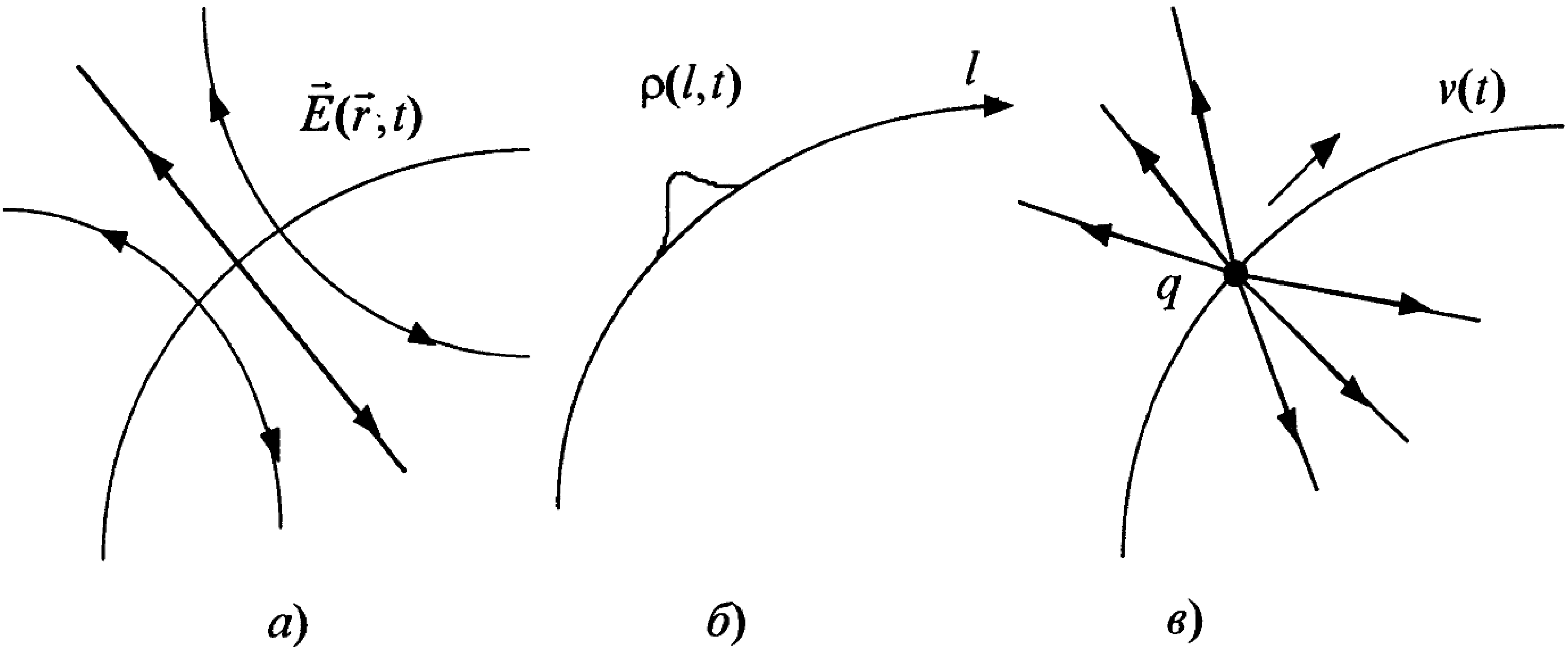
ТИТУЛЬНИК

Теория зарядовой модели

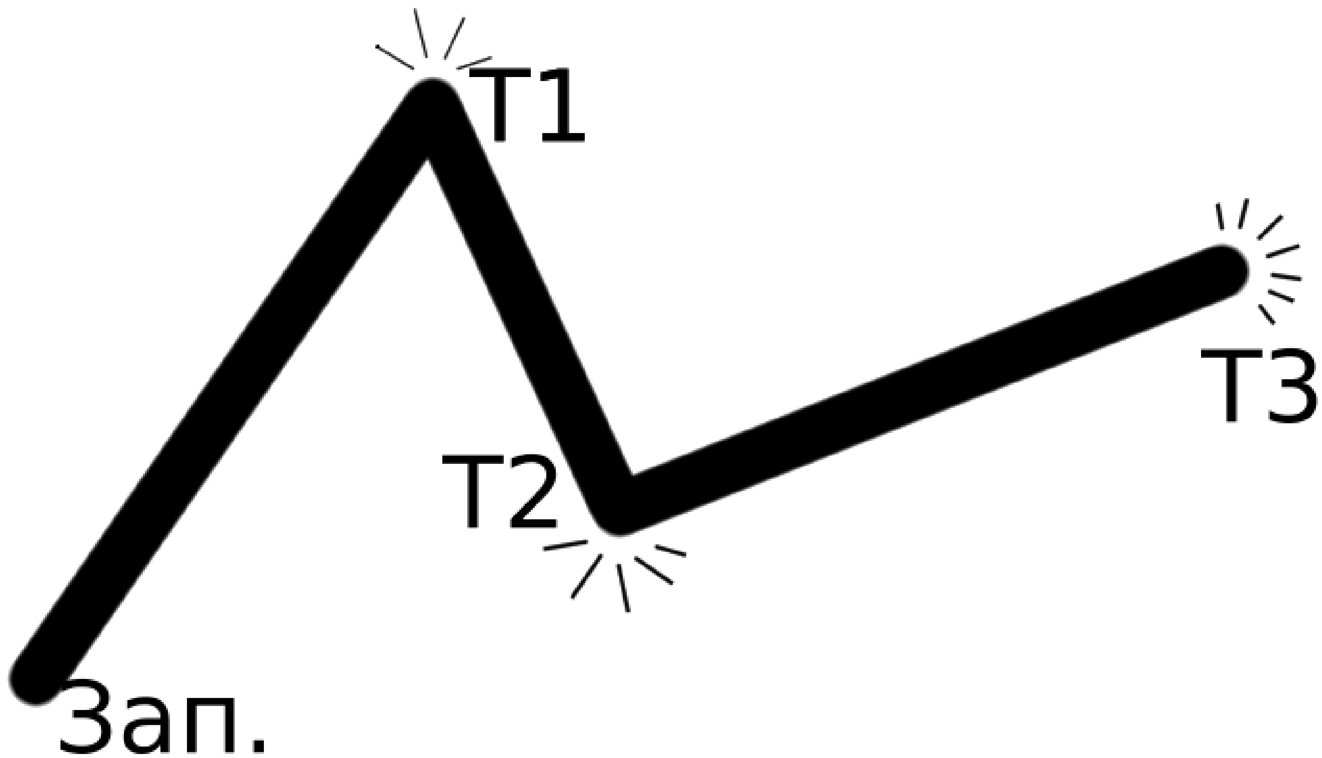


а -силовые линии поля вблизи проводника, возбужденного импульсным сигналом; б - зависимость плотности заряда на проводнике от продольной координаты; в - поле сосредоточенного заряда, заменяющего распределенный.

Зарядовая модель антенны

Источник: Ковалёв И.П., Пономарёв Д.М., Анализ процессов излучения и приёма импульсных сигналов во временной области

Теория зарядовой модели



Излучение происходит при любом изменении скорости.

Схематичная модель излучения поля

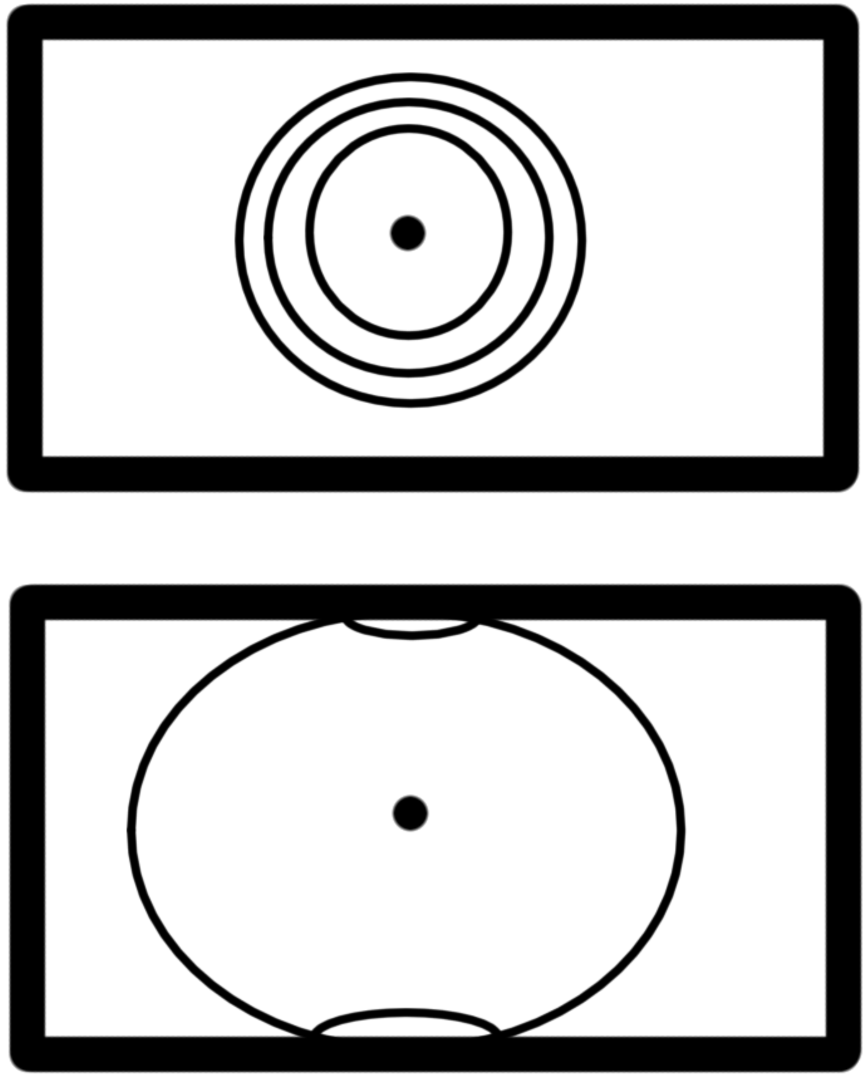
Проблема одномерности

$$\vec{E} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 |\vec{r} - \vec{r}_0(\tau)|^2 (1 - \vec{n}\vec{\beta})^3} \times$$

$$\times \left[(\vec{n} - \vec{\beta})(1 - \vec{\beta}^2) + |\vec{r} - \vec{r}_0(\tau)| \left(\vec{n} \frac{\dot{\vec{\beta}}}{c} \right) (\vec{n} - \vec{\beta}) - |\vec{r} - \vec{r}_0(\tau)| (\vec{n}(\vec{n} - \vec{\beta})) \frac{\dot{\vec{\beta}}}{c} \right]$$

Уравнение электрического поля,
излучаемое сосредоточенным зарядом

Проблема одномерности



Схематичное отображение
распространения сосредоточенного заряда
на двумерной ячейке проводника

Уравнения Максвелла

Уравнения Максвелла

$$\nabla \cdot \boldsymbol{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \qquad \nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0$$

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \qquad c^2 \nabla \times \boldsymbol{B} = \frac{\boldsymbol{j}}{\epsilon_0} + \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t}$$

Их решения

$$\boldsymbol{E} = -\nabla \phi - \frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t}$$

$$\boldsymbol{B} = \nabla \times \boldsymbol{A}$$

$$\phi(1, t) = \int \frac{\rho(2, t - r_{12}/c)}{4\pi\epsilon_0 r_{12}}\, dV_2$$

$$\boldsymbol{A}(1, t) = \int \frac{\boldsymbol{j}(2, t - r_{12}/c)}{4\pi\epsilon_0 c^2 r_{12}}\, dV_2$$

Уравнения Максвелла и их решения

Источник: Фейнман Р.Ф., Фейнмановские лекции по физике, том 2, глава 21

Потенциалы Лиенара-Вихерта

$$\phi(1,t) = \int \frac{\rho(2, t - r_{12}/c)}{4\pi\epsilon_0 r_{12}}\, dV_2$$

$$\boldsymbol{A}(1,t) = \int \frac{\boldsymbol{j}(2, t - r_{12}/c)}{4\pi\epsilon_0 c^2 r_{12}}\, dV_2$$

Потенциалы Лиенара-Вихерта

Источник: Фейнман Р.Ф., Фейнмановские лекции по физике, том 2, глава 21

Итоговая формула для вычисления электрического поля

$$\vec{E}=\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}_0(\tau)|^2(1-\vec{n}\vec{\beta})^3}q(\tau)\times$$

$$\times\left[\vec{n}-\vec{\beta}(\vec{\beta}^2+(1-\vec{n}\vec{\beta}))+\frac{\dot{\vec{\beta}}}{c}|\vec{r}-\vec{r}_0(\tau)|(1-\vec{n}\vec{\beta})+(\vec{r}-\vec{r}_0(\tau))(\vec{n}+\vec{\beta})\right]+$$

$$+\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}_0(\tau)|^2(1-\vec{n}\vec{\beta})^3}\dot{q}(\tau)(\vec{n}+\vec{\beta})\frac{1}{c}|\vec{r}-\vec{r}_0(\tau)|(1-\vec{n}\vec{\beta})$$

Уравнение электрического поля, излучаемое сосредоточенным зарядом с учётом n – мерности антенны

Итоговые формулы

Конечно-разностный метод во временной области

Сравнение исчисленных данных полученных импульсным методом и методом конечных разностей

Конец