применение в области классич. физики переформулированной, неполевой Э. оказывается несколько искусственным и непопулярным, особенно вследствие её усложнённости. Последнее гл. обр. обусловлено необходимостью выделения запаздывающих координат частиц, накладывающего сложные условия связи на вариац. ур-ния теории.

Законы сохранения и ненаблюдаемость потенциалов

В полевой формулировке Э. этих сложностей нет, и в анализе взаимодействия зарядов на первый план выступает динамика самого создаваемого ими поля. Существенно, что благодаря калибровочной инвариантности в Э. нельзя непосредственно наблюдать потенциалы A^{α} этого поля. Такая возможность имеется только в квантовой физике и обнаруживается, напр., в интерференц. эффектах вследствие изменения фазы волновых ф-ций заряж. частиц под действием потенциалов $A^{\alpha}(x^{\beta})$ даже в тех пространственно-временны́х областях, где в силу особенностей топологии отсутствуют напряжённости поля, $F_{\alpha\beta}=0$ (см. *Ааронова — Бома эффект*). Наблюдение потенциалов φ, A было бы возможно в калибровочно неинвариантной Э. с ненулевой массой фотона, где при условии калибровки Лоренца волновое ур-ние для них имеет вид *Прока уравнения* $A^{\alpha,\beta}_{\ \ ,\beta}-\lambda_{\Phi}^{-2}A^{\alpha}=4\pi j^{\alpha}/c$ с сохраняющимся 4-током $(j^{\alpha}_{,\alpha}=0)$, первое и второе ур-ния Максвелла (6) содержат в правых частях слагаемые соответственно $-\lambda_{\Phi}^{-2}\varphi$ и $-\lambda_{\Phi}^{-2}A$, а плотности энергии эл.-магн. поля и её потока (*Пойнтинга вектор*) равны:

$$w\equiv T_0^0=\frac{1}{8\pi}(E^2+B^2+\lambda_{\Phi}^{-2}\varphi^2+\lambda_{\Phi}^{-2}A^2),$$

$$S\equiv(-cT_i^0)=\frac{c}{4\pi}([EB]+\lambda_{\Phi}^{-2}\varphi A).$$

Несмотря на ненаблюдаемость при $m_{\Phi}=0$, потенциалы часто используются для описания различных (калибровочно инвариантных и неинвариантных) характеристик эл.-магн. поля.

Момент импульса, спин и «масса» поля. Важные примеры первых и последних — тензоры плотности импульсного, $M^{\nu}_{\alpha\beta}=(x_{\alpha}T^{\nu}_{\beta}-x_{\beta}T^{\nu}_{\alpha})/c$ [см. (12)], и спинового, $S^{\nu}_{\alpha\beta}=(A_{\alpha}F^{\nu}_{\beta}-A_{\beta}F^{\nu}_{\alpha})/4\pi c$, моментов, определения к-рых диктуются *Нётер теоремой*. Им соответствуют векторы плотности момента импульса (А. И. Садовский, 1897) и спина [Ч. Г. Дарвин (Ch. G. Darwin), 1932]:

$$\mu^i\equiv\frac{1}{2}\varepsilon^{ijl}M^0_{jl}=\frac{1}{4\pi c}[r[EB]]^i,$$

$$\mathfrak{s}^i\equiv\frac{1}{2}\varepsilon^{ijl}S^0_{jl}=\frac{1}{4\pi c}[EA]^i.$$

Первый лишь неявно зависит от поляризации поля, а второй непосредственно связан с ней. Их разность $\mu-\mathfrak{s}$, обычно заменяемая на вектор $l=[r([E[\nabla A]]+(E\nabla)A)]/4\pi c$, характеризует «орбитальную» часть момента импульса, к-рая, как и спиновая, зависит от калибровки. Для свободного поля здесь удобна кулоновская калибровка $\mathrm{div}\,A=0$, позволяющая считать $\varphi\equiv 0$. Тогда, поскольку $T^{\nu}_{\alpha,\nu}=0$ и $F^{\nu}_{\alpha,\nu}=0$, для любой замкнутой конфигурации поля излучения, наряду с 4-импульсом $P_{\alpha}=(W,-P)$ и полным моментом импульса M, сохраняются во времени также спин $\mathfrak{S}$ и «орбитальный» момент импульса $L=M-\mathfrak{S}$. Эти величины определяются пространственными интегралами соответственно от $T^0_{\alpha}=(w,-S/c)$, μ, $\mathfrak{s}$ и l по всей области V_{∞}, занятой полем.

Ковариантность сохраняющегося 4-вектора энергии-импульса поля P_{α} позволяет говорить о скорости центра «масс» поля $u^i=cP^i/P_0$, где $P_0=W/c$. Его «массу» (покоя) m_0, в общем случае переменную во времени, можно ввести ф-лой

$$m_0^2c^4=\int\limits_{V_{\infty}}\frac{(E^2+B^2)^2-4[EB]^2}{(8\pi)^2}dV\equiv\int\limits_{V_{\infty}}\frac{(B^2-E^2)^2+(2BE)^2}{(8\pi)^2}dV.$$

Последнее тождество в соответствии с (3) показывает релятивистскую инвариантность данного определения, причём в качестве квадрата плотности «массы» под знаком интеграла стоит квадрат Λ^2 любого из четырёх собств. значений (совпадающих по величине) тензора плотности энергии-импульса поля, $T^{\nu}_{\alpha}a^{\alpha}_k=\Lambda_k a^{\nu}_k$. Т. о., даже при нулевой массе фотона, $m_{\Phi}=0$, поле излучения может обладать «массой», $m_0\neq 0$, наличие к-рой отвечает (частичной) локализации эл.-магн. энергии благодаря (частичной) параллельности векторов E и B либо благодаря (частичному) уничтожению потока энергии при усреднении вектора Пойнтинга $c[EB]/4\pi$ из-за переменности его направления в пространстве, напр. для стоячей волны.

Законы сохранения. Если с полем взаимодействует ограниченная система заряж. частиц (тел), то во времени будут сохраняться их совместные энергия-импульс и момент импульса (см. *Мультипольное излучение*). Поскольку описание частиц полевым образом через ψ-функции выходит за рамки Э. точечных зарядов, то в ней не используется и возможность равноправного с орбитальным моментом введения спина заряж. частиц [Ф. Белинфанте (F. Belinfante), 1939], а также соответствующего магн. момента как циркулирующего течения заряда в поле ψ-волны [В. Гордон (W. Gordon), 1928]. Более того, утрируя ситуацию, согласно ур-нию Дирака, в Э. элементарный заряд, скажем, электрона, нельзя рассматривать иначе как точечный квант заряда e, непредсказуемо движущийся со скоростью света c (нем. Zitterbewegung — дрожание) внутри комптоновского объёма λ_e^3 так, что ср. поступат. скорость электрона совпадает с его классич. скоростью v. Аналогично в итоге усреднения возникают его спин $\hbar/2$, равный произведению ср. радиуса $\lambda_e/2$ на импульс $m_e c$, и магн. дипольный момент $e\hbar/(2m_e c)$, равный произведению ср. тока $ec/2\lambda_e$ на площадь λ_e^2 и фактор c^{-1} [К. Хуанг (K. Huang), 1952]. Отвлекаясь от подобных наглядных представлений, в совр. версиях Э. точечные заряж. частицы просто наделяют определёнными магнито- и электродипольными (и высшими мультипольными) моментами и так или иначе постулируют законы их взаимодействия с эл.-магн. полем.

Игнорируя указанные мультипольные эффекты, к-рые для элементарных зарядов обычно малы по сравнению с исходными монопольными эффектами, и вводя для системы точечных зарядов тензоры

$$m^{\nu}_{\alpha\beta}=\frac{1}{c}(x_{\alpha}t^{\nu}_{\beta}-x_{\beta}t^{\nu}_{\alpha}),\ t^{\alpha\beta}(ct,r)=\sum_n\frac{p^{\alpha}_n(t)p^{\beta}_n(t)}{p^0_n(t)}\delta(r-r_n),$$

можно прийти к ур-ниям непрерывности

$$T^{\nu}_{\beta,\nu}+t^{\nu}_{\beta,\nu}=0,\ M^{\nu}_{\alpha\beta,\nu}+m^{\nu}_{\alpha\beta,\nu}=0 \qquad (20)$$

суммарных тензоров плотности энергии-импульса и момента импульса. Отсюда после интегрирования $T^0_{\beta}+t^0_{\beta}$ и $\mu^i+(1/2)\varepsilon^{ijl}m^0_{jl}$ по всей области V_{∞}, занятой полем и частицами, следуют законы сохранения их полных 4-импульса $P_{\alpha}+P_{0\alpha}$ и момента импульса $M+M_0$. Механич. взаимодействие зарядов с полем описывается 3-плотностью 4-силы Лоренца:

$$t^{\nu}_{\beta,\nu}\equiv-T^{\nu}_{\beta,\nu}=f_{\beta},\ f^{\beta}=\sum_n q_nF^{\beta}_{\alpha}v^{\alpha}_n\frac{d\tau_n}{dct}\delta(r-r_n)\equiv$$
$$\equiv\sum_n q_n\left(\frac{Ev_n}{c},\ E+\frac{1}{c}[v_nB]\right)\delta(r-r_n). \qquad (21)$$

При переходе к непрерывному распределению заряда в среде рассматривают сгусток зарядов dq_n, движущихся в физ. бесконечно малом объёме dV по мировой линии $x^{\alpha}_n(t)=(ct,r_n(t))$, и вводят плотность силы Лоренца $f_n=\rho_nE+c^{-1}[j_nB]$. Изменение механич. энергии зарядов $P_{00}\equiv W_0=\sum_k\gamma_km_kc^2$, находящихся внутри к.-л. области $V(t)$, совершается работой только электрич. поля: $dW_0/dt=\int_V(jE)\,dV$. Она определяется распределением полной плотности тока $j(r)=\sum_n j_n(r)$ по элементам объёма dV, но из теоремы Пойнтинга $jE=-dw/dt-\mathrm{div}\,S$ может быть