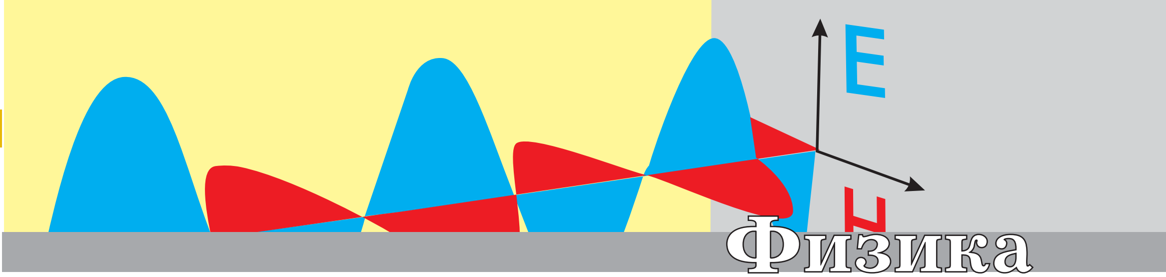


**Овчинкин Владимир Александрович**
*Кандидат технических наук,*
*доцент кафедры общей физики МФТИ,*
*учитель физики средней физико-математической*
*школы №5, г. Долгопрудный.*

# Энергия и силы в электрическом поле

Показано, как связана плотность энергии электрического поля и сила, действующая на заряженное тело. Приведены примеры решения задач.

## 1. Скачок напряжённости электрического поля при переходе через заряженную поверхность

Рассмотрим достаточно протяжённую (в идеале – бесконечную) тонкую проводящую плоскость, по которой равномерно распределены электрические заряды с поверхностной плотностью $+\sigma\left[\dfrac{\text{Кл}}{\text{м}^2}\right]$. Будем считать известной из школьного учебника величину напряжённости электрического поля $\vec{E}$ вблизи этой плоскости:

$$E = k\cdot 2\pi\sigma = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}, \qquad (1)$$

где $k = \dfrac{1}{4\pi\varepsilon_0} = 9\cdot 10^9\ \dfrac{\text{Н}\cdot\text{м}^2}{\text{Кл}^2}$.

Вектор напряжённости электрического поля $\vec{E}$ (в дальнейшем для краткости просто поле $\vec{E}$) направлен перпендикулярно поверхности, как это показано на рис. 1.

При этом надо иметь в виду, что вблизи границ этой поверхности, если она не бесконечная, поле перестаёт быть однородным. В этом случае говорят о краевых эффектах. Однако в нашем рассмотрении мы этими эффектами пренебрегаем.

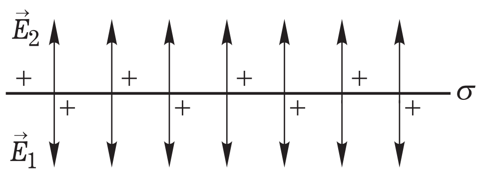


Рис. 1

Заметим, что поле $\vec{E}$ при переходе с одной стороны заряженной поверхности на другую испытывает скачок, т. е. скачкообразное изменение на величину, равную

$$\Delta E = k\cdot 4\pi\sigma = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}. \qquad (2)$$

Если обозначить поле сверху как $\vec{E}_2$, а снизу как $\vec{E}_1$ (рис. 1) (при этом $\left|\vec{E}_2\right| = \left|\vec{E}_1\right| = E$ – поле однородно), то выражение (2) просто очевидно:

$$\left|\Delta\vec{E}\right| = \left|\vec{E}_2 - \vec{E}_1\right| = 2\left|\vec{E}_2\right| = 2E.$$

Конечно, это утверждение требует некоторого обобщения и может быть строго доказано. Для этого достаточно применить теорему Гаусса.

Итак, при переходе через заряженную поверхность нормальная составляющая $E_n$ вектора $\vec{E}$ претерпевает разрыв, равный $k \cdot 4\pi\sigma = \dfrac{\sigma}{\varepsilon_0}$:

$$E_{2n} - E_{1n} = k \cdot 4\pi\sigma = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}.$$

Что же касается тангенциальной (параллельной поверхности) составляющей поля $\vec{E}$, то при переходе через заряженную поверхность её величина не изменяется вовсе: $E_{1t} = E_{2t}$. Это утверждение также может быть точно доказано. В данном рассмотрении оно не понадобится.

Теперь рассмотрим толстую протяжённую металлическую пластину (рис. 2), на которую также нанесены положительные электрические заряды. При этом на верхней и нижней поверхностях их поверхностная плотность будет одинаковой и равной $\sigma$.

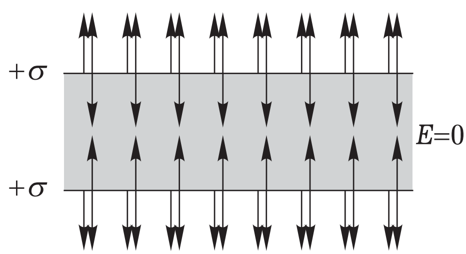


Рис. 2

Внутри металлической пластины поля от обеих поверхностей занулятся ($E = 0$), а снаружи удвоятся, как это показано на рис. 2. При этом поле снаружи

$$E = k \cdot 4\pi\sigma = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}.$$

Обратим внимание на скачок поля при переходе через заряженную поверхность проводника. Его величина также равна $k \cdot 4\pi\sigma = \sigma / \varepsilon_0$.

То же будет и с зарядами, сообщёнными незаряженному проводнику, имеющему любую форму. Они разместятся по его поверхности, причём в основном только на выпуклых поверхностях. При этом на остриях, если они есть, сосредоточится максимум заряда. В то же время поле внутри проводника будет равно нулю, а скачок поля $E$ при переходе через заряженную поверхность по-прежнему равен $\sigma / \varepsilon_0$.

В качестве простого примера приведём уединённый металлический шар (или сферу) радиусом $R$, по поверхности которого равномерно распределён заряд $Q$. Поле внутри шара равно нулю (рис. 3). На поверхности оно испытывает скачок, равный

$$k \cdot \frac{Q}{R^2} = k \cdot \frac{4\pi R^2 \sigma}{R^2} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0},$$

поскольку заряд на поверхности шара распределится равномерно с плотностью, равной $Q / (4\pi R^2)$.

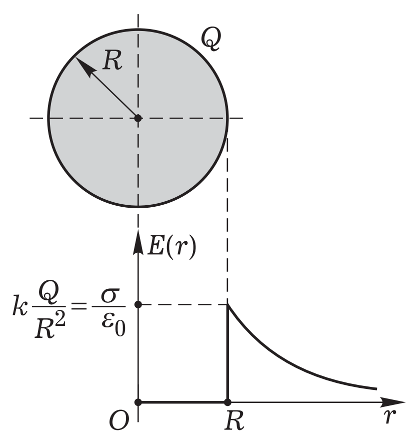


Рис. 3

Если незаряженный металлический шар поместить во внешнее однородное электрическое поле, то свободные электроны металлического шара разместятся по его поверхности таким образом, что поле уже этих индуцированных зарядов полностью компенсирует внешнее поле. Надо сказать, что величина поверхностной плотности заряда будет зависеть от угла $\theta$ к направлению исходного однородного поля $E_0$. Вдали от этого шара поле будет по-прежнему однородным, а вот вблизи его – сильно искажено (рис. 4). Скачок поля при переходе через заряженную индуцированными зарядами поверхность шара равен $\sigma(\theta)/\varepsilon_0$.

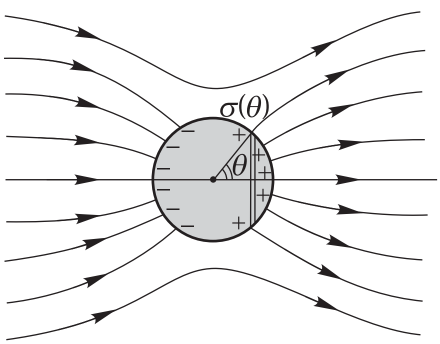


Рис. 4

Приведём пример использования скачка поля в решении задач.

**Задача 1.** Через два последовательно соединённых проводника с одинаковым сечением $S$, но с разными удельными сопротивлениями $\rho_1$ и $\rho_2$ $(\rho_2 > \rho_1)$ течёт постоянный ток $I$. Определить знак и величину поверхностной плотности заряда $\sigma$, возникающего в области контакта проводников (рис. 5).

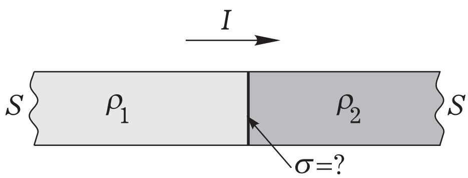


Рис. 5

**Решение.** Выделим (мысленно) слева и справа от контакта участки проводников одинаковой длины $l$ (рис. 6). Сопротивления этих участков $R_1 = \rho_1 \frac{l}{S}$, $R_2 = \rho_2 \frac{l}{S}$.

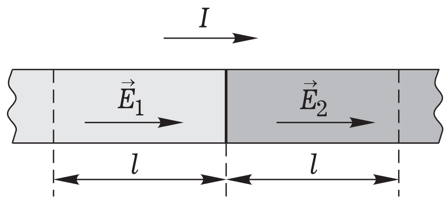


Рис. 6

Падения напряжения на этих участках соответственно равны:

$$U_1 = IR_1 = I\rho_1 \frac{l}{S}, \quad U_2 = I\rho_2 \frac{l}{S}.$$

Если разделить $U_1$ и $U_2$ на длину $l$, то получим напряжённости поля $E_1$ и $E_2$ вблизи контакта. Как и следовало ожидать, они не зависят от $l$ и направлены в одну сторону (куда течёт ток). Кроме того, если учесть, что плотность тока $j = \frac{I}{S}$, то тогда

$$E_1 = \frac{U_1}{l} = j\rho_1, \quad E_2 = \frac{U_2}{l} = j\rho_2 \quad (E_2 > E_1).$$

Полученное выражение $(E = j\rho)$ принято называть законом Ома в дифференциальной форме.

Поскольку напряжённость поля испытывает скачок в месте контакта, а величина скачка пропорциональна поверхностной плотности заряда (2), то тем самым и определяется искомая величина этого заряда:

$$E_2 - E_1 = k \cdot 4\pi\sigma = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}, \text{ откуда}$$

$$\sigma = \frac{E_2 - E_1}{k \cdot 4\pi} = \frac{j(\rho_2 - \rho_1)}{k \cdot 4\pi} = \frac{I(\rho_2 - \rho_1)}{k \cdot 4\pi S} = \frac{\varepsilon_0 I}{S}(\rho_2 - \rho_1).$$

**Ответ:** на плоском контакте двух

разнородных проводников обязательно появится свободный положительный заряд $\sigma = \frac{\varepsilon_0 I}{S}(\rho_2 - \rho_1)$.

## 2. Плотность энергии электрического поля и силы

Плоский конденсатор образуют две параллельные бесконечные проводящие пластины, расположенные на расстоянии $d$ друг от друга. Если на них нанести заряды противоположного знака с поверхностной плотностью $\pm\sigma$, то тогда поле внутри конденсатора окажется однородным и равным $E = k \cdot 4\pi\sigma = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$, а вне конденсатора оно останется равным нулю (рис. 7). На самом деле площади пластин ограничены и равны $S$ (каждая). Чтобы поле внутри конденсатора сохраняло однородность, следует потребовать, чтобы $d \ll \sqrt{S}$. Обычно в этом случае говорят о том, что краевыми эффектами можно пренебречь.

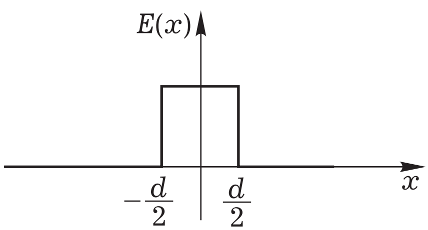


Рис. 7

Из школьного учебника хорошо известно, что если заряд на пластинах конденсатора равен $\pm q$, то разность потенциалов между этими пластинами

$$U = \frac{q}{C}, \qquad (3)$$

где $C = \frac{S}{k \cdot 4\pi d} = \frac{\varepsilon_0 S}{d}$ – ёмкость конденсатора.

При этом работа $A$, затраченная на зарядку конденсатора, пошла на увеличение его потенциальной энергии $W_{эл}$ – энергии электрического поля, сосредоточенного внутри конденсатора:

$$A = W_{эл} = \frac{q^2}{2C} = \frac{qU}{2} = \frac{CU^2}{2}. \qquad (4)$$

Выразим эту энергию через напряжённость электрического поля $E$:

$$W_{эл} = \frac{q^2}{2C} = \frac{1}{2}\left(\frac{SE}{k \cdot 4\pi}\right)^2 \frac{k \cdot 4\pi d}{S} = \frac{E^2}{k \cdot 8\pi}(Sd) = \frac{E^2}{k \cdot 8\pi} V. \qquad (5)$$

Здесь $V = Sd$ – объём конденсатора. Поскольку поле плоского конденсатора практически однородное, то легко вычислить величину плотности электрической энергии:

$$w_{эл} = \frac{W_{эл}}{V} = \frac{E^2}{k \cdot 8\pi} = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2}\left[\frac{\text{Дж}}{\text{м}^3}\right]. \qquad (6)$$

Определим теперь силу $F$ взаимодействия (притяжения) пластин плоского конденсатора. Поскольку пластина, несущая заряд $q$, находится в электрическом поле другой пластины, равном $k \cdot 2\pi\sigma = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} = \frac{E}{2}$, где $E$ – поле в конденсаторе, то

$$F = q\frac{E}{2} = \frac{ES}{k \cdot 4\pi} \cdot \frac{E}{2} = \frac{E^2}{k \cdot 8\pi} \cdot S = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} \cdot S. \qquad (7)$$

Эта сила направлена внутрь конденсатора, т. е. в область электрического поля. Поверхностная плотность этой силы равна $F/S$ (давление) и, как видим из (6), численно равна объёмной плотности энергии электрического поля:

$$f = \frac{F}{S} = w_{эл} = \frac{E^2}{k \cdot 8\pi} = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} \cdot \left[\frac{\text{Дж}}{\text{м}^3} = \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}\right]. \qquad (8)$$

**Задача 2.** На рис. 8 представлена

бесконечно протяжённая металлическая пластина, с одной стороны которой напряжённость однородного электрического поля равна $\vec{E}_1$, а с другой – $\vec{E}_2$, причём $E_2 > E_1$, и оба вектора перпендикулярны пластине. Чему равна поверхностная плотность сил в Па, действующих на пластину со стороны электрических полей?

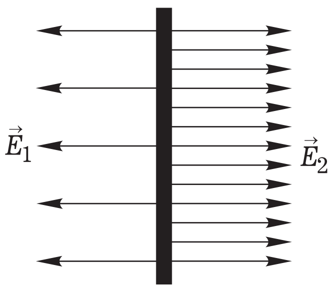


Рис. 8

**Решение.** Ответ задачи очевиден, если вспомнить о соотношениях (6) и (8):

$$f = w_2 - w_1 = \frac{E_2^2 - E_1^2}{k \cdot 8\pi} = \frac{\varepsilon_0}{2}\left(E_2^2 - E_1^2\right).$$

При этом сила направлена вправо в область бóльшего по величине поля $E_2$.

Однако покажем это. Как могла возникнуть такая картина полей? Ответ очень прост. Если внутрь заряженного плоского конденсатора с полем $\vec{E}_{\text{внеш}}$ вставить такую же по площади третью пластину, имеющую заряд $q$, то возникнет именно такая ситуация (рис. 9).

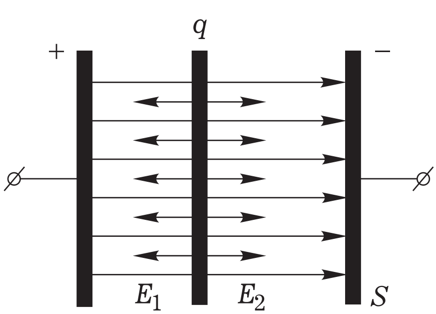


Рис. 9

Сама третья пластина имеет вокруг себя собственное электрическое поле

$$E_{\text{соб}} = k \cdot 2\pi\sigma = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} = \frac{q}{2S\varepsilon_0}.$$

Тогда в соответствии с принципом суперпозиции полей, как это показано на рис. 9, очевидно получится:

$$\left.\begin{aligned} E_1 &= E_{\text{соб}} - E_{\text{внеш}} \\ E_2 &= E_{\text{соб}} + E_{\text{внеш}} \end{aligned}\right\}, \text{ откуда}$$

$$\begin{cases} E_{\text{соб}} = \dfrac{E_1 + E_2}{2}, \\ E_{\text{внеш}} = \dfrac{E_2 - E_1}{2}. \end{cases}$$

Поскольку заряд пластины выражается через поле $E_{\text{соб}}$, то

$$q = \frac{E_{\text{соб}}S}{k \cdot 2\pi} = \frac{S}{k \cdot 2\pi} \cdot \left(\frac{E_1 + E_2}{2}\right).$$

Сила, действующая на пластину, равна

$$F = qE_{\text{внеш}} =$$

$$= \frac{S}{k \cdot 2\pi} \cdot \left(\frac{E_1 + E_2}{2}\right)\left(\frac{E_2 - E_1}{2}\right) = \frac{E_2^2 - E_1^2}{k \cdot 8\pi} S.$$

При этом искомая плотность силы (давление)

$$f = \frac{F}{S} = \frac{E_2^2 - E_1^2}{k \cdot 8\pi} = \frac{\varepsilon_0}{2}\left(E_2^2 - E_1^2\right) = w_2 - w_1.$$

Сформулируем общее утверждение, практически доказанное в задаче 2.

Если электрическое поле нормально к заряженной поверхности и равно по величине с одной стороны поверхности $E_2$, а с другой $E_1$, то на единицу площади этой поверхности действует сила давления

$$f = \frac{E_2^2 - E_1^2}{k \cdot 8\pi} = \frac{\varepsilon_0}{2} \cdot \left(E_2^2 - E_1^2\right),$$

и эта сила равна разности плотностей электрической энергии поля $w_2 - w_1$. Сила направлена всегда в область бóльшего поля.

В следующих примерах решения задач (№ 3, 4, 5) показано, как можно воспользоваться приведёнными в статье утверждениями.

**Задача 3.** Две соединённые проводником пластины плоского конденсатора площадью $S$ каждая находятся на расстоянии $d$ друг от друга, причём $d \ll \sqrt{S}$, в однородном электрическом поле $\vec{E}_0$ (рис. 10), перпендикулярном плоскости пластин. Определить величину напряжённости поля $\vec{E}_0$, если известно, что при медленном сближении пластин до расстояния $d/3$ необходимо совершить работу, равную $A$.

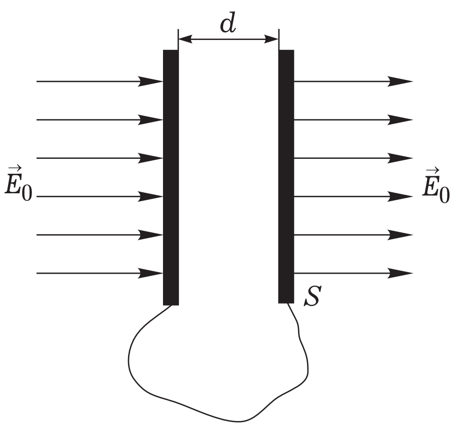


Рис. 10

**Решение.** Совершенно очевидно, что внутри конденсатора поле равно нулю (пластины закорочены). Достигается это тем, что левая пластина приобретает некоторый заряд $-q$, а правая $+q$. Поле этих зарядов должно скомпенсировать внешнее электрическое поле $\vec{E}_0$ подобно тому, как если бы это были не закороченные пластины, а сплошная толстая проводящая плита толщиной $d$.

Величина поверхностной плотности силы $f$, действующей на каждую из пластин, очевидно, равна соответствующей плотности энергии:

$$f = w = \frac{E_0^2}{k \cdot 8\pi} = \frac{\varepsilon_0 E_0^2}{2}.$$

Обе силы направлены в область электрического поля, т. е. наружу, а не вовнутрь. Поэтому при сближении пластин надо совершать работу внешними силами против сил электрического поля

$$A = F \cdot \frac{2}{3} d = f \cdot S \cdot \frac{2}{3} d = \frac{E_0^2 S d}{k \cdot 12\pi},$$

откуда и следует ответ

$$E_0 = \sqrt{\frac{k \cdot 12\pi A}{Sd}} = \sqrt{\frac{3A}{\varepsilon_0 S d}}.$$

**Задача 4.** Как изменится сила притяжения пластин плоского конденсатора, если в воздушный промежуток толщиной $l_1 + l_2 = 1$ см вставить параллельно обкладкам диэлектрическую пластину с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 7$ толщиной $l_2 = 0{,}6$ см? Конденсатор подключён к источнику постоянного напряжения (рис. 11).

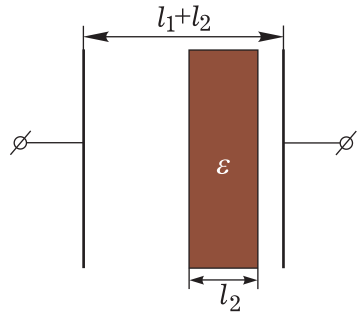


Рис. 11

**Решение.** В отсутствие диэлектрической пластины напряжённость электрического поля в воздушном промежутке конденсатора равна $E_1 = \dfrac{U}{l_1 + l_2}$. Поэтому плотность силы взаимодействия пластин

$$f_1 = w_{эл} = \frac{E_1^2}{k \cdot 8\pi} = \frac{U^2}{k \cdot 8\pi (l_1 + l_2)^2}.$$

После того как вставили пластинку диэлектрика, должна измениться напряжённость электрического поля в воздушном промежутке до величины $E_1'$. При этом поле внутри диэлектрика станет в $\varepsilon$ раз меньше поля $E_1'$: $E_2 = E_1'/\varepsilon$. Поскольку конденсатор подключён к источнику постоянного напряжения $U$, то должно выполняться следующее условие:

$$U = U_{\text{возд}} + U_{\text{диэл}} =$$
$$= E_1'l_1 + E_2 l_2 = E_1'\left(l_1 + \frac{l_2}{\varepsilon}\right).$$

Отсюда следует, что $E_1' = \dfrac{U\varepsilon}{l_2 + \varepsilon l_1}$.

При этом плотность силы взаимного притяжения пластин равна

$$f_1' = w_{\text{эл}}' = \frac{(E_1')^2}{k \cdot 8\pi} = \frac{U^2\varepsilon^2}{k \cdot 8\pi (l_2 + \varepsilon l_1)^2}.$$

Отношение сил

$$\frac{f_1'}{f_1} = \frac{\varepsilon^2 (l_1 + l_2)^2}{(l_2 + \varepsilon l_1)^2} = 4{,}24,$$

т. е. сила притяжения пластин друг к другу вырастет в 4,24 раза.

Надо сказать, что в рамках школьного курса физики не рассматриваются силы, возникающие при помещении диэлектриков в электрическое поле. Обычно диэлектрик втягивается в поле плоского конденсатора. В этом случае наиболее эффективен энергетический метод расчёта сил, действующих на диэлектрик.

**Задача 5.** По сфере радиусом $R$ равномерно распределён заряд $Q$. Определить давление изнутри на поверхность сферы, обусловленное взаимодействием зарядов (рис. 12).

**Решение.** Совершенно очевидно, что сферу «распирает» силами взаимного отталкивания зарядов, равномерно распределённых по её поверхности. Поле вблизи поверхности сферы

$$E = k\frac{Q}{R^2}.$$

Плотность энергии электрического поля внутри сферы равна нулю, а снаружи она определяется полем снаружи

$$w_{\text{эл}} = \frac{E^2}{k \cdot 8\pi} = k\frac{Q^2}{8\pi R^4}.$$

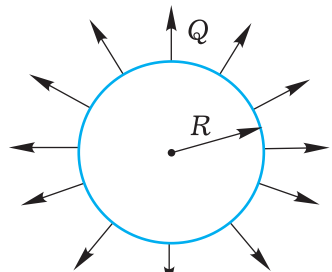


Рис. 12

Таким образом, силы давления направлены по радиусу в область электрического поля и

$$f = w_{\text{эл}} = k\frac{Q^2}{8\pi R^4}.$$

Этот результат полезно получить иначе. Мысленно вырежем из сферы малый диск и вынесем его из поверхности сферы вместе с зарядом. Поле вблизи поверхности диска $E_{\text{соб}} = k \cdot 2\pi\sigma = \dfrac{\sigma}{2\varepsilon_0}$ (рис. 13). В том месте, где раньше был диск, есть

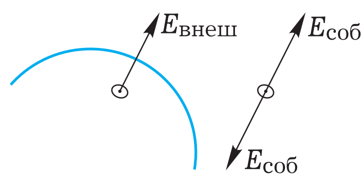


Рис. 13

электрическое поле всех оставшихся на сфере зарядов $\vec{E}_{\text{внеш}}$, направленное, очевидно, радиально. Тогда для поля снаружи $(E = k \cdot 4\pi\sigma)$ и поля внутри $(E = 0)$ можно написать уравнения:

$$\begin{cases} E_{\text{внеш}} + E_{\text{соб}} = k \cdot 4\pi\sigma, \\ E_{\text{внеш}} - E_{\text{соб}} = 0, \end{cases}$$

откуда следует, что

$$E_{внеш} = k \cdot 2\pi\sigma = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}.$$

Тогда давление, изнутри распирающее сферу: $f = \sigma E_{внеш} = k \cdot 2\pi\sigma^2 = k\frac{Q^2}{8\pi R^4}$.

## Упражнения для самостоятельного решения

**1.** Одна из пластин плоского воздушного конденсатора закреплена, другая же подвешена на пружине жёсткостью $\chi$. Площадь пластины равна $S$. Насколько удлинится пружина, если конденсатору сообщить заряд $Q$?

**2.** Три одинаковые проводящие пластины площадью $S$ каждая образуют систему, изображённую на рис. 14. Пластины *2* и *3* закорочены, а на пластину *1* подан заряд $Q$. Какая сила $F$ действует на пластину *2* и куда она направлена? Краевыми эффектами пренебречь.

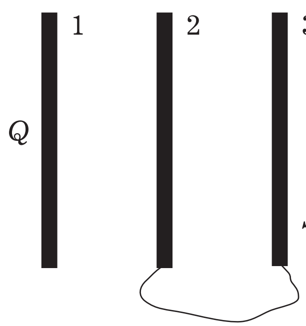


Рис. 14

**3.** В пространство между пластинами *1* и *2* плоского воздушного закороченного конденсатора (рис. 15) внесена толстая металлическая пластина толщиной $l_3$, несущая заряд $Q$, так что расстояния до пластин *1* и *2* равны соответственно $l_1$ и $l_2$, причём $l_2 > l_1$. Определить силу $F$, действующую на пластину *3*. Все пластины имеют площадь $S$, а расстояния $l_1$, $l_2$, $l_3$ много меньше размеров пластин.

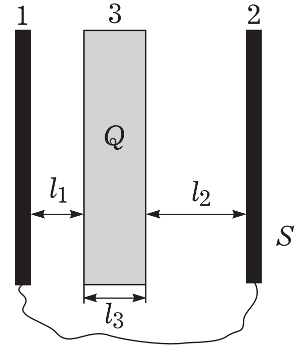


Рис. 15

**4.** В плоский конденсатор, подключённый к источнику постоянной ЭДС $\mathcal{E}$, помещена плоская проводящая пластина, несущая заряд $q$. Расстояния от пластины до обкладок равны $d_1$ и $d_2$ (рис. 16), площадь каждой обкладки и пластины равна $S$. Определить силу, действующую на пластину со стороны электрического поля. Краевыми эффектами пренебречь.

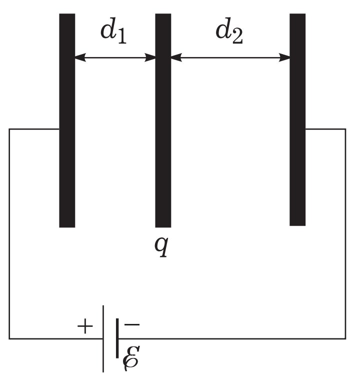


Рис. 16

**5.** Пространство между пластинами *1* и *3* плоского конденсатора заполнено жидкими диэлектриками с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon$. Кроме того, между пластинами *1* и *3* помещена металлическая пластина 2 (рис. 17). Диэлектрик слева имеет удельное сопротивление $\rho_1$, а справа $\rho_2$, причём $\rho_2 > \rho_1$. Найти величину и направление силы, действующей на пластину *2* со стороны электрического поля, когда через конденсатор течёт ток $I$. Площадь каждой из пластин равна $S$. Краевыми эффектами пренебречь.

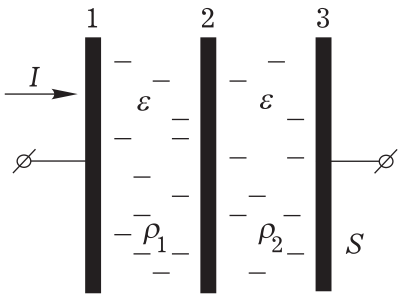


Рис. 17

**6.** Четыре пластины площадью $S = 1$ м$^2$ каждая размещены на равных расстояниях $d = 5$ мм параллельно друг другу и соединены, как показано на рис. 18, с двумя источниками с ЭДС $\mathcal{E} = 100$ В. Кроме того, пластины *В* и *Г* заземлены. Найти напряжённость $E_{АБ}$ электрического поля между пластинами *А* и *Б*, а также напряжённости полей $E_{АВ}$ и $E_{БГ}$ между пластинами *А*, *В* и *Б*, *Г*. Какие силы действуют на пластины *А*, *Б*, *В* и *Г*? Куда они направлены? Краевыми эффектами пренебречь.

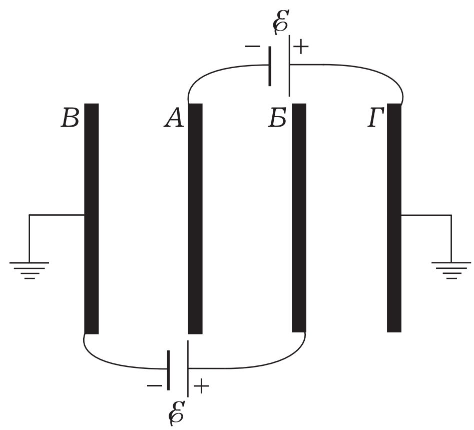


Рис. 18

## Ответы

**1.** $x = k\dfrac{2\pi Q^2}{\chi S} = \dfrac{Q^2}{2\varepsilon_0 \chi S}$.

**2.** $F = k\dfrac{\pi Q^2}{2S} = \dfrac{Q^2}{8\varepsilon_0 S}$, сила направлена в сторону бóльшей плотности энергии, т. е. влево к пластине 1.

**3.** $F = k\dfrac{2\pi Q^2}{S}\dfrac{l_2 - l_1}{l_2 + l_1} = \dfrac{Q^2}{2\varepsilon_0 S}\dfrac{l_2 - l_1}{l_2 + l_1}$, сила направлена к пластине *1*.

**4.** $F = q\dfrac{\mathcal{E} + k\cdot 2\pi\sigma(d_1 - d_2)}{d_1 + d_2} =$

$= q\dfrac{\mathcal{E} + q(d_1 - d_2)/(2\varepsilon_0 S)}{d_1 + d_2}$; $\sigma = \dfrac{q}{S}$.

**5.** $F = \dfrac{\varepsilon S}{k\cdot 8\pi}\left(E_2^2 - E_1^2\right) =$

$= \dfrac{\varepsilon I^2}{k\cdot 8\pi S}\left(\rho_2^2 - \rho_1^2\right) = \dfrac{\varepsilon\varepsilon_0 I^2}{2S}\left(\rho_2^2 - \rho_1^2\right)$.

**6.** $E_{АБ} = \dfrac{2\mathcal{E}}{d} = 4\cdot 10^4\ \dfrac{\text{В}}{\text{м}}$ (направлено влево); $E_{АВ} = E_{БГ} = \dfrac{\mathcal{E}}{d} = 2\cdot 10^4\ \dfrac{\text{В}}{\text{м}}$ (направлены вправо). Силы: $F_А = \dfrac{3\,\mathcal{E}^2 S}{k\cdot 8\pi d^2} = \dfrac{3\varepsilon_0\mathcal{E}^2 S}{2d^2} = 0{,}053$ Н (направлена вправо); $F_Б = F_А$ (направлена влево); силы $|F_В| = |F_Г| =$ $= \dfrac{\mathcal{E}^2 S}{k\cdot 8\pi d^2} = \dfrac{\varepsilon_0\mathcal{E}^2 S}{2d^2} = 0{,}00177$ Н (сила $F_В$ направлена вправо, сила $F_Г$ направлена влево).