

Электростатика

Кузнецов Сергей Иванович
доцент кафедры ОФ ЕНМФ ТПУ

Тема 2. ТЕОРЕМА ОСТРОГРАДСКОГО-ГАУССА

2.1. Силовые линии электростатического поля

2.2. Поток вектора напряженности

2.3. Теорема Остроградского-Гаусса

2.4. Дифференциальная форма теоремы 2.4.

Дифференциальная форма теоремы 2.4.

Дифференциальная форма теоремы

Остроградского-Гаусса

2.5. Вычисление электростатических полей с

помощью теоремы Остроградского 2.5.

Вычисление электростатических полей с

помощью теоремы Остроградского 2.5.

Вычисление электростатических полей с

помощью теоремы Остроградского 2.5.

Вычисление электростатических полей с

помощью теоремы Остроградского 2.5.

Вычисление электростатических полей с

помощью теоремы Остроградского - Гаусса

2.5.1. Поле бесконечной однородно заряженной

2.1. Силовые линии электростатического поля

- ◆ Теорема Остроградского-Гаусса, которую мы докажем и обсудим позже, устанавливает связь между электрическими зарядами и электрическим полем. Она представляет собой более общую и более изящную формулировку закона Кулона.



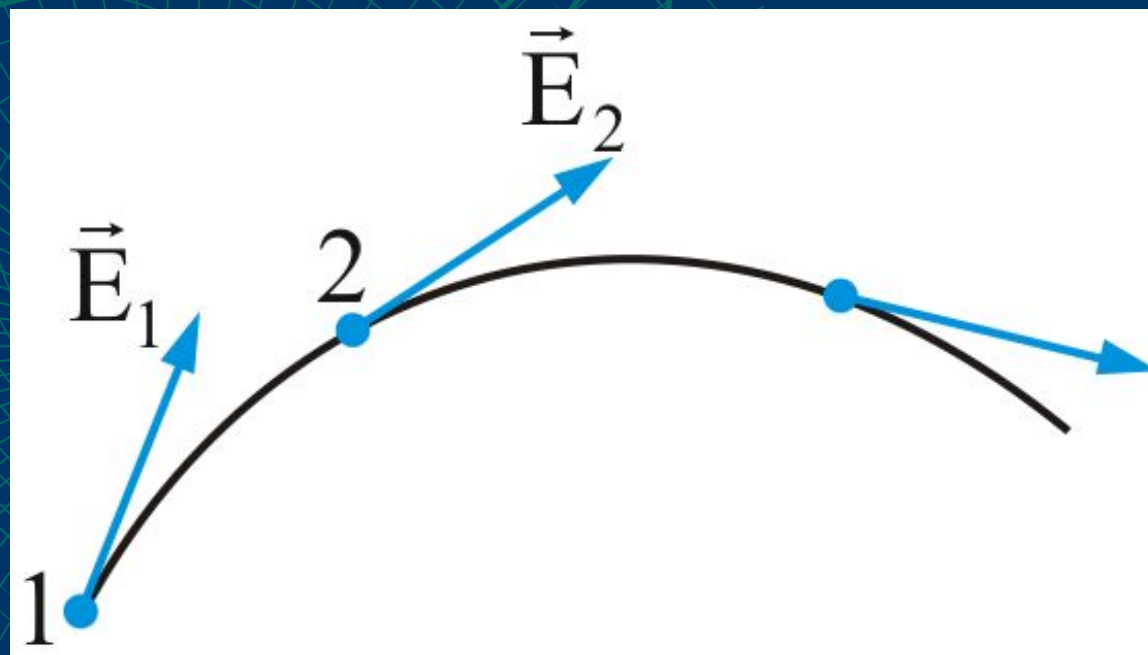
- ◆ **Остроградский Михаил Васильевич (1801 – 1862)**
- ◆ отечественный математик и механик. Учился в Харьковском ун-те (1816 – 1820), совершенствовал знания в Париже (1822 – 1827).
- ◆ Основные работы в области математического анализа, математической физики, теоретической механики. Решил ряд важных задач гидродинамики, теории теплоты, упругости, баллистики, электростатики, в частности задачу распространения волн на поверхности жидкости (1826 г.). Получил дифференциальное уравнение распространения тепла в твердых телах и жидкостях. Известен теоремой Остроградского-Гаусса в электростатике (1828 г.).



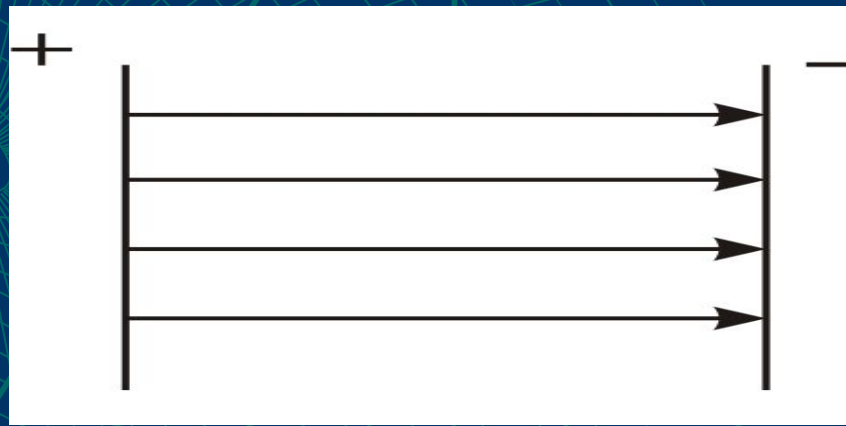
- ◆ **Гаусс Карл Фридрих (1777 – 1855)** немецкий математик, астроном и физик.
- ◆ Исследования посвящены многим разделам физики.
- ◆ В 1832 г. создал абсолютную систему мер (СГС), введя три основных единицы: единицу времени – 1 с, единицу длины – 1 мм, единицу массы – 1 мг.
- ◆ В 1833 г. совместно с В. Вебером построил первый в Германии электромагнитный телеграф.
- ◆ Еще в 1845 г. пришел к мысли о конечной скорости распространения электромагнитных взаимодействий. Изучал земной магнетизм, изобрел в 1837 г. униполярный магнитометр, в 1838 г. – бифилярный. В 1829 г.
- ◆ Сформулировал принцип наименьшего принуждения (принцип Гаусса).
- ◆ Один из первых высказал в 1818 г. предположение о возможности существования неевклидовой геометрии.

- ◆ Основная ценность теоремы Остроградского-Гаусса состоит в том, что она позволяет *глубже понять природу электростатического поля и устанавливает более общую связь между зарядом и полем.*

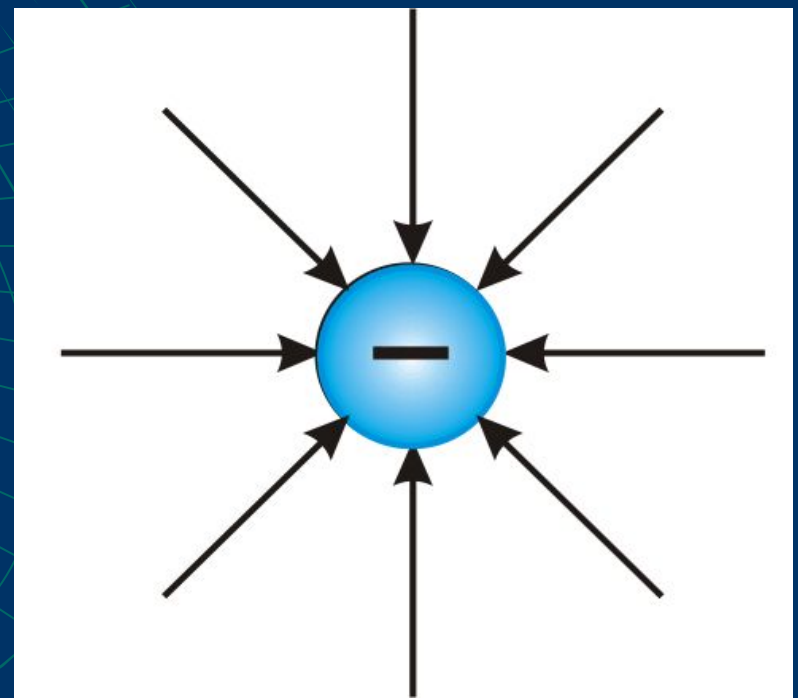
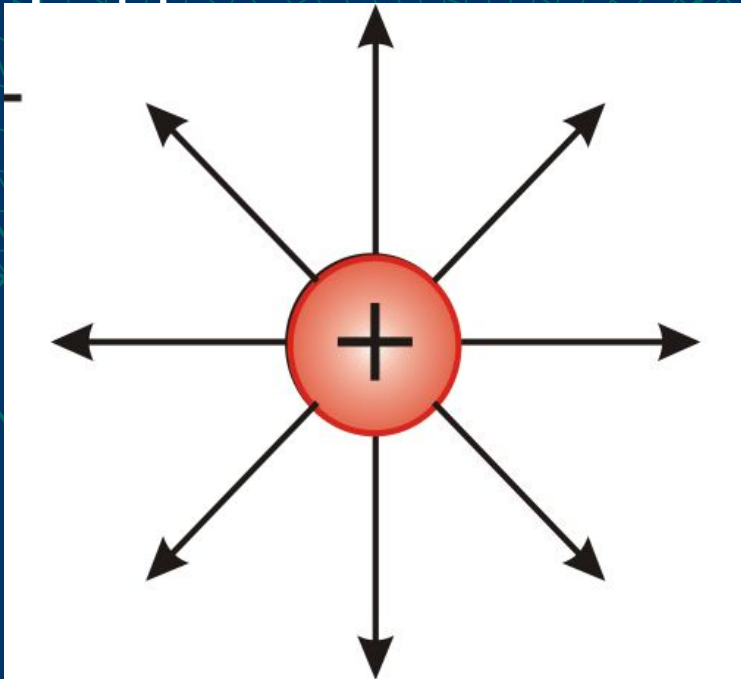
- ◆ **СИЛОВЫЕ ЛИНИИ** – ЭТО ЛИНИИ, касательная к которым в любой точке поля совпадает с направлением вектора напряженности



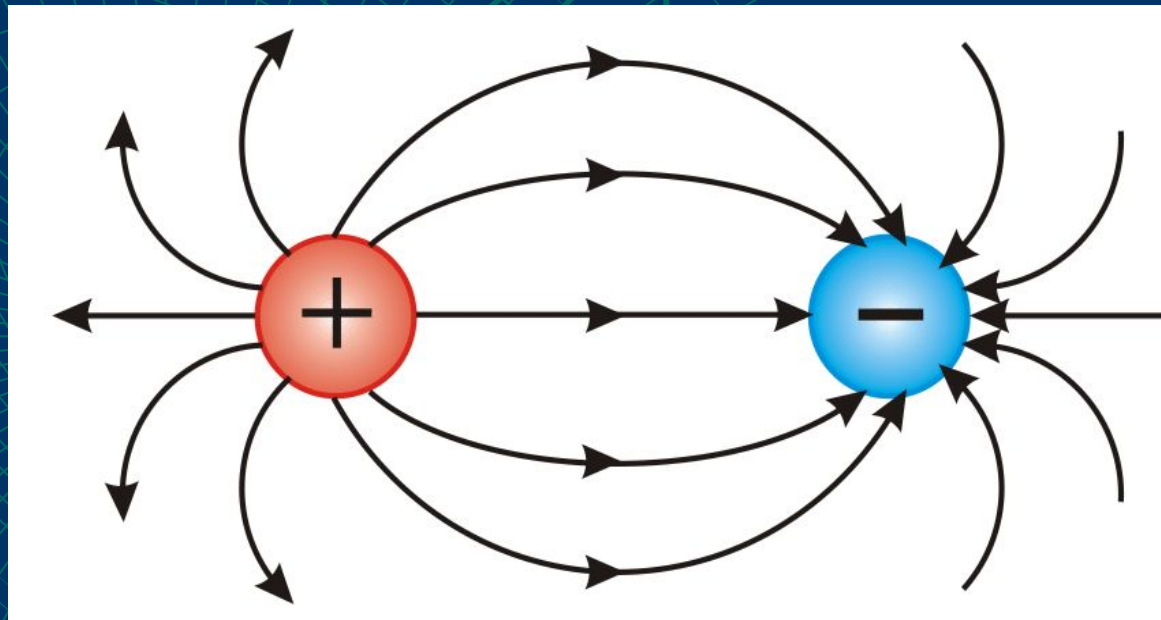
- ◆ **Однородным** называется электростатическое поле, во **всех точках которого напряженность одинакова по величине и направлению**, т.е. Однородное электростатическое поле изображается параллельными силовыми линиями на равном расстоянии друг от друга

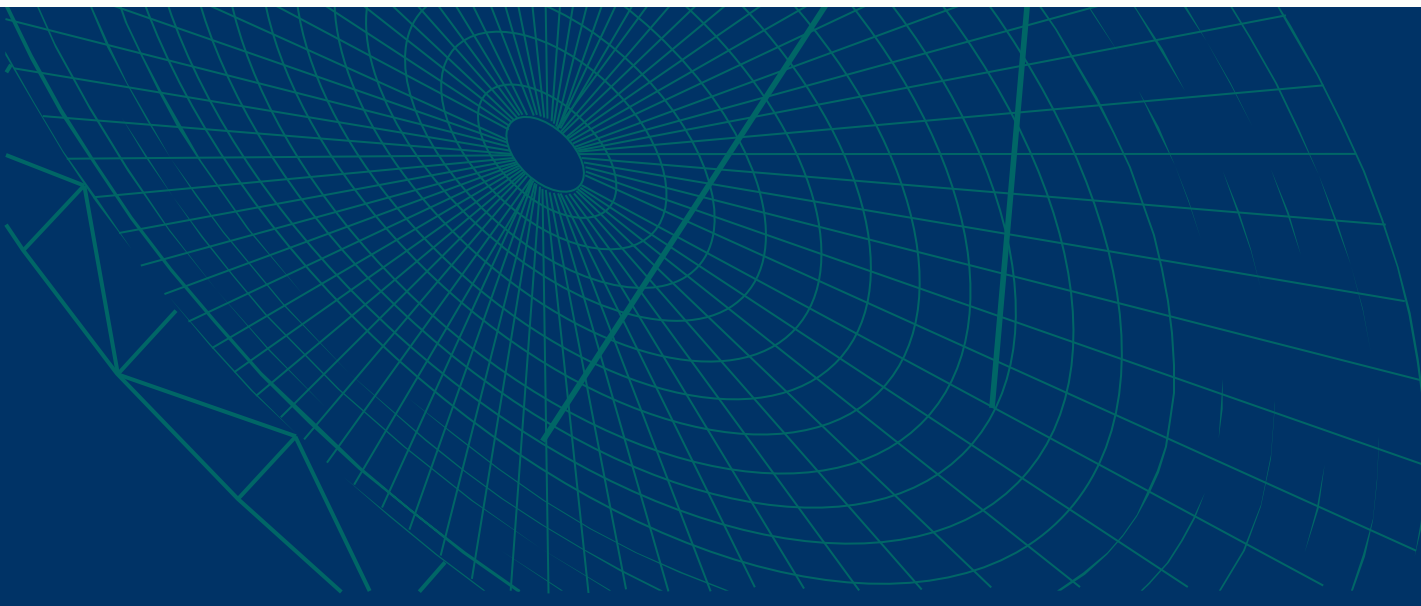
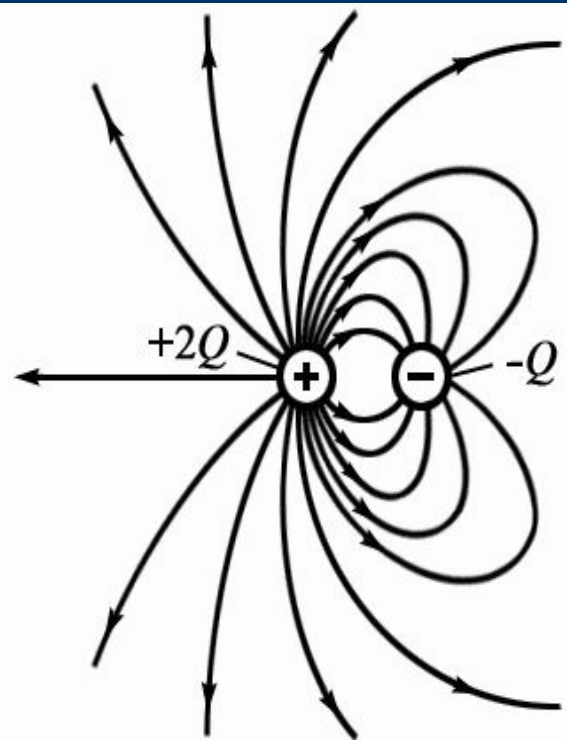
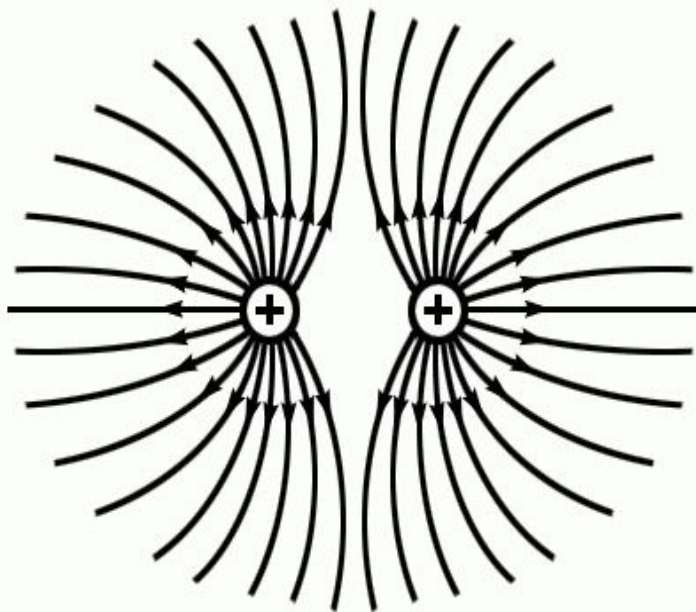
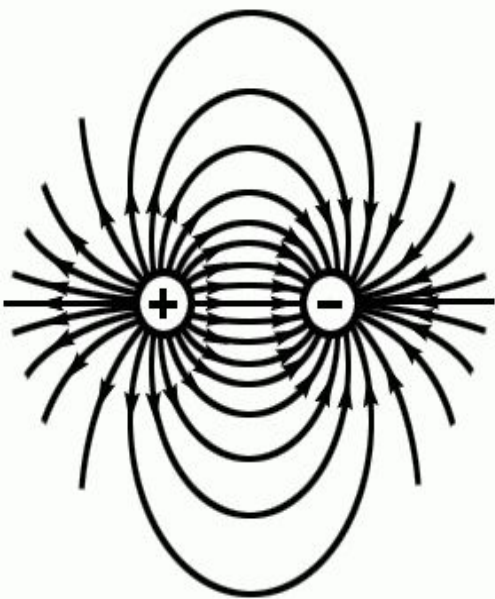


В случае точечного заряда, линии напряженности исходят из положительного заряда и уходят в бесконечность; и из бесконечности входят в отрицательный заряд. Т.к. $E \sim 1/r^2$, то густота силовых линий обратно пропорциональна квадрату расстояния от заряда



- ◆ Для системы зарядов, как видим, силовые линии направлены от положительного заряда к отрицательному



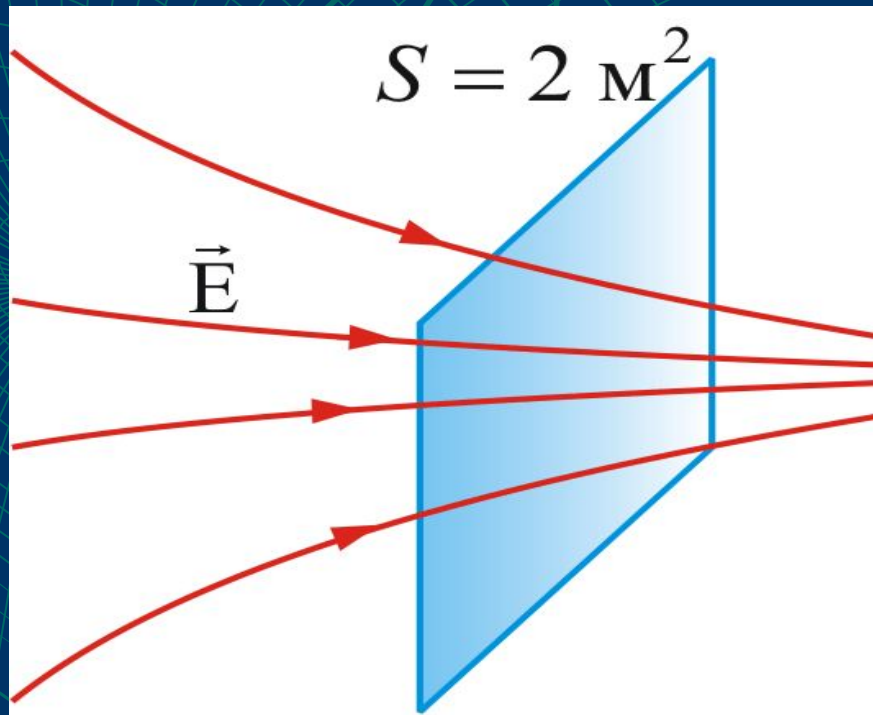


- ◆ Густота силовых линий должна быть такой, чтобы единичную площадку, нормальную к вектору напряженности пересекало такое их число, которое равно модулю вектора напряженности $|\vec{E}|$, т.е.

$$|\vec{E}| = \frac{\text{число линий}}{S} = \frac{\Phi}{S}.$$

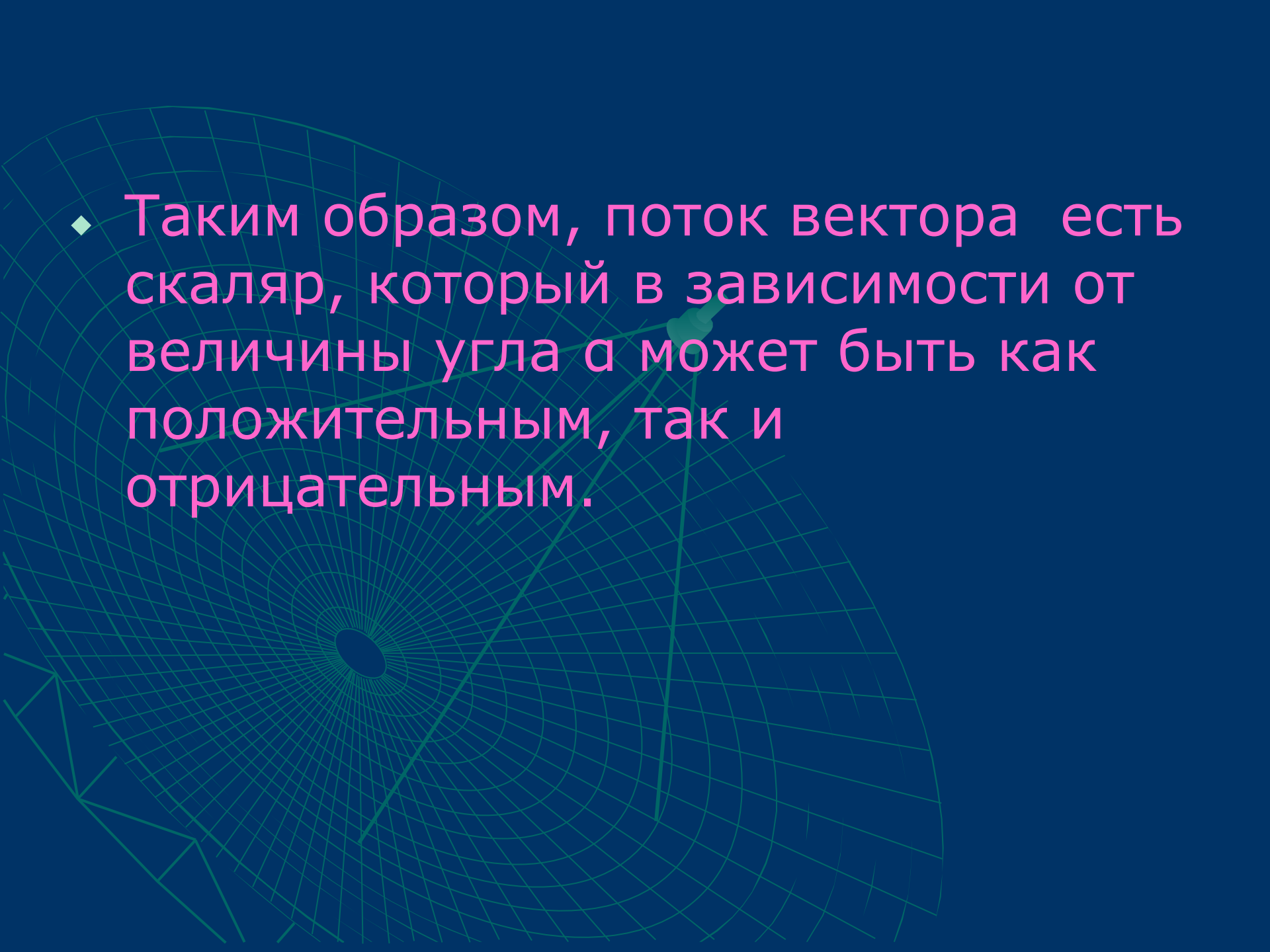
- ◆ если на рисунке выделить площадку $S = 2 \text{ м}^2$, то напряженность изображенного поля будет равна

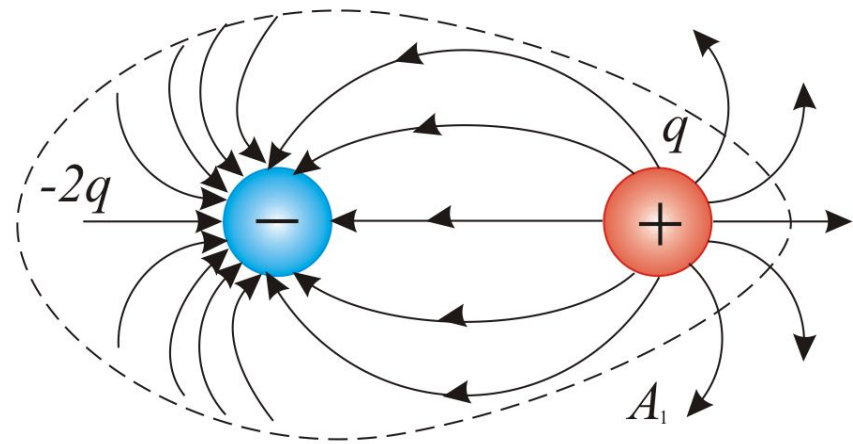
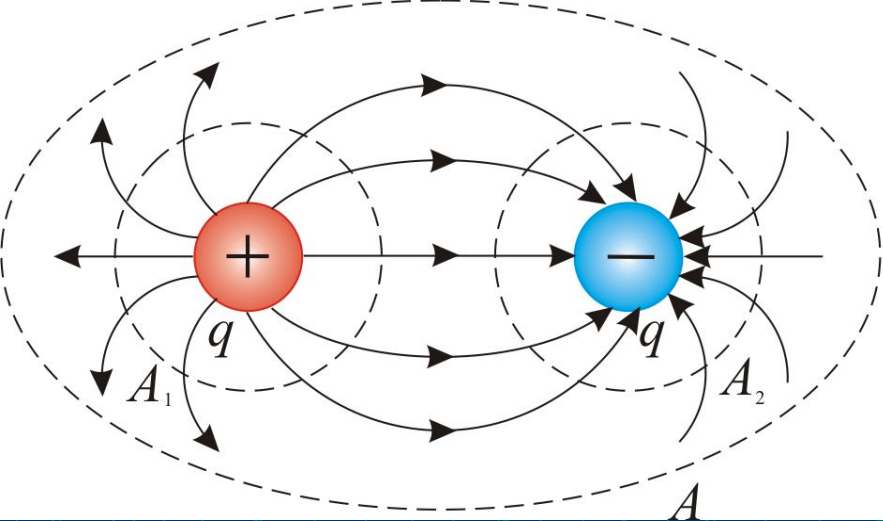
$$|\vec{E}| = \frac{\Phi}{S} = \frac{4}{2} = 2 \frac{\text{В}}{\text{м}}.$$



2.2. Поток вектора напряженности

- ◆ Полное число силовых линий, проходящих через поверхность S называется **поток вектора напряженности** Φ через эту поверхность
- ◆ В векторной форме можно записать $\Phi_E = (\vec{E}, \vec{S})$ – скалярное произведение двух векторов, где вектор $\vec{S} = nS$.

- 
- ◆ Таким образом, поток вектора есть скаляр, который в зависимости от величины угла α может быть как положительным, так и отрицательным.



Для первого рисунка – поверхность A_1 окружает положительный заряд и поток здесь направлен наружу, т.е. $\Phi_E > 0$.

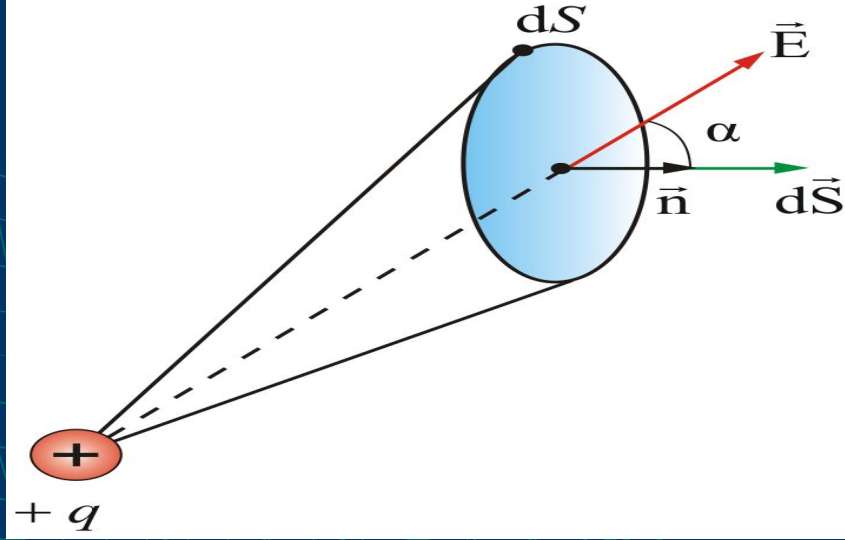
Поверхность A_2 – окружает отрицательный заряд, здесь $\Phi_E < 0$ и направлен внутрь.

Общий поток через поверхность A равен нулю.

Опишите второй рисунок самостоятельно.

2.3. Теорема Остроградского-Гаусса

- ◆ *Итак, по определению, поток вектора напряженности электрического поля равен числу линий напряженности, пересекающих поверхность S .*

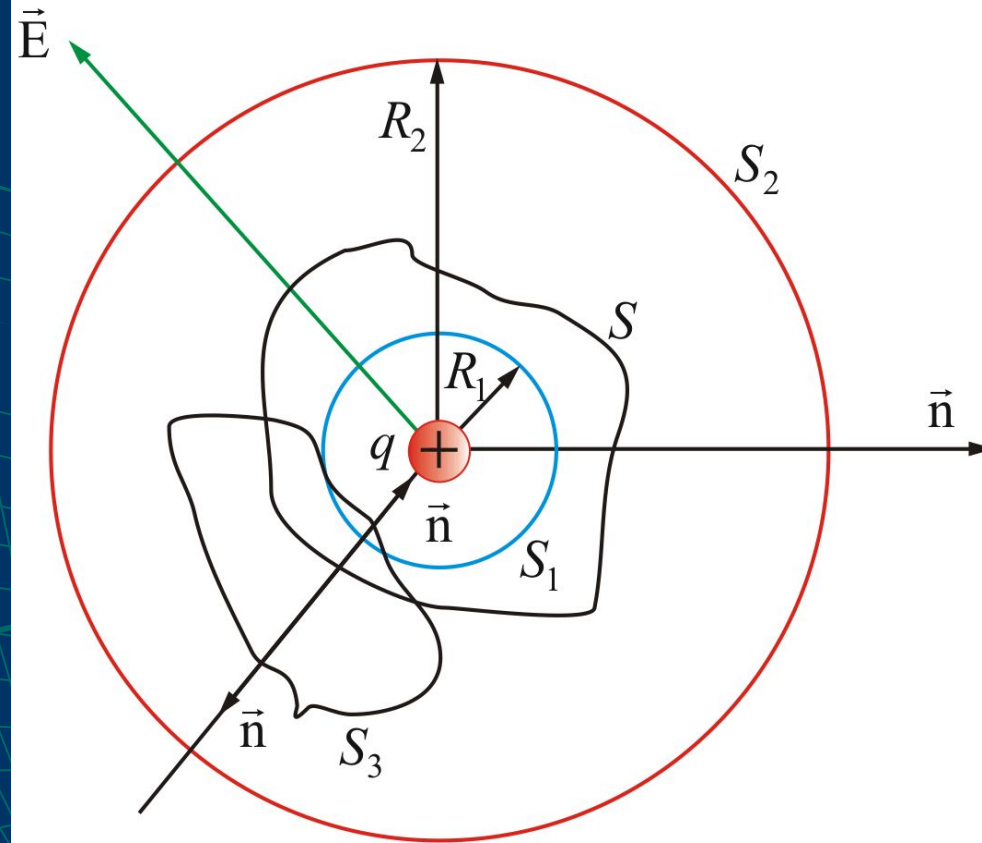


- ♦ поток вектора напряженности через произвольную элементарную площадку dS будет равен:

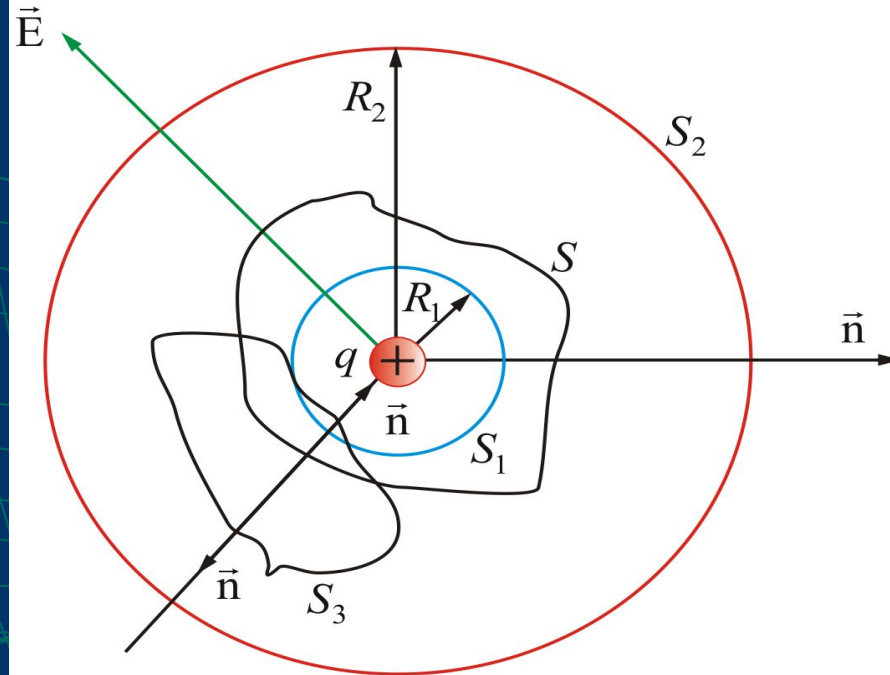
$$d\Phi_E = E dS \cos \alpha = E_n dS.$$

- ♦ Т.е. в однородном поле $\Phi_E = ES$.
- ♦ В произвольном электрическом поле

$$\Phi_E = \int_S E_n dS = \int_S \vec{E} d\vec{S}.$$

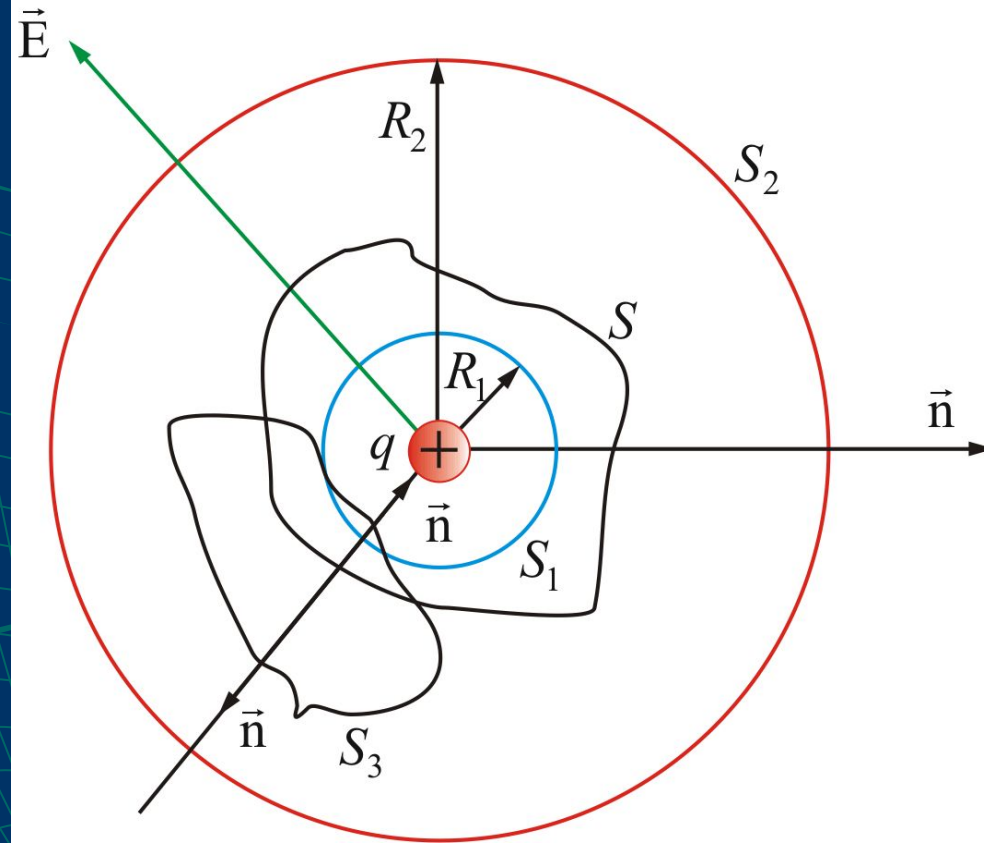


- ◆ Подсчитаем поток вектора \vec{E} через произвольную замкнутую поверхность S , окружающую точечный заряд q .
Окружим заряд q сферой S_1 .



- ◆ Центр сферы совпадает с центром заряда. Радиус сферы S_1 равен R_1 .
- ◆ В каждой точке поверхности S_1 проекция E на направление внешней нормали одинакова и равна

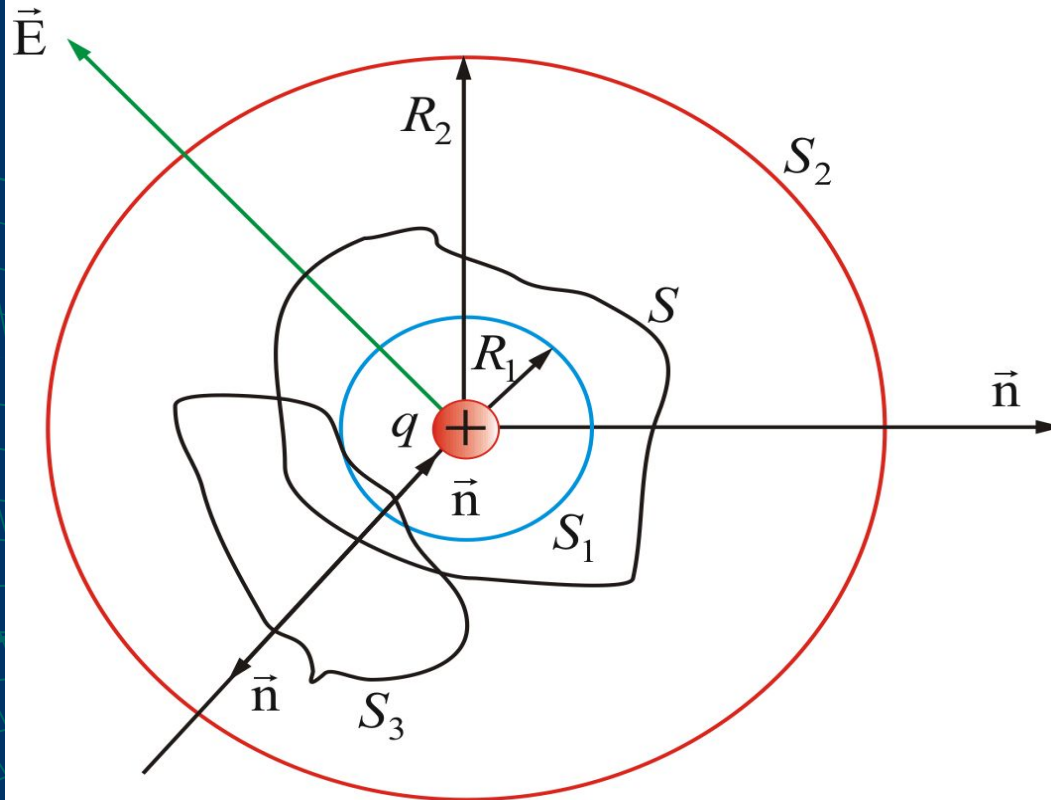
$$E_n = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R_1^2}.$$



◆ Тогда поток через S_1

$$\Phi_E = \oint_{S_1} E_n dS = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R_1^2} 4\pi R_1^2 = \frac{q}{\epsilon_0}.$$

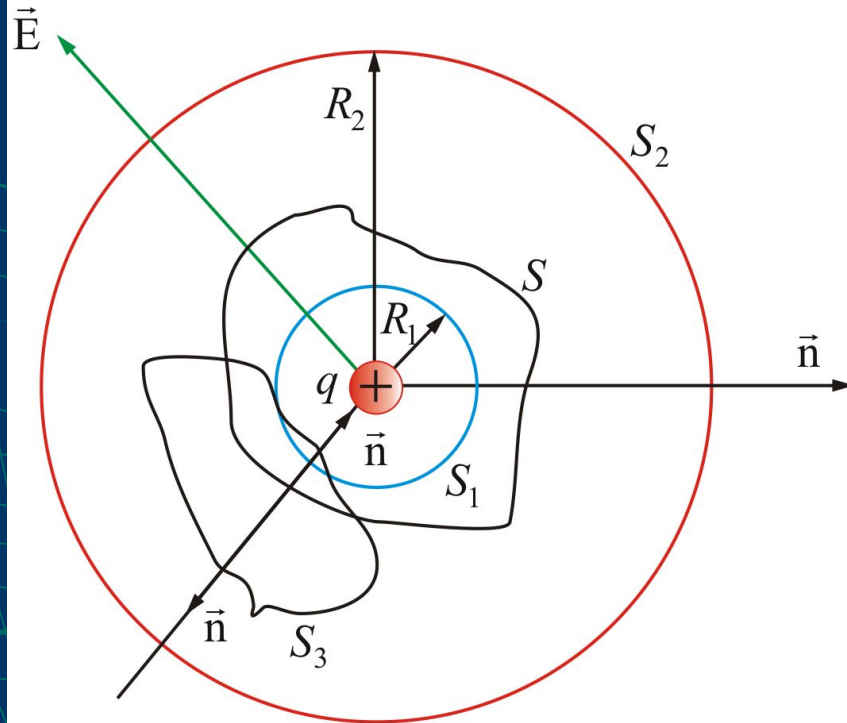
$$\Phi_E = \frac{q}{\epsilon_0}.$$



- ◆ Подсчитаем поток через сферу S_2 , имеющую радиус R_2 :

$$\Phi_E = \oint_{S_2} \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R_2^2} dS = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R_2^2} 4\pi R_2^2 = \frac{q}{\epsilon_0}.$$

$$\Phi_E = \frac{q}{\epsilon_0}.$$



- Из непрерывности линии \vec{E} следует, что поток и через любую произвольную поверхность S будет равен этой же величине:

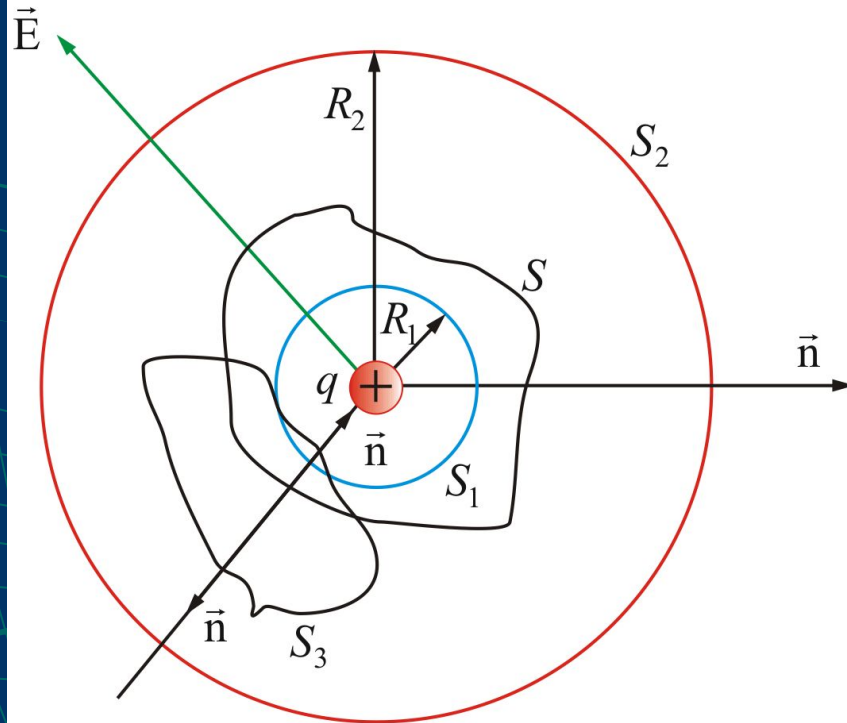
$$\Phi_E = \oint_S E_n dS = \frac{q}{\epsilon_0}$$

- теорема Гаусса для одного заряда.

- ◆ Для любого числа произвольно расположенных зарядов, находящихся внутри поверхности:

$$\Phi_E = \oint_S E_n dS = \frac{\sum q}{\epsilon_0}$$

- ◆ – **теорема Гаусса для нескольких зарядов.**
- ◆ **Поток вектора напряженности электрического поля через замкнутую поверхность в вакууме равен алгебраической сумме всех зарядов, расположенных внутри поверхности, деленной на ϵ_0 .**



Полный поток проходящий через S_3 , не охватывающую заряд q , равен нулю:

$$\Phi_3 = 0$$

- ◆ Таким образом, для точечного заряда q , полный поток через любую замкнутую поверхность S будет равен:

- ◆ $\Phi_E = \frac{q}{\epsilon_0}$ – если заряд расположен внутри замкнутой поверхности;
- ◆ $\Phi_E = 0$ – если заряд расположен вне замкнутой поверхности;
- ◆ этот результат не зависит от формы поверхности, и знак потока совпадает со знаком заряда.

- ◆ Электрические заряды могут быть «размазаны» с некоторой **объемной плотностью** различной в разных местах пространства: $\rho = dq / dV$

- ◆ Здесь dV – **физически бесконечно малый объем**, под которым следует понимать такой объем, который с одной стороны достаточно мал, чтобы в пределах его плотность заряда считать одинаковой, а с другой – достаточно велик, чтобы не могла проявиться дискретность заряда, т.е. то, что любой заряд кратен целому числу элементарных зарядов электрона или протона .

- ◆ Суммарный заряд объема dV будет равен:

$$\sum q_i = \int \rho dV.$$

- ◆ Тогда из теоремы Гаусса можно получить:

$$\Phi_E = \oint_S \mathbf{E} d\mathbf{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho dV$$

$$\Phi_E = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho dV$$

- ◆ – это ещё одна форма записи **теоремы Остроградского-Гаусса**, если заряд неравномерно распределен по объему.

2.4. Дифференциальная форма теоремы Остроградского-Гаусса

- ♦ Пусть заряд распределен в пространстве ΔV , с объемной плотностью $\langle \rho \rangle$ Тогда

$$\oint \vec{E} d\vec{S} = \frac{q}{\epsilon_0}$$

$$\oint \vec{E} d\vec{S} = \frac{\langle \rho \rangle \Delta V}{\epsilon_0}$$

$$\frac{1}{\Delta V} \oint \vec{E} d\vec{S} = \frac{\langle \rho \rangle}{\epsilon_0}$$

- ◆ Теперь устремим $\Delta V \rightarrow 0$, стягивая его к интересующей нас точке. Очевидно, что при этом $\langle \rho \rangle$ будет стремиться к ρ в данной точке, т.е.

$$\frac{\langle \rho \rangle}{\epsilon_0} \rightarrow \frac{\rho}{\epsilon_0}.$$

- ◆ Величину, являющуюся пределом отношения $\oint \vec{E} d\vec{S}$ к ΔV , при $\Delta V \rightarrow 0$, называют **дивергенцией поля E** и обозначается $\text{div} \vec{E}$.

◆ Дивергенция поля \mathbf{E}

$$\text{div} \mathbf{E} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta V} \oint \mathbf{E} d\mathbf{S} \quad (2.4.1)$$

◆ Аналогично определяется дивергенция любого другого векторного поля.

◆ Из этого определения следует, что *дивергенция является скалярной функцией координат.*

◆ В декартовой системе координат

$$\text{div} \mathbf{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}.$$

- ◆ Итак,

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}. \quad (2.4.3)$$

- ◆
- ◆ **Это теорема Остроградского-Гаусса в дифференциальной форме.**

- ◆ Написание многих формул упрощается, если ввести векторный дифференциальный оператор ∇ (Набла)

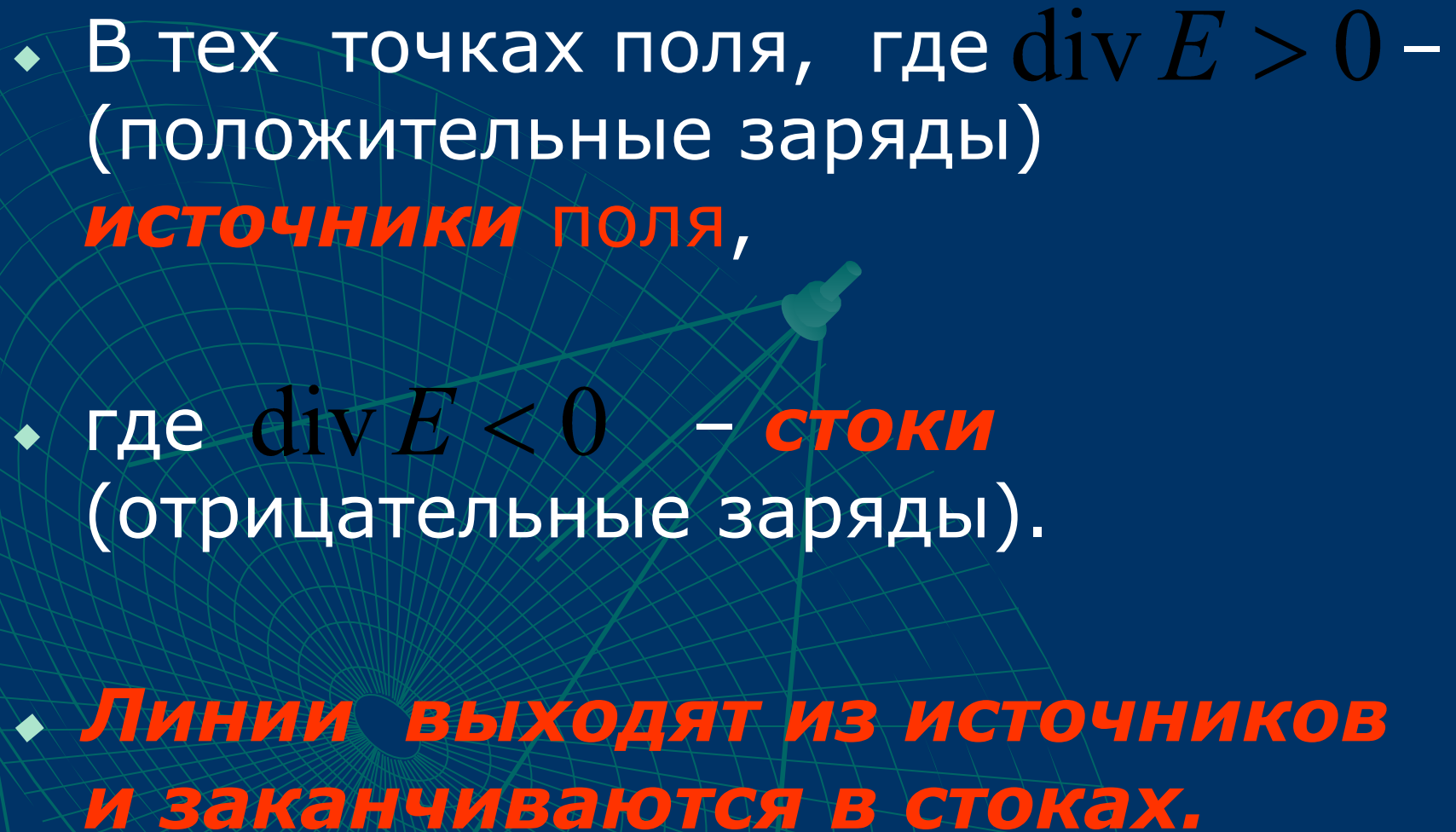
- ◆ $\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{k}$, где $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ – орты осей (единичные векторы).

- ◆ Сам по себе оператор смысла не имеет. Он приобретает смысл в сочетании с векторной или скалярной функцией, на которую символично умножается:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \nabla_x E_x + \nabla_y E_y + \nabla_z E_z = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}$$

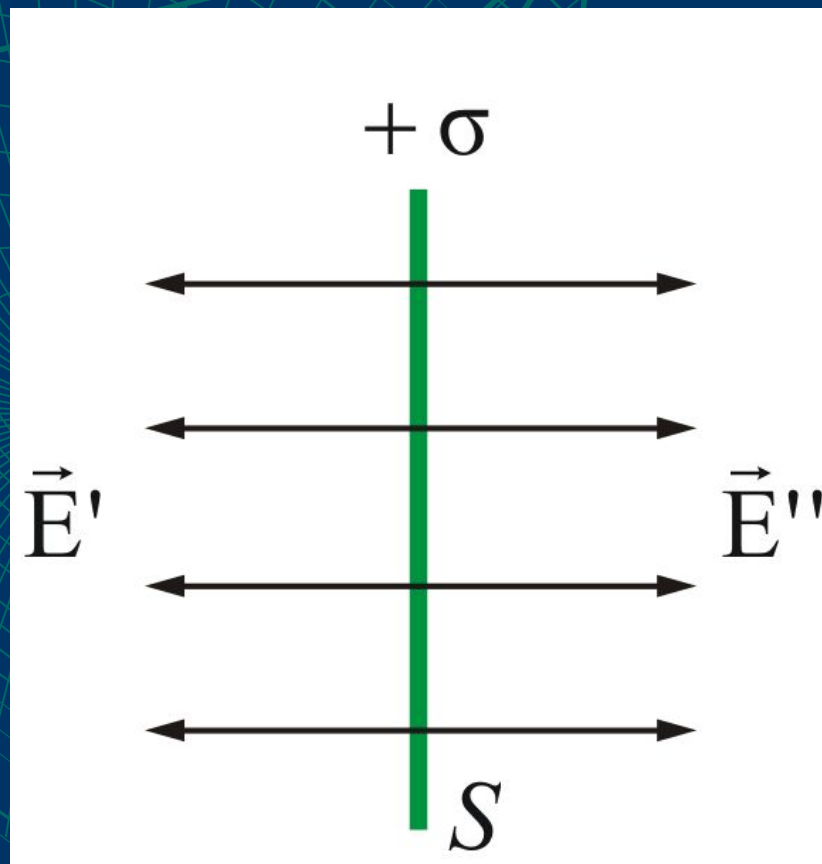
- ◆ **дифференциальная форма теоремы Остроградского-Гаусса.**

$$\nabla \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

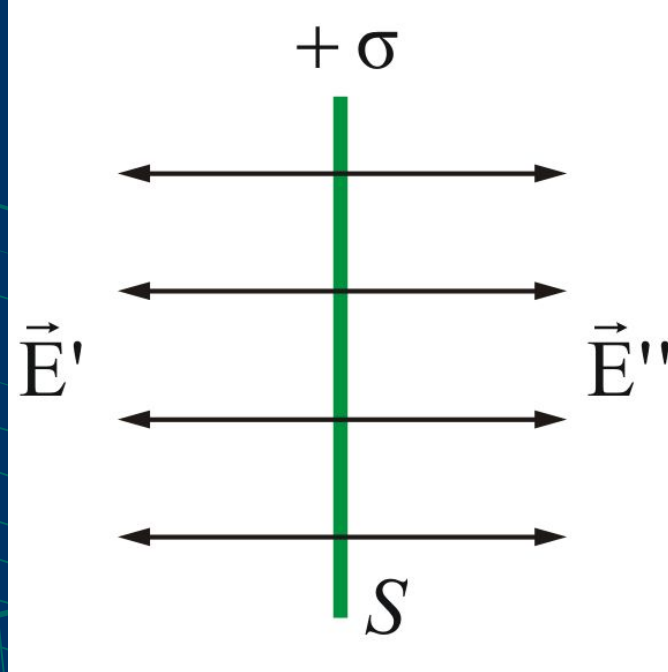
- 
- ◆ В тех точках поля, где $\text{div } E > 0$ – (положительные заряды) **ИСТОЧНИКИ** поля,
 - ◆ где $\text{div } E < 0$ – **СТОКИ** (отрицательные заряды).
 - ◆ **Линии выходят из источников и заканчиваются в стоках.**

2.5. Вычисление электрических полей с помощью теоремы Остроградского-Гаусса

2.5.1. Поле бесконечной однородно заряженной плоскости



$$\sigma = \frac{dq}{dS},$$

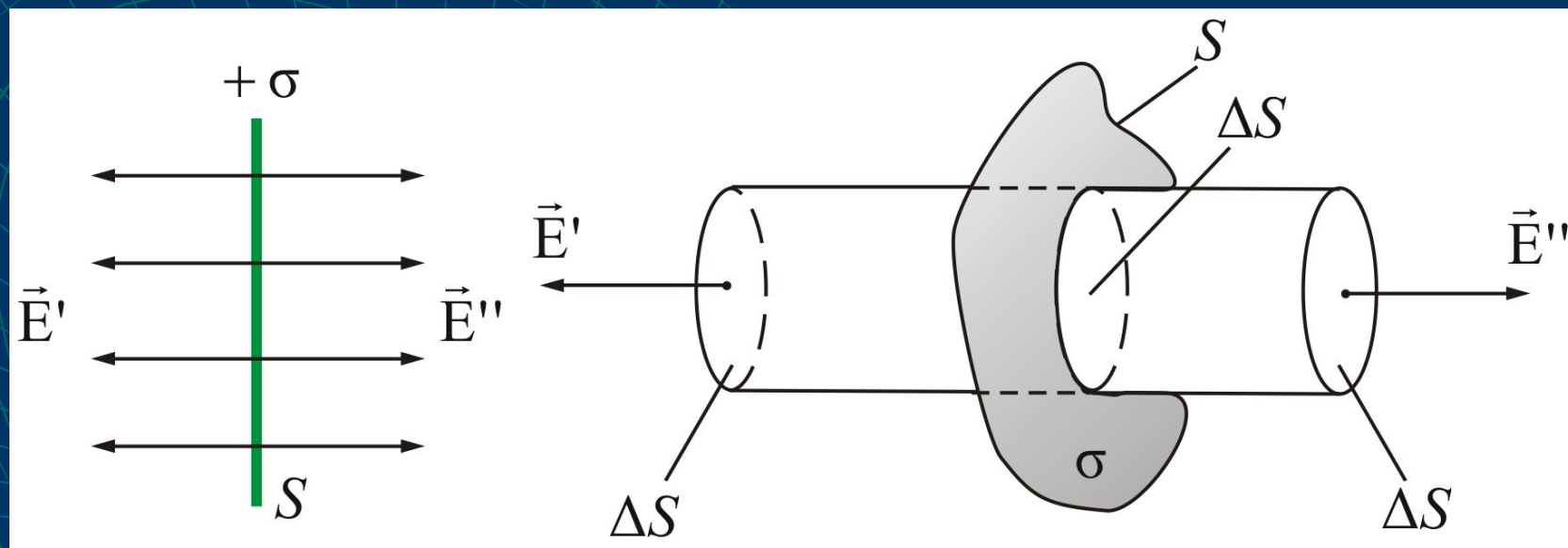


Поверхностная плотность заряда на произвольной плоскости площадью S определяется по формуле:

$$\sigma = \frac{dq}{dS},$$

dq – заряд, сосредоточенный на площади dS ;
 dS – физически бесконечно малый участок поверхности.

- ◆ Представим себе цилиндр с образующими, перпендикулярными плоскости, и основаниями ΔS , расположенными симметрично относительно плоскости



- ◆ Тогда

$$E' = E'' = E.$$

- ◆ Суммарный поток через замкнутую поверхность (цилиндр) будет равна:

$$\Phi_E = 2\Delta SE.$$

- ◆ Внутри поверхности заключен заряд. Следовательно, из теоремы Остроградского-Гаусса получим:

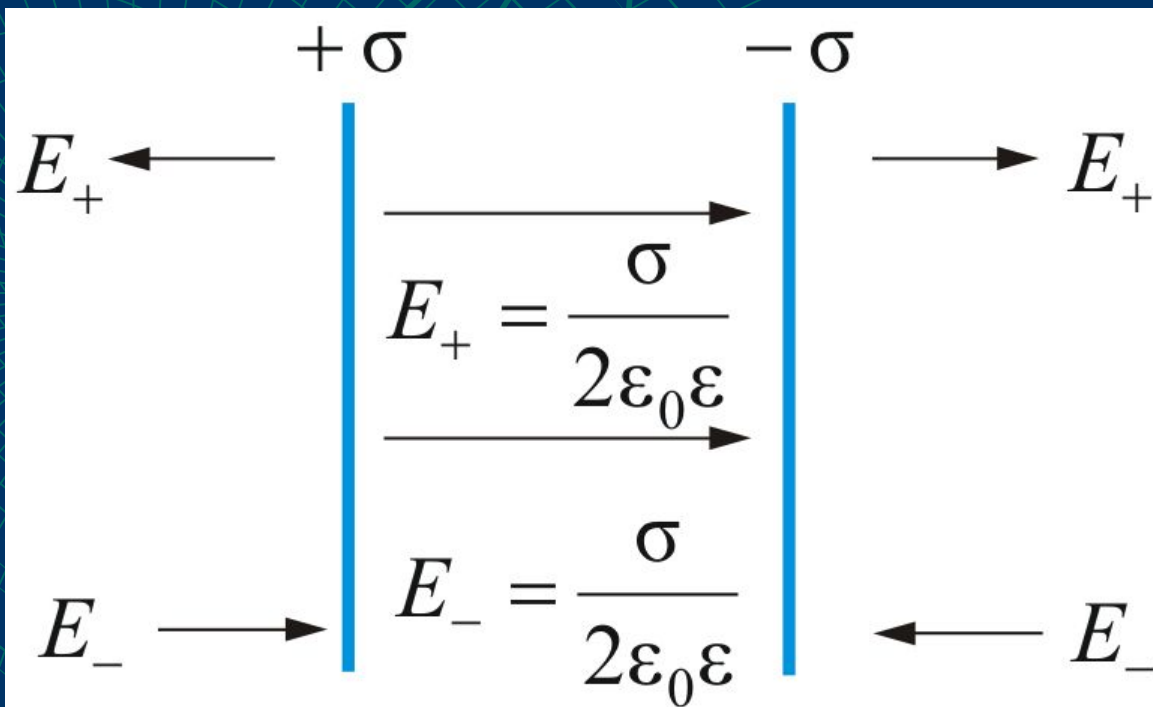
$$\Phi_E = \frac{q}{\epsilon_0} = 2\Delta SE = \sigma\Delta S \frac{1}{\epsilon_0}$$

- ◆ откуда видно, что напряженность поля плоскости S равна:

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}. \quad (2.5.1)$$

2.5.2. Поле двух равномерно заряженных плоскостей

- Пусть две бесконечные плоскости заряжены разноименными зарядами с одинаковой по величине плотностью σ



- ◆ **Результирующее поле**, как было сказано выше, находится как суперпозиция полей, создаваемых каждой из плоскостей. Тогда *внутри плоскостей*

$$E = E_+ + E_- \quad \text{отсюда} \quad E = \sigma / \varepsilon_0$$

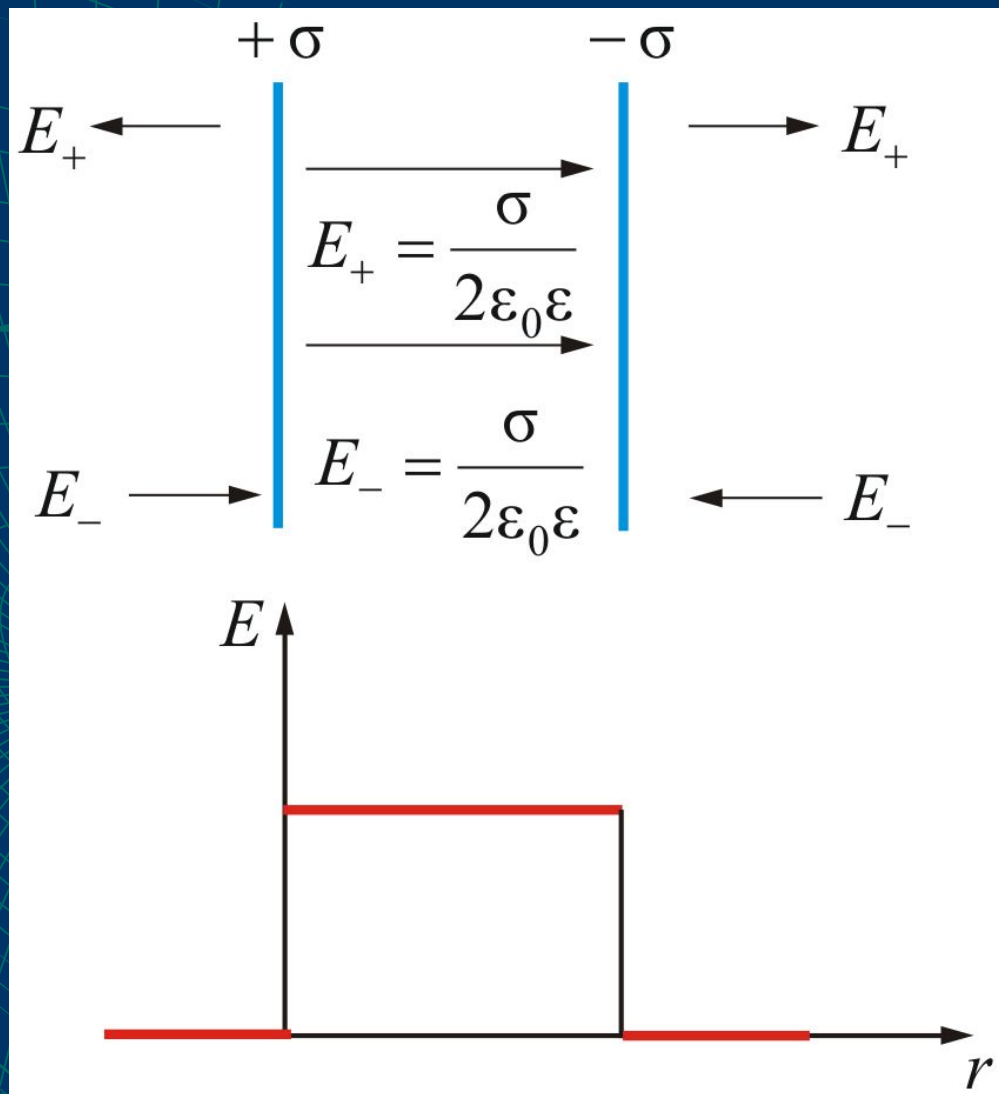
- ◆ **Вне плоскостей напряженность поля**

$$E = 0.$$

- ◆ Полученный результат справедлив и для плоскостей конечных размеров, если расстояние между плоскостями гораздо меньше линейных размеров плоскостей (плоский конденсатор).

● **Распределение напряженности**

электростатического поля между пластинами конденсатора показано на рисунке:



- ◆ Между пластинами конденсатора действует **сила взаимного притяжения** (на единицу площади пластин):

- ◆
$$F_{\text{ед}} = \frac{F}{S} = \frac{S\sigma E}{S} \quad \text{т.е.} \quad F_{\text{ед}} = \frac{\sigma^2}{2\varepsilon_0\varepsilon}$$

- ◆ Механические силы, действующие между заряженными телами, называют **пондермоторными**.

- ◆ Сила притяжения между пластинами конденсатора:

$$F = \frac{\sigma^2 S}{2\varepsilon_0},$$

- ◆ где S – площадь обкладок конденсатора.

- ◆ Т.к. $\sigma = \frac{q}{S} = E\varepsilon_0$

$$F = \frac{q^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon S} = \frac{\varepsilon_0 E^2 S}{2}$$

- ◆ Это формула для расчета **пондермоторной силы**

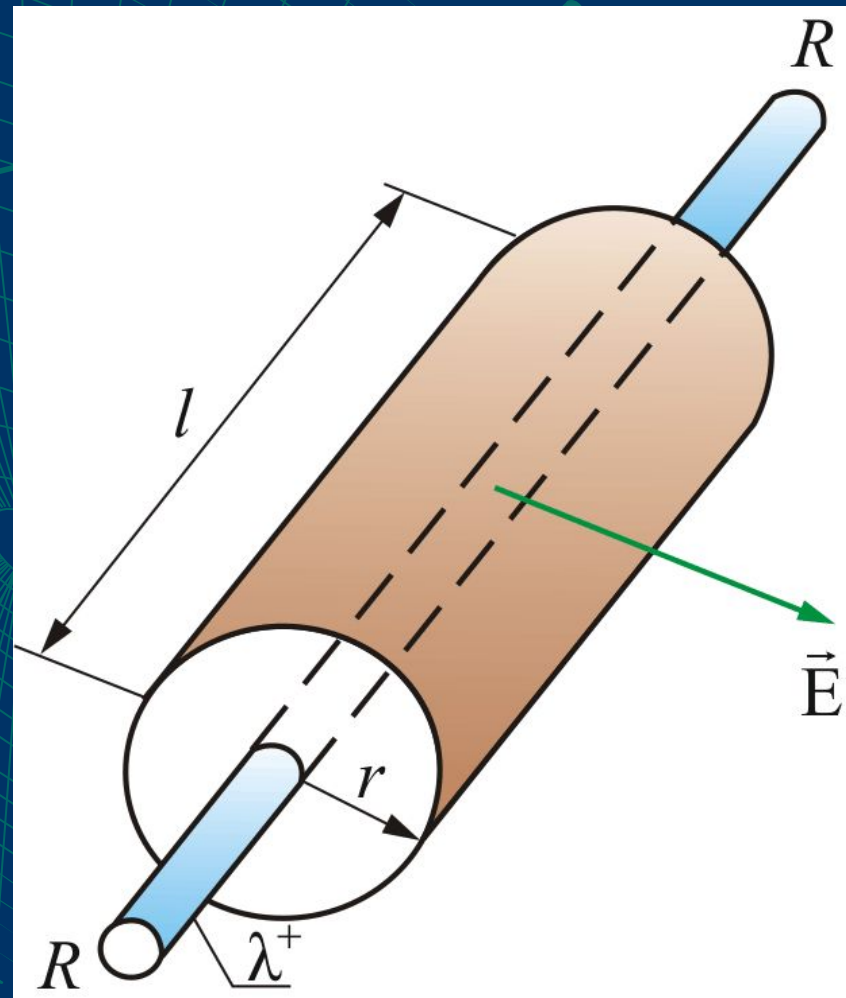
2.5.3. Поле заряженного бесконечного цилиндра (нити)

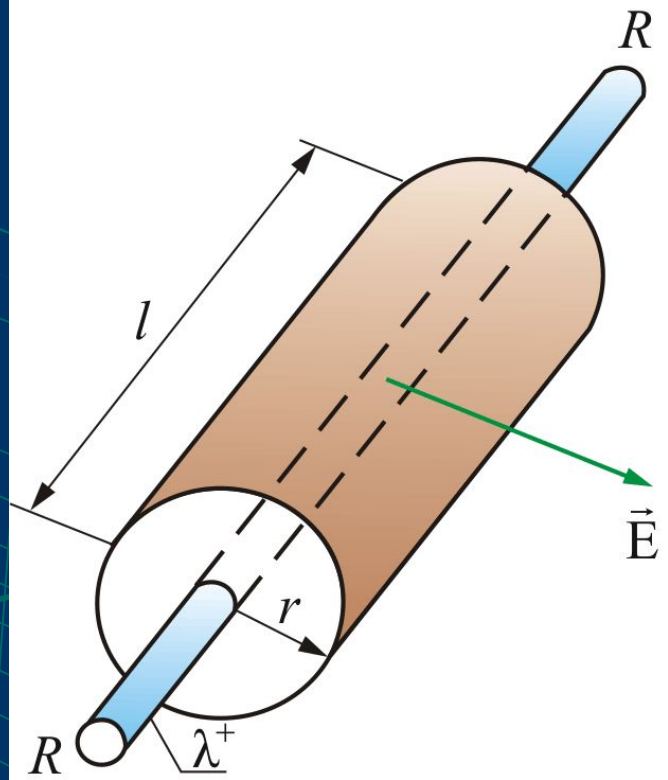
- ◆ Пусть поле создается бесконечной цилиндрической *поверхностью* радиуса R , заряженной с постоянной линейной плотностью

$$\lambda^+ = \frac{dq}{dl}$$

- ◆ где dq – заряд, сосредоточенный на отрезке цилиндра

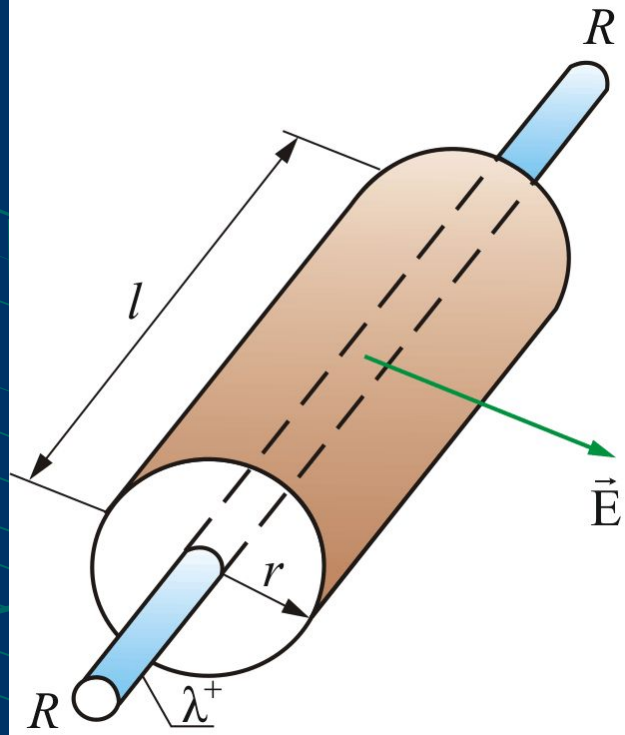
Представим вокруг цилиндра (нити) коаксиальную замкнутую поверхность (цилиндр в цилиндре) радиуса r и длиной l (основания цилиндров перпендикулярно оси).





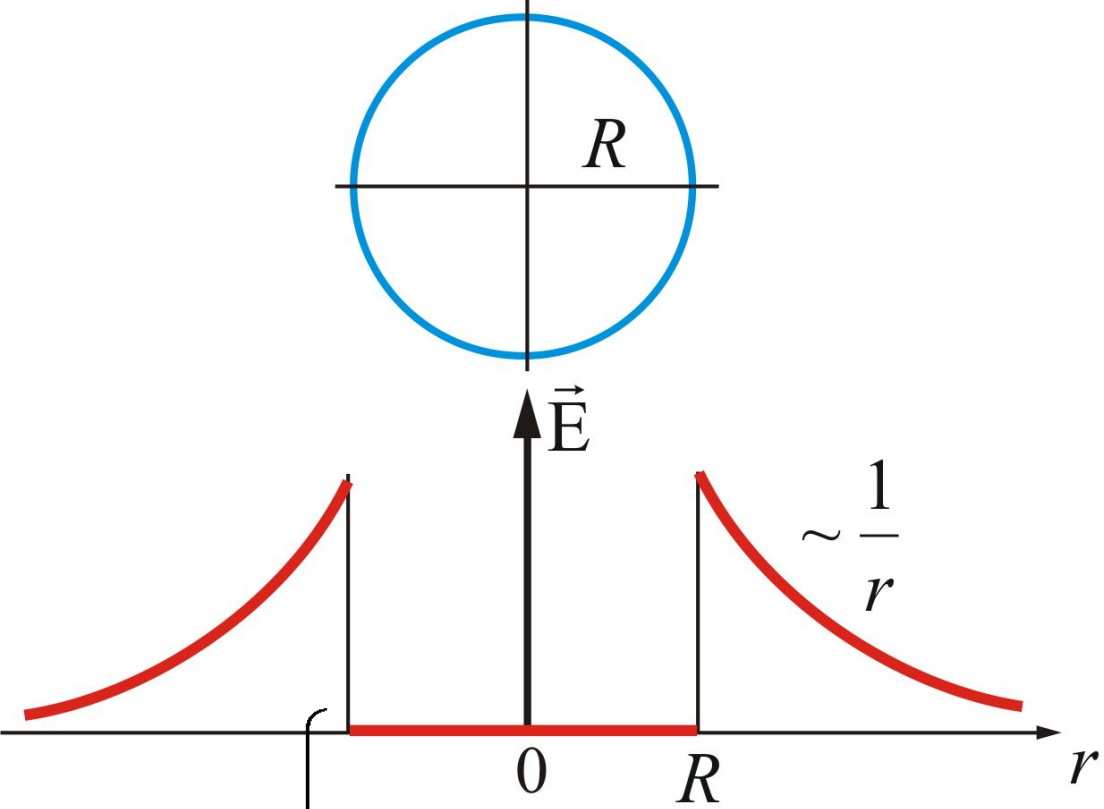
- ◆ Для оснований цилиндров $E_n = 0$,
- ◆ для боковой поверхности $E_n = E(r)$,
е. зависит от расстояния r .
- ◆ Следовательно, поток вектора через рассматриваемую поверхность, равен

$$\Phi_E = E(r)S = E(r)2\pi r l.$$



- ◆ При $r \geq R$, на поверхности будет заряд $q = \lambda l$.
- ◆ По теореме Остроградского-Гаусса $E(r)2\pi r l = \frac{\lambda l}{\epsilon_0}$
- ◆ Тогда
$$E(r) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r} \text{ при } r \geq R$$
- ◆ Если $r < R$, $E(r) = 0$, т.к. внутри замкнутой поверхности зарядов нет.

- Графически распределение напряженности электростатического поля цилиндра показано на рис

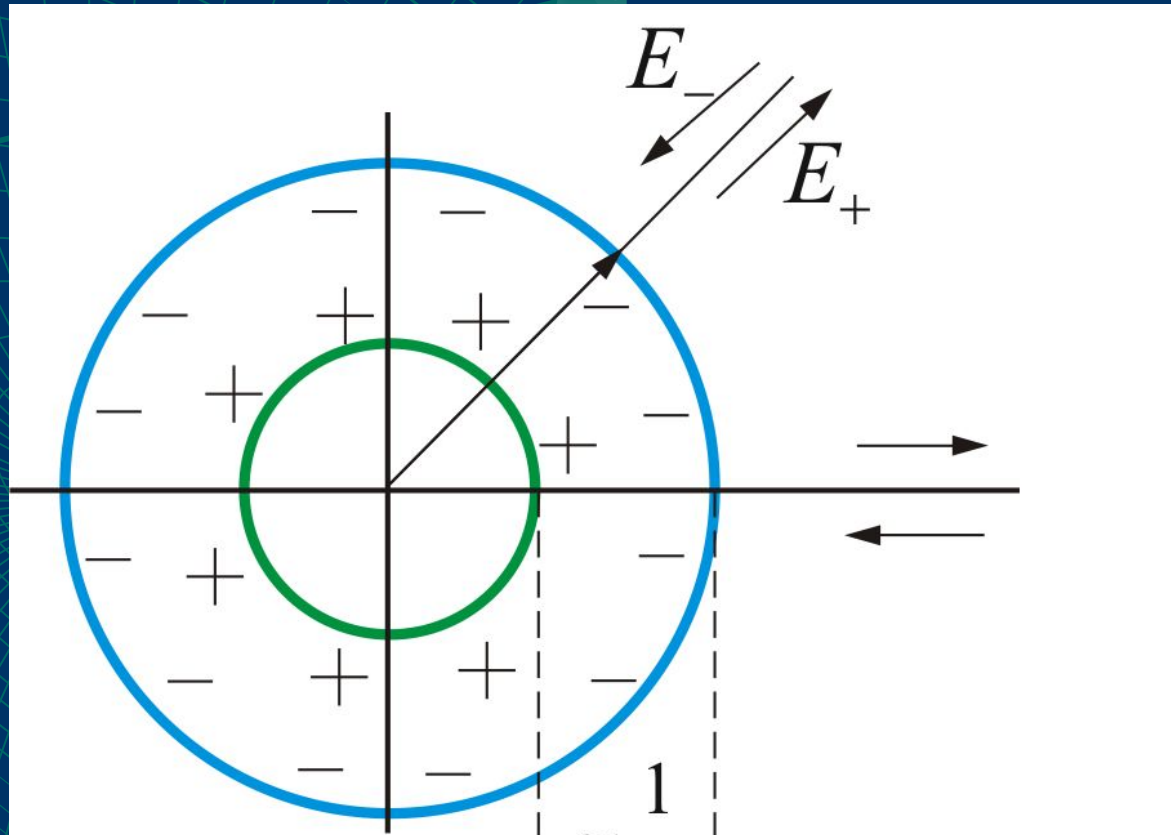


0 – внутри цилиндра, т.к. нет зарядов

$$E = \left\{ \begin{array}{l} \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 R} \text{ или } \frac{q}{2\pi\epsilon_0 Rl} \text{ на поверхности цилиндра} \end{array} \right.$$

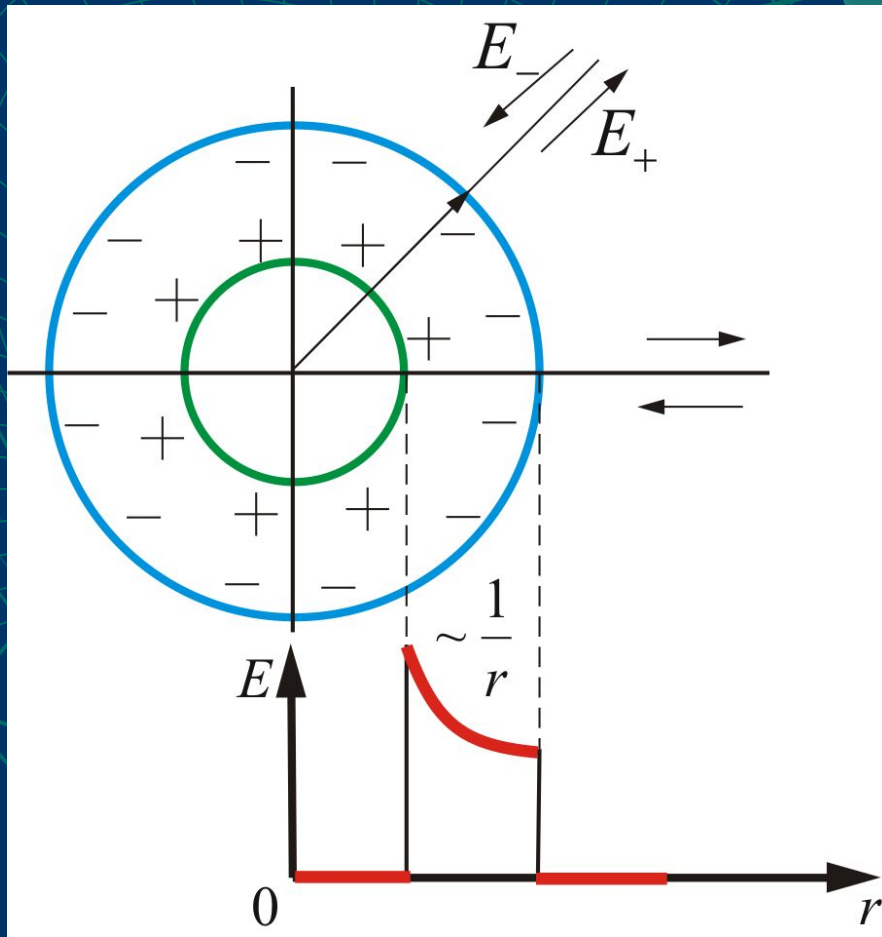
$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r} \text{ или } \frac{q}{2\pi\epsilon_0 rl} \text{ вне цилиндра} \end{array} \right.$$

2.5.4. Поле двух коаксиальных цилиндров с одинаковой линейной плотностью λ , но разным знаком



Внутри меньшего и вне большего цилиндров поле будет отсутствовать $E = 0$

В зазоре между цилиндрами, поле определяется так же, как в п. 2.5.3:

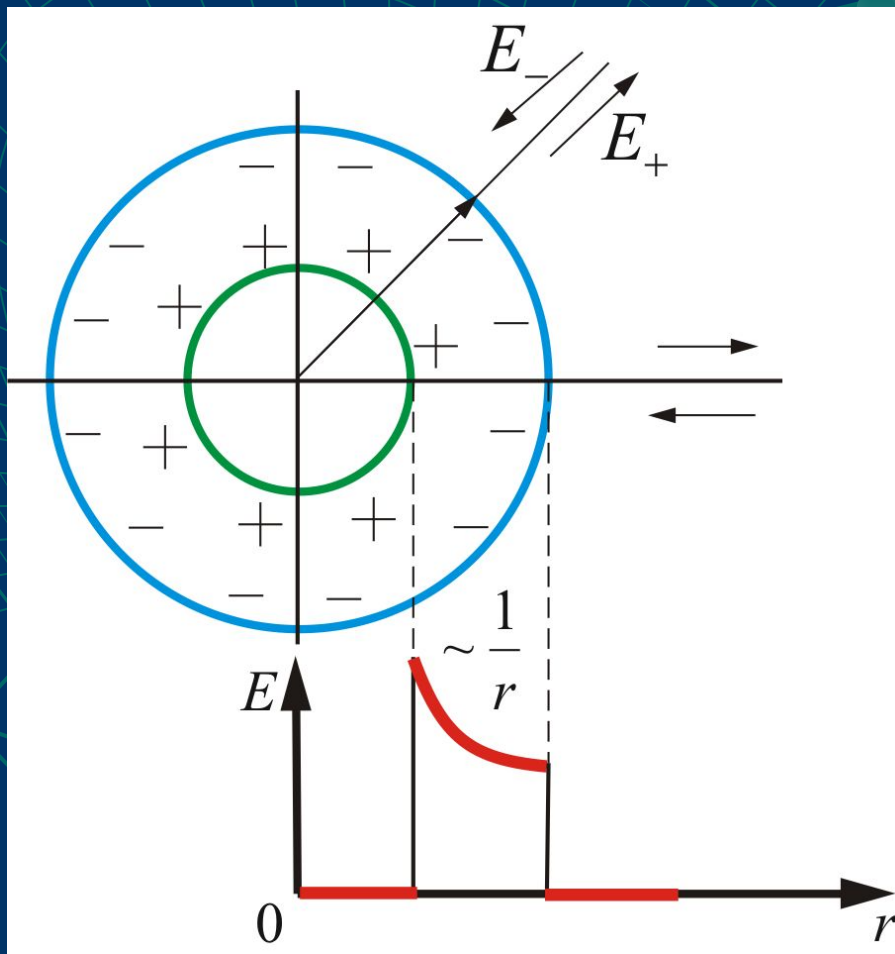


$$E(r) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r}$$

Таким образом для коаксиальных цилиндров

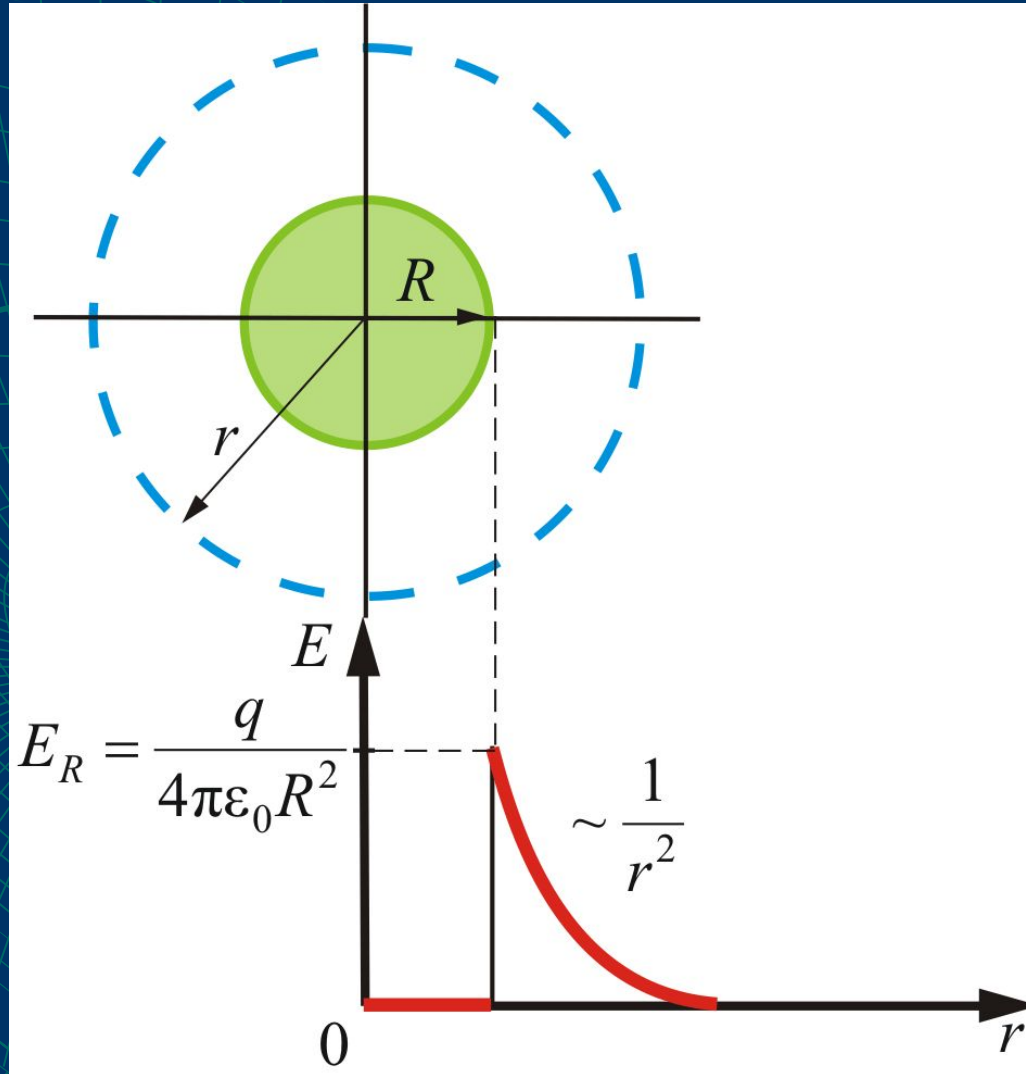
имеем:

$$E = \begin{cases} 0 & \text{— внутри меньшего и вне большего цилиндров зарядов нет} \\ \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r} & \text{— между цилиндрами, когда } R_1 < r < R_2 \end{cases}$$

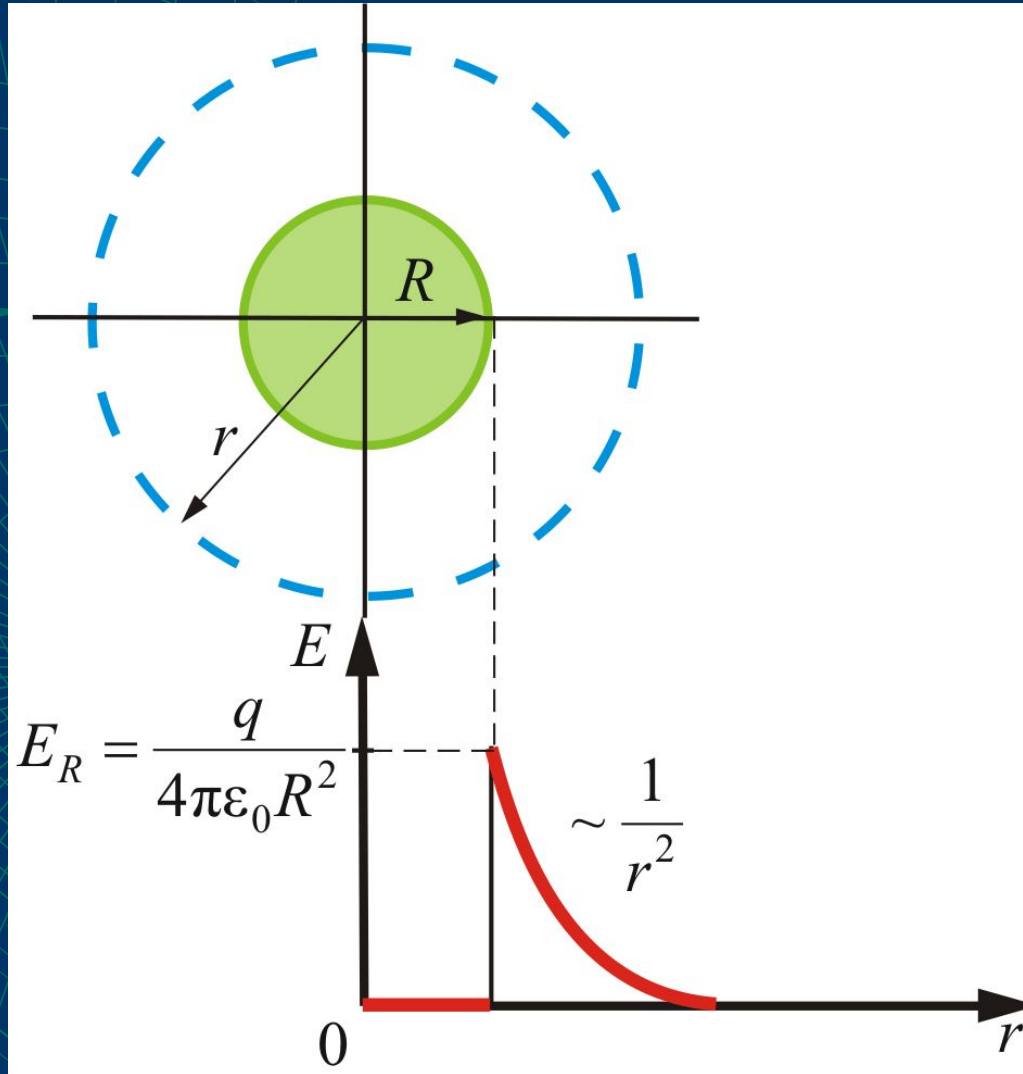


- ◆ Это справедливо и для бесконечно длинного цилиндра, и для цилиндров конечной длины, если зазор между цилиндрами намного меньше длины цилиндров (цилиндрический конденсатор).

2.5.5. Поле заряженного пустотелого шара



- ◆ Вообразим вокруг шара – сферу радиуса r (рис).



- ◆ Если $r \geq R$, то внутрь воображаемой сферы попадет весь заряд q , распределенный по сфере, тогда

$$\Phi_E = E(r)S = E(r)4\pi r^2 = \frac{q}{\varepsilon_0}$$

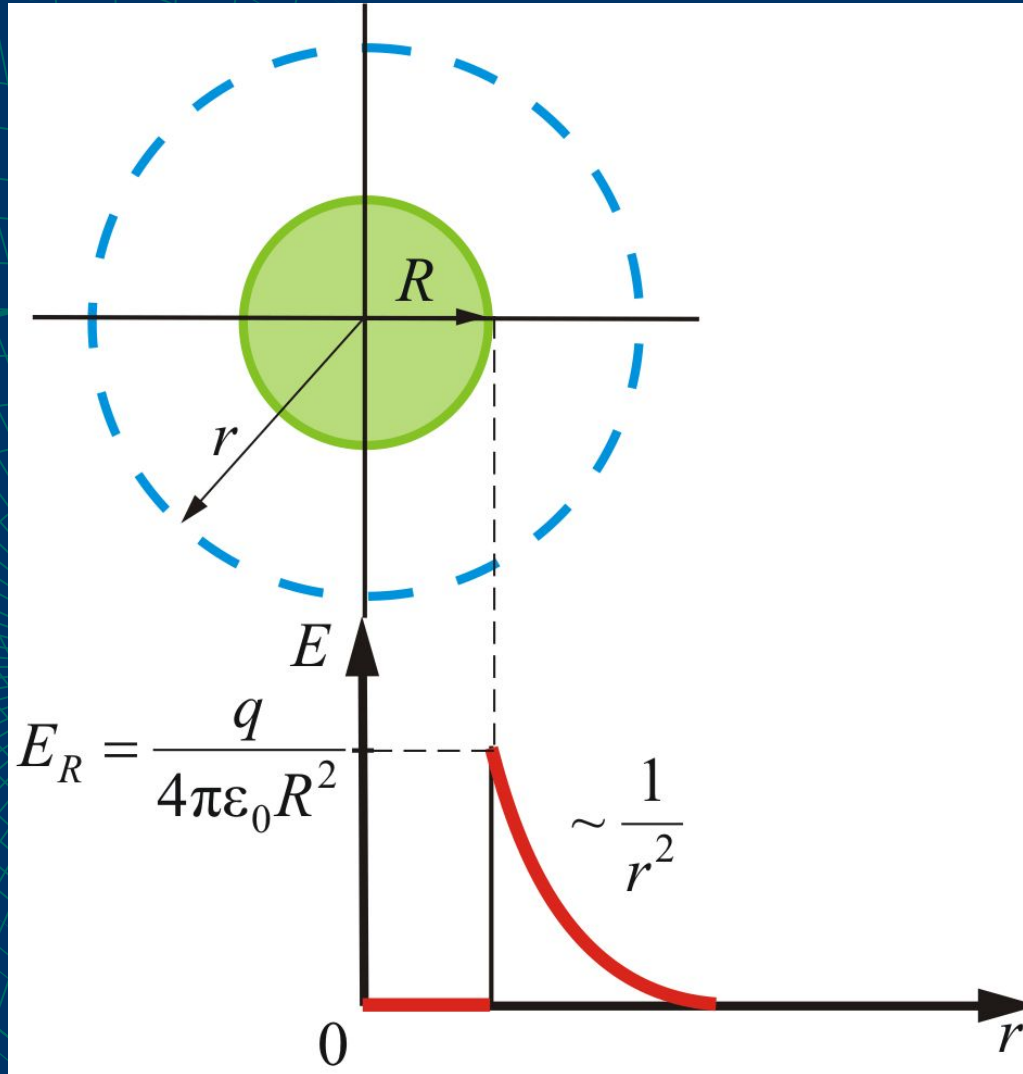
- ◆ откуда **поле вне сферы:**

$$E(r) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}.$$

- ◆ **Внутри сферы**, при $r < R$, поле будет равно нулю, т.к. там нет зарядов:

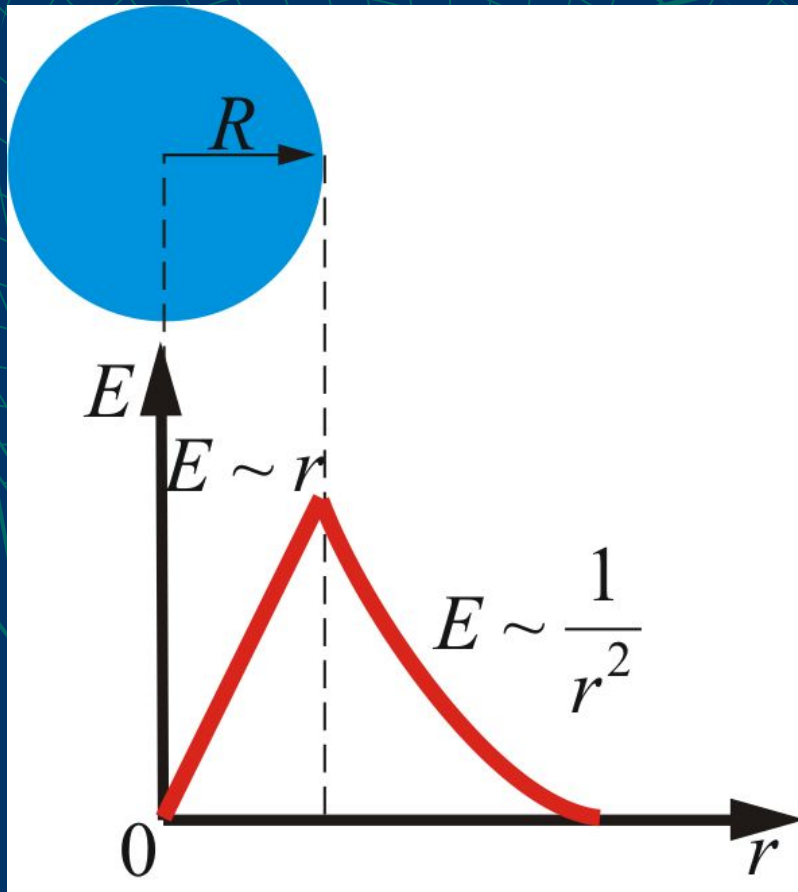
$$E(r) = 0.$$

Как видно, вне сферы поле тождественно полю точечного заряда той же величины, помещенному в центр сферы.



2.5.6. Поле объемного заряженного шара

- Для поля **вне шара** радиусом R получается тот же результат, что и для пустотелой сферы, т.е. справедлива формула:



$$E(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

- ◆ **Внутри шара** при $r < R$, сферическая поверхность будет содержать в себе заряд, равный

$$q = \rho \frac{4}{3} \pi r^3,$$

- ◆ где ρ – объемная плотность заряда: $\rho = \frac{q}{V}$
объем шара:

$$V = \frac{4}{3} \pi r^3$$

- ◆ Тогда по теореме Остроградского-Гаусса запишем

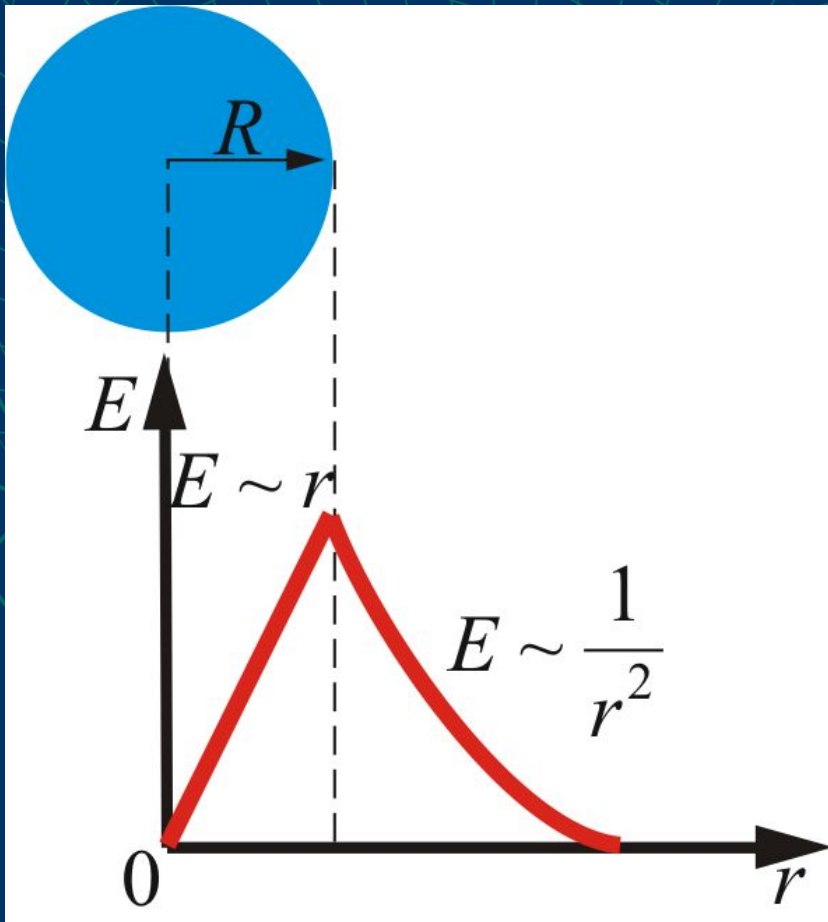
$$\Phi_E = E(r)S = E(r) \cdot 4\pi r^2 = \frac{1}{\epsilon_0} \rho \frac{4}{3} \pi r^3$$

- ◆ Т.е. *внутри шара*

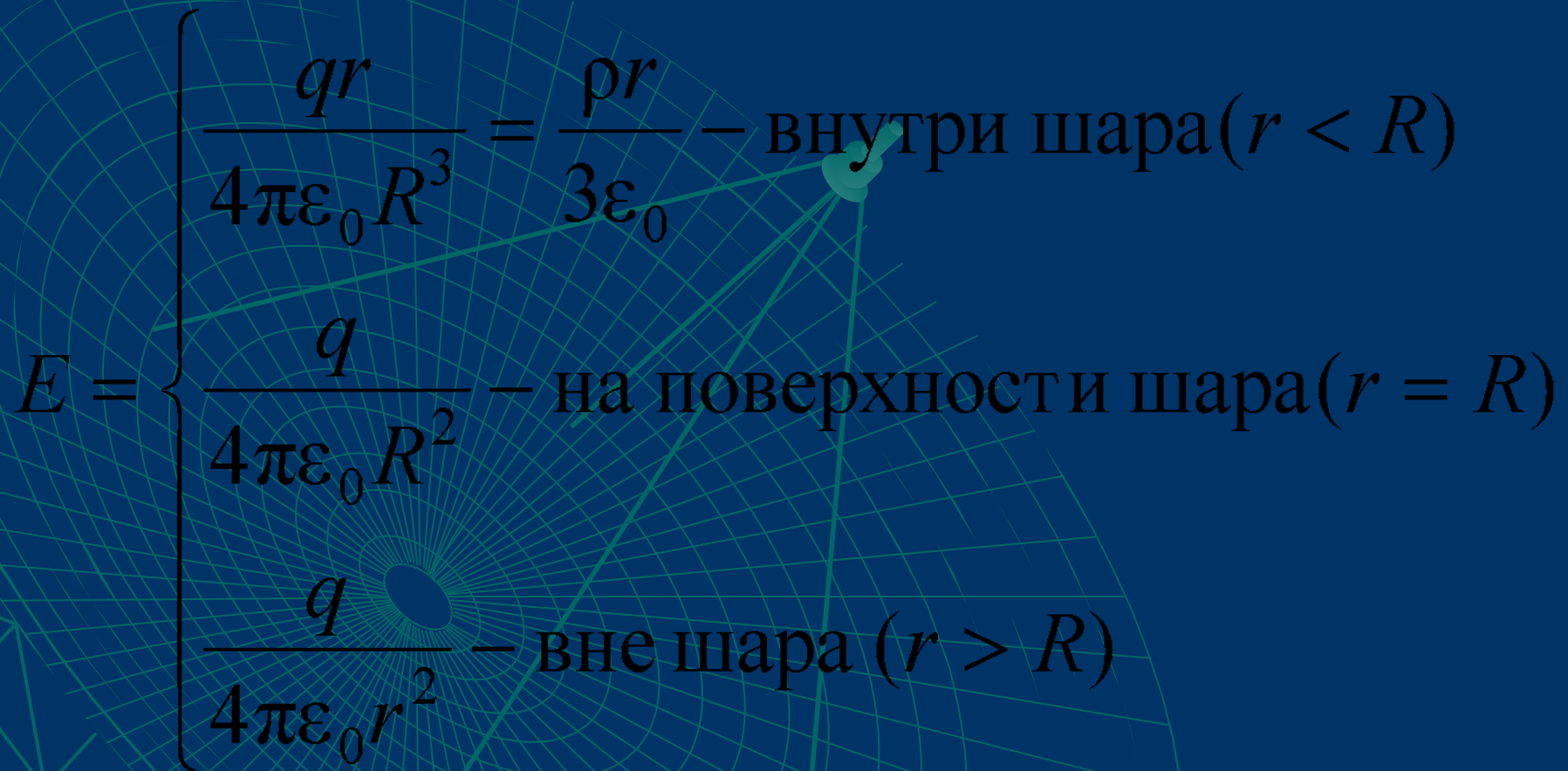
$$E(r) = \frac{\rho r}{3\epsilon_0}$$

- ◆ Т.е., *внутри шара* имеем

$$E \sim r.$$



Таким образом, имеем: поле объемного заряженного шара

$$E = \begin{cases} \frac{qr}{4\pi\epsilon_0 R^3} = \frac{\rho r}{3\epsilon_0} & \text{— внутри шара } (r < R) \\ \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R^2} & \text{— на поверхности шара } (r = R) \\ \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} & \text{— вне шара } (r > R) \end{cases}$$
The background features a diagram of a uniformly charged sphere. The sphere is represented by a grid of concentric circles and radial lines. A small blue shaded region at the center represents the volume charge. A larger blue shaded region on the surface represents the total charge. A blue arrow points from the center towards the surface, indicating the direction of the electric field. The diagram is overlaid on a dark blue background with a grid pattern.

Лекція окончена!

