследствие постоянства поляризованности диэлектрического шара в однородном поле *суммарный диэлектрический момент* M_e шара, равный произведению поляризованности на объем шара, *оказывается пропорциональным кубу радиуса a шара:*

$$M_e = \frac{4}{3} \pi a^3 \cdot I = a^3 \cdot \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \cdot \varepsilon_0 E^0.$$

Приведенные формулы для шара остаются справедливыми и в предельном случае, когда диэлектрическая постоянная шара бесконечно велика, что соответствует случаю проводящего шара, находящегося в однородном поле и среде ε_0 . Тогда напряженность поля внутри шара $E=0$, а электрический момент шара, вызванный индуцированными на нем зарядами, равен

$$M_e = a^3 \varepsilon_0 E^0.$$

Наряду с задачей о вычислении деформации поля, производимой каким-либо диэлектрическим телом, внесенным в поле, немало приложений имеет близкая к ней задача о вычислении силы взаимодействия между зарядом, образующим поле, и диэлектрическим телом, помещенным в это поле.

Электрический заряд, находящийся вблизи диэлектрика, вызывает поляризацию диэлектрика, и вследствие этого заряд притягивается диэлектриком. Вычисления показывают, что заряд Q , находящийся на расстоянии a от большой плоской поверхности диэлектрика с диэлектрической постоянной ε , притягивается диэлектриком с силой

$$f = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \cdot \frac{Q^2}{(2a)^2}.$$

Сопоставляя эту силу с силой притяжения заряда к проводнику (§ 11), мы видим, что для диэлектриков с большими значениями ε они близки по величине. Например, к оптическому стеклу, для которого $\varepsilon \approx 10$, заряд притягивается с силой, составляющей $\frac{9}{11}$ силы притяжения проводником того же заряда на том же расстоянии.

§ 21. Электрическая восприимчивость

Податливость вещества явлению электрической поляризации определяется отношением поляризованности I к напряженности поля E в диэлектрике; это отношение называют *электрической восприимчивостью* и обозначают через χ :

$$I = \chi E. \quad (5)$$

Определим связь электрической восприимчивости с диэлектрической постоянной ϵ .

Соотношение между этими величинами может быть получено сопоставлением формулы (5) с формулой (4), выведенной в предыдущем параграфе: $\chi = \frac{\epsilon - 1}{4\pi}$ или $\epsilon = 1 + 4\pi\chi$. Ввиду важности этого уравнения приведем еще второй его вывод.

Допустим, что где-либо в толще диэлектрика, заполняющего пространство между обкладками плоского конденсатора, имеется тонкий вакуумный зазор, перпендикулярный к направлению поля (рис. 54). Как уже было пояснено в § 6, напряженностью поля в таком зазоре $E_{\text{зазор}}$ измеряется электрическая индукция в диэлектрике (индукция в диэлектрике и в зазоре одинакова, $D = D_{\text{зазор}}$, а поскольку диэлектрическая постоянная вакуума $\epsilon_0 = 1$, то индукция равна напряженности поля в зазоре):

$$D = \epsilon E = E_{\text{зазор}}.$$

С другой стороны, очевидно, что поле в указанном зазоре складывается из поля, которое создается зарядами конденсатора при наличии между пластинами диэлектрика (напряженность этого поля E), и поля, создаваемого зарядами поляризации, распределенными с плотностью σ по поверхностям диэлектрика, ограничивающим зазор; напряженность этого поля обозначим E_σ :

$$\epsilon E = E_{\text{зазор}} = E + E_\sigma.$$

По теореме Остроградского — Гаусса $E_\sigma = 4\pi\sigma$. Но плотность зарядов поляризации равна, как было доказано в предыдущем параграфе, поляризованности диэлектрика: $\sigma = I$, а по определению электрической восприимчивости $I = \chi E$. Стало быть, $E_\sigma = 4\pi\chi E$. Подставляя это выражение в предыдущее уравнение и сокращая все члены на E , получаем соотношение, связывающее ϵ с χ :

$$\epsilon = 1 + 4\pi\chi \quad (6)$$

или, иначе,

$$\chi = \frac{\epsilon - 1}{4\pi}. \quad (7)$$

Из приведенного в начале параграфа определения электрической восприимчивости мы видим, что эта величина является мерой податливости диэлектрика явлению поляризации: чем больше электрическая восприимчивость, тем сильнее поляризуется диэлектрик при заданной напряженности внутреннего поля в нем. Так как диэлект-

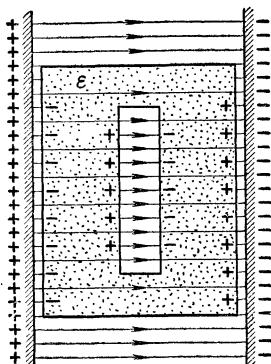


Рис. 54 Напряженность поля в зазоре.
 $E_{\text{зазор}} = \epsilon E = E + 4\pi I$

рическая постоянная вакуума равна единице, то формула (7) указывает, что податливость диэлектрика явлению поляризации пропорциональна превышению диэлектрической постоянной среды над диэлектрической постоянной вакуума.

Вернемся к уравнению $\epsilon E = E + E_s$, где $E_s = 4\pi\sigma$, или, что то же, $E_s = 4\pi I$. Рассматривая это уравнение как векторное, его можно переписать так:

$$D = E + 4\pi I. \quad (8)$$

Когда направления вектора напряженности поля в диэлектрике E и вектора поляризованности I совпадают, то это уравнение вследствие соотношений (5) и (6) равносильно обычному определению электрической индукции: $D = \epsilon E$.

Но в анизотропном диэлектрике возможны случаи, когда направления векторов E и I не совпадают (например, если молекулярные заряды в кристалле раздвигаются под действием поля в направлении определенной кристаллографической оси, а кристалл ориентирован в поле так, что направление напряженности внутреннего поля не совпадает с этой осью). В подобных случаях уравнение (8) рассматривают как определение вектора индукции в анизотропной среде. Электрическая восприимчивость анизотропной среды может быть неодинаковой по различным направлениям; тогда и диэлектрическая постоянная, вычисляемая по уравнению (6), тоже будет иметь неодинаковые значения для различных направлений.

Электрическая восприимчивость всех веществ положительна, так как диэлектрическая постоянная у всех веществ больше единицы. Означает ли это, что когда мы вводим какую-либо диэлектрическую среду в пространство между наэлектризованными телами, которые раньше находились в вакууме, то сила взаимодействия наэлектризованных тел непременно уменьшается в ϵ раз, как это, казалось бы, следует из обобщенного закона Кулона? Здесь следует отметить, что закон Кулона определяет силу взаимодействия между неизменными зарядами. В случае, когда наэлектризованные проводники соединены с источниками электродвижущей силы, которые поддерживают их потенциал постоянным, влияние диэлектрической среды сказывается, прежде всего, в том что потенциал проводников уменьшается в ϵ раз (иначе говоря, в ϵ раз увеличивается их взаимная емкость). Это приводит к притеканию новых зарядов от источников электродвижущей силы, причем потенциалы проводников приобретают первоначальную величину, когда заряд каждого из проводников увеличится в ϵ раз. В связи с этим произведение взаимодействующих зарядов проводников увеличивается в ϵ^2 раз, а так как сила взаимодействия между этими зарядами вследствие влияния среды в то же время уменьшается в ϵ раз, то в итоге сила взаимодействия наэлектризованных проводников, потенциалы которых поддерживаются неизменными, благодаря влиянию среды

возрастает в ϵ раз. На основании сказанного понятно, что в случае, когда один из взаимодействующих проводников изолирован (заряд его постоянен), а у другого проводника поддерживается постоянным его потенциал, свойства диэлектрической среды никак не сказываются на силе взаимодействия этих проводников.

§ 22. Электронная теория диэлектриков

Атомы всех веществ состоят из положительно заряженных ядер и обращающихся вокруг них электронов.

Электрон, быстро движущийся по замкнутой орбите, в среднем по времени действует на какой-либо внешний заряд так, как если бы электрон находился в центре орбиты. Поэтому в отсутствие электрического поля центр среднего по времени расположения внутриатомных отрицательных зарядов совпадает с центром положительных зарядов, и атом в целом является «электрически недеятельной» системой. Но когда атом помещен в электрическое поле, то под действием поля положительное ядро атома смещается в одну сторону, а центр среднего по времени расположения внутриатомных электронов смещается в противоположную сторону, и атом в целом превращается в диполь, электрический момент которого пропорционален напряженности поля.

Подобно атомам, молекулы некоторых веществ являются «электрически недеятельными» (*неполярными*) системами; они приобретают дипольный момент только под действием поля и при устранении поля утрачивают дипольный момент (*мягкие диполи*, § 19). Для молекул других веществ (в особенности для молекул, построенных из ионов), как уже упоминалось в § 19, является характерным, что центр внутримолекулярных положительных зарядов у них не совпадает с центром отрицательных зарядов (*полярные молекулы*), вследствие чего такие молекулы и в отсутствие поля постоянно обладают некоторым дипольным моментом (*жесткие диполи*).

Обозначим напряженность электрического поля, действующего на внутримолекулярные заряды, через $E_{\text{внутр}}$; тогда момент мягкого диполя выразится формулой (1):

$$\mu_e = \alpha E_{\text{внутр}},$$

где α — коэффициент поляризации, имеющий различную величину для молекул разного рода. Если N есть число молекул в единице объема диэлектрика и если поляризация диэлектрика обуславливается наличием одних только мягких диполей, то очевидно, что электрический момент единицы объема диэлектрика, т. е. величина поляризованности I , выразится формулой

$$I = N\alpha \cdot E_{\text{внутр}}, \quad (9)$$