жет иметь сложную топологию, напр. благодаря *чёрным дырам*. Его локальная геометрия является геометрией Минковского и характеризуется метрич. тензором $g_{\alpha\beta}(x^\nu)$, определяющим квадрат дифференциала расстояния $ds^2=g_{\alpha\beta}dx^\alpha dx^\beta$ между бесконечно близкими точками x^ν и $x^\nu+dx^\nu$ и являющимся ф-цией координат $x^\nu=(ct, \boldsymbol{r})$. Здесь t — время, $\boldsymbol{r}=(x^i)$ — пространственный 3-вектор с декартовыми координатами x^i ($i=1, 2, 3$), греч. индексы α, β, $\nu=0, 1, 2, 3$. В принципе, как показывает *эффект Казимира*, наличие к.-л. границ и сама форма рассматриваемой области пространства могут влиять на эл.-магн. проявления вакуума в ней.

В Э. метрика пространства-времени и пространственно-временны́е системы координат событий, т. е. свойства гравитац. фона, обычно (для простоты) считаются не зависящими от эл.-магн. полей и движений заряж. вещества. Самосогласование Э. и ОТО, в принципе, осуществляется совместным решением связанных ур-ний Максвелла и ур-ний Эйнштейна, учитывающих *кривизну пространства-времени* и её изменение вследствие перераспределения энергии-импульса эл.-магн. поля и вещества. [Существуют многочисл. теоретич. попытки связать эл.-магн., слабое и сильное взаимодействия и само возникновение соответствующих зарядов частиц с топологич. и метрич. особенностями так или иначе расширенного пространства-времени, представляющегося многомерным, напр. 10- или 11-мерным, но обнаруживающего «лишние», «скрытые» измерения только для малых, напр. планковских, длин ($\sim 10^{-33}$ см) или для сверхвысоких энергий частиц (см. *Великое объединение, Калуцы — Клейна теория, Единая теория поля*).]

Относительность описания. Опираясь на релятивистскую ковариантность законов физики и идею близкодействия зарядов посредством поля (см. *Взаимодействие*), можно ограничиться формулировкой локальных, дифференц. ур-ний Э. в одной, удобнее всего — в к.-л. инерциальной (декартовой) системе координат (*системе отсчёта*). В соответствии с *эквивалентности принципом* Эйнштейна описание физ. явлений представляется наиб. простым именно в локально инерциальной системе отсчёта, к-рая может быть реализована в окрестности любого события (точки пространства-времени), будучи связанной со свободно «падающим» телом отсчёта. Тогда локально тяготение не проявляется: метрич. тензор $g_{\alpha\beta}$ сводится к диагональному $\eta_{\alpha\beta}$ с сигнатурой $(+---)$ (плоское *Минковского пространство-время*). Согласно *относительности принципу*, описание любых, в т. ч. эл.-магнитных, процессов не зависит (численно) от выбора различных инерциальных систем отсчёта, если в каждой из них начальные и граничные условия заданы одинаково (численно). Вместе с тем характеристики одного и того же процесса, конечно, выглядят по-разному из разл. систем отсчёта, поскольку ему отвечают в них различные начальные и граничные условия для полей и частиц.

Заряд и сила. Существенно, однако, что величина электрич. заряда тел (частиц) не зависит не только от выбора системы отсчёта (даже неинерциальной), но и от скорости движения тела (инвариантность заряда). Это положение исходит из следующего совместного определения электрич. заряда q, электрического $\boldsymbol{E}$ и магнитного $\boldsymbol{B}$ полей, утверждающего в качестве основополагающего физ. закона (основанного на всей совокупности эксперим. данных Э.) ф-лу для силы Лоренца (в рамках идеализации точечного заряда, движущегося с определённой скоростью $\boldsymbol{v}$):

$$\frac{d\boldsymbol{p}}{dt}=q\left(\boldsymbol{E}+\frac{1}{c}[\boldsymbol{vB}]\right), \qquad (1)$$

или

$$\frac{dp_\alpha}{d\tau}=qF_{\alpha\beta}v^\beta, \quad F_{\alpha\beta}=\begin{pmatrix} 0 & -E_1 & -E_2 & -E_3 \\ E_1 & 0 & B_3 & -B_2 \\ E_2 & -B_3 & 0 & B_1 \\ E_3 & B_2 & -B_1 & 0 \end{pmatrix}. \qquad (1')$$

Здесь $\boldsymbol{p}=\gamma m\boldsymbol{v}$ — импульс заряж. тела с массой покоя m, фактор $\gamma=1/\sqrt{1-v^2/c^2}$, $p_\alpha=mcv_\alpha$ — ковариантный вектор энергии-импульса (4-импульс), $v_\alpha=g_{\alpha\beta}v^\beta$, $v^\beta\equiv\partial x^\beta/\partial\tau\equiv(\gamma c, \gamma\boldsymbol{v})$ — контравариантная 4-скорость, $\tau=\int ds/c$ — собств. время тела, определяемое длиной его *мировой линии* $x^\beta(t)$, $dt=\gamma d\tau$. (Здесь и далее используется *Гаусса система единиц*.) Инвариантность заряда экспериментально проверяется возможностью описать кинематику его движения в заданных полях в любых системах отсчёта и для любых нач. скоростей, используя, согласно (1), одну и ту же величину q (точнее, q/m), определяющую эффективность ускорения заряда. Сравнение зарядов тел q_n, $n=1, 2, \ldots$, производится, напр., путём измерения отношения сил $\boldsymbol{F}_n=q_n\boldsymbol{E}$, действующих на неподвижные заряды (в одном и том же поле $\boldsymbol{E}$). За единицу электрич. заряда принимается такой заряд, к-рый в вакууме под действием равного себе заряда на расстоянии $r=1$ см от него испытывает силу в 1 дин (согласно *Кулона закону*, величина силы взаимодействия двух неподвижных точечных зарядов равна q_1q_2/r^2). Квантование заряда, т. е. его кратность величине заряда электрона $e=4{,}8\cdot10^{-10}$ ед. СГС, или $e/3$ (кварки), в Э. вводится как дополнит. наблюдат. факт. Так, экспериментально установлено, что величина заряда протона равна заряду электрона с относит. погрешностью $\leqslant 10^{-21}$.

Аналогичным образом, согласно (1) или (1′), с заменой скорости $\boldsymbol{v}\to\tilde{\boldsymbol{v}}$, полей $\boldsymbol{E}\to\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{B}\to-\boldsymbol{E}$, а также скалярного заряда q на псевдоскаляр $\tilde{q}$ (для сохранения пространственных чётности $\boldsymbol{E}$ и нечётности $\boldsymbol{B}$), можно ввести дуальную силу Лоренца $d\tilde{p}_\alpha/d\tau=\tilde{q}\tilde{F}_{\alpha\beta}\tilde{v}^\beta$ и определить точечный магн. заряд $\tilde{e}$. Здесь

$$\tilde{F}^{\alpha\beta}=\frac{1}{2}\varepsilon^{\alpha\beta\mu\nu}F_{\mu\nu}$$

есть дуальный (антисимметричный) псевдотензор эл.-магн. поля, $\varepsilon^{\alpha\beta\mu\nu}$ — *Леви-Чивиты символ*. Используя идею калибровочной инвариантности, П. Дирак (P. Dirac) в 1931 показал, что элементарный магн. заряд $\tilde{e}$ должен быть тоже квантован и связан с соответствующим элементарным электрич. зарядом, $\tilde{e}=l\hbar c/2e$, $l=0, \pm1, \pm2, \ldots$ (см. *Магнитный монополь*). Реальные магн. заряды в природе не обнаружены.

Поле. Ф-ла (1) одновременно даёт и определение классич. эл.-магн. поля. С этой целью в каждой точке необходимо измерить ускорения, по крайней мере, трёх пробных частиц (с известными зарядами и массами), напр. одной первоначально покоившейся (для нахождения компонент вектора напряжённости электрич. поля $\boldsymbol{E}$) и двух движущихся в ортогональных направлениях (для нахождения компонент псевдовектора индукции магн. поля $\boldsymbol{B}$). Согласно *Лоренца преобразованиям*, компоненты векторов сил и, следовательно, электрич. и магн. полей меняют свои значения при переходе из одной («штрихованной») инерц. системы отсчёта в другую, относительно к-рой первая движется со скоростью $\boldsymbol{u}$:

$$\begin{aligned} \boldsymbol{E}_\parallel=\boldsymbol{E}'_\parallel,\ \boldsymbol{E}_\perp=\gamma\left(\boldsymbol{E}'_\perp-\frac{1}{c}[\boldsymbol{uB}'_\perp]\right), \\ \boldsymbol{B}_\parallel=\boldsymbol{B}'_\parallel,\ \boldsymbol{B}_\perp=\gamma\left(\boldsymbol{B}'_\perp+\frac{1}{c}[\boldsymbol{uE}'_\perp]\right). \end{aligned} \qquad (2)$$

Здесь индексами $\parallel$ и $\perp$ отмечены компоненты полей соответственно вдоль и поперёк вектора скорости $\boldsymbol{u}$; $\gamma=1/\sqrt{1-u^2/c^2}$. Т. о., разделение поля на электрическое и магнитное зависит от выбора системы отсчёта. Поэтому удобно использовать единый (антисимметричный) тензор эл.-магн. поля $F_{\alpha\beta}$ (в 1′); тогда при преобразованиях Лоренца $x^\alpha=\Lambda^\alpha_\beta x'^\beta$ закон трансформации полей (2) записывается в виде $F_{\alpha\beta}=\Lambda^\mu_\alpha\Lambda^\nu_\beta F'_{\mu\nu}$. Вместе с тем инвариантными остаются две, и только две (в вакууме), алгебраич. комбинации полей:

$$\frac{1}{2}F_{\alpha\beta}F^{\alpha\beta}=\boldsymbol{B}^2-\boldsymbol{E}^2,\ \frac{1}{4}\varepsilon^{\alpha\beta\mu\nu}F_{\alpha\beta}F_{\mu\nu}=2\boldsymbol{BE} \qquad (3)$$

(см. *Инварианты электромагнитного поля*).