1.8. Электрический диполь.

Поле диполя

Электрический диполь - это система из двух одинаковых по модулю разноименных точечных зарядов +*q* и -*q*, находящихся на некотором расстоянии *l* друг от друга. Диполь называют точечным, если расстояние от диполя до точки наблюдения значительно больше *l*. Пусть $\vec{l}$ - вектор, проведенный от отрицательного заряда к положительному. Вектор $\vec{p} = q\vec{l}$ называется электрическим моментом диполя или дипольным моментом.

Потенциал поля диполя можно найти, используя принцип суперпозиции и формулу для потенциала точечного заряда (см. рис.1):

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{q}{r_+} - \frac{q}{r_-}\right) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q(r_- - r_+)}{r_+ r_-}.$$

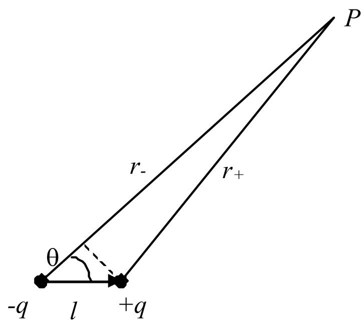


Рис.1.

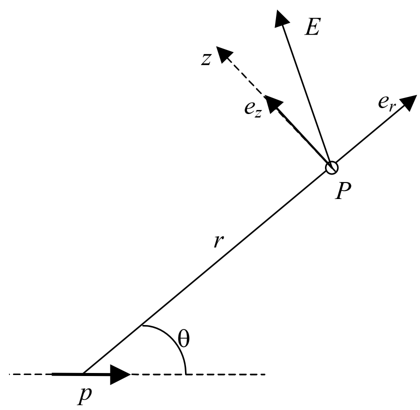


Рис.2.

При $l << r$, как видно из рис.1, $r_- - r_+ = l\cos\theta$ и $r_+ r_- \approx r^2$, где r - расстояние от точки наблюдения *P* до диполя. С учетом этого

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{p\cos\theta}{r^2} = \frac{\vec{p}\vec{r}}{4\pi\varepsilon_0 r^3}.$$

Видно, что поле диполя зависит от его электрического момента $\vec{p}$. Следовательно, $\vec{p}$ является важной характеристикой диполя. Заметим также, что потенциал поля диполя убывает с расстояние *r* быстрее, чем потенциал поля точечного заряда.

Для нахождения напряженности поля диполя воспользуемся формулой $\vec{E} = -grad\,\varphi$, вычислив с ее помощью проекции вектора напряженности на два взаимно перпендикулярных направления - вдоль ортов $\vec{e}_r$ и $\vec{e}_z$ (рис.2.):

$$E_r = -\frac{\partial\varphi}{\partial r} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2p\cos\theta}{r^3}, \quad E_z = -\frac{\partial\varphi}{\partial z} = -\frac{\partial\varphi}{r\partial\theta} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{p\sin\theta}{r^3}.$$

Отсюда модуль вектора $\vec{E}$

$$E = \sqrt{E_r^2 + E_z^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{p}{r^3}\sqrt{1 + 3\cos^2\theta}.$$

Из полученных формул видно, что на продольной оси диполя $\theta = 0$, $E_z = 0$, $E = E_r = 2p/4\pi\varepsilon_0 r^3$, а на перпендикулярной оси $\theta = \pi/2$, $E_r = 0$, $E = E_z = p/4\pi\varepsilon_0 r^3$ (рис.3).

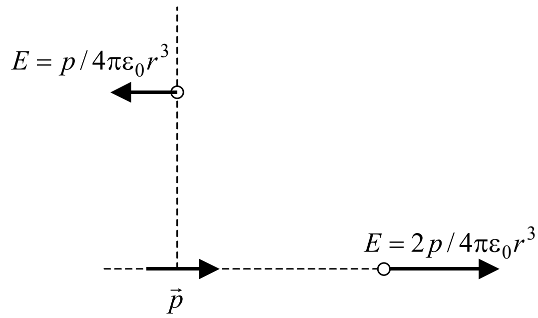


Рис.3

Силы, действующие на диполь в электрическом поле.

Если электрическое поле однородное, то результирующая сила $\vec{F}$ равна нулю, так как силы $\vec{F}_-$ и $\vec{F}_+$, действующие на отрицательный и положительный заряды диполя равны по величине и противоположно направлены. Но отличен от нуля вращающий момент этих сил:

$$\vec{N} = [\vec{l}\vec{F}_+] = [\vec{l}\ q\vec{E}] = [\vec{p}\ \vec{E}].$$

Момент стремится повернуть ось диполя в направлении вектора $\vec{E}$. Существуют два положения равновесия диполя: когда диполь параллелен электрическому полю и когда он антипараллелен ему. Первое положение устойчивое, второе - неустойчивое. Полученная формула момента верна также для неоднородного поля.

Если поле неоднородно, то результирующая сила $\vec{F} = \vec{F}_+ + \vec{F}_-$, вообще говоря, не обращается в нуль. В этом случае диполь будет не только поворачивать в электрическом поле, но и втягиваться в область более сильного поля. Общее выражение для силы получать не будем, а проиллюстрируем сказанное примером. Рассмотрим диполь в поле неподвижного точечного заряда Q (рис.4). В данном случае сила, действующая на отрицательный заряд, будет несколько больше, чем сила, действующая на положительный заряд, и поэтому диполь будет притягиваться к точечному заряду. Можно рассчитать величину этой силы:

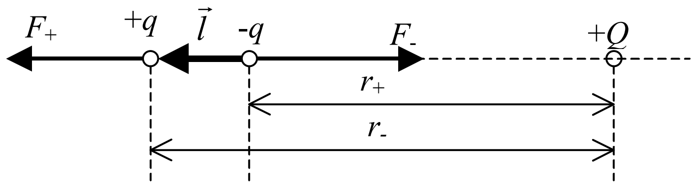


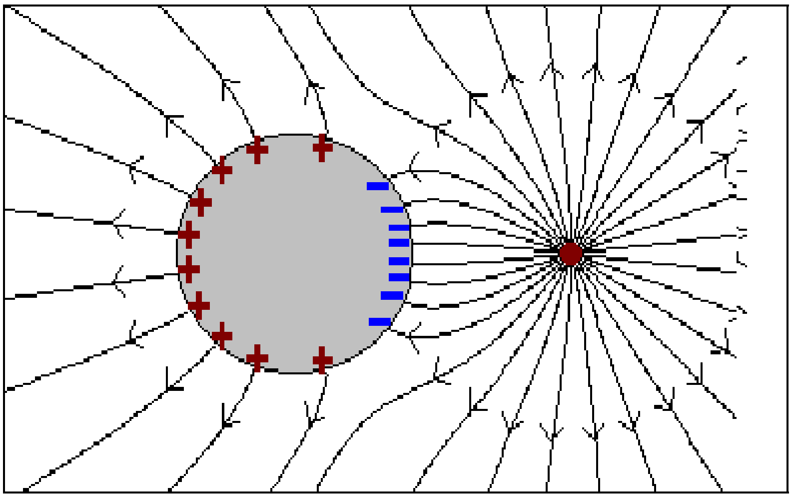
Рис.4.

$$F = \frac{qQ}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_-^2} - \frac{1}{r_+^2}\right) = \frac{qQ(r_+ - r_-)(r_+ + r_-)}{4\pi\varepsilon_0 r_-^2 r_+^2} \approx \frac{qQl2r}{4\pi\varepsilon_0 r^4} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2pQ}{r^3}$$

1.9. Проводники в электрическом поле

Все вещества можно условно разделить на проводники и диэлектрики. В проводниках электрические заряды могут легко перемещаться из одной точки тела в другую, в диэлектриках такой свободы передвижения у зарядов нет. Это различие в свойствах вещества является одним из самых поразительных контрастов природы. Электрическая проводимость, например, металлов превышает электрическую проводимость некоторых диэлектриков (например, стекла) примерно в 10^{20} раз !

В обычных условиях тела электрически нейтральны. Положительные заряды атомных ядер почти полностью скомпенсированы отрицательными зарядами электронов. При электризации тел нарушения такой компенсации ничтожны. Допустим, например, что шарику с радиусом 1 см сообщен заряд $Q = 10^{-7}$ Кл. Это довольно большой заряд. Между двумя металлическими шариками с такими зарядами Q и $-Q$ будет проскакивать искра в воздухе, если расстояние между шариками меньше нескольких сантиметров. Однако превышение числа протонов над количеством электронов в этом случае ничтожно: заряд только одного из каждых 10^{14} протонов не скомпенсирован зарядом электрона.



При внесении тела в электрическое поле (на рис. показан проводящий шар в поле точечного заряда) легкие электроны испытывают смещения против поля. Смещения атомных ядер по сравнению с ними пренебрежимо малы. Происходит частичное разделение положительных и отрицательных зарядов. Это явление называется *электрической индукцией*, а появившиеся в результате разделения заряды - *индукционными зарядами*. Индукционные заряды могут быть механически отделены друг от друга.

В электролитах, которые также являются проводниками, в электрическом поле происходит смещение положительно и отрицательно заряженных ионов.

Индукционные заряды создают дополнительное электрическое поле, которое накладывается на внешнее поле (поле первичных зарядов).

Поле индукционных зарядов внутри проводника направлено противоположно внешнему полю, следовательно, приводит к ослаблению результирующего поля. Перераспределение носителей заряда в проводнике будет происходить до тех пор, пока напряженность поля внутри проводника не станет равной нулю.

Для равновесия зарядов в однородном проводнике необходимо выполнение двух условий:

1) Напряженность поля внутри проводника должна быть равна нулю: $\vec{E} = 0$.

2) Напряженность поля на поверхности проводника направлена по нормали к поверхности.

При нарушении любого из этих условий свободные носители заряда придут в упорядоченное движение в объеме или вдоль поверхности проводника. Равновесие в проводниках устанавливается очень быстро, например, в типичных металлах за время 10^{-14} с или менее.

<u>Потенциал во всех точках проводника постоянен</u>. Из условия $\vec{E} = 0$ следует, что разность потенциалов между любыми точками однородного проводника равна нулю ($\varphi_1 - \varphi_2 = \int\limits_{1-2} \vec{E}d\vec{l} = 0$), то есть потенциал всех точек проводника один и тот же. Поэтому можно говорить о потенциале проводника, не указывая его конкретную точку.

Заряд может располагаться только на поверхности проводника. Если внутри однородного проводника мысленно выбрать любую замкнутую поверхность, то поток вектора $\vec{E}$ через эту поверхность будет равен нулю (так как $\vec{E} = 0$). Из теоремы Гаусса тогда следует, что заряд, находящийся внутри этой поверхности, также равен нулю. Следовательно, при равновесии заряд может располагаться только на поверхности проводника. Можно показать, что толщина поверхностного слоя, в котором нарушается электрическая нейтральность проводника, настолько мала, что во многих случаях ее можно совсем не принимать во внимание, считая, что электрический заряд располагается на поверхности проводника как на геометрической поверхности.

Внутри полости в проводнике поле равно нулю. Рассмотрим сплошной однородный проводник. Мысленно выделим некоторую замкнутую поверхность внутри этого проводника. Заряды внутри этой поверхности отсутствуют. Поэтому, если удалить проводник из области, ограниченной этой поверхностью, то электрическое поле и распределение зарядов по внешней поверхности проводника не изменятся. Следовательно, внутри полости в проводнике поле равно нулю. Заряды располагаются на внешней поверхности проводника.

Напряженность поля вблизи поверхности проводника можно найти при помощи теоремы Гаусса. Рассмотрим поверхность проводника *S*. Поверхностная плотность заряда σ может меняться вдоль поверхности произвольно. Возьмем бесконечно малый цилиндр, основания которого расположены по разные стороны от *S*. Высота цилиндра бесконечно мала по сравнению с линейными размерами его основания. Если площадь основания ΔS, то внутри цилиндра находится электрический заряд $q = \Delta S\sigma$. Поток вектора *E* через основание, расположенное в проводнике, равно нулю, так как поле в проводнике отсутствует. Поток через верхнее основание $\Phi = E_n \Delta S$, где E_n - проекция вектора напряженности на направление нормали. Поток через боковую поверхность пренебрежимо мал. По теореме Гаусса

$$E_n \Delta S = \frac{\Delta S\sigma}{\varepsilon_0}.$$

Следовательно,

$$E_n = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}, \qquad \vec{E} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}\vec{n},$$

где $\vec{n}$ - внешняя нормаль к поверхности проводника.