Динамика зарядов. Для заданных внеш. полей ф-ла (1) позволяет полностью описать движение любой системы зарядов. Однако задача значительно усложняется при учёте взаимодействия зарядов посредством создаваемого ими поля, к-рое имеет конечную скорость распространения и обладает собств. динамикой. В частности, взаимодействие любых двух произвольно движущихся зарядов не является центральным и не подчиняется третьему *Ньютона закону механики*, а энергия системы заряж. тел благодаря их эл.-магн. взаимодействию зависит от состояния поля и не равна сумме энергий каждого из тел в отдельности. Система заряж. тел подчиняется законам сохранения энергии, импульса и момента импульса только при учёте соответствующих величин, связанных с эл.-магн. полем (см. ниже).

Ток. В Э. для описания генерации поля точечными электрич. зарядами q_n, движущимися по траекториям $\boldsymbol{r}_n(t)$, используют понятия о плотности заряда ρ и плотности тока $\boldsymbol{j}$:

$$\rho=\sum_n q_n\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_n),\quad \boldsymbol{j}=\sum_n q_n\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_n)\frac{d\boldsymbol{r}_n}{dt},\tag{4}$$

где δ — дельта-функция Дирака. Отвлекаясь от точечности зарядов при наличии большого их числа (приближение сплошной среды), вводят плотность $\rho_m=dq_m/dV$ и плотность тока $\boldsymbol{j}_m=\rho_m d\boldsymbol{r}_m/dt$ сгустка зарядов dq_m сорта m, движущихся в физ. бесконечно малом объёме dV по мировой линии $x^\alpha_m(t)=(ct,\ \boldsymbol{r}_m(t))$. Дальнейшее суммирование по всем скоростям $d\boldsymbol{r}_m/dt$ зарядов, проходящих через объём dV в окрестности точки $\boldsymbol{r}$ в момент времени t, приводит к полному 4-вектору плотности тока, характеризующему упорядоченное движение зарядов:

$$j^\alpha(ct,\ \boldsymbol{r})=\sum_m \rho_m dx^\alpha_m/dt\equiv\sum_m(c\rho_m,\ \boldsymbol{j}_m).\tag{4'}$$

Он удовлетворяет ур-нию непрерывности $j^\alpha_{,\alpha}=0$ (запятая с индексом α обозначает $\partial/\partial x^\alpha$), к-рое является локальным выражением *заряда сохранения закона*. Согласно последнему, полный заряд $Q=\int_V\rho(t)dV$ в к.-л. объёме V, ограниченном замкнутой поверхностью Σ, не меняется, если заряды не пересекают эту поверхность. [Аналогичные утверждения распространяются на магн. заряды и их 4-псевдовектор плотности тока $\tilde{j}^\alpha=(c\tilde{\rho},\ \tilde{\boldsymbol{j}})$.]

Следует отметить, что излагаемая здесь последовательность согласования «правил» физ. измерения электродинамич. величин и ур-ний Максвелла не является единственно возможной. Для Э. принципиальна лишь возможность такого согласования.

Особенности динамики поля с источниками

Согласно эксперим. данным, поток электрич. поля $\boldsymbol{E}$ через Σ пропорционален суммарному заряду в объёме V:

$$\oint_\Sigma \boldsymbol{E}(t)d\boldsymbol{\sigma}=4\pi\int_V\rho(t)dV.\tag{5}$$

Для неподвижных зарядов это утверждение следует из закона Кулона, но в Э. справедливо и при произвольном движении зарядов внутри поверхности Σ, несмотря на существование излучения. Тем самым устанавливается (и экспериментально подтверждается) фундам. свойство заряда Q, к-рое может служить новым способом его измерения, формально независимым от старого (1) и не апеллирующим к кинематике заряда.

Этот шаг однозначно определяет ур-ния Э. Действительно, формулировка (5) в дифференц. форме и требование её релятивистской ковариантности, т. е. выполнения при любой скорости движения инерциальной системы отсчёта с учётом преобразований координат, поля, плотностей заряда и тока, приводят к следствию

$$\operatorname{div}\boldsymbol{E}=4\pi\rho\Rightarrow\operatorname{rot}\boldsymbol{B}=\frac{1}{c}\frac{\partial\boldsymbol{E}}{\partial t}+\frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j}.\tag{6}$$

В результате магн. поле можно рассматривать как неизбежный релятивистский результат движения электрич. зарядов (тока $\boldsymbol{j}$) и нестационарности создаваемого ими электрич. поля (тока смещения $\partial\boldsymbol{E}/\partial t$).

Аналогичная аргументация по отношению к закону сохранения (в частности, отсутствия) магн. зарядов даёт закон эл.-магн. индукции:

$$\operatorname{div}\boldsymbol{B}=4\pi\tilde{\rho}\Rightarrow\operatorname{rot}\boldsymbol{E}=-\frac{1}{c}\frac{\partial\boldsymbol{B}}{\partial t}-\frac{4\pi}{c}\tilde{\boldsymbol{j}}.\tag{7}$$

С учётом ур-ний непрерывности $j^\alpha_{,\alpha}=0$ и $\tilde{j}^\alpha_{,\alpha}=0$ независимыми оказываются только правые ур-ния в (6) и (7). (Об их записи в интегр. форме, о граничных и нач. условиях, условиях излучения и о единственности решения см. *Максвелла уравнения*.) Полевые ур-ния (6), (7) совместно с ур-ниями движения всех зарядов под действием силы Лоренца лежат в основе Э. В релятивистски ковариантной форме ур-ния (6) и (7) имеют вид:

$$F^{\alpha\beta}_{\ ,\beta}=-\frac{4\pi}{c}j^\alpha,\quad \tilde{F}^{\alpha\beta}_{\ ,\beta}=-\frac{4\pi}{c}\tilde{j}^\alpha.\tag{8}$$

Т. о., электрич. и магн. 4-плотности тока являются локальными источниками полей. Поле, порождённое движущимися зарядами, согласно (8), распространяется в свободное от них пространство независимо от источников с одной и той же скоростью c (рис. 1). Она не зависит

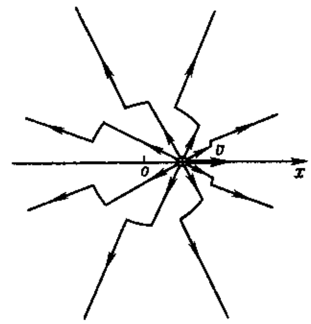

Рис. 1. Силовые линии электрического поля $\boldsymbol{E}$ заряда q, начавшего двигаться из точки o со скоростью $\boldsymbol{v}$.

также от выбора инерциальной системы отсчёта ввиду явной ковариантности (8). Тем самым Э. предоставляет фактич. основу для второго постулата спец. теории относительности, требующего существования инвариантной скорости распространения сигналов.

Источники. Вместе с тем скорость $\boldsymbol{v}$ движения зарядов как источников поля в ур-ниях Максвелла формально может быть любой, в частности превышающей скорость света в вакууме [О. Хевисайд (O. Heaviside), 1889; У. Томсон (W. Thomson), 1901; А. Зоммерфельд (A. Sommerfeld), 1904]. Последняя возможность может быть обеспечена (даже если не иметь в виду гипотетич. *тахионы*) совокупным движением реальных зарядов под действием разл. «зайчиков», напр. плоских импульсов фотонов, электронов или др. частиц, наклонно падающих на плоский экран, либо под действием «ножниц», где роль «зайчика» играет точка пересечения образующих «ножницы» двух лезвий. В силу неравенства $v>c$ создаваемое «зайчиком» пятно зарядов с плотностью ρ может отвечать сколь угодно большой плотности тока $\boldsymbol{j}=\rho\boldsymbol{v}$.

В подобных и др. случаях, когда движение определённых зарядов допустимо считать заранее известным, в правых частях ур-ний (8) или (6), (7) аддитивно выделяют т. н. сторонние источники $j^\alpha_{\text{ст}}=(c\rho_{\text{ст}},\ \boldsymbol{j}_{\text{ст}})$ и $\tilde{j}^\alpha_{\text{ст}}=(c\tilde{\rho}_{\text{ст}},\ \tilde{\boldsymbol{j}}_{\text{ст}})$ — заданные в пространстве-времени — 4-плотности тока, для к-рых $j^\alpha_{\text{ст},\alpha}\equiv0$, $\tilde{j}^\alpha_{\text{ст},\alpha}\equiv0$.

Ограничения. Границы применимости Э. в зависимости от анализируемых реальных ситуаций и преследуемых целей могут определяться самыми различными причинами. Ниже указаны лишь наиболее типичные из них.

Важнейшим свойством ур-ний Максвелла является их линейность: поля, созданные двумя независимыми систе-