Физика

2-й семестр
конспект лекций

Конспект составил студент УГНТУ
Перепелкин Артем Станиславович
для личного пользования

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗО-
ВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«УФИМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НЕФТЯНОЙ
ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

ФИЗИКА:
конспект лекций 2-го семестра

Лектор:

Автор конспекта:
студент БТБ-22-02
Перепелкин Артем
Станиславович

Уфа 2023

Оглавление

Электричество и магнетизм

Рекомендуемая литература:

Основная:

1. Тюрин Ю. И., Чернов И. П., Крючков Ю. Ю. Электричество и магнетизм. Электродинамика. М. Высшая школа. 2007
2. Савельев И. В. Курс общей физики. 2. М. Наука. 1982, Санкт-Петербург, 1996

Дополнительная

1. Сивухин Д. В. Общий курс физики. 3-4 тт. М. Наука. 1979-89

Введение

В макроскопическом мире основную роль играют гравитационное и электромагнитное взаимодействия.

Остальные взаимодействия (*сильное* и *слабое*) пространственно *свернуты* или как говорят – *компактифицированы* и не проявляются в макромире.

Из всех видов, гравитационное взаимодействие является наиболее слабым, но гравитация является доминирующей силой в космических масштабах, где ее слабость компенсируется одним только количеством атомов, дружно проявляющим этим силу.

Гравитация связывает звезды в галактики и сохраняет Солнце в целости, а ее семейство планет удерживает на их орбитах. Она не отпускает Луну от Земли и удерживает на своих местах океаны и атмосферу.

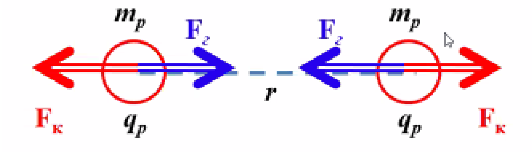
Отметим, что гравитационное взаимодействие проявляется только *в притяжении* и зависит от *одного вида «гравитационного заряда»* (массы) и ограничений на величину массы не существует.

Это приводит к тому, что за счет гравитационного взаимодействия могут образовываться объекты космических масштабов, например галактики.

Но когда дело доходит до объектов, размер которых достигает нескольких километров (на Земле), гравитационная сила *уступает* место электромагнитной силе.

Гравитация пытается, но не может остановить рост дерева или образование горы. Электромагнитное взаимодействие является пространственно *локальным*, *компактифицированным* по сравнению с гравитационным.

Законы этих взаимодействий одинаковы по форме и имеют одинаковый радиус действия (бесконечный). Сравним силы электрического и гравитационного взаимодействий не для произвольных тел, а для фундаментальной частицы, например протона.



Отношение силы Кулона к гравитационному взаимодействию (вывод):

$$\frac{\mathrm{F}_к}{F_г} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 G}\frac{q_p^2}{m_p^2} = \frac{1}{4\cdot 3{,}14\cdot 8{,}85\cdot 10^{-12}\cdot 6{,}67\cdot 10^{-11}}\frac{(1{,}6\cdot 10^{-19})^2}{(1{,}67\cdot 10^{-27})^2} \approx$$

$$\approx 1{,}24\cdot 10^{36}$$

Т. е. силы электромагнитного взаимодействия на 36 порядков больше (выше) силы гравитационного.

Отсюда следует, что *электромагнитное взаимодействие превосходит гравитационное* примерно в 10^{36} раз *(огромное число!)* при одинаковом *бесконечно* большом радиусе действия.

Как же природа выходит из этого положения, делая столь высокоинтенсивное взаимодействие, пространственно-локальным?

Такая компактификация электромагнитного взаимодействия связана с тем, что существует два вида электрических – положительный и отрицательный.

Из-за высокой интенсивности электромагнитного взаимодействия закон сохранения заряда (величина положительного заряда с высокой точностью равна величине отрицательного заряда, вещества в обычных условиях – электронейтрально) накладывает ограничения на величину заряда.

Невозможно разделять заряды до бесконечно большой величины – возникает пробой диэлектрика из любого вещества, и заряды нейтрализуются (например, молнии во время грозы).

> Даже такой диэлектрик, как вакуум (не проводит постоянный электрический ток) прибивается высокоинтенсивным электромагнитным полем (гамма-квантом) – образуется пара электрон-позитрон (эффект рождения пары).

Следовательно, взаимодействие двух видов электрических зарядов приводит к тому, что между нейтральными молекулами вещества действуют силы Ван-дер-Ваальса, которые обусловлены электромагнитным взаимодействием, но являются лишь слабым следом этого взаимодействия.

Подобная ситуация возникает для сильного взаимодействия, которое зависит только от расстояния (координат) между взаимодействующими телами, электромагнитное взаимодействие зависит от координат, скорости и ускорения зарядов.

Если относительно инерциальной системы отсчета заряды движутся пистонной скоростью, то возникает постоянный электрический ток и магнитное поле постоянного тока.

При движении зарядов с ускорением возникает переменное электромагнитное поле, которое отрывается от зарядов и существует самостоятельно в виде электромагнитных волн (фотонов), движение которых рассматривается в разделе – электродинамика.

Электростатика:

Элементарный электрический заряд

Элементарный электрический заряд – это наименьший по абсолютной величине заряд, которым обладают некоторые элементарные частицы, наблюдаемые в свободном состоянии.

Величина этого заряда в СИ равна $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

Заряд обладает особым свойством – *дискретностью*. Поэтому заряды всех N\ тел q кратны величине элементарного заряда $q = \pm ne$, где n – целое число.

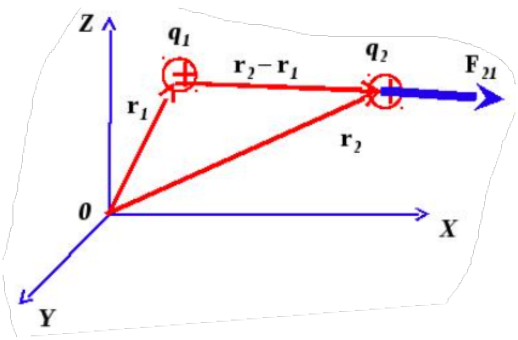
Закон сохранения заряда.

В *электрически изолированной системе*, полный заряд системы сохраняется

$$\sum_{\mathrm{i}} \mathrm{q_i} = \mathrm{const}$$

Закон Кулона.

Два *точечных* электрических заряда взаимодействуют между собой с силой пропорциональной произведению этих зарядов и обратно пропорционально квадрату расстояния между ними.



$$\overrightarrow{F_{21}} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1 q_2}{|r_2 - r_1|^3}(r_2 - r_2),$$

где $\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная.

Одноимённые заряды отталкиваются, разноимённые – притягиваются.

Обычно, в частном случае, один из зарядов помещают в начало координат, например q_1, тогда $r_1 = 0$, а $r_2 = r$ и закон принимает вид

$$\overrightarrow{F_{21}} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1 q_2}{r^3} r.$$

Принцип суперпозиции электрических полей

Если зарядов более двух, то закон Кулона следует дополнить установленным экспериментально фактом: сила, действующая на заряд q, есть векторная сумма кулоновских сил, действующих со стороны всех прочих зарядов q_k.

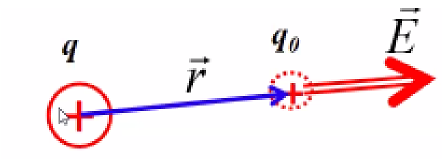
$$\vec{F} = \sum_k \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q q_k}{r_k^2}\frac{r_k}{r_k} = \sum_k \overrightarrow{F_k}.$$

Здесь r_k – расстояние между зарядом q и q_k.

Электрическое поле

Напряжённость электрического поля

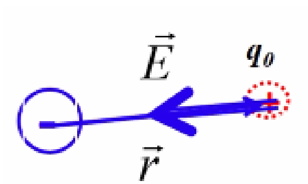
Силовой характеристикой поля является *напряжённость* электрического поля E – это фактическая величина численно равная силе, действующей на точечный единичный *положительный* заряд, помещённый в данную точку поля.



$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0},$$

где q_0 – пробный заряд.

Напряжённость электрического поля точечного заряда.

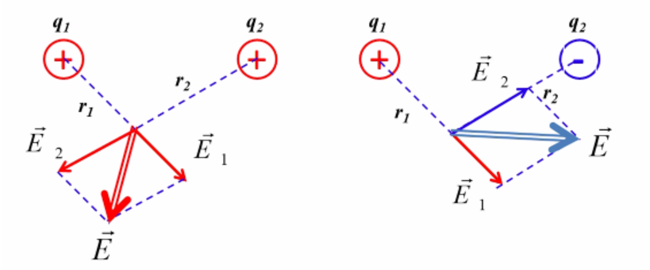


$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^3}\vec{r}, E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}.$$

Принцип суперпозиции электрических полей

Поле системы точечных зарядов определяется как векторная сумма напряженностей электрических полей каждого из зарядов.

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q} = \sum_k \frac{q_k}{4\pi\varepsilon_0 r_k^2}\frac{\overrightarrow{r_k}}{r_k} = \sum_k \overrightarrow{E_k}$$

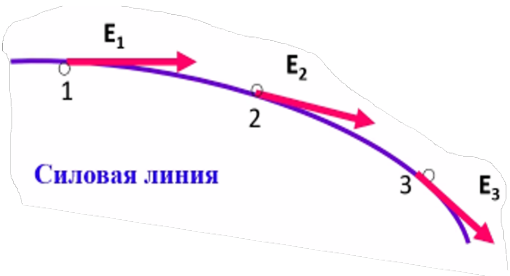


Формула для E позволяет рассчитать напряженность электрического поля любой системы неподвижных зарядов.

Электрические силовые линии

Для наглядного изображения электрических полей используют понятие силовых линий

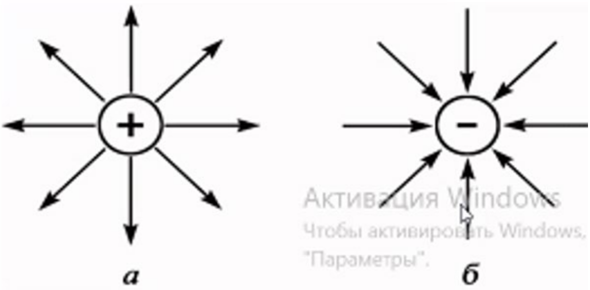
Силовые линии – это *математические* линии, проведённые в пространстве таким образом, чтобы вектор напряжённости электрического поля был направлен по касательной в каждой точке этой линии.

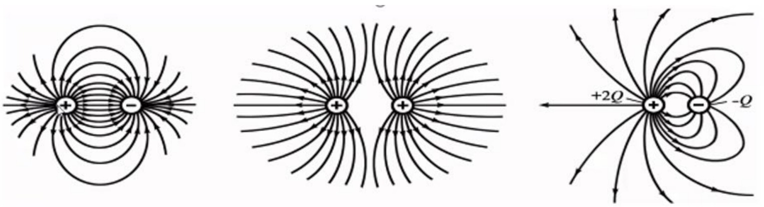


По густоте силовых линий можно судить о величине напряжённости электрического поля.

Положительным направлением силовой линии условно считается направление вектора E

Поэтому для неподвижных или неускоряемых зарядов силовые линии начинаются на положительных зарядах, а заканчиваются на отрицательных (или уходят на бесконечность).



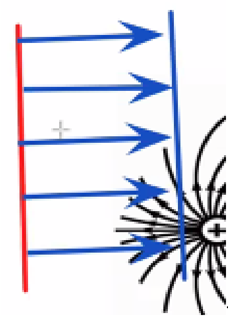


Понятие о силовых линиях, к сожалению, не удовлетворяет основному принципу электродинамики – *принципу суперпозиции*.

Если мы знаем, как выглядят силовые линии одной и другой совокупности зарядов, то мы тем не менее не получим из этих картин характеры силовых линий, если эти совокупности зарядов действуют совместно.

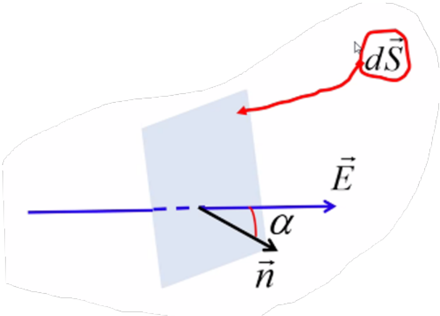
Хотя силовые линии и дают наглядную картину поля, но такой способ описания не лишен недостатков.

Поле, силовые линии которого параллельные прямые и имеют одинаковую густоту, называются *однородными*, в противном случае – *неоднородными*.



{однородное поле}

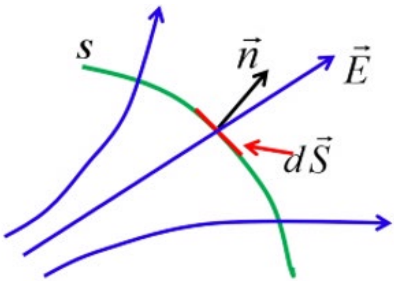
Поток вектора напряжённости электрического поля



Элементарный поток

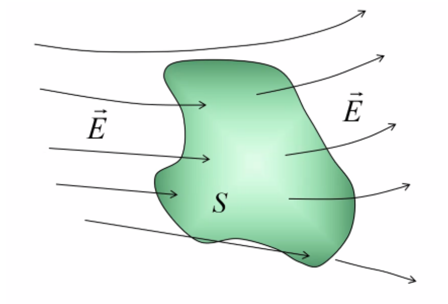
$$d\Phi = \vec{E}d\vec{S} = EdS\cos\alpha$$

Поток через поверхность S



$$\Phi = \int_S \vec{E}\,\mathrm{d}\vec{S}$$

Поток через замкнутую поверхность S

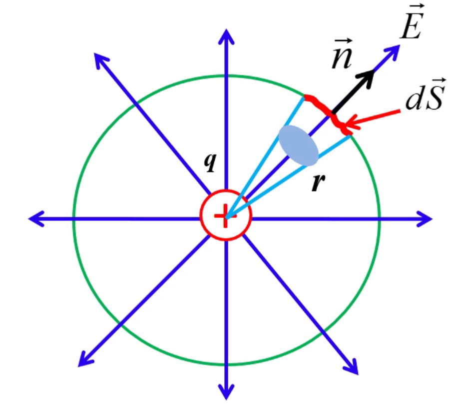


$$\Phi = \oint_S \vec{E}\,\mathrm{d}\vec{S}$$

Величина Φ равна числу силовых линий, пересекающих поверхность S

Теорема Гаусса

Покажем на примере точечного заряда, что число силовых линий (поток Φ) остаётся постоянным для любой замкнутой поверхности S.



$$\Phi = \oint_S \vec{E}\,\mathrm{d}\vec{S} = \oint_S E\,\mathrm{d}\vec{S} =$$

$$= \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\int\frac{\mathrm{d}S}{r^2} =$$

$$= \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\int \mathrm{r}d\Omega =$$

$$= \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}4\pi = \frac{q}{\varepsilon_0}.$$

Следует заметить, что полученный результат не зависит от r и поэтому справедлив для всех значений r. Таким образом, полное число силовых линий, выходящих из точечного заряда q, равно q/ε_0, и эти линии *непрерывны на всём пути до бесконечности*.

Число силовых линий равно $\Phi = q/\varepsilon_0$, даже если замкнутая поверхность не является сферой. Если поверхности dS и dS' пересекает одно и то же число линий, то $(\vec{E}d\vec{S}) = (\vec{E}d\vec{S'})$, и, следовательно,

$$\Phi = \int_{\text{посфере}} (\vec{\mathrm{E}}, d\vec{\mathrm{S}}) = \int_{S'} \left(\vec{\mathrm{E}}, d\vec{\mathrm{S}'}\right),$$

Где S' - замкнутая поверхность любой формы, охватывающая заряд q. Теперь допустим, что внутри замкнутой поверхности находятся n точечных зарядов

$$q_1, q_2, \dots, q_n.$$

В силу принципа суперпозиций напряженность поля системы зарядов

$$\vec{E} = \sum_i \vec{E_i}.$$

Поэтому

$$\Phi = \oint_S \vec{E}\, d\vec{S} = \oint_S \left(\sum_i \vec{E_i}\right) d\vec{S} =$$

Следовательно

$$\boxed{\Phi = \oint_S \vec{E}\, d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_i q_i.}$$

Поток вектора напряженности электрического поля через замкнутую поверхность равен алгебраической сумме заключенных внутри этой поверхности зарядов, деланной на ε_0.

При переходе от системы зарядов к непрерывному их распределению в объеме V, окруженному замкнутой поверхностью S, заменим $\sum_i q_i \to \int dq$.

Введем характеристику распределения зарядов – объемную плотность зарядов $\rho(x, y, z)dV$. Тогда $\int dq = \int_V \rho(x, y, z)dV$.

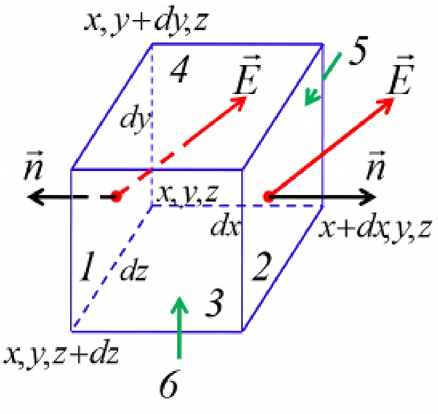
Окончательно

Теорема Гаусса в интегральной форме

$$\Phi = \oint_S \vec{E}\, d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0}\int_V \rho(x,y,z)dV.$$

Теорема Гаусса позволяет, в ряде случаев, найти напряженность поля более простыми средствами, чем с использованием формулы для напряженности точечного заряда и принципа суперпозиции полей.

Для потока вектора $\vec{E}$ установим одно полезное соотношение. Пусть $dS = dydz$ представляет куб со сторонами dx, dy, dz, ориентированными вдоль осей x, y, z.



Поток через поверхность (1) d$S = dydz$ грани *1* куба равен $\left(\vec{E}d\vec{S}\right)_1 = \left(E_x n_x + E_y n_y + E_z n_z\right)dydz = -E_x dydz.$

На грани *1* вектор $\vec{n}$ сориентирован противен оси x ($n_x = -1$, $n_y = 0$, $n_z = 0$)

$$\left(\vec{E}d\vec{S}\right)_2 = E_x(x = dx, y, z)dydz = \left(E_x + \frac{\partial E_x}{\partial x}dx\right)dydz.$$

Складывая потоки сквозь грани *1* и *2*, получаем поток через крани *1* и *2* наружу.

$$\left(\vec{E}d\vec{S}\right)_{1+2} = \frac{\partial E_x}{\partial x}dxdyd.$$

Проведя аналогичные вычисления для граней *3, 4*

$$\left(\vec{E}d\vec{S}\right)_{3+4} = -E_z dxdz + \left(E_y + \frac{\partial E_y}{\partial y}dy\right)dxdz = \frac{\partial E_y}{\partial y}dxdydz$$

и граней *5, 6*

$$\left(\vec{E}d\vec{S}\right)_{5+6} = -E_z dxdy + \left(E_z + \frac{\partial E_z}{\partial z}dz\right)dxdy = \frac{\partial E_z}{\partial z}dzdydz,$$

получаем поток через все грани бесконечно малог куба ($dV \;=\; dxdydz$)

$$\left(\vec{E}d\vec{S}\right) = \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}\right)dV = \left(\nabla\vec{E}\right)dV$$

Если поверхность S, ограничевающая векторное поле $\vec{E}$, замкнута и конечна и конечен объем V, ограничеваемый этой поверхностью, то, разбивая этот объем на бесконечно малые объемы dV (на соседних соприкасающихся гранях потоки взаимно компенсируются в силу противоположного направления нормалей), получаем для полного потока вектора через замкнутую поверхность S

$$\oint_S \vec{E}\mathrm{d}\vec{S} = \int_V \left(\nabla\vec{E}\right)dV$$

Таким образом

$$\Phi = \oint_S \vec{E}\,d\vec{S} = \int_V \left(\vec{E}\right)dV = \int_{\mathrm{V}} \left(\nabla\vec{E}\right)dV = \int_V \frac{\rho(x,y,z)}{\varepsilon_0}dV.$$

В последних двух равенствах интегрирования идет по одному объему, откуда следует, что подынтегральные функции равны. Следовательно

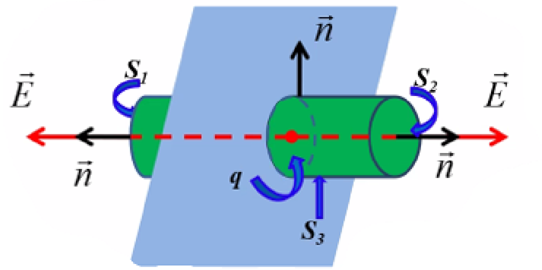
Теорема Гаусса в дифференциальной форме

$$\boxed{\mathrm{div}\,\vec{E} = \frac{1}{\varepsilon_0}\,\rho\,(x,y,z).}$$

Дифференциальная форма теоремы Гаусса позволяет рассчитать электрическое поле при произвольном пространственном распределении зарядов.

Расчёт полей с помощью теоремы Гаусса

Расчет поля бесконечной равномерно заряженной плоскости с поверхностной плоскостью σ



$$\Phi = \oint_S \vec{E}d\vec{S} = \int_{S_1} \vec{E}d\vec{S} + \int_{S_2} \vec{E}d\vec{S} + \int_{S_3} \vec{E}d\vec{S} =$$

$$= 2\int_{S_{1,2}} \vec{E}d\vec{S} = 2ES_{1,2} = \frac{1}{\varepsilon_0}q.$$

Тогда

$$E = \frac{1}{2\varepsilon_0}\frac{q}{S_{1,2}} = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}.$$

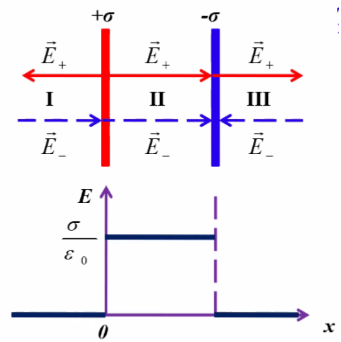
Если плоскость окружает среда с относительной диэлектрической проницаемостью ε, то

$$\boxed{E = \frac{\sigma}{2\varepsilon\varepsilon_0}.}$$

Поле бесконечной равномерно заряженной плоскости является однородным.

Поле плоскости конечных размеров является неоднородным, возникают краевые эффекты.

Расчёт поля двух параллельных бесконечных плоскостей, равномерно заряженных с разноименной поверхностной плотностью σ.



Для простоты, применим в данной задаче принцип суперпозиций

$$\vec{E} = \overrightarrow{E_+} + \overrightarrow{E_-}.$$

Сложение полей проведем вдоль направления оси x.

Плоскости делят пространство на 3 области. Сложение полей проведем в каждой из них.

I. $$E = -E_+ + E_- = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} + \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} = 0.$$

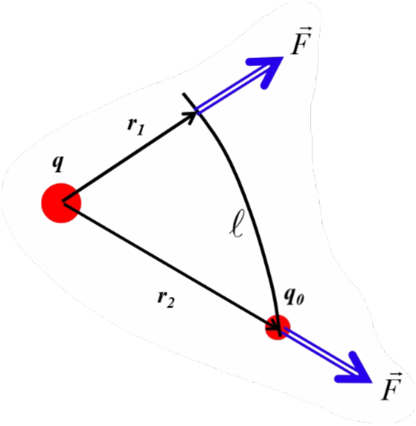
II. $$E = E_+ + E_- = \frac{\sigma}{2\varepsilon} + \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}.$$

III. $$E = E_+ + E_- = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} - \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} = 0.$$

Работа по переносу заряда в электрическом поле

Рассмотрим работу по переносу пробного заряда q_0 в поле точечного заряда q.

$$A = \int_l \vec{F}\,d\vec{r} = q_0 \int_l \vec{E}\,d\vec{r} = \frac{q_0 q}{4\pi\varepsilon_0} \int_l \frac{\vec{r}d\vec{r}}{r^3} = \frac{q_0 q}{4\pi\varepsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{rdr}{r^3} = \frac{q_0 q}{4\pi\varepsilon_0} \frac{dr}{r^2} =$$
$$= \frac{q_0 q}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{r_1} - \frac{q_0 q}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{r_2} = U(r_1) - U(r_2)$$



Работа зависит только от положения тела в начале (r_1) и в конце (r_2) пути, но *совершенно не зависит* от траектории перемещения тела из точки r_1 в точку r_2.

Электростатическое поле является *потенциальным*.

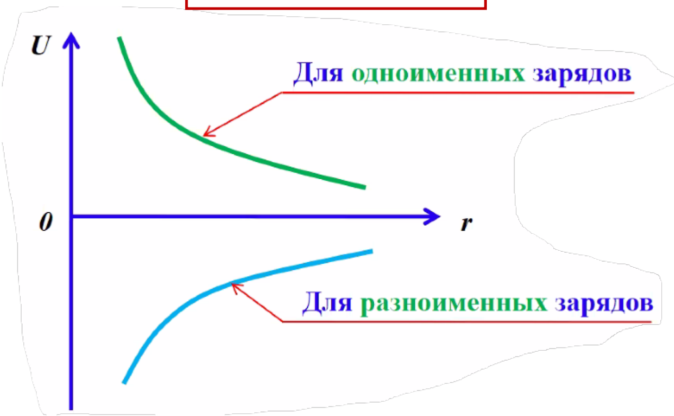
Потенциальная энергия

Потенциальная энергия определяется с точностью до *произвольной* постоянной.

Пусть при $r_2 \to \infty,\ U_2 \to 0$. Тогда $r_1 = r_2,\ U_1 = U$.

Потенциальная энергия взаимодействия точечных зарядов равна

$$\boxed{U = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q \cdot q_0}{r}.}$$



Энергия взаимодействия системы n точечных зарядов может быть записана в симметричной форме:

$$U = \frac{1}{2}\sum_{k,i=1}^{n}\frac{q_k q_i}{4\pi\varepsilon_0 r_{ki}}, \qquad k \neq i$$

Множитель $\frac{1}{2}$ перед знаком суммы учитывает тот факт, что в эту сумму энергия каждой пары зарядов входит дважды.

Электрический потенциал

Потенциал электрического поля φ является *энергетической* характеристикой поля.

Потенциал – это физическая величина численно равная *потенциальной* энергии *единичного положительного* точечного заряда, переносимого из *бесконечности* в *данную точку* поля.

$$\varphi = \frac{U}{q_0}.$$

Отсюда следует, что потенциал поля, созданного точечным зарядом q, определяется выражением

$$\boxed{\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r}.}$$

Используя связь между потенциальной энергией и работой, определим потенциал через работу

Потенциал – это физическая величина численно равная *работе по перемещению единичного положительного* точечного заряда, из данной точки поля на *бесконечность*

$$\varphi = \frac{A_\infty}{q_0}.$$

Работа зависит только от положения тела в начале (r_1) и в конце (r_2) пути, но совершенно не зависит от траектории перемещения тела из точки r_1 в точку r_2.

В результате величина $A_{1,2}$ может быть выражена в виде разности двух чисел φ_1 и φ_2 – потенциалов электрического поля в точках r_1 и r_2:

$$A_{1,2} = q_0 \int_{r_1}^{r_2} \vec{E} d\vec{r} = q_0 \left(\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r_1} - \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r_2} \right) = q_0(\varphi_1 - \varphi_2).$$

Данная формула используется для введения внесистемной единицы энергии, очень удобной при рассмотрении движения объектов в микромире: в атомной, ядерной физике и физике элементарных частиц.

Количество энергии, сообщаемой электрону (или другой частице с тем же зарядом) при перемещении в электрическом поле между точками с разностью потенциалов 1 В. Действующее на частицу электрическое поле увеличит ее кинетическую энергию на величину в 1 электронвольт.

$$\Delta K = -\Delta U = e\Delta\varphi.$$

$$1 \text{ эВ} = (1{,}6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}) \cdot (1 \text{ В}) = 1{,}6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}.$$

Связь между напряженностью и потенциалом электрического поля

В интегральной форме эта связь следует из предыдущей формулы:

$$\boxed{\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \vec{\mathrm{E}} \mathrm{d}\vec{\mathrm{r}}.}$$

Отсюда следует очень важное свойство постоянного электрического поля – циркуляция напряженности электрического поля по замкнутому контуру равна нулю.

$$\boxed{\oint_l \vec{E} d\vec{r} = 0.}$$

Соотношение между силой и потенциальной энергией позволяет нам найти связь в дифференциальной форме:

$$\vec{F} = -\nabla\varphi. \ \vec{F} = q_0\vec{E}, \qquad U = q_0\varphi. \ q_0\vec{E} = -q_0\nabla\varphi.$$

Окончательно

$$\boxed{\vec{E} = -\nabla\varphi.}$$

Из этой формулы следует одно важное соотношение.

Согласно теореме Стокса, присутствует следующая связь между контурным и поверхностным интегралами:

$$\oint_{\ell} \vec{E} d\vec{r} = \int_{S} rot\ \vec{E} d\vec{S} = 0$$

где контур ℓ ограничивает поверхность S, ориентация которой определяется направлением вектора положительной нормали n.

Безвихревой характер электростатического поля

Следовательно

$$rot\ \vec{E} = 0.$$

$rot\ \vec{E}$ называется *ротором* или *вихрем* и является векторным произведением оператора «набла» и векторной функцией (вектора напряженности электрического поля) $rot\ \vec{E} = 0$.

Из условия $\vec{E} = -\nabla\ \varphi$ и следует важное соотношение, а именно величина векторного произведения $[\nabla\vec{E}]$ для стационарных электрических полей всегда равна нулю.

Действительно, по определению, имеем

$$[\nabla\vec{E}] = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \dfrac{\partial}{\partial x} & \dfrac{\partial}{\partial y} & \dfrac{\partial}{\partial z} \\ \dfrac{\partial\varphi}{\partial x} & \dfrac{\partial\varphi}{\partial y} & \dfrac{\partial\varphi}{\partial z} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \dfrac{\partial}{\partial x} & \dfrac{\partial}{\partial y} & \dfrac{\partial}{\partial z} \\ \dfrac{\partial}{\partial x} & \dfrac{\partial}{\partial y} & \dfrac{\partial}{\partial z} \end{vmatrix} \varphi\ = \ 0$$

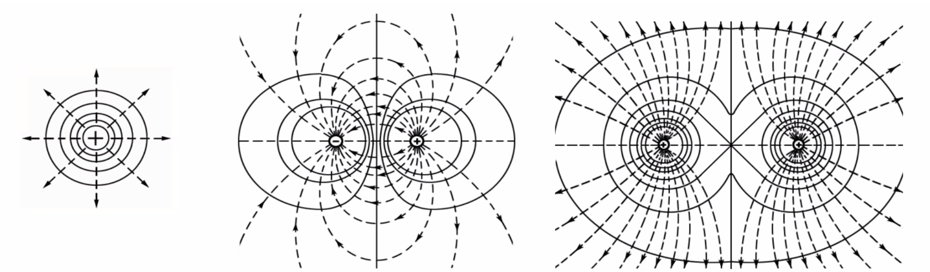
Поскольку определитель содержит две одинаковые строки. Следовательно электростатическое поле имеет безвихревой характер.

Эквипотенциальные поверхности

Эквипотенциальными поверхностями называют поверхности *равного* потенциала $\varphi(x, y, z) = const$ и предназначены для наглядного (графического) представления *энергетических* характеристик электрического поля в пространстве.

Через *равные приращения* потенциала $\Delta\varphi$ чертят эквипотенциальные поверхности, а затем для полноты картины проводят силовые линии, *перпендикулярные* эквипотенциальным поверхностям.

Там, где расстояние между эквипотенциальными поверхностями мало, напряженность поля *велика* и *наоборот*.



Электрическое поле в проводниках

Электрическое поле в проводниках (ИЗУЧИТЬ САМОСТОЯТЕЛЬНО)

Электрическое поле в диэлектриках

Диэлектриками (или *изоляторами*) называются везества не способные проводить постоянный электрический ток.

Идеальных изоляторов не существует. Все вещества, хотя бы в ничтожной степени, проводят электрический ток.

Однако, вещества, называемые диэлектриками, проводят постоянный ток в $10^{15} - 10^{20}$ раз хуже, чем вещества, называемые проводниками.

Слабая электропроводность диэлектриков связана с тем, что в них *отсутствуют* свободные носители зарядов – *все заряды* в диэлектриках *жестко связаны* друг с другом. То есть электроны в диэлектриках не обобществлены, а принадлежат отдельным атомам.

Внешнее электрическое поле E_0 лишь слегка смещает центр тяжести атомных ядер. Происходит поляризация диэлектрика.

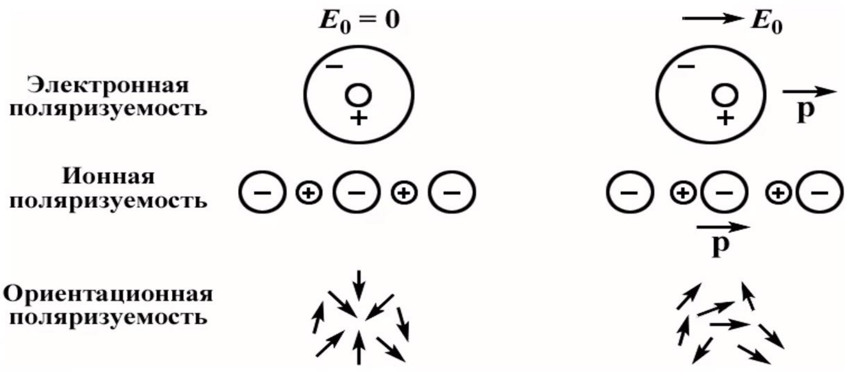
Молекулы становятся электрическими диполями, ориентированными положительно заряженными концами в направлении электрического поля.

Само смещение зарядов диэлектрика в разные стороны называется электрической поляризацией.

Заряды, появляющиеся в результате поляризации, называют *индукционными* или *связанными*.

В объеме однородного диэлектрика поляризационные заряды взаимно компенсируются, и заряд остается нескомпенсированным лишь на поверхности диэлектрика.

Полная поляризуемость диэлектрика включает составляющие: электронную, ионную и ориентационную (дипольную).

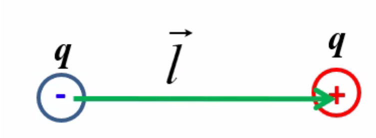


Электронная поляризуемость обусловлена смещением электронной оболочки атома относительно ядра.

Ионная поляризуемость вызвана смещением заряженных ионов по отношению к другим ионам.

Ориентационная (дипольная) поляризуемость возникает, когда вещество состоит из молекул, обладающих постоянными электрическими дипольными моментами, которые могут более или менее свободно изменять свою ориентацию во внешнем электрическом поле.

Поэтому диэлектрик в электрическом поле можно представить себе состоящим из *системы диполей* (двойной электрический полюс).



Диполь характеризуется величиной, называемой *моментом диполя* $\vec{p} = q\vec{l}$.

Вектора момента диполя направлен от отрицательного заряда к положительному.

В отсутствии внешнего электрического поля молекулы диэлектриков разделяются на неполярные и полярные молекулы.

Неполярными молекулы не обладают *собственным дипольным моментом* в отсутствии внешнего электрического поля. Это симметричные молекулы O_2, N_2.

Это связано с тем, что центры тяжести положительных и отрицательных зарядов совпадают $\ell = 0$

У несимметричных молекул, таких как H_2O, HCl и др., центры тяжести положительных и отрицательных зарядов не совпадают, поэтому эти молекулы *обладают собственным дипольным моментов* в отсутствии внешнего поля.

Такие молекулы называют *полярными*.

Для количественного описания поляризации диэлектриков вводится понятие вектора поляризации, или поляризованность $\vec{P}$.

Вектором поляризации называют суммарный дипольный момент молекул диэлектрика в единице объема диэлектрика при его поляризации.

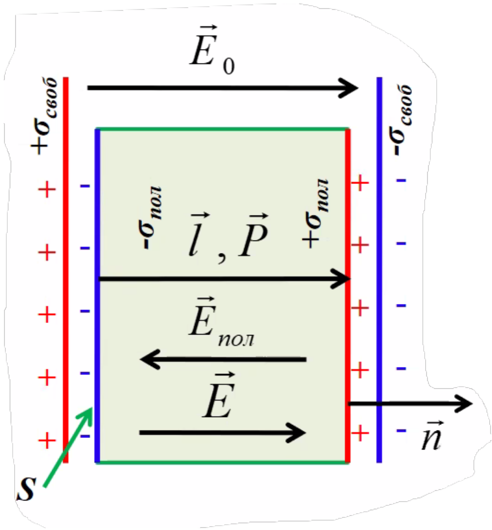
$$\vec{P} = \frac{1}{V}\sum_{i}\vec{p_i}.$$

Для сплошной среды перейдем к интегралу, в изотропных условиях ненулевой вклад в этот интеграл дают заряды, сосредоточенные на поверхности диэлектрика:

$$\vec{P} = \frac{1}{V}\int_{V}\overrightarrow{P_{\text{ср}}}dV.$$

Здесь $\overrightarrow{P_{\text{ср}}} = \vec{p}n$, где $\overrightarrow{P_{\text{ср}}}$ – средний дипольный момент единицы объема, направленный вдоль вектора электрического поля; n – концентрация молекул; $\vec{p}$ – средний дипольный момент одной молекулы.

Если поместить диэлектрик в однородное электрическое поле $\overrightarrow{E_0}$, то на поверхности диэлектрика появятся поляризационные заряды с поверхностной плотностью $\sigma_{\text{пол}}$.



Пусть S – площадь основание параллелепипеда. $\vec{l}$ – вектор, проведенный от отрицательного к положительному основанию.

Вектор поляризации диэлектрика, по определению, будет равен

$$\vec{P} = \frac{\sigma_{\text{пол}} S \vec{l}}{V}.$$

Величина параллелепипеда равна $V = S(\vec{n}\vec{l})$, где $\vec{n}$ – вектор нормали, проведенной к основанию положительно зараженного онования параллелепипеда.

Используя данное соотношение, получим

$$(\vec{P}\vec{n}) \cdot S \cdot (\vec{n}\vec{l}) = \sigma_{\text{пол}} S \cdot (\vec{n}\vec{l}),$$
$$\sigma_{\text{пол}} = (\vec{P}\vec{n})$$

Последнее равенство справедливо для поверхности диэлектрика любой формы.

Полный поляризационный заряд в объеме диэлектрика при неоднородной поляризации равен поверхностному поляризационному заряду с обратным знаком

$$q_{\text{пол}} = -\oint_S \sigma_{\text{пол}} dS = -\oint_S \left(\vec{P} d\vec{S}\right) = -\int_V div\ \vec{P} dV.$$

С другой стороны,

$$q_{\text{пол}} = \int_V \rho_{\text{пол}} dV.$$

Откуда получаем соотношение между плотностью поляризационного заряда и вектором поляризации

$$div\ \vec{P} = -\rho_{\text{пол}}.$$

Если поляризация неоднородна, ее дивергенция определяет появляющуюся в материале результирующую плотность зарядов.

Эти заряды формируют вполне реальные заряженные области в объеме диэлектрика в присутствии внешнего электрического поля, но исчезают в отсутствие внешнего поля.

Величина напряженности поля в однородном поляризованном диэлектрике равна, согласно теореме Гаусса,

$$\vec{E} = \frac{\sigma_{\text{своб}} - \sigma_{\text{пол}}}{\varepsilon_0} \vec{n}.$$

Для большинства диэлектриков в широком интервале величин $\vec{E}$ справедлива линейная зависимость, выражаемая для изотропных веществ и кристаллов с кубической решеткой соотношением $\vec{P} = \text{к}\varepsilon_0 \vec{E}$.

Коэффициент пропорциональности к (каппа) называется диэлектрической восприимчивостью диэлектрика.

В результате получим

$$\vec{E} = \frac{\sigma_{\text{своб}} - \sigma_{\text{пол}}}{\varepsilon_0} \vec{n} = \frac{\sigma_{\text{своб}}}{\varepsilon_0} \vec{n} - \frac{\vec{P}}{\varepsilon_0} = \overrightarrow{E_0} - \text{к}\vec{E}.$$

Отсюда поле в диэлектрике равно

$$\vec{E} = \frac{\sigma_{своб}}{\varepsilon_0}\vec{n}\frac{1}{1+\kappa} = \overrightarrow{E_0}\frac{1}{1+\kappa} = \frac{\overrightarrow{E_0}}{\varepsilon}.$$

Величина $\varepsilon = (1+\kappa)$ называется относительной диэлектрической проницаемостью среды и характеризует свойства диэлектрика

Уравнение электростатики для диэлектриков

Одно из основных уравнений электростатики сформулировано в виде теоремы Гаусса, которая в дифференциальной форме связывает величину напряженности электрического поля с плотностью его источников – электрических зарядов ρ:

$$div\,\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}.$$

Разделим полную плотность зарядов ρ на две составляющие – плотность свободных и поляризационных электрических зарядов:

$$\rho = \rho_{своб} + \rho_{пол}.$$

Поляризационные заряды появляются за счет неоднородной поляризации, а остальные заряды являются свободными. Обычно свободные заряды распределены на проводниках или размещены известным образом в пространстве.

Уравнение поля для диэлектрика в результате принимает вид

$$div\,\vec{E} = \frac{\rho_{своб} + \rho_{пол}}{\varepsilon_0} = \frac{\rho_{своб} - div\,\vec{P}}{\varepsilon_0}.$$

Собирая величины E и P под знаком дивергенции, запишем

$$div\left(\varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}\right) = \rho_{своб}.$$

Введем новый вектор $\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}$, называемый вектором электрической индукции.

С использованием D основные уравнения электростатики для диэлектриков примут вид

$$div\,\vec{D} = \rho_{своб};$$

Уравнение для ротора не изменилось, то есть и в диэлектриках поле безвихревое.

$$rot\,\vec{E} = 0.$$

С другой стороны, $\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0\vec{E} + \varepsilon_0\kappa\vec{E} = (1+\kappa)\varepsilon_0\vec{E} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}.$

Данное равенство справедливо для изотропных сред и, по существу, описывает свойства вещества в электрическом поле.

Теорема Гаусса для диэлектриков

Смысл введения вектора электрической индукции состоит в том, что поток вектора $\vec{D}$ через любую замкнутую поверхность определяется только свободными зарядами

$$q_{своб} = \oint_S \vec{D}d\vec{S},$$

а не всеми зарядами внутри объема, ограниченного данной поверхностью, подобно потоку вектора E.

Это позволяет не рассматривать поляризационные заряды и упрощает решение многих задач.

Твердые диэлектрики. Электреты. Пьезоэлектрики

Твердые диэлектрики обладают рядом интересных и практически важных особенностей.

Одна из них связана с наличием у ряда веществ постоянной поляризации, даже в отсутствие внешнего электрического поля.

Спонтанная поляризация является результатом несовпадения «центров тяжести» положительных и отрицательных зарядов и может быть получена искусственно.

Так, если растопить воск и поместить его в электрическое поле, то в процессе затвердевания дипольные моменты его молекул окажутся частично ориентированными по полю и останутся в таком положении в затвердевшем материале после снятия поля.

Вещество, обладающее поляризацией в отсутствие внешнего электрического поля, называется *электретом*. Электреты – электрические аналоги постоянных магнитов. Однако свободные поляризационные заряды на поверхности электрета достаточно быстро нейтрализуются молекулами воздуха. Электрет «раздражается» и не создает заметного внешнего поля.

Изменение поляризации в диэлектриках может происходить и под действие механических напряжений, например при сгибе кристалла или при его сжатии и растяжении.

Наблюдаемый при этом слабый электрический эффект называется прямым *пьезоэлектронным эффектом*.

Пьезоэлектрическими свойствами обладают только ионные кристаллы.

Если кристаллические решетки положительных и отрицательных ионов таких кристаллов при внешнем воздействии деформируются по-разному, то в противоположных местах на поверхности кристалла выступают электрические заряды разных знаков и наблюдается пьезоэлектрический эффект.

Важнейшим пьезоэлектриком является кварц. В нем можно возбудить поле до $3 \cdot 10^6$ В/м

Электроемкость

Энергия электрического поля

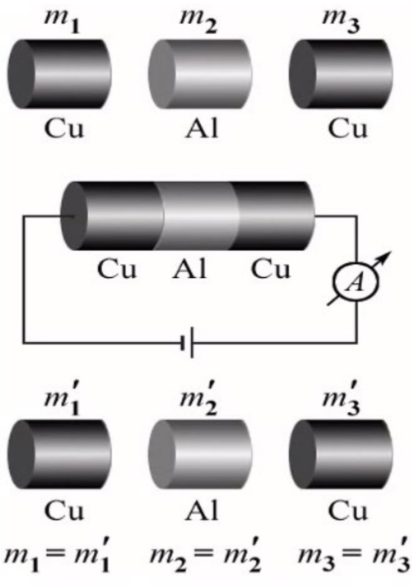
Электрический ток

Законы постоянного тока

Классическая теория проводимости металлов

Возникает вопрос – какие частицы вещества являются свободными носителями зарядов и начинают двигаться при включении электрического поля?

Опыт Рикке



В качестве проводника использовались три разнородных цилиндра с отшлифованными торцами из меди, алюминия и меди.

В течение года Рикке пропускал ток через три поставленных друг на друга цилиндра: медный, алюминиевый и снова медный. За год через цилиндры прошло три с половиной на десять в шестой степени Кл электричества, но проникновения металлов друг в друга и изменения их массы с точностью до +- 0,03 мг не было обнаружено.

Отрицательный результат опыта – тоже результат!

Однако «Статический» опыт Рикке не позволил определить конкретных носителей заряда в проводнике. Что делать? Нужна новая идея…

Опыт Стюарта и Толмена

Как использовать особенность прохождения тока в проводниках –

ПРОПУЩЕННО