

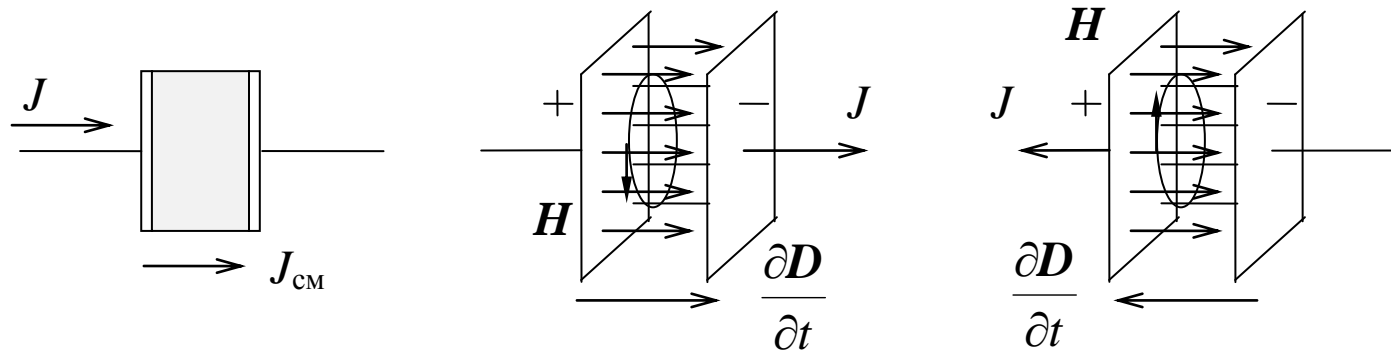
Материалы к Главе IX

Магнитное поле проводника определяется током проводимости и током смещения – **полным током**:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}.$$

Полный ток всегда замкнут – соленоидален:

$$\operatorname{div} \mathbf{j}_{\text{полн}} = \operatorname{div} \mathbf{j} + \operatorname{div} \mathbf{j}_{\text{см}} = \operatorname{div}(\operatorname{rot} \mathbf{H}) = 0$$



Для введенной плотности тока смещения сила тока смещения равна силе тока проводимости:

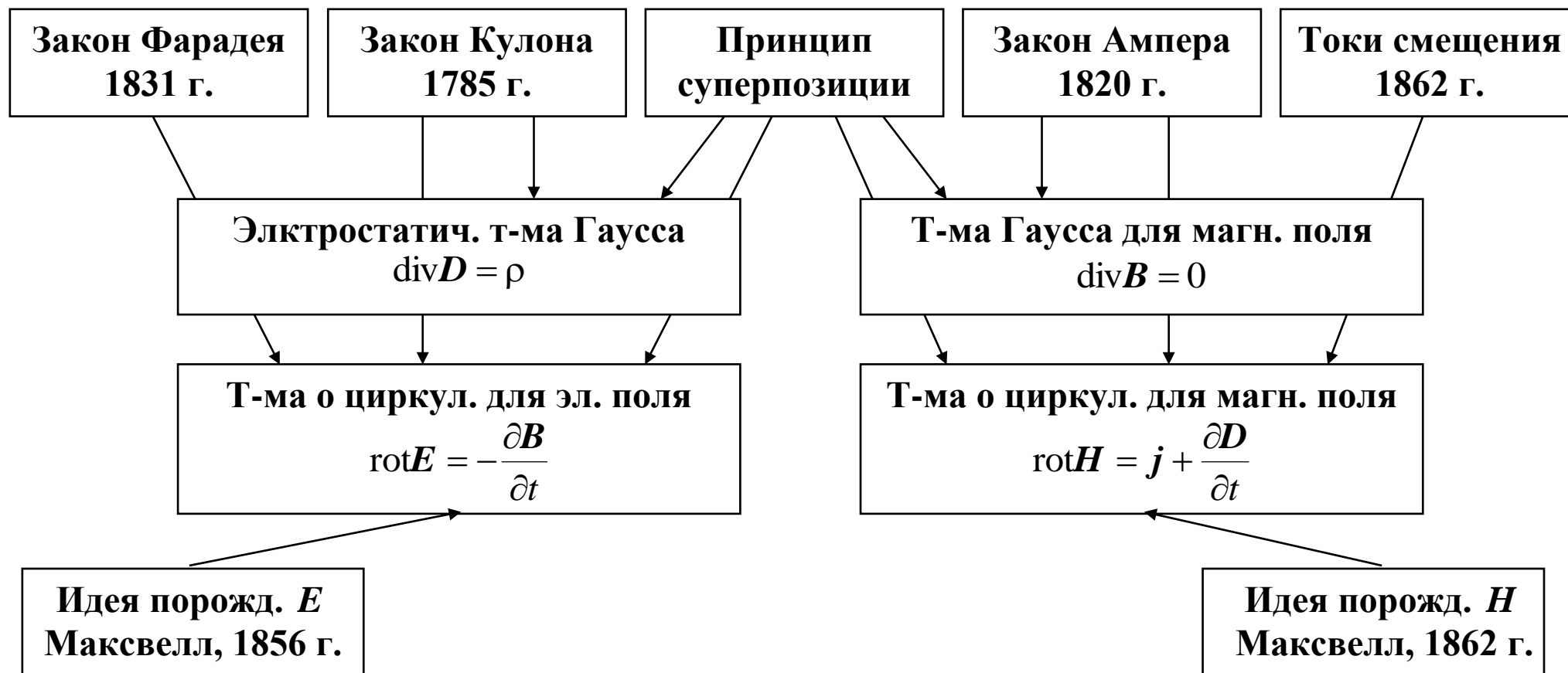
$$J_{\text{см}} = \int_S \mathbf{j}_{\text{см}} \cdot \mathbf{dS} = \int_S \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot \mathbf{dS} = \frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{D} \cdot \mathbf{dS} = \frac{\partial}{\partial t} \int_S D_n dS = \frac{\partial}{\partial t} \int_S \sigma dS = \frac{\partial q}{\partial t} = J.$$

Переменный во времени ток проводимости в проводящей среде всегда сопровождается **током смещения**, поскольку, если имеется переменный электрический ток, то существует и переменное электрическое поле. Действительно, для однородной и изотропной среды:

$$\mathbf{j}_{\text{см}} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{\lambda} \cdot \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}.$$

Основные уравнения электродинамики для неподвижных сред.

Уравнения Максвелла



Событие	Дата	Ученый
Предсказание электромагнитных волн	1862-1864 гг.	Джеймс Клерк Максвелл
Электромагнитная теория света	1867 г.	Людвиг Валентин Лоренц
Эксперим. доказательство сущ. электромагнитных волн	1888 г.	Генрих Рудольф Герц
Симметричная форма уравнений Максвелла	1890 г.	Генрих Рудольф Герц

Основные полевые уравнения электродинамики для неподвижных сред

$\oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = q,$	$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho,$	$D_{2n} - D_{1n} = \sigma,$
$\oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0,$	$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0,$	$B_{2n} - B_{1n} = 0,$
$\oint_L \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{\partial \Phi_B}{\partial t},$	$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t},$	$E_{2\tau} - E_{1\tau} = 0,$
$\oint_L \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = J + \frac{\partial \Phi_D}{\partial t},$	$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t},$	$H_{2\tau} - H_{1\tau} = [in].$

Материальные уравнения для неподвижных изотропных линейных, локальных и безынерционных сред и медленно меняющихся в пространстве и времени полей:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E},$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H},$$

$$\mathbf{j} = \lambda \mathbf{E}.$$

Замечания к уравнениям Максвелла

Замечание 1. Уравнение непрерывности тока – следствие уравнений Максвелла (№1, div(№4)).

Замечание 2. Линейность уравнений Максвелла \Rightarrow принцип суперпозиции.

Замечание 3. Источники:

электрического поля \Rightarrow электрические заряды, переменное магнитное поле;

магнитного поля \Rightarrow движущиеся электрические заряды, переменное электрическое поле.

Замечание 4. В дифференциальной форме уравнения должны быть дополнены граничными условиями.

Замечание 5. Уравнения Максвелла применимы для описания всех макроскопических электромагнитных явлений в материальных средах (материальные уравнения).

Замечание 6. Система уравнений Максвелла совместна и полна (две дифференциальные связи: $\frac{\partial(\text{№2})}{\partial t}, \text{div}(\text{№3})$ и $\frac{\partial(\text{№1})}{\partial t}, \text{div}(\text{№4})$) и имеет единственное решение.

Замечание 7. Хорошо описывает быстропеременное электромагнитное поле, включая световые волны.

Замечание 8. Могут быть положены в основу теории излучения электромагнитных волн движущимися зарядами и теории взаимодействия света и вещества.

Замечание 9. Удовлетворяют условию релятивистской инвариантности.