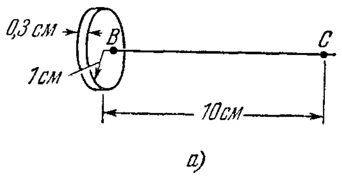
будет равен точно $4\pi\sigma$ или $4\pi P$. Если нам нужно вычислить точное значение поля в точках A или B, мы можем воспользоваться формулой, выведенной в гл. 2 для поля диска с поверхностным зарядом, и сложить поля от двух соответствующим образом расположенных дисков. Для оценки поля в удаленной точке, подобной C, мы должны знать полный дипольный момент взятого вещества. Распределение отдельных диполей, если смотреть из точки C, не может иметь большого значения и действие диска будет



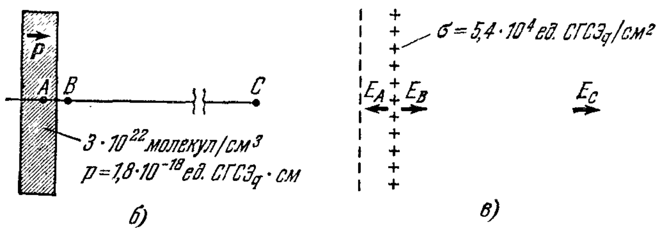


Рис. 9.21. *а*) Диск, состоящий из полярных молекул с дипольными моментами, направленными параллельно оси. *б*) Поперечное сечение диска. *в*) Поперечное сечение эквивалентных заряженных слоев.

аналогично действию единичного диполя с величиной $p_{\text{полн}} =$ $=$ объем$\cdot P = 0{,}942$ *см*$^3 \cdot 5{,}4 \cdot 10^4$ ед. СГСЭ$_q$/*см*$^2 = 5{,}1 \cdot 10^4$ ед. СГСЭ$_q \cdot$*см*. Поле на оси такого диполя на расстоянии 10 *см* равно

$$E_C = \frac{2p_{\text{полн}}}{r^3} = \frac{10{,}2 \cdot 10^4 \text{ ед. СГСЭ}_q \cdot \textit{см}}{(10 \textit{ см})^3} = 102 \text{ ед. СГСЭ}_V/\textit{см}. \qquad (32)$$

9.9. Конденсатор, заполненный диэлектриком

Мы уже имели дело с конденсатором, заполненным диэлектриком, но только теперь можем воспользоваться нашим пониманием свойств диэлектрика. Рассмотрим сначала две находящиеся в вакууме проводящие пластины с зарядами $-Q$ на верхней пластине и $+Q$ на нижней. На рис. 9.22 изображено поперечное сечение конденсатора, представленного на рис. 9.1, *а*, с которого началась эта глава. Поле между пластинами $\mathbf{E}_0$ равно $4\pi\, Q/A$ и направлено вверх. Разность потенциалов между пластинами φ_{12} равна $4\pi\, Qt/A$. Емкость C_0 незаполненного диэлектриком конденсатора выражается известной формулой:

$$C_0 = \frac{Q}{\varphi_{12}} = \frac{A}{4\pi t}\,. \qquad (33)$$

Поместим теперь между пластинами диэлектрик. Поле поляризует его атомы или молекулы. Мы не можем (на этом этапе) предсказать величину индуцированного дипольного момента каждой молекулы, так как поле, действующее на молекулу, не является только полем $\mathbf{E}_0$, но включает в себя также вклады полей других молекул. Во всяком случае направление поляризации для изотропного диэлектрика будет параллельно $\mathbf{E}_0$. Обозначим величину плотности поляризации, какой бы она ни была, через $\mathbf{P}$.

Теперь у нас имеется система, изображенная на рис. 9.22, *б*, состоящая из двух реальных заряженных слоев плюс пластина из поляризованного вещества. Мы имеем дело с суперпозицией двух распределений зарядов, уже рассмотренной выше, на рис. 9.22, *а*, на рис. 9.19, *а* и снова на рис. 9.22, *б*.

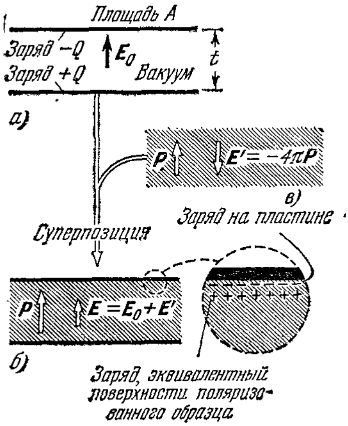


Рис. 9.22. Конденсатор, заполненный диэлектриком (*б*), можно рассматривать как суперпозицию заряженного воздушного конденсатора (*а*) и пластины из поляризованного материала (*в*).

Электрическое поле равно сумме полей этих двух распределений, поля $\mathbf{E}_0$ двух реальных заряженных слоев с плотностью поверхностного заряда $\sigma = Q/A$ плюс поле $\mathbf{E}'$ двух заряженных слоев с плотностью $\sigma' = P$, которому эквивалентно поле поляризованной пластины. Заметьте, что направление поля $\mathbf{E}'$ противоположно направлению поля $\mathbf{E}_0$, так как вектор плотности поляризации $\mathbf{P}$ направлен одинаково с $\mathbf{E}_0$; слой положительных эквивалентных зарядов расположен рядом с отрицательно заряженной пластиной.

Причина этого заключается, конечно, в том, что отрицательные заряды на пластине поляризуют атомы диэлектрика, притягивая их положительные заряды и отталкивая отрицательные. Таким образом, положительные заряды приближаются к этой пластине. Следовательно, электрическое поле внутри конденсатора равно

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}' = \mathbf{E}_0 - 4\pi\mathbf{P}. \tag{34}$$

Разность потенциалов между пластинами равна

$$\varphi_{12} = (E_0 - 4\pi P)\, t. \tag{35}$$

Заряд на конденсаторе пока тот же самый. Если пластины соединить проводом, то заряд Q стечет, а диэлектрик возвратится в неполяризованное состояние. Поскольку разность потенциалов уменьшилась на множитель $(E_0 - 4\pi P)/E_0$ по сравнению с воздушным конденсатором с тем же зарядом, то емкость $C = Q/\varphi_{12}$ возросла на величину, обратную этому множителю:

$$C = C_0 \frac{E_0}{E_0 - 4\pi P}. \tag{36}$$

Удобнее выразить емкость через электрическое поле $\mathbf{E}$ (макроскопическое, или среднее), которое теперь существует в конденсаторе.

Так как из уравнения (34) следует, что $E_0 = E + 4\pi P$, то

$$C = C_0 \frac{E + 4\pi P}{E} = C_0 \left(1 + 4\pi \frac{P}{E}\right). \qquad (37)$$

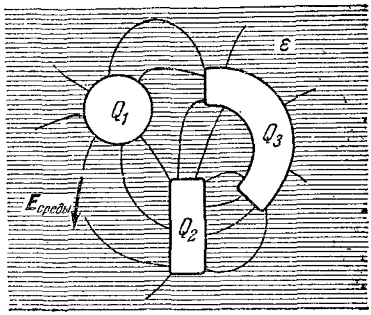
Отношение P к E является внутренним свойством диэлектрика. Оно называется *электрической восприимчивостью* вещества, обычно обозначается буквой χ_e, и является безразмерной величиной. Выражение в скобках в уравнении (37) носит название *диэлектрической постоянной* вещества и обозначается буквой ε,

$$P = \chi_e E, \quad \varepsilon = 1 + 4\pi\chi_e. \qquad (38)$$

Все это только определения; их физический смысл содержится в уравнениях (34) и (37).

Строго говоря, заполнение воздушного конденсатора диэлектриком увеличивает емкость в ε раз только в том случае, если им заполнено все пространство вокруг конденсатора так же, как между пластинами.

В вышеприведенном примере мы молчаливо предположили, что расстояние t между пластинами конденсатора настолько мало по сравнению с их размерами, что «краевыми эффектами», например, небольшим количеством заряда, расположенным на внешних сторонах пластин около углов (см. рис. 3.11, *б*), можно пренебречь. Относительно системы проводников любой формы, расположенных как угодно и полностью погруженных в однородный изотропный диэлектрик, например в большой сосуд с маслом, можно высказать общее утверждение. Оно заключается в том, что при любых зарядах, Q_1, Q_2 и т. д. на различных проводниках, макроскопическое поле $\mathbf{E}_{\text{среды}}$ всюду в диэлектрической среде равно $1/\varepsilon$, умноженной на поле $\mathbf{E}_{\text{вакуума}}$, которое существовало бы в вакууме с такими же зарядами на тех же проводниках (рис. 9.23). Конечно, все разности потенциалов также уменьшатся в ε раз.



$$E_{\text{среды}} = \frac{1}{\varepsilon} E_{\text{вакуума}}$$

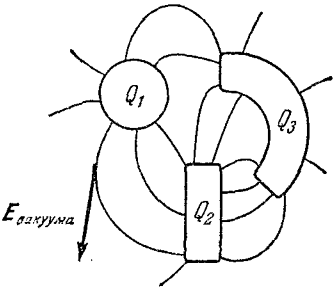


Рис. 9.23. Присутствие диэлектрической среды уменьшает в ε раз величину электрического поля (и, следовательно, все разности потенциалов) для одних и тех же зарядов на проводниках. Заряды Q_1, Q_2 и Q_3 представляют собой именно те заряды, которые стекли бы с проводников, если бы мы разрядили систему.

Чтобы закончить обсуждение данного вопроса, нам следует рассмотреть две задачи совершенно различного характера.

1) Мы должны понять поведение любой системы изоляторов и проводников при заданных значениях диэлектрических постоянных.

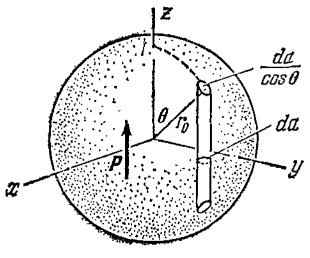
Иными словами, мы хотим вычислить электрические поля вне диэлектриков и макроскопическое поле **E** внутри них при граничных условиях, выраженных через потенциалы и заряды на проводниках.

2) Количественное соотношение между макроскопической поляризуемостью вещества (выраженной через восприимчивость χ_e) и поляризуемостью атомов или молекул, из которых состоит диэлектрик, еще остается таинственным. Чтобы открыть его, мы должны знать, какое поле в действительности действует на поляризуемый атом, если известно усредненное по объему, т. е. макроскопическое, поле в окрестности атома. На данный атом действует не это среднее поле, а некоторое другое поле, которое мы можем назвать локальным. Именно локальное поле, $E_{лок}$ индуцирует дипольный момент атома. Этот вопрос требует другого, а именно «микроскопического», подхода к явлениям внутри диэлектрика.

Обратимся сначала к задаче 1).

9.10. Поле поляризованного шара

Предположим, что сплошной шар на рис. 9.24, *а* вырезан из пластины на рис. 9.18, *а* и, следовательно, поляризован однородно. Каким будет электрическое поле внутри и снаружи шара? Это — поучительная задача, и ее результаты будут полезны в других случаях. Пусть **P**, как обычно, обозначает плотность поляризации,



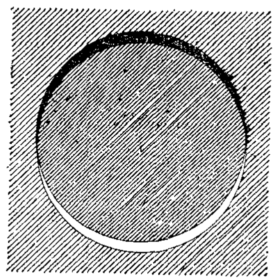


Рис. 9.24. *а*) Разделите поляризованный шар на поляризованные стержни и замените каждый стержень элементами заряда на поверхности шара. *б*) Шар с объемной плотностью положительного заряда и шар с объемной плотностью отрицательного заряда, смещенные на небольшое расстояние относительно друг друга, эквивалентны распределению заряда по сферической поверхности.

постоянную по величине и направлению во всем объеме шара. Поляризованное вещество можно разделить, как пластину на рис. 9.18, *а*, на столбики, параллельные **P**, и каждый из них заменить зарядом величиной ($P\times$ поперечное сечение столбика), расположенным на верхней и нижней поверхности столбика. Таким образом, поле, которое мы ищем, есть поле поверхностного заряда, распределенного по сфере с плотностью $\sigma=P\cos\theta$. Множитель $\cos 0$ входит, как