

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С 324.1Г

А-796

9/1-78

P2 - 11009

В.М.Дубовик, В.С.Замиралов

142/2-78

НАРУШЕНИЕ ЧЕТНОСТИ В NN -ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
В ПРОСТОЙ КАЛИБРОВОЧНОЙ МОДЕЛИ
И ПРОБЛЕМА $P_{\gamma} (n+p \rightarrow d+\gamma)$

1977

P2 - 11009

В.М.Дубовик, В.С.Замиралов*

НАРУШЕНИЕ ЧЕТНОСТИ В NN -ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
В ПРОСТОЙ КАЛИБРОВОЧНОЙ МОДЕЛИ
И ПРОБЛЕМА $P_{\gamma} (n+p \rightarrow d+\gamma)$

* Научно-исследовательский институт ядерной физики
МГУ.

Дубовик В.М., Замiralов В.С.

P2 - 11009

Нарушение чётности в NN-взаимодействии в простой калибровочной модели и проблема P_γ ($n+p \rightarrow d+\gamma$)

С помощью простой калибровочной модели типа Салама-Вайнберга, в которой векторные мезоны ρ и ω непосредственно взаимодействуют с кварками, построен нарушающий чётность потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия, позволяющий оценить эффект поляризации γ -кванта в реакции $n+p \rightarrow d+\gamma$. Полученные численные значения коэффициента поляризации P_γ в несколько раз превышают результаты расчётов с помощью других моделей, но существенно меньше того, что даёт эксперимент.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Dubovik V.M., Zamiralov V.S.

P2 - 11009

Parity Violation in NN-Interaction in a Simple Gauge Model and P_γ Problem in $n+p \rightarrow d+\gamma$

A parity-violating potential of the NN-interaction is constructed by a simple gauge model of the Weinberg-Salam type. This potential allows one to estimate the γ -quantum polarization effect in reaction ($n+p \rightarrow d+\gamma$). The numerical values obtained for the polarization coefficient P_γ are several times larger than those in other models but are rather smaller than experimental values.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

1. ВВЕДЕНИЕ

Единая теория электромагнитного и слабого взаимодействий, предложенная Вайнбергом ¹ и Саламом ², все более приближается к статусу квантовой электродинамики. В лептонном секторе вычислены поправки за счет слабого взаимодействия к магнитному моменту мюона /см., напр., ³ /, вклады гипотетических нейтральных тяжелых лептонов в процессы $\mu \rightarrow e \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$ ⁴ и т.д. При этом замечено, что усилены вклады отдельных диаграмм. Представляется интересным применить изучение аналогичных эффектов в слабых нуклон-нуклонных (NN) - взаимодействиях.

Наша цель - в рамках достаточно простой калибровочной модели типа Салама-Вайнберга построить нарушающий четность NN - потенциал $V_{P.V.}$ и попытаться оценить эффект поляризации γ -кванта в реакции $n \rightarrow p + d + \gamma$, привлекая минимальное количество дополнительных гипотез. Мы будем опираться на обычную четырехкварковую модель и считать, что все векторные мезоны, как промежуточные слабые W^{\pm}, Z , так и сильно взаимодействующие ρ и ω , можно ввести с помощью градиентных преобразований. Возможность построения такой модели была рассмотрена, напр., в ⁵. Впрочем, векторные мезоны можно трактовать и феноменологически. Тогда расходящиеся диаграммы с их участием следует обрезать на значении характерной массы $/1 \text{ ГэВ}/$.

2. МОДЕЛЬ NN-ПОТЕНЦИАЛА

Дейтон будем описывать потенциалом, возникающим при обмене ρ - и ω -мезонами. Обычно NN-взаимодействие через ρ и ω задается на уровне нуклонов /рис. 1/. Соответствующие лагранжианы даны, напр., в ^{5,6}. Однако в свете того, что слабые и электромагнитные взаимодействия идут на уровне кварков, представляется разумным и NN-взаимодействие ввести на том же уровне /рис. 2/ *

$$\mathcal{L}_S = g_{\rho} \bar{p} \vec{\gamma} \bar{q} \gamma_a \vec{\tau} q' \rho_a + g_{\omega} \bar{p} \bar{q} \gamma_a q' \omega_a, \quad /1/$$

где $\vec{\tau}$ - матрицы Паули, а q - дублет кварков p.n

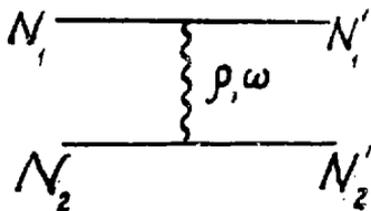


Рис. 1

В соответствии с обычными приближениями ⁷ будем считать, что константы связи $g_{\rho NN}$, $g_{\omega NN}$ можно выразить через константы $g_{\rho q \bar{q}}$, $g_{\omega q \bar{q}}$, воспользовавшись функцией перекрестия

$$J = \int d^3(\vec{r}_3 - \frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2}) d^3(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) |\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3)|^2 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \quad /2/$$

где Ψ - пространственная волновая функция кварков. Имеем:

$$g_{\rho NN} = g_{\rho q \bar{q}} J, \quad g_{\omega NN} = g_{\omega q \bar{q}} J. \quad /3/$$

* Это тем более необходимо, если трактовать ρ и ω как калибровочные поля.

3. МОДЕЛЬ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Нарушающий четность нуклон-нуклонный потенциал введем обычным способом^{5,6,8,9}, считая в соответствующих диаграммах /рис. 2/ одну из вершин /верхние/ аксиальными.

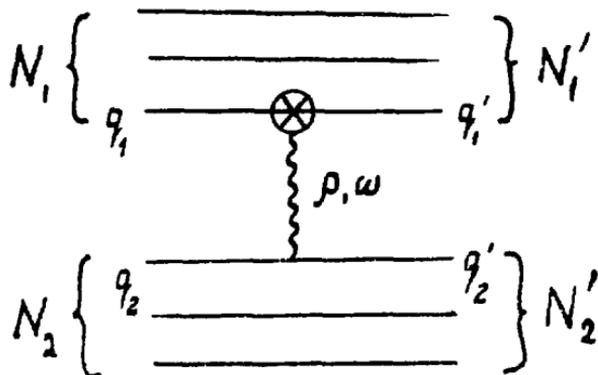


Рис. 2

Выберем обычную четырехкварковую модель ГИМ¹⁰. Тогда слабые токи в нарушающих четность вершинах запишутся следующим образом:

$$J_{\mu}^{\pm} = g (\bar{n})_{\mu} \frac{1+\gamma_5}{2} p + \bar{\lambda}_{\mu} \frac{1+\gamma_5}{2} c) \cos \theta_c + \\ + g (-\bar{n})_{\mu} \frac{1+\gamma_5}{2} c + \bar{\lambda}_{\mu} \frac{1+\gamma_5}{2} p) \sin \theta_c. \quad /4/$$

$$J_{\mu}^0 = \frac{g}{\cos \theta_w} \left[(\bar{p})_{\mu} \frac{1+\gamma_5}{2} p - \bar{n}_{\mu} \frac{1+\gamma_5}{2} n \right) - \\ - 2 \sin^2 \theta_w \left(\frac{2}{3} \bar{p}_{\mu} p - \frac{1}{3} \bar{n}_{\mu} n \right) \right]. \quad /5/$$

Нужная нам часть слабого лагранжиана имеет вид

$$\mathcal{L}_W = J_\mu^+ W_\mu^- + \text{h.c.} + J_\mu^0 Z_\mu. \quad /6/$$

В вершинный граф с нарушением четности дают вклад три вида диаграмм. Во-первых, диаграммы собственной энергии кварков /рис. 3/, которые входят в перенормировку волновых функций кварков; во-вторых, собственно-энергетические графы переходов $\rho^0 - Z, \omega - Z, \rho^\pm - W^\pm$ /рис. 4/, в-третьих, собственно вершинные графы /рис. 5/.

Вклад диаграмм /рис. 4/, как можно показать, меньше вклада вершинных диаграмм /см., напр., ^{11/}, поэтому для оценки эффекта мы ограничимся вычислением этих последних. Конкретно рассмотрим диаграмму /рис. 5а/ с обменом W-бозоном. Вычисления проведены с помощью лагранжианов /1/ и /6/ в калибровке Г'Хофта, что для /6/ соответствует выбору правил Фейнмана, сделанному в ^{3/}. Удерживая часть диаграммы с нарушением четности, имеем

$$g_{\rho p \bar{n}} \frac{ig^2 \cos^2 \theta_C}{2(2\pi)^4} \times \quad /7/$$

$$\times \int d^4 k \frac{\bar{u}(p_2) \{ (\hat{k} + \hat{q}) \gamma_\delta (\hat{k} - \hat{q}) \gamma_5 + m(\hat{k} + \hat{q}) \gamma_\delta \gamma_5 + m \gamma_\delta (\hat{k} - \hat{q}) \gamma_5 \} u(p_1) \rho_\alpha}{(k^2 - M_W^2) [(p-k)^2 - m^2] [(p-k+q)^2 - m^2]}$$

Проводя стандартную процедуру устранения расходимостей в этом интеграле /см., напр., ^{3,12/} окончательно получаем при $q^2 \rightarrow 0$

$$-g_{\rho p \bar{n}} \frac{g^2 \cos^2 \theta_C}{64\pi^2} \bar{u}(p_2) \gamma_\alpha \gamma_5 u(p_1) \rho_\alpha \times$$

$$\times \left(\frac{m_\rho^2}{M_W^2} \ln \frac{m_\rho^2}{M_W^2} + \frac{11}{9} \frac{m_\rho^2}{M_W^2} \right) = \quad /8/$$

$$= g_{\rho p \bar{n}} a \cos^2 \theta_C \bar{u}(p_2) \gamma_\alpha \gamma_5 u(p_1) \rho_\alpha,$$

$$a = 0.44 \times 10^{-6}, \quad m_\rho = 760 \text{ МэВ}, \quad M_W = 60 \text{ ГэВ}.$$

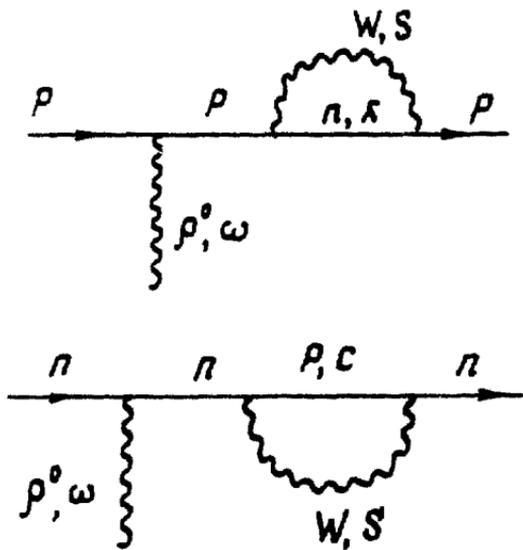


Рис. 3

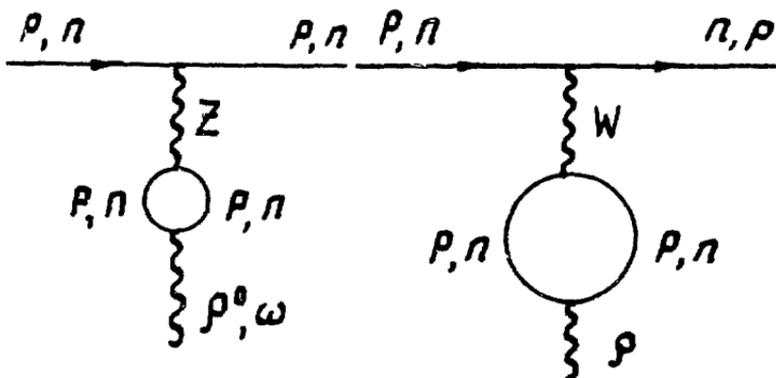


Рис. 4

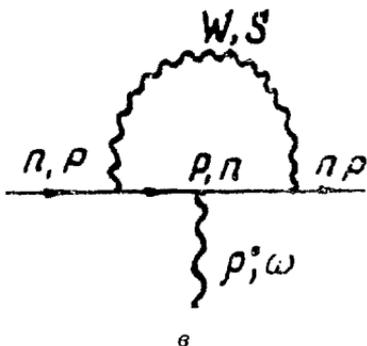
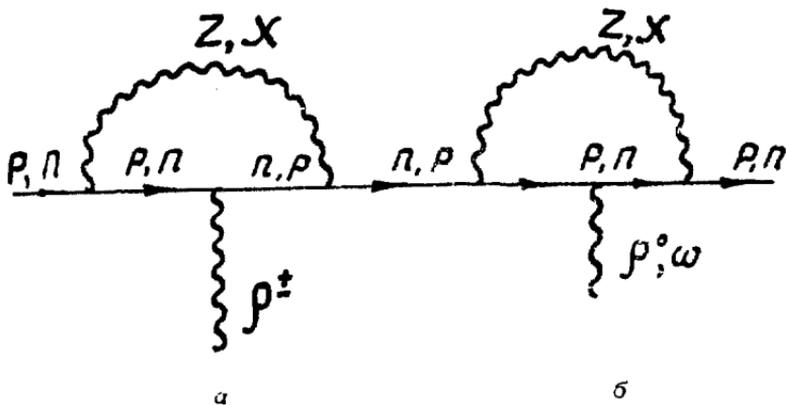


Рис. 5

Вклады диаграмм /5a, б/ с обменом Z -бозонами даются тем же значением α /при этом под знаком логарифма приравняем массу M_W к M_Z /, но с отличными от стоящих в /8/ множителями. Вклады диаграмм /рис. 5/ с обменом скалярными частицами S^\pm и χ в выбранной калибровке подавлены в m_q^2/M_W^2 раз по константе связи g и мы их учитывать не будем. Результат удобно выписать с помощью эффективного лагранжиана, описывающего нарушение четности в NN -столкновениях δ :

$$\rho_{\text{eff}}^{\pm} = \sum_{\pm} h_{\rho^{\pm}} \bar{N} \gamma_{\alpha} \gamma_{\beta} \tau^{\pm} N \rho_{\alpha}^{\pm} +$$

$$+ h_{\omega} \bar{N} \gamma_{\alpha} \gamma_{\beta} N \omega_{\alpha} + h_{\rho^0} \bar{N} \gamma_{\alpha} \gamma_{\beta} \tau_3 \rho_{\alpha}^0.$$

/9/

где N - изотопический дублет из протона и нейтрона.
Учитывая формулы /3/, имеем

$$h_{\rho^{\pm}} = a \frac{1}{2} (1 - 2 \sin^2 \theta_w) g_{\rho NN} \bar{N} = 0.48 \cdot 10^{-6}, \quad /10a/$$

$$h_{\rho^0} = - \frac{g_{\rho NN} \bar{N}}{\sqrt{2}} a (\cos^2 \theta_c - \frac{1}{2} + \sin^2 \theta_w) = - \frac{1.93}{\sqrt{2}} 10^{-6}, \quad /10б/$$

$$h_{\omega} = g_{\omega NN} \bar{N} a (\cos^2 \theta_c + \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_w) = 4.4 \cdot 10^{-6}. \quad /10в/$$

4. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ И РЕЗУЛЬТАТАМИ ДРУГИХ РАБОТ

Большая величина поляризации γ -кванта в реакции $n + p \rightarrow d + \gamma$, $P_{\gamma} = -1.30 \pm 0.45 \cdot 10^{-6}$, найденная в опыте ¹³, заставила, с одной стороны, проанализировать справедливость представлений о потенциале дейтона, а с другой - по существу перебрать все возможные модели слабых взаимодействий, начиная с заряженных токов Кабиббо и кончая весьма рафинированными моделями, основанными на модели Вайнберга-Салама и представлениях об асимптотически свободных глюонных полях. Все они, однако, основаны прежде всего на исследовании произведения слабых лептонных токов. Мы предпочли обратиться непосредственно к диаграммной технике в слабых взаимодействиях, основываясь на возможности построения перенормируемой теории с прямым калибровочно-инвариантным взаимодействием кварков и векторных мезонов. Сильный потенциал дейтона мы взяли из расчетов ^{6,14}. Тогда для потенциала Хамада-Джонсона

$$P_{\gamma}^{\text{H.Y.}} = (4.0B_0 + 71B_2 + 0.43D)10^{-9} = 7.9 \cdot 10^{-6}$$

$$B_0 = \frac{2}{3} + \frac{B}{6 \cos^2 \theta_C}, \quad B_2 = \frac{1}{3} - \frac{B}{6 \cos^2 \theta_C}$$

/11/

$$B = 2h_{\rho_0} / h_{\rho_+} = -2.26$$

$$D = 12 \sqrt{3} h_{\omega} / 2h_{\rho_+} = 18.9$$

а для потенциала Киши-Савады-Ватарн

$$P_{\gamma}^{\text{K.-S.-W.}} = (-23B_0 + 82B_2 + 1.8D)10^{-9} = 8.45 \cdot 10^{-8}$$

/12/

и мы воспользовались значениями констант $K_{\rho NN} = 5.5$, $K_{\omega NN} = 8.25$, а также $\sin^2 \theta_W = 0.3$. Выбор $K_{\omega NN}$ и $K_{\rho NN}$ существенно не меняет результатов.

Для реалистических потенциалов типа использованных в [6, 14] мы получаем, таким образом, расхождение с экспериментом по крайней мере на порядок, хотя полученное значение превышает другие оценки [6, 8, 14, 16], если не считать случаев обращения к нелокальным потенциалам [15]

Таблица

Значения $|P_{\gamma}| \times 10^8$ в модели Вайнберга-Салама

Потенциалы	Обычный подход	Настоящая работа
Хамады-Джонстона	2,2 ¹⁴	6,82
Рейда /с мягким кором/	2,1 ⁸	3,87
Киши-Савады-Ватарн	0,22 ¹⁴	8,62
Тамагаки /со сверх-мягким кором/	2,4 ¹⁴	5,60

В таблице сравниваются наши результаты для ряда потенциалов с обычными вычислениями, основанными на построении нелептонного гамильтониана, для поляризации γ -квантов в реакции $n+p \rightarrow d+\gamma$. Усиление получено нами в основном за счет характерного для вкладов

вершинных графов $\ln \frac{M_W}{m_p}$. В некоторых работах ^{5,9,16'} уси-

ление вершин слабых взаимодействий пытались достигнуть с помощью учета глюонных поправок. Это инициировалось тем, что в ^{17'} поправки за счет асимптотически свободных глюонных полей несколько усиливали

вклады переходов $\Delta I = \frac{1}{2}$ в нелептонных распадах. Однако

учет глюонных обменов в $n+p \rightarrow d+\gamma$ привел в ^{5,9'} реально к уменьшению значения P_γ приблизительно в 4-5 раз. Следуя ^{5'}, мы также учли поправки, связанные с глюонами. Это фактически сводится к замене в /10а/ фак-

тора $(\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_w) = 0,20$ на 0,136 и фактора $(\cos^2 \theta_c - \frac{1}{2} + \sin^2 \theta_w) = 0,8$ в /10в/ на 0,12. Значение P_γ при этом резко понижается. Ослабление вкладов графов /рис.5/ за счет обмена глюонами приводит к тому, что вклад от графов /рис. 4/ может стать сравнимым с ним по величине.

Заметим, что несколько отличный учет глюонных поправок в ^{16'} привел к увеличению P_γ . Однако авторы ^{5'} и ^{16'} не производили сравнения своих результатов, а перенесение техники, использованной в ^{16'}, на наш случай, затруднительно из-за отсутствия в ^{16'} некоторых исходных выражений.

Авторы благодарны Д.Ю.Бардину, Г.С.Данилову, В.И.Первушину и Д.В.Ширкову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Weinberg S. *Phys.Rev.Lett.*, 1967, 19, 1264.
2. Salam A. *Elementary Particle Theory*. Ed. by N.Svartholm, Stokholm, 1968, p. 367.
3. Fujikawa K., Lee B.W., Sanda A.T. *Phys.Rev.*, 1972, D6, 2923.
4. Bilenky S.M., Petkov S.T., Pontecorvo B.M. *JINR*, E2-10374, Dubna, 1977; Petkov S.T., *JINR*, E2-10176, Dubna, 1976; E2-10487, Dubna, 1977.
5. Galic H., Guberina B., Tadic D. *Z.Physik*, 1976, A276, 65; *Phys.Rev.*, 1977, D14, 2327.
6. Konuma M., Ohya K., Oka T., Yamamoto Y. *Progr.Theor.Phys.Suppl.*, 1976, 60, 203.
7. Desplanques B., Micheli J. *Preprint IPNO/TH 77-16, Un-te de Paris-Sud*, 1977.
8. Pirner H.J., Rustgi M.L. *Nucl.Phys.*, 1975, A239, 427.
9. Donoghue J.F. *Phys.Rev.*, 1976, D13, 2064.
10. Glashow S., Iliopoulos J., Maiani L. *Phys.Rev.*, 1970, D2, 1285.
11. Nolle J., Reid J.H., Schulke L. *Phys.Lett.*, 1975, 56B, 57.
12. Salomonson P., Ueda Y. *Phys.Rev.*, 1975, D11, 2606.
13. Lobashov V.M. e.a. *Nucl.Phys.*, 1972, A197, 241.
14. Ohya K., Oka T., Yamamoto Y. *Progr.Theor.Phys.*, 1976, 56, 875.
15. Lassey K.R., McKellar B.H.J. *Austr.J.Phys.*, 1974, 27, 637.
16. Donoghue J.F. *Phys.Rev.*, 1977, D15, 184.
17. Gaillard M.K., Lee B.W. *Phys.Rev.Lett.*, 1974, 33, 108.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 октября 1977 года.