Письма в ЖЭТФ, том 10, стр. 53 – 55 *5 июля 1969г.*

МОГУТ ЛИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ W-БОЗОНОВ ОБРЕЗАТЬ СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Б.Л.Иоффе

Оценки эффектов высших порядков по слабому взаимодействию показывают [1, 2], что рост с энергией амплитуд слабых процессов, возникающий в обычной теории слабых взаимодействий, не может происходить вплоть до тех энергий $\Lambda_W \sim G^{-1/2}$, при которых слабое взаимодействие становится сильным, а должен прекращаться при существенно меньших энергиях. При этом в адрон-лептонных процессах точный учет сильных взаимодействий не приводит к обрезанию расходящихся интегралов. В работе [3] была выдвинута гипотеза о том, что в теории с промежуточным бозоном обрезание расходимостей в слабых амплитудах может происходить при энергиях $\Lambda_e \sim \mu/e \ll \Lambda_W$ (μ – масса W, $e^2 = 1/137$), за счет электромагнитных взаимодействий W-бозонов, которые становятся сильными при этих энергиях. В настоящей работе будет сделана попытка на основе анализа диаграмм теории возмущений выяснить, может ли учет электромагнитных взаимодействий W-бозонов привести к обрезанию расходимостей в амплитудах слабых процессов.

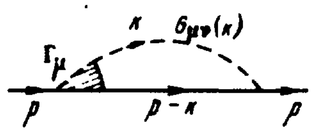

Рис. 1

Рассмотрим сначала поправку порядка g^2 (g – константа слабого взаимодействия W-бозона, $4\pi g^2/\mu^2 = G/\sqrt{2}$), определяющую перенормировку волновой функции лептона с учетом электромагнитных взаимодействий лептонов и W-бозонов (без аномального магнитного момента). Соответствующая диаграмма Фейнмана изображена на рис. 1, где $G_{\mu\nu}(k)$ – точная функция Грина W-бозона, $\Gamma_\mu(p, p-k; k)$ – точная вершинная часть для испускания W. (Очевидно, что функцию Грина лептона можно считать свободной, поскольку радиационные поправки к ней будут порядка $(e^2 \ln k^2/m^2)^n$, т.е. несущественны при $k \sim \Lambda_e$). В силу представления

Челлена – Лемана, которым описывается $G_{\mu\nu}(k)$, наибольшую степень расходимости следует ожидать при учете продольной части $G_{\mu\nu}(k)$, т.е. членов, пропорциональных $k_\mu k_\nu$. Отсюда следует, что обрезание расходимостей в данной диаграмме может возникнуть лишь в том случае, когда при больших k продольная часть $\Gamma_\mu(p, p-k; k)$ в n-ом приближении будет порядка $(e^2 \bar{k}^2/\mu^2)^m (e^2 \Lambda_e^2/\mu^2)^p$, $m + p = n > 0$. (Если считать импульс обрезания $\Lambda_e \sim \mu/e$, т.е. $e^2/\Lambda_e^2/\mu^2 \sim 1$). В действительности, однако, продольная часть $\Gamma_\mu(p, p-k; k)$ в n-ом приближении оказывается порядка

$$\Gamma^n_{\mu\, long} \sim e^2 \left(\frac{e^2 k^2}{\mu^2}\right)^m \left(\frac{e^2 \Lambda_e^2}{\mu^2}\right)^p \ln \frac{\Lambda^2}{\mu^2}, \qquad m + p + 1 = n \qquad (1)$$

т.е. радиационные поправки к продольной части Γ_μ малы при $k^2 \sim \Lambda_e^2$ и, следовательно, не могут привести к обрезанию расходимости.

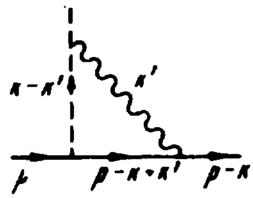

Рис. 2

Для доказательства формулы (1) рассмотрим сначала поправку e^2-приближения к Γ_μ, описываемую диаграммой рис. 2 и равную:

$$\Gamma^{(1)}_\mu = \frac{e^2}{4\pi^3 i} \int d^4k' \gamma_\lambda (p - k + k' - m)^{-1} \gamma_\sigma (1 + \gamma_5) \frac{1}{k'^2} \times$$
$$\times [(k-k')^2 - \mu^2]^{-1} [\delta_{\sigma\nu} - (k-k')_\sigma (k-k')_\nu/\mu^2] \gamma^\lambda_{\nu\mu} (k-k', k), \qquad (2)$$

где

$$\gamma^\lambda_{\nu\mu}(k_2, k_1) = (k_{1\lambda} + k_{2\lambda})\, \delta_{\nu\mu} - k_{1\nu}\delta_{\mu\lambda} - k_{2\mu}\,\delta_{\nu\lambda} \qquad (3)$$

вершинная часть для взаимодействия W с электромагнитным полем. В силу вытекающего из (3) условия

$$k_{2\nu}\, \gamma^\lambda_{\nu\mu}(k_2, k_1)\, k_{1\mu} = 0 \qquad (4)$$

член $(k-k')_\sigma (k-k')_\nu/\mu^2$ в функции Грина W-бозона в (2) не вносит вклада в выражение для продольной части $\Gamma^{(1)}_\mu$ так что $\Gamma^{(1)}_{\mu\, long}$ будет порядка $e^2 \ln(\lambda^2/k^2)$. Используя соотношение (4) и метод работы [3], доказательство может быть обобщено на случай n-ого приближения и приводит к оценке (1).

Рассмотрим теперь вопрос о том, не могут ли электромагнитные взаимодействия W-бозонов обрезать расходимости в диаграмме вида рис. 3, приводящей к возникновению нейтральных токов в адрон-лептонном взаимодействии (сильные взаимодействия не учитываются). Поскольку, как было выяснено, изменение вершин за счет электромагнитного взаимодействия в первом приближении по e^2 не приводит к обрезанию, то внести вклад может только диаграмма рис. 4. Оценка ее производится элементарно и дает

$$\frac{\text{Вклад диаграммы рис. 4}}{\text{Вклад диаграммы рис. 3}} \sim e^2 \tag{5}$$

если считать, что все импульсы интегрирования ограничены условием $k^2 < \Lambda_e^2$. При наличии обрезания за счет электромагнитных взаимодействий естественно было бы ожидать, что вклад радиационных поправок будет того же порядка, что и вклад основного члена, так что оценка (5) также говорит против обрезания за счет электромагнитного взаимодействия W-бозонов.

Проведенные рассуждения, строго говоря, неприменимы к адрон-лептонным процессам, поскольку они не учитывают сильных взаимодействий. Трудно, однако, себе представить, чтобы сильные взаимодействия могли существенно (в e^{-2} раз) увеличить вклад радиационных поправок и привести к обрезанию интегралов при импульсах порядка Λ_e.

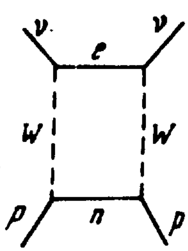

Рис. 3

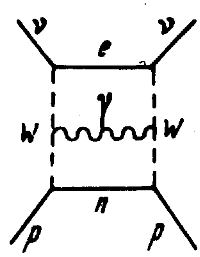

Рис. 4

Хотя все изложенное выше содержит ряд допущений, по-видимому, остается мало надежды на то, что электромагнитные взаимодействия W-бозонов смогут обрезать рост слабых взаимодействий.

Наличие у W-бозонов аномального магнитного момента κ не изменяет этого вывода, поскольку в этом случае обрезание должно было бы происходить при энергии $\Lambda_e \sim \mu\,(\kappa e^2)^{-1/4}$, а радиационные поправки оказываются порядка $\kappa e^2 \Lambda_e^2/\mu^2 \sim (\kappa e^2)^{1/2}$ т.е. опять-таки малыми.

Благодарю Б.В. Гешкенбейна за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
26 мая 1969 г.

Литература

[1] Б.Л. Иоффе, Е.П. Шабалин. ЯФ. 6, 828, 1967; Письма в ЖЭТФ, 6, 978, 1967.
[2] *M. B. Halpern, G. Segre. Phys. Rev. Lett.,* 19, *611, 1000(E), 1967.*
[3] Б.Л. Иоффе. ЖЭТФ, 47, 975, 1964.