

они также расходятся. Фарадей произвел аналогичный опыт (1836 г.) в большом масштабе, поместившись сам с электроскопом внутри металлической клетки, подвешенной к потолку на шелковых веревках. К клетке подносились металлические тела, заряженные от электростатической машины. Между ними и клеткой проскакивали сильные электрические искры, сообщавшие клетке большой электрический заряд. Никаких отклонений листочков электроскопа внутри клетки не наблюдалось, и никаких особых ощущений Фарадей не испытывал. Физики, работающие на высоковольтных ускорителях Ван-де-Граафа, автоматически повторяют опыт Фарадея. Они располагаются с измерительными приборами внутри шара работающего ускорителя на миллионы вольт и уверены, что находятся под надежной защитой теоремы Фарадея.

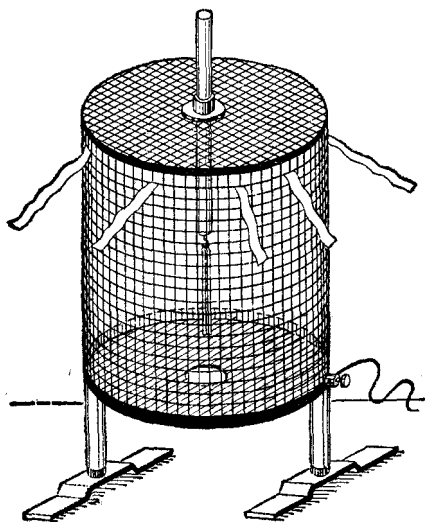


Рис. 41.

## § 12. Поляризация диэлектриков

1. Диэлектрики являются непроводниками электричества. Как и в металлах, в них также могут возбуждаться индукционные заряды. Поднесем, например, к шарiku заряженного электроскопа  $C$  электрически нейтральное тело из диэлектрика  $AB$  (рис. 42). Угол отклонения стрелки электроскопа уменьшается. Дело в том, что заряд шарика  $C$  возбуждает на конце диэлектрика  $B$  индукционные заряды того же, а на конце  $A$  противоположного знака. Эти заряды оттягивают часть зарядов со стрелки и стержня электроскопа на шарик, с чем и связано уменьшение угла отклонения стрелки.

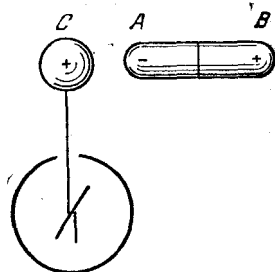


Рис. 42.

Попытаемся разделить индукционные заряды, возникшие на диэлектрике. Для этого воспользуемся тем же приемом, который применялся в случае металлов (см. рис. 32). Пусть диэлектрик

состоит из двух половин  $A$  и  $B$ , соприкасающихся между собой. Если в присутствии заряженного электроскопа эти части разъединить, а затем убрать или разрядить электроскоп, то обе они окажутся незаряженными. Это показывает, что заряды в диэлектрике лишены той свободы передвижения, какая свойственна электронам в металлах.

2. Заряды в диэлектрике могут смещаться из своих положений равновесия лишь на малые расстояния, порядка атомных. Допустим, например, что диэлектрик состоит из электрически нейтральных молекул. Под действием приложенного электрического поля центр тяжести электронов в молекуле немного смещается относительно центра тяжести атомных ядер. Молекулы становятся электрическими диполями, ориентированными положительно заряженными концами в направлении электрического поля  $E$ . В этом случае говорят, что диэлектрик *поляризован*, а само смещение положительных и отрицательных зарядов диэлектрика в разные стороны называют *электрической поляризацией*. На схе-

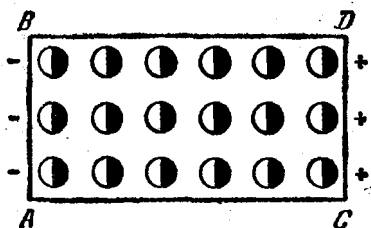


Рис. 43.

матическом рис. 43 диэлектрик изображен прямоугольным параллелепипедом, а молекулы — шариками. Положительно заряженная половина молекулы закрашена в черный цвет, отрицательно заряженная оставлена светлой. Мы видим, что на конце  $AB$  параллелепипеда  $ABDC$  выступают нескомпенсированные отрицательные, а на конце  $CD$  — положительные поверхностные заряды. Это и есть индукционные заряды, появляющиеся в результате поляризации диэлектрика. Их называют *поляризационными* или *связанными зарядами*. Последним термином хотят подчеркнуть, что свобода перемещения связанных зарядов ограничена. Они могут смещаться лишь внутри электрически нейтральных молекул. В объеме диэлектрика происходит компенсация положительных и отрицательных зарядов молекул, и никаких макроскопических поляризационных зарядов не появляется. Однако это справедливо только тогда, когда поляризация диэлектрика однородна, т. е. когда все молекулы диэлектрика поляризованы и ориентированы одинаково. Если же поляризация неоднородна, то компенсации нет, и в диэлектрике могут появиться объемные поляризационные (связанные) заряды.

Помимо электрически нейтральных молекул в диэлектрике могут существовать положительно или отрицательно заряженные ионы. Избыток ионов того или иного знака в какой-либо части диэлектрика означает наличие в этой части нескомпенсированных

макроскопических зарядов. Такие заряды называются *свободными*. Они возникают в диэлектрике, например, при электризации трением. К свободным зарядам относятся также все заряды, находящиеся на проводниках.

3. Механизм поляризации диэлектрика может быть и иным. Существуют диэлектрики, молекулы которых обладают дипольными моментами уже в отсутствие электрического поля. Такие молекулы называются *полярными*. Если поля нет, то полярные молекулы совершают хаотические тепловые движения и ориентированы совершенно беспорядочно. При наложении электрического поля дипольные моменты молекул ориентируются преимущественно в направлении поля. А это означает, что диэлектрик становится поляризованным.

Наконец, существуют диэлектрические кристаллы (например, кристаллы NaCl), построенные из ионов противоположного знака. Такие кристаллы называются *ионными*. Ионный кристалл состоит из двух кристаллических решеток, вдвинутых одна в другую. Одна решетка построена из положительных, другая — из отрицательных ионов. В этом случае уже нельзя говорить о молекулах или атомах в кристалле. Кристалл в целом должен рассматриваться как одна гигантская молекула. При наложении электрического поля решетка положительных ионов сдвигается в одну, а отрицательных — в противоположную сторону. В этом и состоит электрическая поляризация ионных кристаллов. Существуют ионные кристаллы, поляризованные даже в отсутствие внешнего электрического поля.

4. Конкретное строение диэлектрика и механизм его поляризации для наших ближайших целей не имеют значения. Существенно лишь, что поляризация диэлектрика сопровождается появлением на нем нескомпенсированных макроскопических зарядов. Мы можем довольствоваться грубой моделью, в которой положительное и отрицательное электричества рассматриваются как непрерывные жидкости, равномерно перемешанные друг с другом. При поляризации диэлектрика происходит смещение одной жидкости относительно другой. Существенно, что такие смещения в обычных условиях ничтожны даже по сравнению с размерами атомов. Это связано с тем, что внешние поля, действующие на диэлектрик, очень слабы, если их сравнивать с внутренними электрическими полями атомов и молекул. Так, на электрон в атоме водорода действует электрическое поле ядра  $E = e/r^2 \sim \sim 10^7$  СГСЭ-ед.  $\approx 10^{11}$  В/м, громадное по сравнению с обычными макроскопическими полями.

5. Для количественного описания поляризации диэлектрика пользуются *вектором поляризации*. Так называется дипольный момент единицы объема диэлектрика, возникающий при его поляризации. Возьмем кусок однородного диэлектрика, имеющий

форму косо́го параллелепипеда (рис. 44). Поместим его в однородное электрическое поле, направленное параллельно боковым ребрам. На основаниях параллелепипеда появятся поляризационные заряды с поверхностной плотностью  $\sigma_{\text{пол}}$ . На боковых гранях поляризационных зарядов не возникнет, так как смещение зарядов внутри диэлектрика происходит параллельно этим граням. Если  $S$  — площадь основания параллелепипеда, то диэлектрик приобретет дипольный момент  $\sigma_{\text{пол}}Sl$ , где  $l$  — вектор, проведенный от отрицательного основания параллелепипеда к положительному параллельно боковым ребрам. Вектор поляризации диэлектрика будет

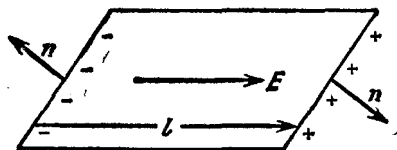


Рис. 44.

$$P = \frac{\sigma_{\text{пол}} S}{V} l, \quad (12.1)$$

где  $V$  — объем параллелепипеда.

Пусть  $n$  — единичный вектор внешней нормали к основанию параллелепипеда, заряженному положительно. Тогда  $V = S(ln)$ . Подставив это значение в формулу (12.1) и умножив ее скалярно на  $n$ , найдем

$$\sigma_{\text{пол}} = (Pn) = P_n. \quad (12.2)$$

В частности, если параллелепипед прямоугольный, то  $\sigma_{\text{пол}} = P$ . Формула (12.2) была выведена применительно к положительно заряженному основанию. Но она верна и для отрицательно заряженного основания, так как на нем внешняя нормаль  $n$  направлена в противоположную сторону, а потому проекция  $P_n$  отрицательна. Формула справедлива и на боковой поверхности параллелепипеда, так как на ней, как мы видели,  $\sigma_{\text{пол}} = 0$ , что согласуется с формулой (12.2). Таким образом, формула (12.2) справедлива в общем случае.

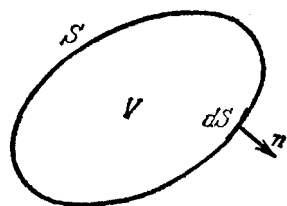


Рис. 45.

Формула (12.2) показывает, что нормальная составляющая  $P_n$  представляет по величине количество электричества, смещаемое при поляризации через единичную площадку в направлении нормали  $n$  к ней. Эта интерпретация применима и в случае неоднородной поляризации, т. е. такой, при которой вектор  $P$  меняется от точки к точке. Чтобы убедиться в этом, достаточно мысленно разделить диэлектрик на малые объемы, в пределах каждого из которых поляризация может считаться однородной.

6. Как сказано выше, при неоднородной поляризации поляризационные заряды могут появляться не только на поверхности, но и в объеме диэлектрика. Вычислим теперь плотность объемных

поляризационных зарядов. Выделим мысленно в диэлектрике произвольный объем  $V$ , ограниченный замкнутой поверхностью  $S$  (рис. 45). Заряд, смещенный при поляризации через площадку  $dS$  в отрицательном направлении нормали  $\mathbf{n}$ , согласно формуле (12.2) равен  $-P_n dS$ .<sup>1</sup> Через всю поверхность  $S$  внутрь объема  $V$  при поляризации поступает поляризационный заряд

$$q_{\text{пол}} = - \oint P_n dS = - \oint (\mathbf{P} d\mathbf{S}). \quad (12.3)$$

Если поляризация однородна, то  $q_{\text{пол}} = 0$ .

### § 13. Теорема Гаусса для диэлектриков

1. Как выяснено в § 11, влияние диэлектрика на электрическое поле сводится к действию поляризационных зарядов. Поэтому к диэлектрикам можно применить соотношение (5.5), добавив при этом к свободным зарядам  $q$  поляризационные заряды  $q_{\text{пол}}$ :

$$\oint E_n dS = 4\pi (q + q_{\text{пол}}). \quad (13.1)$$

Подставив сюда значение  $q_{\text{пол}}$  из формулы (12.3), получим

$$\oint (E_n + 4\pi P_n) dS = 4\pi q. \quad (13.2)$$

Введем новый вектор

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}, \quad (13.3)$$

называемый *вектором электрической индукции*. Тогда

$$\oint D_n dS = 4\pi q. \quad (13.4)$$

Это и есть *теорема Гаусса для электрического поля в диэлектрике*. Мы видим, что поток вектора  $\mathbf{D}$  через замкнутую поверхность определяется *только свободными зарядами*. Этим и оправдывается введение вектора  $\mathbf{D}$ . В вакууме векторы  $\mathbf{D}$  и  $\mathbf{E}$  совпадают.

2. В дифференциальной форме соотношение (13.4) имеет вид

$$\text{div } \mathbf{D} = 4\pi \rho, \quad (13.5)$$

где  $\rho$  — объемная плотность *свободных* зарядов. Нелишне напомнить, что теоремы (13.4) и (13.5) справедливы не только в электростатике. Они постулируются также для переменных во времени полей. Эти теоремы входят как составные части в систему фундаментальных электродинамических уравнений Максвелла.

Подставив в (13.5) выражение (13.3), получим

$$\text{div } \mathbf{E} = 4\pi (\rho - \text{div } \mathbf{P}).$$

Но для той же величины можно написать

$$\text{div } \mathbf{E} = 4\pi (\rho + \rho_{\text{пол}}).$$