описывает только эл.-магн. поле, причём плавно неоднородное, в пренебрежении производными от инвариантов (3). Он не претендует на самосогласованное «эл.-магн.» описание источников поля — электронов и позитронов с зарядами $\mp e$ и конечной классич. массой m_e, как это предполагалось в нек-рых моделях, напр. М. Борном (M. Born) и Л. Инфельдом (L. Infeld) (1934), выбиравшими лагранжиан в виде

$$\mathscr{L}_{\text{БИ}}=\left[1-\frac{E^2-B^2}{4\pi E^2_{\text{макс}}}-\frac{(EB)^2}{4\pi E^4_{\text{макс}}}\right]^{1/2}$$

(впрочем, более реалистичном с точки зрения совр. *струн теории*; Е. С. Фрадкин, А. А. Цейтлин, 1985). Здесь $E_{\text{макс}}$ — нек-рое макс. поле. Мнимая часть (16) характеризует неустойчивость вакуума, точнее, вероятность рождения электрон-позитронных пар в единичном объёме за единицу времени, значительную при $E\gtrsim E_c=m_e c^2/e\lambda$ и убывающую по закону $\exp(-\pi E_c/E)$ в полях $E\ll E_c$. Вещественная часть (16) отвечает за собственную нелинейность «классич.» электрон-позитронного вакуума — в отсутствие др. частиц и др. взаимодействий, к-рые, конечно, кардинально меняют ситуацию, скрадывая чисто эл.-магн. взаимодействие, начиная с расстояний $\sim 10^{-13}$ см (сильное) и особенно $\sim 10^{-16}$ см (электрослабое).

Если, несмотря на сказанное, обратиться, напр., к модификации закона Кулона, т. е. к сферич. симметрич. решению $D=q/r^2$ соответствующих (16) электростатич. ур-ний Максвелла $\operatorname{div}\boldsymbol{D}=0$ (при $\boldsymbol{r}\neq 0$), $D_i=4\pi\partial(\operatorname{Re}\mathscr{L}_{\text{ГЭ}})/\partial E^i$, с сингулярностью (точечным зарядом q) в начале координат $\boldsymbol{r}=0$, то обнаружится принципиальная роль нелинейности вакуума:

$$D=E\left(1+\frac{2\alpha}{45\pi}\frac{E^2}{E_c^2}\right),\ E\ll E_c,$$
$$D=E\left(1-\frac{\alpha}{3\pi}\ln\frac{E}{\varkappa E_c}\right),\ E\gg E_c. \tag{17}$$

Здесь число $\varkappa$ ($\varkappa\sim 1$) учитывает все члены первого порядка по постоянной тонкой структуры $\alpha=e^2/\hbar c\approx 1/137$. Согласно (17), на больших расстояниях поле E ослабляется по сравнению с q/r^2: $D/E>1$, т. е. поляризов. вакуум экранирует «голый» заряд q. Однако на малых расстояниях эта экранировка уменьшается, и поляризация вакуума меняет знак при $r=r_1=\sqrt{q/\varkappa E_c}$. На меньших расстояниях возникает антиэкранировка, причём отношение D/E принимает мин. значение $\alpha/3\pi$ при

$$r_{\text{мин}}=\sqrt{q/D_{\text{м}}};\ D_{\text{м}}=\frac{\alpha}{3\pi}E_{\text{м}},\ E_{\text{м}}=\varkappa E_c\exp\left(\frac{3\pi}{\alpha}-1\right),$$

когда ф-ция $D(E)$ достигает максимума и обнаруживающаяся двузначность ф-ции $E(r)$ делает физически бессмысленным анализ области $r<r_{\text{мин}}$. Хотя сама квантовая Э. как асимптотическая по α теория вряд ли верна на расстояниях $r\ll r_{\text{мин}}$, а при $r\sim r_{\text{мин}}$ указанное решение ввиду пространственной неоднородности заведомо выходит за квантово-электродинамич. рамки применимости лагранжиана (16), утверждение о том, что в нелинейной Э. (даже без учёта рождения реальных электрон-позитронных пар) должны существовать макс. электростатич. поле $E_{\text{м}}$ и аналогичное макс. магнитостатич. поле $B_{\text{м}}=B_c\exp(3\pi/\alpha-1)$, представляется неизбежным, поскольку остаётся справедливым и для пространственно однородного поля, напр. в плоском конденсаторе или в соленоиде [М. Гринман (M. Greenman), Ф. Рорлих (F. Rohrlich), 1973; Д. А. Киржниц, А. Д. Линде, 1978]. Это ещё раз показывает, что наивные представления о точечности заряда, напр. электрона, отвечающие неограниченному при $r\to 0$ кулоновскому полю e/r^2, противоречивы, причём не только в Э., но и в квантовой Э. (Л. Д. Ландау, И. Я. Померанчук, Е. С. Фрадкин, 1955). Наблюдаемая величина (и масса) заряда так или иначе должна определяться самосогласованными свойствами поляризов. вакуума с учётом нэлектромагн. взаимодействий, «размазывающих» точечный заряд.

Классический размер частиц. При этом в любой, в т. ч. квантовой, теории, отвлекающейся от нэлектромагн. структуры заряда, введение представлений о нелокальном взаимодействии поля с протяжённой заряж. частицей как единым целым наталкивается на значит. трудности, прежде всего причинного характера. В Э., пусть линейной (14), подобные попытки, несмотря на содержательность, также оказываются ограниченными. Среди них наиб. популярно представление о распределении заряда электрона по области размером $\sim r_e=e^2/m_e c^2\approx 3\cdot 10^{-13}$ см (*классический радиус электрона*), что соответствует приписыванию, хотя бы частичному, энергии покоя электрона $m_e c^2$ его кулоновскому полю. Это представление, конечно, предполагает наличие к.-л. нэлектромагн., упругих сил (т. н. натяжений Пуанкаре), к-рые препятствуют кулоновскому расталкиванию «частей» электрона и обеспечивают релятивистскую ковариантность его полного 4-импульса, складывающегося из нековариантных 4-импульсов поля «электрич. начинки» и натяжений «упругого теста». Анализ устройства натяжений Пуанкаре выходит за рамки Э. не только из-за неизбежности квантового подхода, но даже потому, что внутри такого электрона они благодаря классич. эффектам гравитации, по-видимому, обусловливают наличие отрицат. плотности массы покоя [В. Боннор (W. Bonnor) и др., 1989].

Строго говоря, вследствие эффекта рождения электрон-позитронных пар применимость Э., по крайней мере без учёта сильных флуктуаций заряда и эл.-магн. поля, проблематична уже на расстояниях меньше комптоновской длины волны электрона $\lambda_e=\hbar/m_e c\approx 4\cdot 10^{-11}$ см (П. Дирак, 1928). Вместе с тем эксперименты с электронами и мюонами высоких энергий показывают, что при разл. взаимодействиях с др. частицами они ведут себя как точечные вплоть до расстояний $\sim 10^{-16}$ см.

Реакция излучения (радиационное трение). Принимая тем не менее к.-л. распределение заряда, напр. равномерное внутри шара радиуса r_e, на основе Э. можно ответить на важнейший вопрос о результате эл.-магн. воздействия разл. «частей» электрона друг на друга. Оказывается, несмотря на то, что эл.-магн. масса зависит от выбранного распределения, от него не зависит самовоздействие электрона, т. е. полная сила реакции излучения [Х. Лоренц (H. Lorentz), 1892; М. Абрагам (M. Abragam), 1904]

$$g^\alpha=\frac{2e^2}{3c^2}\left(\frac{d^2v^\alpha}{d\tau^2}+\frac{v^\alpha v_\beta}{c^2}\frac{d^2v^\beta}{d\tau^2}\right). \tag{18}$$

Она получается после перенормировки массы в первом порядке разложения по малому отношению r_e к характерному масштабу неоднородности поля (или малому параметру запаздывания $e^2/m_e c^3 t$). Независимость (18) от r_e обеспечивает корректность учёта самовоздействия в пределе точечного заряда $r_e\to 0$. При этом обычно требуется условие малости силы g^α по сравнению с силой Лоренца (1′) со стороны внеш. поля. Оказывается, что последнее условие достаточно выполнить в системе отсчёта, где электрон покоится и сила реакции излучения на него равна $\boldsymbol{g}\equiv(g^i/c)=(2e^2/3c^3)d^2\boldsymbol{v}/dt^2$. Для гармонич. полей $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}$ с частотой ω оно даёт ограничения (условия внутр. непротиворечивости Э.)

$$\lambda/2\pi\equiv\omega/c\gg r_e\equiv\alpha\lambda_e \text{ и } B\ll B_c/\alpha,$$

к-рые в $\alpha^{-1}=137$ раз слабее, чем приведённые выше квантово-электродинамич. ограничения. Второй закон Ньютона для изменения 4-импульса mcv^α точечного заряда, находящегося под действием «обычной» внешней силы (1′) и «необычной» силы Лоренца — Абрагама (18), к-рая сама определяется кинематикой заряж. частицы, можно представить в более традиционной форме

$$(\eta_{\alpha\beta}-v^{-2}v_\alpha v_\beta)(d\tilde{p}^\beta/d\tau-eF^{\beta\gamma}v_\gamma)=0,$$

если ввести понятие «эл.-магн.» комплекса с эфф. 4-импульсом

$$\tilde{p}^\alpha=mcv^\alpha+(2e^2/3c^2)dv^\alpha/d\tau$$

[К. Тейтелбойм (C. Teitelboim), 1970]. Последний указыва-