Письма в ЖЭТФ, том 16, вып. 8, стр. 492 – 495 *20 октября 1972 г.*

АДРОННЫЕ СИММЕТРИИ И КАЛИБРОВОЧНЫЕ ТЕОРИИ СЛАБОГО И ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Н. Н. Николаев

1. В последнее время широко обсуждаются единые перенормируемые теории слабого и электромагнитного взаимодействий со спонтанно-нарушенной калибровочной инвариантностью [1 – 7], позволяющие описать единым образом как слабые, так и электромагнитные взаимодействия, объединяя фотон и W^{+}-бозоны (обычно с еще одним нейтральным векторным мезоном) как калибровочные поля.

Предложенные модели [1 – 5] позволяют описать чисто лептонные процессы, но при их обобщении на адроны возникает ряд трудностей, связанных с наблюдаемыми $SU(3)$- и $SU(6)$-симметриями сильных взаимодействий. Так, в [2] для построения известных $SU(3)$-мультиплетов барионов требуется двенадцать кварков; в моделях [3 – 4] семь и восемь кварков. Кроме того, из-за целого заряда кварков в моделях [3 – 5] теряется $SU(6)$-симметрия для барионов.

2. В данной статье предлагается перенормируемая теория слабого и электромагнитного взаимодействий со спонтанно-нарушенной $SU(2)\times$ $\times\ U(1)$ калибровочной симметрией, включающая обычные $SU(3)$-кварки с дробным зарядом и позволяющая сохранить наблюдаемые адронные симметрии.

Мы постулируем обычный $SU(3)$-триплет кварков p, n, λ, два новых кварка p' и q с зарядами $+2/3$ и $-1/3$ и два новых тяжелых нейтральных лептона: электронный E и мюонный M наряду с e, ν_e, μ, ν_μ. Сильные взаимодействия $SU(5)$ инвариантны, а наблюдаемая $SU(3)$-симметрия является низкоэнергетическим пределом глобальной $SU(5)$-симметрии, если p' и q кварки значительно тяжелее триплета (p, n, λ).

Колибровочные векторные поля: $SU(2)$-триплет $(W_\mu^{+}, W_\mu^{\circ}, W_\mu^{-})$ и синглет B_μ° вводятся согласно

$$i\,\partial_\mu \to i\partial_\mu + g\vec{\tau}\,\mathbf{W}_\mu + g' Y B_\mu^{\circ} . \qquad (1)$$

Чтобы исключить появление в теории аномалий, связанных с аксиальным током [8], мы используем, следуя [5], мультиплеты одинаковой размерности для правых и левых частиц. При этом

$$B_\ell = \begin{pmatrix} p\cdot\cos\theta - p'\sin\theta \\ n \end{pmatrix}_\ell , \quad B' = \begin{pmatrix} p\sin\theta + p'\cos\theta \\ \lambda \end{pmatrix}_\ell \qquad (2)$$

$$B_r = \begin{pmatrix} p \\ q \end{pmatrix}_r \quad \text{и} \quad B_r' = \begin{pmatrix} p' \\ n \end{pmatrix}_r$$

– дублеты с $Y = 1/3$ и q_ℓ и λ_r – синглеты с $Y = -2/3$. Здесь θ – угол Каббибо. Аналогично для лептонов $(\nu_e, e)_\ell$ и $(\nu_\mu, \mu)_\ell$ – левые и $(E, e)_r$, $(M, \mu)_r$ – правые дублеты с $Y = -1$ и $E_\ell, M_\ell, \nu_{e_r}$, ν_{μ_r} – синглеты с $Y = 0$.

Массы векторных полей вводятся с помощью механизма Хиггса [9], и мы постулируем триплет скалярных мезонов (ϕ^+, ϕ^0, ϕ^-) с $Y=0$ и два дублета: $\xi = (\xi^0, \xi^-)$ с $Y = -1$ и $\tilde{\xi} = (\xi^+, \bar{\xi}^0)$ с $Y = 1$. Вакуумные средние нейтральных компонент скалярных полей: $\langle \phi^0 \rangle = v/\sqrt{2}$ и $\langle \xi^0 \rangle = u$ можно выбрать вещественными. Тогда

$$m^2_{W^\pm} = g^2(u^2 + v^2) \quad \text{и} \quad m^2_Z = g^2 u^2/\cos^2 \alpha , \tag{3}$$

где $\operatorname{tg} \alpha = g'/g$ и $Z_\mu = \cos\alpha \, W^0_\mu - \sin\alpha \, B^0_\mu$. Фотон $A_\mu = \cos\alpha \, B^0_\mu + \sin\alpha \, W^0_\mu$ остается безмассовым и заряд

$$e = 2g \sin \alpha . \tag{4}$$

3. Взаимодействия $W^\pm_\mu$ и Z_μ с токами имеют вид

$$\frac{g}{\sqrt{2}} W^+_\beta [\bar{\nu}_e \gamma_\beta (1+\gamma_5) e + \bar{E}\gamma_\beta (1-\gamma_5) e + \bar{\nu}_\mu \gamma_\beta (1+\gamma_5)\mu + \bar{M}\gamma_\beta \times$$

$$\times (1-\gamma_5)\mu] + \text{э.с.} + \frac{g}{\cos\alpha} Z_\beta \Big[\frac{1}{2}\bar{\nu}_e \gamma_\beta (1+\gamma_5)\nu_e +$$

$$+ \frac{1}{2}\bar{E}\gamma_\beta (1-\gamma_5) E - \cos 2\alpha \, \bar{e}\gamma_\beta e + \frac{1}{2}\bar{\nu}_\mu \gamma_\beta (1+\gamma_5)\nu_\mu +$$

$$+ \frac{1}{2}\bar{M}\gamma_\beta (1-\gamma_5) M - \cos 2\alpha \, \bar{\mu}\gamma_\beta \mu\Big] + \frac{g}{\sqrt{2}} W^+_\beta [\bar{p}\gamma_\beta (1+\gamma_5) n \cos\theta +$$

$$+ \bar{p}\gamma_\beta (1+\gamma_5)\lambda \sin\theta + \bar{p}'\gamma_\beta (1+\gamma_5)\lambda\cos\theta - \bar{p}'\gamma_\beta (1+\gamma_5) n \sin\theta +$$

$$+ \bar{p}\gamma_\beta (1-\gamma_5) q + \bar{p}'\gamma_\beta (1-\gamma_5) n] + \text{э.с.} + \frac{g}{\cos\alpha} Z_\beta \Big\{ \big(\bar{p}\gamma_\beta p + \bar{p}'\gamma_\beta p'\big) \times$$

$$\times \Big(\cos^2\alpha - \frac{1}{3}\sin^2\alpha\Big) - \bar{n}\gamma_\beta n \,(\cos^2\alpha + \frac{1}{3}\sin^2\alpha) +$$

$$+ \frac{1}{2}\bar{\lambda}\gamma_\beta \Big[\gamma_5 - \Big(\cos^2\alpha - \frac{1}{3}\sin^2\alpha\Big)\Big]\lambda - \frac{1}{2}\bar{q}\gamma_\beta \Big[\gamma_5 + \Big(\cos^2\alpha - \frac{1}{3}\sin^2\alpha\Big)\Big] q \Big\}. \tag{5}$$

Отсюда легко получить, что если

$$\cos 2\alpha \, \frac{u^2 + v^2}{u^2} = -1 \quad \text{и} \quad \alpha = 60^\circ \, (120^\circ), \tag{6}$$

то в локальном пределе в эффективном лагранжиане упругого взаимодействия нейтрино с лептонами и легкими кварками возникает любопытная симметрия:

$$\frac{G}{\sqrt{2}}[\bar{\nu}_e\gamma_\beta(1+\gamma_5)\nu_e(\bar{\mu}\gamma_\beta\mu - \bar{e}\gamma_\beta\gamma_5 e) + \bar{\nu}_\mu\gamma_\beta(1+\gamma_5)\nu_\mu \times$$

$$\times(\bar{e}\gamma_\beta e - \bar{\mu}\gamma_\beta\gamma_5\mu) - |\bar{\nu}_e\gamma_\beta(1+\gamma_5)\nu_e + \bar{\nu}_\mu\gamma_\beta(1+\gamma_5)\nu_\mu \times$$

$$\times(\bar{n}\gamma_\beta n - \bar{\lambda}\gamma_\beta\gamma_5\lambda)]. \tag{7}$$

Следует подчеркнуть, что совместимость двух условий (6) для угла смешивания α нетривиальна, и хотя не видно причин для именно такого, впрочем, весьма разумного, выбора параметров, лагранжиан (7) представляется весьма привлекательным. Заметим, что согласно (7) $\sigma_{\nu_\mu e} = \sigma_{\bar{\nu}_e e} = 1/3\sigma_{\nu_e e}$ $(V-A)$, что не противоречит эксперименту (см., например, [6]), Оценки показывают, что предсказываемые (7) сечения процессов $\nu_\mu + N \to \nu_\mu$ + адроны также не противоречат известным экспериментальным ограничениям.

4. Массы лептонов генерируются взаимодействием вида

$$g_1\left[\frac{v}{2}\bar{L}_r L_\ell - \bar{L}_r(\vec{\tau}\vec{\phi})L_\ell\right] + g_2(\bar{L}_r\xi)E_\ell + \text{э.с.} \tag{8}$$

что дает $m_\ell = g_1 v$, $m_E = g_2 v/\sqrt{2}$ (аналогично для мюонных лептонов). Нейтральные лептоны E и M ненаблюдаемы в обычных экспериментах, если они тяжелее K-мезона.

Для адронов мы берем взаимодействие:

$$f_1\bar{B}_r(\vec{\tau}\vec{\phi})B_\ell + f_2\bar{B}_r(\vec{\tau}\vec{\phi})B'_\ell + f_3\bar{B}'_r(\vec{\tau}\vec{\phi})B_\ell + f_4\bar{B}'_r(\vec{\tau}\vec{\phi})B'_\ell +$$

$$+ f_5(\bar{B}_r\tilde{\xi})q_\ell + f_6(\bar{B}'_r\tilde{\xi})q_\ell + f_7(\bar{B}_\ell\tilde{\xi})\lambda_r + f_8(\bar{B}'_\ell\tilde{\xi})\lambda_r +$$

$$+ f_9\bar{B}_r B_\ell + f_{10}\bar{B}_r B'_\ell + f_{11}\bar{B}'_r B_\ell + f_{12}\bar{B}'_r B'_\ell. \tag{9}$$

Исключая в массовой матрице недиагональные члены подбором констант получаем: $m_p = f_1 v/\cos\theta$, $m_n = f_{11} - f_3 v/2$, $m_q = f_5 u/\sqrt{2}$, $m_\lambda = f_8 u/\sqrt{2}$ и $m_{p'} = f_4 v/\cos\theta$. Массы всех кварков можно взять произвольными, в частности: $m_p = m_n$, $m_\lambda > m_{p,n}$ и $m_{q,p'} >> m_{p,n,\lambda}$. Интересен случай $m_q = m_{p'}$, так как при этом нарушение $SU(5)$-симметрии минимально и она редуцируется к $SU(3)\times$ $\times SU(2)$.

Сильные взаимодействия могли бы переноситься глюоном и скалярными и псевдоскалярными σ_k^i- и π_k^i-мезонами, принадлежащими к $(5,\bar{5}) \pm (\bar{5},5)$ представлениям киральной $SU(5)\times SU(5)$ группы. Если за счет взаимодействия σ_k^i- и π_k^i-мезонов с $\vec{\phi}$ и ξ-полями удастся получить спонтанное нарушение симметрии в системе σ_k^i-мезонов, то это могло бы привести за счет вакуумных средних $\langle\sigma_k^i\rangle$ к членам типа затравочных масс, использованным в (9). В отсутствие же взаимодействия адронов с σ_k^i- и π_k^i-полями адроны были бы безмассовыми и мы тогда имели бы точную $SU(5) \times SU(5)$-симметрию сильных взаимодействий. При этом, возможно, удалось бы ввести в рамки схемы гипотезу частичного сохранения аксиального тока аналогично σ-модели **Гелл-Манна – Леви [10].**

В заключение выражаю глубокую благодарность Б.Л.Иоффе за ценные обсуждения и замечания, в значительной степени стимулировавшие появление данной статьи.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
8 сентября 1972 г.

Литература

[1] S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 19, 1264, 1967; 27, 1688, 1971; Phys. Rev., D5, 1412, 1972.

[2] C.Bouchiat, J.Iliopoulos, Ph. Meyer. Phys. Lett., 38B, 519, 1972.

[3] B.W.Lee. NAL preprint THY-51, 27 April, 1972.

[4] J.Prentki, B.Zumino. CERN preprint TH-1504,7 June, 1972.

[5] H.Georgi, S.L.Glashow. Phys. Rev. Lett., 28, 1494, 1972.

[6] G.'t Hooft. Phys. Lett., 37B, 197, 1971; H.H.Chen, B.W.Lee. Phys. Rev., D5, 1874, 1972.

[7] G.'t Hooft. Nucl. Phys., B35, 167, 1971.

[8] S.L.Adler. Phys. Rev., 177, 2426, 1969.

[9] P.W.Higgs. Phys. Rev. Lett. 13, 508, 1964.

[10] M.Gell-Mann, M.Levy. Nuovo Cim., 16, 705, 1960.