

- [4] Л.А.Вайнштейн. Опт. и спектр., 11, 301, 1961; Л.А.Вайнштейн, И.И.Собельман. Борновские эффективные сечения возбуждения атомов электронами. Препринт ФИАН № 66, 1967.
- [5] В.Ф.Китаева, Ю.И.Осипов, Н.Н.Соболев. ДАН СССР 172, 317, 1967; V.F.Kitaeva, Yu.I. Osipov, N.N.Sobolev. IEEE J.Quant. Elect., QE-2, 635, 1966.
- [6] H.Statz etc. J.Appl. Phys., 36, 2278, 1965; H.Statz etc. Physics of Quantum Electronics. Mc Graw Hill Book Co. New-York, 1965, p.3.

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ КАК СЛЕДСТВИЯ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ

Я.Б.Зельдович

В классической теории действие строится как сумма трех частей, относящихся к частицам (S_p), их взаимодействию с полем (S_i) и к самому полю (S_f)

$$S = S_p + S_i + S_f = -mc \int ds - \frac{e}{c} \int A_i dx^i - \frac{1}{8\pi c} \int (E^2 - H^2) d^4x. \quad (1)$$

В квантовой теории фермионов

$$S_p = - \int \bar{\psi} \hat{p} \psi d^4x, \quad S_i = - \frac{e}{c} \int \bar{\psi} \hat{A} \psi d^4x. \quad (2)$$

Выражая E и H через A , запишем $S_f = L(A_{\mu, \nu})$, где L — квадратичное выражение.

В квантовой теории взаимодействие поля с вакуумом приводит к перенормировке заряда; это значит, что в действии появляется новый член, имеющий вид [1]

$$S_v = ne^2 L(A_{\mu, \nu}), \quad n = \frac{2\nu}{3\pi\hbar c} \ln \Lambda/mc. \quad (3)$$

Объединяя S_v и S_p и обозначая штрихом перенормированные величины, имеем

$$S_f' = S_f + S_v = (1 + ne^2) L(A_{\mu, \nu}) = L(A_{\mu, \nu} \sqrt{1 + ne^2}) = L(A'_{\mu, \nu});$$

$$A'_{\mu, \nu} = A_{\mu, \nu} \sqrt{1 + ne^2}, \quad eA_{\mu} = e'A'_{\mu}, \quad e' = e A_{\mu} / A'_{\mu} = e / \sqrt{1 + ne^2}. \quad (4)$$

Ландау и Померанчук [1] отмечают, что при $ne^2 \gg 1$, когда $e'^2 \rightarrow n^{-1}$, появляется "возможность пренебречь в лагранжиане действием свободного электромагнитного поля". См. также Фрадкин [4].

Следуя этому замечанию, рассмотрим теорию, в которой исходным является выражение

$$S = S_p + S_i \quad (5)$$

и соответствующую ей идеологию.

Физически (5) означает предположение, что существует "поле" $A_\mu(x, y, z, t)$, которое воздействует на движение заряженных частиц, в чем можно убедиться, варьируя траекторию или волновую функцию частиц в (5). При этом в не-квантовой теории, следующей из (5), нет действия поля, нет энергии поля, нельзя получить уравнения Максвелла, распространения волн и т.д.

Однако в квантовой теории из выражения (5) следует, что поле A действует не только на реальные частицы, но и на вакуум. Теория такова, что при $A = 0$ энергия и действие вакуума также тождественно равны нулю. При наличии "поля" как воздействия на частицы, и при отсутствии свободных частиц, в вакууме происходит рождение виртуальных электронно-позитронных пар, появляется отличная от нуля энергия вакуума, которую мы называем энергией поля, появляется вклад в действие.

Производить заново вычисления не нужно: эти вычисления уже были проведены раньше и дали формулу (3) для S_v . Отметим, что для получения (3), представляющего собой низший член разложения по e^2 , в существующей теории не понадобилась функция распространения кванта, рассматривалась только фермионная петля, поэтому мы вправе перенести (3) в новую теорию без затравочного S_f . Получив S_v и произведя перенормировку, приходим к обычной теории, с единственным отличием, что в $\sqrt{1 + ne^2}$ опущена 1 и заряд точно равен $e'^2 = n^{-1}$.

Интерпретация действия поля как вакуумной поправки не приводит к предсказанию новых наблюдаемых явлений. Однако она экономнее классической теории. В обычной теории при построении лоренц-инвариантного выражения S член вида $\int A_\mu A^\mu d^4x$ в S_f отбрасывается для того, чтобы теория согласовалась с установленным на опыте отсутствием массы покоя у фотонов $\mu = 0$.

В предлагаемой интерпретации S_f' есть S_v , полученное из S_f . Градиентная инвариантность S_f с неизбежностью приводит к градиентной инвариантности S_f' , так что $\mu = 0$ есть следствие теории, а не взятое из опыта дополнительное требование.

Предлагаемая заметка возникла как обобщение на электромагнитное поле идеологии, которую А.Д.Сахаров развил для теории тяготения [2]. Он рассматривает как вакуумную поправку выражение действия $S_{fg'}$, зависящего от кривизны пространства R , которое обычно пишется в виде

$$S_{fg'} = \frac{c^3}{16\pi G} \int R dv. \quad (6)$$

В квантовой теории он получает по порядку величины

$$S_{\nu g} = \hbar^{-1} \Lambda^2 \int R d\nu. \quad (7)$$

Здесь, как и в (3), Λ есть предельный импульс (импульс обрезания)*. Сопоставляя (6) и (7), получаем выражение для G , точнее, для наблюдаемого G' , аналогичное $e'^2 = n^{-1}$, а именно,

$$G' = \hbar c^3 / \Lambda^2. \quad (8)$$

Исключая Λ из выражений G' и e' , получим

$$e'^2 = \hbar c \, 3\pi [\nu \ln(\hbar c / G m^2)]^{-1}. \quad (9)$$

Это соотношение, приведенное в [1], согласуется с опытом при числе типов заряженных частиц $\nu \approx 13$. В [1] предполагалось, что граница электродинамики и импульс Λ определяются гравитационным взаимодействием виртуальных частиц.

Предлагаемая интерпретация состоит в том, что в электродинамике и в гравитации полевые члены представляют собой вакуумные поправки с общим значением импульса обрезания Λ , который является для теории константой, задаваемый извне.

Само поле первично является фактором только воздействующим на движение частиц (в случае гравитации — за счет искривления пространства), но не имеющим своей энергии.

В предположении $\Lambda \gg m$ из предлагаемой интерпретации автоматически следует, что векторное (электромагнитное) взаимодействие имеет логарифмически малую константу, т.е. малый, но не очень малый заряд, а гравитационное взаимодействие мало как m^2 / Λ^2 , т.е. весьма мало.

Представление о квантах как электронно-позитронных парах (ссылки см. в [3]) получает новую, не вульгарную интерпретацию.

Благодарю А.Д.Сахарова за ознакомление с [2] и стимулирующие обсуждения.

Институт прикладной математики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
26 сентября 1967 г.

Литература

- [1] Л.Д.Ландау, И.Я.Померанчук. ДАН СССР, 102, 489, 1955.
[2] А.Д.Сахаров. ДАН СССР, 177, 100, 1967.

[3] M.M. Broido. Phys. Rev., 157, 1444, 1967.

[4] Е.С.Фрадкин. ЖЭТФ, 29, 258, 1955.

* Вероятно и в гравитации можно воспользоваться диаграммной техникой и теорией тензорного поля h_{ik} в плоском пространстве.