1829

2

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 1829

И.В. Чувило

УНИТАРНАЯ СИММЕТРИЯ И ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1964

Унитарная симметрия и лептонные распады странных частиц

Статья обзорного характера содержит изложение последних идей развития физики слабого взаимодействия элементарных частиц на основе привлечения соображений SU (3) – симметрии в мире элементарных частиц. Проведено сопоставление следствий такого теоретического рассмотрения с экспериментальными данными.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

Chuvilo I.V. P – 1829

Unitary Symmetry and Leptonic Decays of Strange Particles

This review describes recent progress in weak interactions of elementary particles on the basis of SU (3) symmetry. The consequences of theoretical considerations are compared with experimental data.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna. 1964.

P - 1829

И.В. Чувило

УНИТАРНАЯ СИММЕТРИЯ И ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ

Направлено в УФН

В универсальной четырехфермионной теории [2] слабых взаимодействий лептонные распады сильновзаимодействующих частиц описываются лагранжианом взаимодействия вида

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}} J_{\alpha} J_{\alpha}^{(\ell)+} + h.c. \, , \tag{1}$$

где $G \approx \frac{10^{-5}}{M_N^2}$ –универсальная константа слабого взаимодействия, а J_{α} и $J_{\alpha}^{(\ell)}$ – соответственно слабые токи сильновзаимодействующих частиц и лептонов, которые записываются как

$$J_{\alpha} = \bar{p}\gamma_{\alpha}(1+\gamma_5)n + \bar{p}\gamma_{\alpha}(1+\gamma_5)\Lambda + \ldots \tag{2а}$$

$$J_{\alpha}^{(\ell)} = \bar{\nu}_e \gamma_{\alpha}(1+\gamma_5)e + \bar{\nu}_{\mu}\gamma_{\alpha}(1+\gamma_5)\mu + \ldots \tag{2б}$$

Известно [1], что константа тока (2а) перенормируется сильными взаимодействиями, а поэтому не имеется возможности теоретически записать его динамическую структуру в завершенном виде. Можно получить только самые общие соображения о части матричного элемента лептонного распада, обусловленной сильновзаимодействующими частицами. Действительно, из того факта, что матричный элемент является скаляром, а лептонная часть его является векторной величиной ℓ_{α}^{+}, то должна быть векторной величиной и часть X_{α}, обусловленная сильновзаимодействующими частицами; т.е. имеем запись матричного элемента лептонных распадов сильновзаимодействующих частиц в виде

$$M \approx X_{\alpha}\ell_{\alpha}^{+} \, .$$

Таким образом, в самом общем виде для перехода в лептонном распаде бариона A в барион B часть матричного элемента X_{α} может быть составлена из векторной V_{α} и аксиально-векторной A_{α} частей

$$X_{\alpha} = \langle B | J_{\alpha} | A \rangle = V_{\alpha} + A_{\alpha} \, , \tag{3}$$

где

$$V_{\alpha} = \bar{B}(F^{V}\gamma_{\alpha} + F^{M}\sigma_{\alpha\beta}q_{\beta} + F^{S}q_{\alpha})A \, , \tag{4а}$$

$$A_\alpha = \bar{B}(F^A \gamma_\alpha + F^E \sigma_{\alpha\beta} q_\beta + F^P q_\alpha)\gamma_5 A \ , \qquad (4б)$$

если относительная четность барионов A и B положительна: $P_{AB} = +1$. При $P_{AB} = -1$ выражения для V_α и A_α следует поменять местами. Здесь $2\sigma_{\alpha\beta} = \gamma_\alpha \gamma_\beta - \gamma_\beta \gamma_\alpha$, A и B — барионные спиноры q_α –четырехмерный импульс, переданный лептонам, а F являются функциями q^2, которые в первом приближении можно написать в виде

$$F(q^2) = F(0)(1 + a\frac{1}{6}\frac{q^2}{4m_\pi}) \ , \qquad (5)$$

где F(0) — значение $F(q^2)$ при $q^2 = 0$, и безразмерные константы a имеют значения порядка единицы. Вероятность распада $A \to B\ell\bar{\nu}$ теперь запишется в виде[3]

$$\Gamma^A_{B\ell\nu} = \frac{G^2}{60\pi^3}\frac{(m_A - m_B)^5}{(1+\xi)^3} H \ , \qquad (6)$$

где величина H определяется формфакторами, входящими в выражения (4), а

$$\xi = \frac{m_A - m_B}{m_A + m_B} \ .$$

Таким образом, лептонные распадные свойства сильновзаимодействующих частиц определяются шестью функциями F, которые из требования СР-инвариантности должны быть действительны. В β -распаде нейтрона из требования G -четности для тока следует обращение в ноль формфакторов "эффективного скаляра" F^s и "слабого электризма" F^E. Таким образом, β -распад нейтрона описывается четырьмя формфакторами, а использование гипотезы сохраняющегося векторного тока дает еще, что векторный формфактор $F^V(0) = 1$, а формфактор "слабого магнетизма" F^M может быть записан через магнитные моменты нуклонов. Кроме того, используя соображения, основанные на дисперсионных соотношениях, можно связать формфактор "эффективного псевдоскаляра" $F^P(q^2)$ с аксиально-векторным формфактором $F^A(q^2)$. Исследования β -распада нейтрона дают представления о величине перенормировки аксиально-векторного формфактора, а именно: $F^A(0) = 1{,}15 \pm 0{,}5$.

Если же описывать в рамках рассмотренной схемы лептонные распады странных частиц, особенно если квантовое число странности S изменяется как $\Delta S = 1$, то никаких разумных оснований для оценок величин формфакторов F в (4) не имеется, а поэтому практически никаких количественных следствий получить не удается.

Получившиеся здесь оценки [4] в 20–40 раз отличаются от опытных данных, что можно видеть по приведенным в таблице 1 цифрам.

Однако в последнее время достигнут заметный прогресс в вопросе описания лептонных распадов странных частиц. Это удалось сделать, используя идеи унитарной симметрии сильновзаимодействующих частиц [5] для получения количественных характеристик указанных процессов.

Поскольку формализм симметрии относительно вращений в восьмимерном унитарном пространстве совершенно аналогичен такому же формализму в трехмерном изотопическом пространстве, то рассмотрим нужные нам аспекты этой аналогии.

Основой введения формализма изотопического спина является факт тождественности многих свойств протона и нейтрона. Считая протон и нейтрон двумя зарядовыми состояниями одной частицы, можно отвлечься от различий в некоторых их квантовых числах (масса, аномальный магнитный момент и т.д.). Тогда для любого взаимодействия в рамках такого приближения мы должны требовать инвариантности относительно вращений в формально определенном изотопическом пространстве. Это сводится к требованию, чтобы такое преобразование Ω оставляло инвариантной форму

$$\bar{N}N\,, \tag{7}$$

где спиноры N и $\bar{N}$ есть

$$N = \binom{p}{N} \qquad \bar{N} = (p, n)\,. \tag{8}$$

Таким образом, преобразование Ω должно представляться 2×2 матрицей, такой, что из требования

$$\bar{N}N = \bar{N}\Omega^{+}\Omega N = \bar{N}N$$

получается, что

$$\Omega^{+} = \Omega^{-1}\,. \tag{9}$$

Это значит, что эрмитовосопряженная матрица Ω^{+} равна матрице обратного преобразования, т.е. матрица Ω унитарна. Поскольку в нашем распоряжении имеется только четыре линейно-независимых 2×2 матрицы, в качестве которых можно выбрать единичную матрицу 1 и три матрицы Паули τ_i :

$$I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix},\quad \tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix},\quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix},\quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}\,, \tag{10}$$

то в наиболее общем виде матрица унитарного преобразования может быть записана как

$$\Omega = e^{i\alpha}\, e^{i\vec{\tau}\vec{\omega}}\,, \tag{11}$$

где $\vec{\omega} = (\omega_1, \omega_2, \omega_3)$ – три вещественных параметра.

Преобразование (11) называется, на языке теории групп, унитарным преобразованием ранга 1 в двух измерениях: $U(2)$. Оно может быть представлено в виде произведения

$$U(2) = U(1) \otimes SU(2) \tag{12}$$

унитарного преобразования $U(1)$ ранга 1 в одном измерении и унитарного унимодулярного преобразования $SU(2)$ ранга 1 размерности 2. Несколько слов о теоретико-групповой терминологии. Преобразование $SU(2)$ называется унимодулярным, поскольку его матрица характеризуется детерминантом, равным единице. Ранг группы определяется числом генераторов из τ_K, которые могут быть приведены к диагональному виду, и в группе $SU(2)$ он один: τ_3. Размерность группы τ определяется числом параметров, определяющих ее элементы или числом базисных векторов, выбранных для фиксирования пространства, и в группе $SU(2)$ их два: p и n, т.е. $\tau = 2$. Размерность пространства равна $\tau^2 - 1$, или в $SU(2)$ она равна $2^2 - 1 = 3$, т.е. мы имеем дело с трехмерным пространством изотопического спина, что соответствует наличию трех базисных матриц τ_K. Диагональность оператора τ_3 соответствует сохранению изотопического спина в сильных взаимодействиях.

Симметрия относительно преобразования $U(1)$ соответствует сохранению нуклонного тока

$$n_\alpha = \frac{i}{2}\bar{N}\gamma_\alpha N, \quad \alpha = 1,2,3,4, \tag{13}$$

а симметрия относительно преобразования второго типа соответствует сохранению тока изотопического спина

$$\vec{\mathfrak{I}}_\alpha = i\bar{N}\frac{\vec{\tau}}{2}\gamma_\alpha N, \tag{14}$$

так как по аналогии с электродинамикой мы можем считать, что

$$\partial_\alpha \mathfrak{I}_{k\alpha} = 0, \quad k = 1,2,3. \tag{15}$$

Из четвертых компонент токов (13) и (14) строятся барионное число

$$n = -\int n_4 d^3x \tag{16}$$

и три компоненты изотопического спина

$$I_k = -i\int \mathfrak{I}_{k4} d^3x, \tag{17}$$

которые являются сохраняющимися величинами. Поскольку барионный ток и ток изотопического спина сохраняются, то их операторы коммутируют.

В развитом сейчас формализме векторный ток сильновзаимодействующих частиц в (2а) теперь запишется в виде

$$J_\alpha^{(v)} = \mathfrak{I}_{1\alpha} + i\,\mathfrak{I}_{2\alpha} \qquad (18)$$

и будет характеризоваться квантовыми числами $J^P = I$, $I = 1$ и соответствовать переходам, в которых для сильновзаимодействующих частиц имеют место правила отбора $\Delta S = 0$, $\Delta Q = +1$.

Определим формально аксиально-векторную величину

$$\vec{P}_\alpha = i\bar{N}\frac{\vec{\tau}}{2}\gamma_\alpha\gamma_5 N , \qquad (19)$$

которая уже не сохраняется, т.к. $\partial_\alpha P_{k\alpha} \neq 0$. Теперь можно выразить аксиально-векторный ток сильновзаимодействующих частиц в (2а) в виде

$$J_\alpha^{(A)} = P_{1\alpha} + iP_{2\alpha} . \qquad (20)$$

Для полного сохраняющего странность слабого тока сильновзаимодействующих частиц имеем

$$J_\alpha = J_\alpha^{(v)} + J_\alpha^{(A)} . \qquad (21)$$

Чтобы построить аналогичную схему для процессов с участием странных частиц, необходимо в рассмотрение включить и квантовое число странности S (или более общее – квантовое число гиперзаряда $Y = B + S$, где B –барионное число), которое в группе SU (2) было посторонней характеристикой. Понятие нуклона, описывавшегося спинорами (8), теперь надо расширить. Для этого в рассмотрение следует формально включить Λ^0 –гиперон, частицу со странностью, и ввести формализм для трехрядной матрицы (сакатона) вида

$$b = \begin{pmatrix} p \\ n \\ \Lambda \end{pmatrix} , \quad \bar{b} = (p, n, \Lambda) . \qquad (22)$$

Для того, чтобы опять оставалась инвариантной форма

$$\bar{b}\,b \qquad (23)$$

нам необходимо, чтобы взаимодействия были инвариантны относительно унитарного преобразования в трех измерениях U (3). Аналогично тому, как это было сделано в случае изотопической симметрии, теперь такое преобразование будет генерироваться девятью 3×3 – матрицами, одна из которых единичная 1, а восемь остальных – λ_i – будут матрицами со шпурами, равными нулю. Общее преобразование Ω представляется в виде

$$\Omega = e^{i\alpha}\, e^{i\vec{\lambda}\vec{\theta}} \qquad (24)$$

и соответствует представлению унитарного преобразования размерности три U (3) в виде произведения унитарного преобразования U (1) размерности 1 и унитарного специального преобразования SU (3) ранга 2 размерности 3, поскольку имеется три базисных вектора p, n и Λ, и среди его восьми (т.к. $r^2 - 1 = 9 - 1 = 8$) генераторов λ_i два приводятся к диагональному виду. Это соответствует наличию в рассматриваемой группе двух сохраняющихся величин: изотопического спина I и гиперзаряда Y. Таким образом, теперь мы уже имеем дело с восьмимерным пространством, которое назовем пространством унитарного спина. В теоретико-групповой терминологии (24) записывается в виде

$$U(3) = U(1) \otimes SU(3). \tag{25}$$

Инвариантность относительно $U(1)$ снова соответствует сохранению барионного тока

$$n_\alpha = i\bar{b}\gamma_\alpha b \; . \tag{26}$$

Инвариантность относительно $SU(3)$ соответствует сохранению восьмикомпонентного тока унитарного спина

$$\vec{\mathfrak{F}}_\alpha = i\bar{b}\frac{\vec{\lambda}}{2}\gamma_\alpha b \, . \tag{27}$$

Так же, как и ранее, будем считать, что как и ток изотопического спина, ток унитарного спина $\vec{\mathfrak{F}}_\alpha$ сохраняется, пока справедлива гипотеза унитарной симметрии. Имеем выражения для барионного числа

$$n = -i\int n_4 d^3x \tag{28}$$

и восьми компонент унитарного спина

$$F_k = -i\int \mathfrak{F}_{k4} d^3x \quad , \quad k = 1,2,3,4,5,6,7,8 \, . \tag{29}$$

Сравним структуру матриц τ_k (10), для которых имеют место соотношения

$$Sp\,\tau_k\,\tau_\ell = 2\delta_{k\ell} \, , \tag{30}$$
$$[\tau_k, \tau_\ell] = 2i\epsilon_{k\ell m}\tau_m \, ,$$
$$[\tau_k, \tau_\ell]_+ = 2\delta_{k\ell}\, I$$

(δ_{ik} –символ Кронкера, а $\epsilon_{k\ell m}$ –абсолютно антисимметричный тензор), и матриц λ_i

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \; \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \; \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \; \lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \tag{31}$$

$$\lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}}\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}.$$

для которых

$$\mathrm{Sp}\,\lambda_k \lambda_\ell = 2\delta_{k\ell} , \tag{32}$$

$$[\lambda_k , \lambda_\ell]_- = 2i f_{k\ell m}\, \lambda_m ,$$

$$[\lambda_k , \lambda_\ell]_+ = 2 d_{k\ell m} \lambda_m . \tag{33}$$

Здесь $f_{k\ell m}$ – полностью антисимметричный относительно перестановок его индексов, а $d_{k\ell m}$ – полностью симметричный относительно таких перестановок тензоры. Написанные коммутационные соотношения следуют из уравнений, которым удовлетворяют λ –матрицы

$$\mathrm{Sp}\,\lambda_m [\lambda_k , \lambda_\ell]_- = 4i f_{k\ell m} ,$$

$$\mathrm{Sp}\,\lambda_m [\lambda_k , \lambda_\ell]_+ = 4 d_{k\ell m} . \tag{34}$$

Имеем следующие значения отличных от нуля тензоров $f_{k\ell m}$ и $d_{k\ell m}$:

$$f_{123} = 1 ,$$

$$f_{147} = f_{246} = f_{257} = f_{345} = - f_{156} = - f_{367} = \tfrac{1}{2} ,$$

$$f_{458} = f_{678} = \frac{\sqrt{3}}{2} , \tag{35}$$

$$d_{118} = d_{228} = d_{338} = - d_{888} = \frac{1}{\sqrt{3}} ,$$

$$d_{448} = d_{558} = d_{668} = d_{778} = - \frac{1}{2\sqrt{3}} ,$$

$$d_{146} = d_{157} = d_{256} = d_{344} \;\; d_{355} = - d_{247} = - d_{366} = - d_{377} = \tfrac{1}{2} .$$

Очевидно, что матрицы λ_1 , λ_2 и λ_3 есть матрицы τ_1 , τ_2 и τ_3 , окаймленные нулями. Таким образом, три компоненты унитарного спина F_1 , F_2 и F_3 как раз и есть три компоненты изотопического спина. Матрица λ_8 диагональна и имеет одно собственное значение для нуклона и другое для Λ – гиперона. Поэтому F_8 есть линейная комбинация странности и барионного числа. Она коммутирует с изотопическим спином. Компоненты F_4 , F_5 , F_6 и F_7 изменяют странность на единицу, а изотопический спин на 1/2.

Таким образом, компоненты унитарного спина F_1 , F_2 , F_3 , F_8 и барионное число всегда сохраняются. Компоненты F_4 , F_5 , F_6 и F_7 сохраняются, пока не включено взаимодействие, нарушающее унитарную симметрию.

Теперь по аналогии с (18), используя только что сформулированные свойства компонент унитарного спина F_k , мы можем записать векторный ток сильновзаимодействующих частиц в (2а) в виде

$$J_a^{(V)} = \mathfrak{F}_{1a} + i\mathfrak{F}_{2a} + \mathfrak{F}_{4a} + i\mathfrak{F}_{5a} \; . \qquad (36)$$

Первые два члена тока аналогичны току (18), это означает, что они характеризуются квантовыми числами $J^P = 1^-$, $I = 1$, $\Delta S = 0$, $\Delta Q = +1$. Из только что рассмотренных соображений следует, что часть тока,описываемая остальными двумя членами, характеризуется квантовыми числами $J^P = 1^-$ и соответствует переходам с $\Delta I = \frac{1}{2}$, $\Delta Q/\Delta S = +1$. Таким образом, отсюда вытекает важное следствие, что при таком описании лептонных распадов странных частиц в схеме нет места для переходов с $\Delta Q = -\Delta S$ и $\Delta I = \frac{3}{2}$.

Определив по аналогии с (19) аксиально-векторную величину

$$\vec{\mathfrak{A}}_a = i\bar{b}\frac{\vec{\lambda}}{2}\gamma_a\gamma_5 b \; , \qquad (37)$$

в которой физический смысл имеют компоненты с λ -матрицами с индексами $k = 1, 2, 4, 5$, запишем аксиально-векторную часть слабого тока сильновзаимодействующих частиц в (2а) в виде

$$J_a^{(A)} = \mathfrak{A}_{1a} + i\mathfrak{A}_{2a} + \mathfrak{A}_{4a} + i\mathfrak{A}_{5a} \; , \qquad (38)$$

которая также обуславливает переходы только с $\Delta Q/\Delta S = +1$ и $\Delta I = \frac{1}{2}$. Этот ток, очевидно, не сохраняется даже в рамках унитарной симметрии. Полный ток (2а) сильновзаимодействующих частиц записывается как сумма векторного (36) и аксиально-векторного (38) токов, каждый из которых содержит члены, обуславливающие переходы с $\Delta S = 0$ и $\Delta S = 1$. Его можно переписать в виде суммы токов, соответствующих этим двум типам переходов:

$$J_a = J_a^{(0)} + J_a^{(1)} \; , \qquad (39)$$

где

$$J_a^{(0)} = \mathfrak{F}_{1a} + i\mathfrak{F}_{2a} + \mathfrak{A}_{1a} + i\mathfrak{A}_{2a} \; , \qquad (40а)$$

$$J_a^{(1)} = \mathfrak{F}_{4a} + i\mathfrak{F}_{5a} + \mathfrak{A}_{4a} + i\mathfrak{A}_{5a} \; . \qquad (40б)$$

Дальнейший существенный шаг будет состоять в принятии следующей гипотезы /6/: ток сильновзаимодействующих частиц J_a характеризуется, как и в (39), "единичной длиной" /7/, но получается из тока $J_a^{(0)}$ с помощью некоторого вращения, параметром которого является угол θ. Тогда вместо (39) нужно написать, что

$$J_\alpha = \cos\theta\, J_\alpha^{(0)} + \sin\theta\, J_\alpha^{(1)} . \tag{41}$$

Используя выражение (41) для тока J_α, теперь можно перейти к рассмотрению лептонных распадов гиперонов. Восемь известных относительно стабильных барионов (изотопические мультиплеты N, Λ, Σ и Ξ) входят в состав одного унитарного октуплета и преобразуются по восьмимерному представлению группы $SU(3)$, как и компоненты токов $J_\alpha^{(v)}$ и $J_\alpha^{(A)}$. Кроме этих барионов, только еще один, вероятно существующий Ω -гиперон с $S = -3$, испытывает распады по слабому взаимодействию, в том числе и лептонного типа

$$\Omega^- \to \Xi^0 e\nu \qquad \text{и} \qquad \Omega^- \to \Xi^{0*}_{1530} e\nu . \tag{42}$$

Он входит в состав унитарного декуплета,и для рассмотрения его лептонных распадов следует развить далее обсуждаемую схему. Но здесь мы не будем этого делать.

Сейчас напомним схему построения матриц для различных семейств частиц, образующих унитарные октуплеты, а также некоторые динамические аспекты теории сильных взаимодействий в рамках унитарной симметрии /8/. Барионный октет в такой схеме записывается 3×3 -матрицей

$$B = \begin{pmatrix} \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} + \frac{\Lambda^0}{\sqrt{6}} & \Sigma^+ & p \\ \Sigma^- & -\frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} + \frac{\Lambda^0}{\sqrt{6}} & n \\ \Xi^- & \Xi^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}}\Lambda^0 \end{pmatrix} \tag{43}$$

Для антибарионов соответствующая матрица получается транспонированием и заменой барионных "полей" на антибарионные: $p \to \bar{p}$, $\Sigma^+ \to \bar{\Sigma}^+$ и т.д.

Теперь образуем мезоны, которые преобразовались бы как комбинации барионов и антибарионов. Рассмотрим прямое произведение $8 \otimes 8$ и выпишем его неприводимые представления. Мы найдем, что

$$8 \otimes 8 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10 \oplus \overline{10} \oplus 27 \tag{44}$$

(напомним, что $\bar{A} = A$, если A есть куб целого числа). Аналогично с (43) можно теперь выписать матрицы для октетов псевдоскалярных и векторных мезонов:

$$M_p = \begin{pmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta^0}{\sqrt{6}} & \pi^+ & k^+ \\ \pi^- & -\frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta^0}{\sqrt{6}} & k^0 \\ k^- & \bar{k}^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}}\eta \end{pmatrix}, \tag{45}$$

$$M_V = \begin{pmatrix} \frac{\rho^0}{\sqrt{2}} + \frac{\omega^0}{\sqrt{6}} & \rho^+ & K^{*+} \\ \rho^- & -\frac{\rho^0}{\sqrt{2}} + \frac{\omega^0}{\sqrt{6}} & K^{*0} \\ K^{*-} & \bar{K}^{*0} & -\frac{2}{\sqrt{6}}\omega^0 \end{pmatrix}. \tag{46}$$

Двукратное появление восьмимерного представления в (44) обусловлено следующими причинами. Гамильтониан взаимодействия должен содержать члены, инвариантные относительно унитарных преобразований. Такими инвариантами могут быть величины, образованные с помощью следов матриц. Рассматривая симметричное мезон-барионное взаимодействие юкавовского типа, можно показать /8/, что имеется только два независимых возможных члена гамильтониана взаимодействия. В матричных обозначениях они записываются следующим образом:

связи D -типа $Sp(\bar{B}MB + \bar{B}BM)$, (47)

связи F -типа $Sp(\bar{B}MB - \bar{B}BM)$, (48)

где M -мезонная 3×3 -матрица (45) или (46). Такое наименование связи получили из-за аналогии с уравнениями (34) для λ -матриц.

Наиболее общее, инвариантное относительно группы SU (3) выражение для симметричного взаимодействия юкавовского типа будет записываться в виде произвольной комбинации связей F - и D -типов. Для связи псевдоскалярных мезонов и барионов оно имеет вид

$$i g_p \alpha_p Sp(\bar{B}M_p\gamma_5 B + M_p\bar{B}\gamma_5 B)/2 + \\ + i g_p(1-\alpha_p) Sp(\bar{B}M_p\gamma_5 B - M_p\bar{B}\gamma_5 B)/2 . \tag{49}$$

Коэффициенты α_p и $(1-\alpha_p)$ характеризуют вклад во взаимодействие связи каждого типа. Эти связи различаются по их поведению относительно R -преобразования, состоящего в замене N на Ξ, $K \to \bar{K}$, $M \to \bar{M}$ и т.д. Первый член симметричен относительно R -преобразования, а второй - антисимметричен. Пока справедлива гипотеза унитарной симметрии, имеется всего одна константа связи g_p. Если она нарушается, то естественно появятся константы различных типов: $g_{NN\pi}$, $g_{N\Lambda K}$ и т.д.

Аналогично записывается связь векторных мезонов с барионами:

$$i g_v \alpha_v Sp(\bar{B}M_{v\alpha}\gamma_\alpha B + M_{v\alpha}\bar{B}\gamma_\alpha B)/2 + \tag{50}$$

$$+ ig_v (1-\alpha_v) Sp(\bar{B} M_{v\alpha} \gamma_\alpha B - M_{v\alpha} \bar{B} \gamma_\alpha B)/2 \qquad (50)$$

с константой связи g_v и константами перемешивания α_v и $(1-\alpha_v)$. Для простоты здесь не выписаны члены, зависящие от спинов. Если обобщить схему так, чтобы октет векторных мезонов $M_{v\alpha}$ доминировал в дисперсионных соотношениях для тока унитарного спина $\vec{\mathcal{F}}_\alpha$, будем иметь эффективную связь $M_{v\alpha}$ с компонентами $\mathcal{F}_{i\alpha}$, что дает $\alpha_v = 0$. Такая постановка вопроса эквивалентна постулированию гипотезы сохраняющегося векторного тока в токе сильновзаимодействующих частиц. Основой его является сохранение электромагнитного тока $j_\alpha = \mathcal{F}_{3\alpha} + \frac{1}{\sqrt{3}} \mathcal{F}_{8\alpha}$, который составлен из компонент восьмимерного сохраняющегося тока унитарного спина $\vec{\mathcal{F}}_\alpha$. Таким образом, векторная часть тока $J_\alpha^{(v)}$ описывается только связями F -типа. В этом случае мы получим, что ρ -мезон эффективно связан с током изотопического спина, ω -мезон – с током гиперзаряда, а $M(=K^*)$ -мезон– с векторным током, нарушающим странность. Поскольку первые два тока сохраняются, то это дает приблизительную универсальность связей ρ – и ω -мезонов с барионами.

Представление о характере перемешивания D– и F -связей во взаимодействии псевдоскалярных мезонов с барионами можно получить из анализа данных об πN – и KN -взаимодействиях и данных о квантовых числах изобар унитарного декуплета. Оценки приводят к значению[9]

$$\alpha_p \approx 0{,}6 - 0{,}7 . \qquad (51)$$

Итак, имеем набор барионов унитарного октуплета (43) и набор токов $J_\alpha^{(v)}$ и $J_\alpha^{(A)}$. Те и другие преобразуются по восьмимерному представлению группы $SU(3)$. Это позволяет единым образом описать всю совокупность лептонных распадов барионов (кроме, конечно, Ω^- -гиперона). Взаимодействие описывается лагранжианом вида

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{e} \gamma_\alpha (1+\gamma_5) \nu_e + \bar{\mu} \gamma_\alpha (1+\gamma_5) \nu_\mu] \times$$
$$\times [\cos\theta\, J_\alpha^{(0)} + \sin\theta\, J_\alpha^{(1)}] + h.c. \qquad (52)$$

Константа θ в этом выражении может быть определена из сравнения вероятностей Γ распадных процессов с $\Delta S = 0$ и $\Delta S = 1$.
В качестве таковых можно взять две пары распадов π – и K -мезонов:

$$\pi^+_{e3} \to \pi^0 e^+ \nu ,$$
$$K^+_{e3} \to \pi^0 e^+ \nu$$

и

$$\pi^+_{\mu 2} \to \mu^+ \nu \quad ,$$

$$K^+_{\mu_2} \to \mu^+ \nu^+ \quad .$$

Первые два процесса описываются векторным вариантом, поскольку четности исходной и конечной сильновзаимодействующих частиц одинаковы: π – и K – мезоны являются псевдоскалярными частицами. Таким образом, для определения угла θ_v в векторном взаимодействии имеем соотношение

$$\frac{\Gamma_{K_{e3}}}{\Gamma_{\pi_{e3}}} = \mathrm{tg}^2\, \theta_v \, \frac{F_k^2(q^2)}{F_\pi^2(q^2)} \, 0{,}023 \left(\frac{m_K}{m_{\pi^+} - m_{\pi^0}}\right)^5,$$

где m_K и m_π – массы π – и K –мезонов, а $F_k(q^2)$ и $F_\pi(q^2)$ – формфакторы K^+_{e3} – и π^+_{e3} – распадов. Из гипотезы сохраняющегося векторного тока следует, что $F_\pi(0) = 1$. Пренебрегая перенормировочными эффектами, будем считать, что $F_k(q^2)$ не зависит от q^2 и тоже равен единице. Тогда из известных данных о вероятностях K^+_{e3} – и π^+_{e3} –распадов имеем

$$|\theta_v| = 0{,}23 \pm 0{,}02. \qquad (53)$$

Используя отношение вероятностей $K^+_{\mu 2}$ – и $\pi^+_{\mu 2}$ – распадов, можно получить значение параметра θ_A для аксиально-векторного взаимодействия. В этом случае

$$\frac{\Gamma_{k_{\mu 2}}}{\Gamma_{\pi_{\mu 2}}} = \mathrm{tg}^2\, \theta_A \, \frac{B_k^2(q^2)}{B_\pi(q^2)} \, \frac{m_k}{m_\pi} \left[\frac{1 - \left(\frac{m_\mu}{m_k}\right)^2}{1 - \left(\frac{m_\mu}{m_\pi}\right)^2}\right]^2.$$

Положим опять для формфакторов, что $B_k(q^2) = B_\pi(q^2) = 1$. Тогда использование известных экспериментальных данных дает, что

$$|\theta_A| = 0{,}26 + 0{,}01 \, . \qquad (54)$$

Видно, что θ_A, хотя и несущественно, но несколько больше θ_v, что по-видимому, обусловлено зависимостью формфакторов от q^2, которая сказывается в случае $K_{\mu 2}$ – распада.

В дальнейшем будем полагать, что

$$\theta = 0{,}26. \qquad (55)$$

В самом общем виде для матричного элемента лептонного распада $A \to B \ell \nu$ под действием какой-либо m –ой компоненты тока $\mathcal{J}_{m\alpha} + \mathcal{A}_{m\alpha}$ имеем выражение в виде [/10/]

$$<\bar{B}|\mathcal{F}_{m\alpha} + \mathcal{A}_{m\alpha}|A> = i f_{ABm}\,\Phi_\alpha + d_{ABm}\,\Delta_\alpha \quad . \tag{56}$$

Такая запись матричного элемента является обобщением известной теоремы Вигнера-Экарта в теории пространственных вращений /11/. Величины Φ_α и Δ_α играют роль приведенных матричных элементов этой теоремы. То, что их появилось два, есть следствие существования упомянутых выше двух типов связей F –типа и D – типа в мезон-барионных взаимодействиях. Коэффициенты f_{ABm} и d_{ABm} – те же абсолютно симметричный и абсолютно антисимметричный но индексам тензоры, что и в коммутационных соотношениях (33) для матриц λ, и здесь играют роль коэффициентов Клебша-Гордана. С другой стороны, можно написать матричные элементы для векторной и аксиально-векторной частей в виде

$$<\bar{B}|\mathcal{F}_\alpha|A> = (i f_{ABm} V^{\phi} + d_{ABm} V^{\Delta})\gamma_\alpha \quad , \tag{57а}$$

$$<\bar{B}|\mathcal{A}_{m\alpha}|A> = (i f_{ABm} A^{\phi} + d_{ABm} A^{\Delta})\gamma_\alpha \gamma_5 \quad , \tag{57б}$$

где величины V^ϕ, V^Δ и A^ϕ, A^Δ характеризуют вклады связей F –типа и D –типа в векторное и аксиально-векторное взаимодействия соответственно. Сравнивая (57) и (56), имеем структуру приведенных матричных элементов в виде

$$\Phi_\alpha = V^{\phi}\gamma_\alpha + A^{\phi}\gamma_\alpha\gamma_5 \ , \tag{58}$$
$$\Delta_\alpha = V^{\Delta}\gamma_\alpha + A^{\Delta}\gamma_\alpha\gamma_5 \ .$$

Таким образом, сильновзаимодействующую часть матричного элемента лептонного распада $A \to B\ell\nu$ под действием компоненты тока $J_\alpha^{(v)} + J_\alpha^{(A)}$ с $\Delta S = 0$ или $\Delta S = 1$, используя выражения (40) для этого тока, можем записать в виде

$$X_\alpha = T(\theta, \Delta S)(F_m^{v}\gamma_\alpha + \beta F_m^{A}\gamma_\alpha\gamma_5),$$

где выражения для векторного F_m^v и аксиально-векторного F_m^A формфакторов имеют вид

$$F_m^{v} = (i f_{ABm} - f_{ABm+1})V^{\phi} + (d_{ABm} + i d_{ABm+1})V^{\Delta} \quad , \tag{60а}$$

$$F_m^{A} = (i f_{ABm} - f_{ABm+1})A^{\phi} + (d_{ABm} + i d_{ABm+1})A^{\Delta} \tag{60б}$$

и константой β учитывается перенормировка аксиально-векторного формфактора. Кроме того, здесь

$$T(\theta, \Delta S = 0) = \cos\theta\,, \quad T(\theta, \Delta S = 1) = \sin\theta\,,$$

индекс m равен 1 для переходов с $\Delta S = 0$ и равен 4 для переходов с $\Delta S = 1$.

Использование гипотезы сохраняющегося векторного тока дает

$$V^{\psi} = 1\,, \quad V^{\Delta} = 0\,; \tag{61}$$

это соответствует тому, что связи D -типа не дают вклада в векторный формфактор. Перепишем матричный элемент (59) в следующем виде:

$$X_a = T(\theta, \Delta S)\, F^v_m \,(\gamma_a + \beta a_m \gamma_a \gamma_5)\,, \tag{62}$$

где a_m –отношение аксиально-векторного и векторного формфакторов

$$a_m = A^{\phi} + A^{\Delta} \frac{d_{ABm} + i d_{ABm+1}}{i f_{ABm} - f_{ABm+1}}\,. \tag{63}$$

Из свойств тензоров f_{ABm} и d_{ABm} следует, что эта величина a_m равна либо

$$a_m = A^{\phi} + A^{\Delta} \frac{d_{ABm+1}}{f_{ABm}}\,, \tag{64а}$$

либо

$$a_m = A^{\phi} - A^{\Delta} \frac{d_{ABm}}{f_{ABm+1}}\,. \tag{64б}$$

Цифровые индексы отождествляются с индексами частиц A и B согласно следующей таблицы:

частица	Σ^-	Σ^+	Σ^0	p	Ξ^-	n	Ξ^0	Λ^0
индекс	1	2	3	4	5	6	7	8

В таблице 2 представлены выражения a_m для различных лептонных распадов барионов. Теперь величина H в выражении (6) для вероятности β -распада бариона записывается в виде

$$H = T^2(\theta \Delta S)\, F^{v2}_m (1 + 3\beta^2 a^2_m)\,. \tag{65}$$

Определим величины A^{ϕ} и A^{Δ}. Из известных данных о β -распаде нейтрона следует, что $\beta = 1{,}15 \pm 0{,}05$

$$A^{\phi} + A^{\Delta} = 1\,. \tag{66}$$

Использование данных о вероятности распада $\Sigma^- \to \Lambda e\nu$ позволяет определить величину $\beta^2 A^{\Delta 2}$, которая оказывается равной 0,72. Таким образом, $\beta A^{\Delta} = \pm 0{,}85$. Отрицательное значение A^{Δ} должно быть отброшено, поскольку оно дает величину относительной вероятности распада $\Sigma^- \to ne\nu$ порядка 1%, что противоречит опыту. Таким образом, имеем

$$A^{\Delta} = 0{,}74 \; , \qquad A^{\Phi} = 0{,}26 \; . \tag{67}$$

Формфакторы так же, как это делалось при записи общих выражений (49) и (50) для мезон-барионных связей, могут быть записаны через параметр a смешивания связей D -типа F -типа. Тогда

$$F_m = a d_{ABm} + i(1-a) f_{ABm} \; . \tag{68}$$

Сравнивая это выражение с (57б), видим, что для аксиально-векторного формфактора

$$a_A = A^{\Delta} = 0{,}74 \; .$$

Таким образом, характер перемешивания связей D – типа и F -типа, полученный в описании аксиально-векторного взаимодействия в лептонных распадах барионов, оказался в хорошем согласии с величиной (51) перемешивания этих связей в сильных взаимодействиях псевдоскалярных мезонов с барионами. Это не покажется неожиданным, если считать, что известное соотношение Гольдбергера-Тримена между константами аксиально-векторного взаимодействия в β -распаде нуклона G_A и сильного π -нуклонного взаимодействия $g_{NN\pi}$

$$2m_N \left(-\frac{G_A}{G}\right) = g_{NN\pi} f_\pi$$

(f_π – константа связи в $\pi_{\mu 2}$ -распаде) справедливо для переходов с $\Delta S = 1$ в следующем обобщенном виде:

$$(m_A + m_B)\frac{G^A_{BA}}{G} = \sin\theta \, g_{ABK} \frac{f_K}{m_K} \tag{69}$$

для аксиально-векторной константы β -распада гиперонов с $\Delta S = 1$ G^A_{BA} и константы сильного BAK -взаимодействия g_{ABK}. Здесь f_K аналогична константе в $K_{\mu 2}$ -распаде. Таким образом, намечается глубокая связь между аксиально-векторными токами в слабых взаимодействиях и псевдоскалярными плотностями в сильных взаимодействиях.

Теперь можно написать выражения для вида взаимодействия, предполагая его в форме $V - aA$, где $a = \beta a_m$. Соответствующие данные для различных лептонных распадов барионов совместно с предсказаниями и имеющимися экспериментальными данными о некоторых лептонных распадах барионов приведены в таблице 3. Из этого набора данных видно, что аксиально-векторный вклад в распад $\Sigma^- \to ne\nu$ подавлен. Это объясняет, почему экспериментально измеренная вероятность этого распада по сравнению с вероятностью распада $\Lambda \to pe\nu$ подавлена более значительно, чем это предсказывается первоначальной универсальной четырехфермионной теорией. Обращает на себя внимание также малый вклад аксиально-векторного взаимодействия в распад $\Xi^- \to \Lambda e\nu$. Видно, что имеется разумное количественное совпадение теоретически предсказываемых и экспериментально измеренных вероятностей лептонных распадов барионов. Для Ξ -распада точность экспериментального материала пока невелика, а поэтому говорить о каких-либо разногласиях теории и эксперимента пока, конечно, рано.

В проведенном рассмотрении использован минимум экспериментальных данных для определения входящих в теорию констант. Вообще говоря, имеется еще целый ряд других данных о вероятностях лептонных распадов гиперонов,и представляется возможным использование статистических методов определения этих констант /12/. Действительно, для относительных вероятностей лептонных распадов гиперонов можно написать следующие выражения совместно с их экспериментальными значениями:

$$\frac{\Gamma^{\Lambda}_{pe\nu}}{\Gamma^{\Lambda}} = 0{,}37 \cdot 10^{-2} \sin^2\theta \cdot \frac{3}{2}[1 + 3\beta^2(A^{\phi} + \frac{1}{3}A^{\Delta})^2] = (0{,}86 + 1{,}0)\cdot 10^{-3},$$

$$\frac{\Gamma^{\Sigma^-}_{ne\nu}}{\Gamma^{\Sigma^-}} = 1{,}52 \cdot 10^{-2}\sin^2\theta[1 + 3\beta^2(A^{\Delta} - A^{\phi})^2] = (1{,}2 + 0{,}2)\cdot 10^{-3},$$

$$\frac{\Gamma^{\Sigma^-}_{\Lambda e\nu}}{\Gamma^{\Sigma^-}} = 0{,}6 \cdot 10^{-4}\cos^2\theta \cdot \frac{2}{3}[3\beta^2 A^{\Delta 2}] = (0{,}75 + 0{,}3)\cdot 10^{-4},$$

$$\frac{\Gamma^{\Xi^-}_{\Lambda e\nu}}{\Gamma^{\Xi^-}} = 5{,}7 \cdot 10^{-3}\sin^2\theta \cdot \frac{3}{2}[1 + 3\beta^2(A^{\phi} - \frac{1}{3}A^{\Delta})^2] = (2{,}4 \pm 1{,}4)\cdot 10^{-3}.$$

Кроме того, очевидно, что отношение векторных констант β -распада нейтрона и $\mu - e$ -распада есть

$$\left(\frac{G_v^{n-pe\nu}}{G_v^{\mu \to e\nu\nu}}\right)^2 = \cos^2\theta = 0{,}975 \pm 0{,}01, \qquad (71)$$

а отношение аксиально-векторной и векторной констант в β - распаде нейтрона есть

$$\left(\frac{G_A}{G_v}\right) = \beta(A^{\phi} + A^{\Delta}) = 1{,}15 \pm 0{,}05. \qquad (72)$$

Данные такого анализа в терминах величин βA^{ϕ} и βA^{Δ} графически представлены на рис. 1, а его результаты представлены в таблице 4. Здесь получается два решения. Рассматривая значения величин A^{ϕ} и A^{Δ} с точки зрения указанной выше связи с сильными взаимодействиями можно думать, что более предпочтительным является решение A.

Видно, что и χ^2 -вероятность решения A несколько больше, чем решения B.

До сих пор в рассмотрении пренебрегалось вкладом индуцированных формфакторов "слабого магнетизма" F^M и "эффективного псевдоскаляра" F^P. Напомним, что в приближении точной унитарной симметрии формфакторы "эффективного скаляра" F^S и "слабого электризма" F^E обращаются в нуль. Поскольку в общем случае формфакторы F обусловлены мезон-барионными связями как F -типа, так и D -типа, то для m -ой компоненты тока J_a их нужно писать в виде (68). На основе указанных выше аргументов из гипотезы сохраняющегося векторного тока для векторных формфакторов имеет место выражение (60а) с $V^\phi = 1$ и $V^\Delta = 0$. При этом для формфакторов "слабого магнетизма" получаем выражения

$$F_m^M = \frac{\mu_A - \mu_B}{m_A + m_B}\,[a_M d_{ABm} + i(1 - a_M) f_{ABm}] , \tag{73}$$

где

$$a_M = \frac{3}{2}\,\frac{1}{1 - \frac{\mu_B}{\mu_A}}$$

и равно, например, 0,774 для нуклонов, если μ_p и μ_n -аномальные магнитные моменты протона и нейтрона соответственно. Этот формфактор от q^2 не зависит. Параметр a_A в (68) для аксиально-векторных формфакторов следует определить из опыта. Наконец, обобщая соотношение Гольдбергера-Тримена, можно записать связь аксиально-векторного формфактора с формфактором "эффективного псевдоскаляра" в виде

$$F_m^P = i F_m^A \frac{m_A - m_B}{q^2 - m_{\Delta S}^2} , \tag{74}$$

где $m_{\Delta S}$ масса π -мезона для переходов с $\Delta S = 0$ и масса K -мезона для переходов с $\Delta S = 1$.

Теперь с помощью выражений (36) и (38) для барионных векторного и аксиально-векторного токов получаем выражения для векторной и аксиально-векторной частей матричного элемента распада $A \to B \ell \nu$ в виде [13]

$$V_a^{(\Delta S)} = T(\theta, \Delta, S)\bar{B}\{Q_V F^V \gamma_a + \\ + Q_M \frac{\mu_A - \mu_B}{m_A + m_B}\mathcal{F}^M \sigma_{a\beta} q_\beta\} A , \tag{75}$$

$$A_a^{(\Delta S)} = T(\theta, \Delta S)\beta Q_A F^A \bar{B}\{\gamma_a + i\frac{m_A - m_B}{q^2 - m_{\Delta S}^2} q_a\}\gamma_5 B ,$$

где

$$\mathcal{F} = \frac{F(q^2)}{F(0)}, \qquad Q_v = (if_{ABm} - f_{ABm+1}),$$

$$Q_{M.A.} = a_{M.A}(d_{ABm} + id_{ABm+1}) + (1 - a_{M.A})\,Q_v$$

и индекс m опять равен 1 для $\Delta S = 0$ и 4 – для $\Delta S = 1$.

Введем, кроме параметров θ_v и θ_A, еще аналогичный параметр θ_B в барионных лептонных распадах. Из β – распада нейтрона имеем связь

$$\beta^2 = \frac{1{,}724}{\cos^2\theta} - 0{,}331 .$$

Используя данные о распадах $\Lambda \to pe\nu$ и $\Sigma^- \to ne\nu$, имеем

$$\beta = 1{,}22 \pm 0{,}02 ,$$

$$|\theta_B| = 0{,}23 \pm 0{,}02 , \qquad (76)$$

$$a_A = 0{,}68 \pm 0{,}03 .$$

Привлечение данных о распадах $\Sigma^- \to ne\nu$ и $\Sigma^- \to \Lambda e\nu$ дает такие же величины для указанных параметров. Видно, что значение $|\theta_B|$ совпадает со значением (53) для параметра θ_v. Значение a_A опять соответствует значению (51) аналогичного параметра a_p в сильных взаимодействиях. Используя приведенные выше параметры, получаем предсказания о вероятностях лептонных распадов барионов, которые приведены в таблице 5 совместно с известными экспериментальными величинами. Как видно из приведенных данных, делать какие-либо количественные выводы из такого сравнения пока еще рано, поскольку точность экспериментального материала недостаточно хороша.

Запись матричных элементов в виде (75) позволяет сделать некоторые предсказания о вкладах различных формфакторов в наблюдаемые эффекты. Представление формфактора "слабого магнетизма" выражением (73) соответствует известным данным о β -распаде нейтрона, где его влияние сравнительно велико, поскольку $\mu_p - \mu_n = 3{,}7$. Известны экспериментальные данные о магнитном моменте Λ^0 -гиперона, среднее значение которых равно $\mu_\Lambda = -0{,}8$ в единицах ядерного магнетона, что находится в соответствии с предсказаниями SU (3) – симметрии ($\mu_\Lambda = -0{,}96$). Если это так, то для β -распада Λ^0 -гиперона $\mu_p - \mu_\Lambda = 2{,}8$, т.е. "магнитный момент" такого перехода с $\Delta S = 1$ имеет тот же порядок величины, что и в переходах с $\Delta S = 0$.

Что касается формфактора "эффективного псевдоскаляра", то его запись в виде (74) предполагает, что в переходах с $\Delta S = 1$ его влияние на наблюдаемые эффекты мало, поскольку в знаменателе в этом случае мы имеем дело с квадратом массы K -мезона, что на порядок величины больше по сравнению со случаем перехода с $\Delta S = 0$, когда в знаменателе используется значение квадрата массы π -мезона.

Если речь идет о β -распадах барионов, то величина H_β в (6) имеет вид[3]

$$H_\beta = T^2(\theta, \Delta S)\,[F^{V2} + 3F^{A2} + \epsilon_0 F^A F^E + \epsilon_1 F^{M2} + \epsilon_2 F^V F^M), \qquad (77)$$

где ϵ_1 и ϵ_2 -параметры по величине порядка 5.10^{-2}, а $F^E = 0$ в приближении точной унитарной симметрии.

Напишем отношение вероятностей μ - распадов и β - распадов барионов в виде выражения[3]

$$\frac{\Gamma^A_{B\mu\nu}}{\Gamma^A_{Be\nu}} = \sigma_1\,(1 + \frac{\Delta}{H_e}), \qquad (78)$$

где

$$\sigma_1 = (1 - \frac{9}{2}\eta - 4\eta^2)\sqrt{1-\eta} + \frac{15}{4}\eta^2 \ln\left|\frac{1+\sqrt{1-\eta}}{1-\sqrt{1-\eta}}\right|,$$

$$\eta = (\frac{m_\mu}{m_A - m_B})^2, \quad \Delta = \frac{H_\mu}{\sigma_1} - H_e, \qquad (79)$$

здесь H_μ опять определяется формфакторами F, входящими в выражения для матричных элементов. В величине Δ доминирующие члены происходят от интерференций формфакторов F^V и F^S, а также F^A и F^E, из которых в приближении точной унитарной симметрии $F^S = F^E = 0$. После этого остаются члены отличных от нуля формфакторов, коэффициенты при которых опять по порядку величины составляют несколько процентов от коэффициентов при формфакторах F^V и F^A. Более определенно имеем:

$$H_\mu = R_\mu T^2(\theta\Delta S)(F^{V2} + 3F^{A2} + \epsilon_3 F^{M2} + \epsilon_4 F^V F^M + \epsilon_5 F^{P2} + \epsilon_6 F^A F^P), \qquad (80)$$

где $\epsilon_i \approx 10^{-2}$, а поэтому из сравнения (80) и (78) видно, что

$$\frac{\Gamma^A_{B\mu\nu}}{\Gamma^A_{Be\nu}} \approx R_\mu \approx \sigma_1, \qquad (81)$$

где $\approx 0{,}16$ для Λ - гиперонов, $\sigma_1 = 0{,}46$ для Σ^- -гиперонов и 0,27 для Ξ^- - гиперонов. Экспериментальные данные о лептонных распадах Λ^0 - и Σ^- гиперонов дают для отношений вероятностей μ - и

e –распадов величины 0,16 ± 0,08 и 0,6 ± 0,2 соответственно[17], что находится в соответствии с указанными выше значениями, получающимися из $e-\mu^-$ –универсальности. Точность этих данных, однако, еще недостаточна для получения каких-либо суждений о вкладе индуцированных формфакторов.

Другую оценку от индуцированных формфакторов можно получить, рассматривая абсолютные вероятности β –распадов гиперонов и используя выражение (77).

Величина a может быть независимо получена из измерений спектров и корреляций в β –распадах гиперонов. Действительно, угловое распределение электронов относительно вектора поляризации исходного бариона определяется выражением

$$1+\beta_e \rho_e \cos\phi_e \,, \qquad (82)$$

где β_e – скорость электрона и

$$\rho_e = -2\,\frac{a^2-a}{1+3a^2}\,. \qquad (83)$$

Совместный анализ имеющихся по этому вопросу экспериментальных данных[14,15] свидетельствует о том, что β –распад Λ^0 –гиперона описывается V – A –вариантом теории[17] и

$$a=-0,7\pm 0,3\,, \qquad (84)$$

что хорошо согласуется с теоретическими значениями величины a, получающимися в различных модификациях рассматриваемой теории. Если ее использовать в (6), то для θ получается значение 0,27, хорошо соответствующее оценкам, полученным на основании других соображений. Это означает, что вклад от индуцированных формфакторов в β –распад Λ^0 – гиперона мал. Для получения определенных суждений по этому вопросу требуется существенное уточнение экспериментальных данных. Вызывается это следующими обстоятельствами. Во-первых, согласно (77), вклад в $\Gamma^A_{Be\nu}$ от формфактора "слабого магнетизма", даже если $F^M \approx F^V$, определяется величинами порядка нескольких процентов. Во-вторых, влияние индуцированных формфакторов на спектры и корреляции в лептонных распадах барионов также оценивается величинами такого же порядка. Так, поправочный член к параметру ρ_e в (83) определяется выражением типа

$$-2\frac{a+\mu}{(1+3a^2)^2}\Big[(3a^2+2a-1)\frac{\Delta}{3M}-(3a^3+9a^2+5a-1)\frac{E_e}{3M}-$$
$$-2a^2(a-1)\frac{m_e^2}{ME_e}\Big]\,, \qquad (85)$$

где M –величина порядка массы бариона, $\Delta = m_A - m_B$, $\mu = \mu_A - \mu_B$, E_e и m_e – энергия и масса электрона. Отсюда следует, что поправочные члены имеют значения порядка величины $\frac{\Delta}{3M}$, что составляет несколько процентов от основного члена. Приведенные соображения позволяют судить о трудностях решения вопроса о влиянии индуцированных формфакторов на наблюдаемые эффекты.

Наконец, еще одну оценку влияния индуцированных формфакторов можно получить из сопоставления распадов $\Sigma^{\pm}$ –гиперонов с $\Delta S = 0$ по схеме $\Sigma \to \Lambda e\nu$. Как было показано выше (см. таблицу 2), в этих распадах в рамках проведенного рассмотрения векторный формфактор F^V обращается в нуль. Поэтому отношение вероятностей этих двух распадов в данном приближении определяется только разностью масс Σ^-– и Σ^+ –гиперонов и равно

$$\frac{\Gamma^{\Sigma^-}_{\Lambda e\nu}}{\Gamma^{\Sigma^+}_{\Lambda e\nu}} = 1{,}67 . \qquad (86)$$

Поправочный множитель от индуцированных формфакторов для этого отношения имеет главные члены вида[3]

$$1 + 0{,}02\,\frac{F^E}{F^A} ; \qquad (87)$$

Это означает, что для его определения нужны опытные данные с точностью порядка, по крайней мере, 1%. Имеющиеся сейчас опытные данные[17] крайне неточны и дают отношение

$$\frac{\Gamma^{\Sigma^-}_{\Lambda e\nu}}{\Gamma^{\Sigma^+}_{\Lambda e\nu}} = 1{,}1 \pm 0{,}6 . \qquad (88)$$

Между тем проверка этого отношения является особенно важной, поскольку она дает возможность проверить гипотезу о G –инвариантности тока, ответственного за распады с $\Delta S = 0$, которая следует из того, что за такие распады Σ –гиперонов ответственны различные компоненты изовекторного барионного тока. В обсуждаемой теории константа векторной связи для β –распада есть не G, $G\cos\theta$. Это дает поправку порядка 6,6% к величине константы связи для ферми–переходов. Она действует в правильном направлении, но слишком велика, давая перекомпенсацию на 2%. Конечно, нет ничего удивительного в этом обстоятельстве, поскольку сразу известно, что унитарная симметрия в действительности не является точной. Константа связи, связанная с током $\Delta S = 0$ $\mathfrak{F}_{1a} + i\mathfrak{F}_{2a}$ не перенормируется сильными взаимодействиями. В то же время ток с $\Delta S = 1$ $\mathfrak{F}_{4a} + i\mathfrak{F}_{5a}$ имеет отличную от нуля дивергенцию в силу приблизительного характера унитарной симметрии. Таким образом, константа связи для токов с $\Delta S = 1$ должна, вообще говоря, перенормировываться.

Оценим порядок величин, которые при этом должны появляться /18/. Для вычисления θ_v из отношения вероятностей распадов K^+_{e3} и π^+_{e3} использовались значения констант связи в виде $\frac{G}{\sqrt{2}}\sin\theta_v$ и $\sqrt{2}G\cos\theta_v$ соответственно. Нас интересует характер перенормировки первой из них. Количественные оценки можно получить, используя указанные выше динамические аспекты сильных взаимодействий в рамках гипотезы унитарной симметрии. Лептонные распады типа $K^+_{\ell 3}$ и $\pi^+_{\ell 3}$ обусловлены теми же самыми векторными токами F -типа, которые являются и источниками $\rho^{\pm}$ и $M^+(K^{*+})$ -мезонов. Унитарная симметрия предсказывает для величины отношения распадных ширин M – и ρ -мезонов значение

$$\frac{\Gamma(M\to K\pi)}{\Gamma(\rho\to\pi\pi)} = \frac{3}{4}\,\frac{P^3_{k\pi}/m^2_M}{P^3_{\pi\pi}/m^2_\rho} = 0{,}3\,, \qquad (89)$$

отличающееся от экспериментально известной величины, которая имеет значение около 0,5. Если это различие считать происходящим за счет перенормированных эффектов, которые одинаково проявляются и здесь, и в K^+_{e3} – распадах, то в константах лептонных распадов векторного типа с $\Delta S = 1$ вместо прежнего значения $\sin\theta = 0{,}26$ нужно считать, что действительиое значение параметра ориентирования барионного слабого тока в унитарном пространстве меньше этого на величину $\left(\frac{30}{50}\right)^{1/2} = 0{,}8$, т.е. равно $\sin\theta = 0{,}21$. Тогда для векторной константы в ферми-переходах при β -распаде атомных ядер получается значение, которое хорошо соответствует экспериментально определенным величинам. К сожалению, проверка этого утверждения в переходах с $\Delta S = 1$ не является простым делом, поскольку такие лептонные распады барионов обусловлены смесью векторного и аксиально-векторного взаимодействий. В этом смысле интересен распад $\Xi^- \to \Lambda e\nu$, где теория предсказывает малую примесь аксиально-векторного взаимодействия (см. таблицу 3). Проверить это можно по асимметрии вылета электронов для поляризованных Ξ^- -гиперонов, которая согласно (82) и (83) должна быть очень малой. Если это оправдается, то тогда можно будет определить величину $\sin\theta_v$ в переходах с $\Delta S = 1$, обусловленных векторным взаимодействием.

Теперь несколько слов о ситуации с аксиально-векторным взаимодействием в распадах при $\Delta S = 0$ и $\Delta S = 1$. Грубо говоря, для таких построений аксиально-векторной части слабых взаимодействий, как это было сделано при постулировании тока (39), нет никаких оснований в силу имеющегося нарушения унитарной симметрии. Но даже если она и была бы точной, то гипотеза сохраняющегося тока, как это имеет место для векторного тока, не применима к аксиально-векторной части барионного тока. Таким образом, в общем случае следует ожидать перенормировочных эффектов для константы связи этого тока. Мы не имеем рецепта, как сделать эту перенормировку, поскольку не можем связать аксиально-векторный элемент слабого распада с измеряемым матричным элементом какого-либо сильного (или электромагнитного) процесса. Поэтому в случае расхождения предсказаний теории с опытом мы не знаем причины расхождения, ибо их может быть две: либо неверна теория, использующая унитарную симметрию, либо перенормировочный эффект велик и маскирует симметрию исходного лагранжиана.

Вторая возможность была рассмотрена выше. Мы видели, что перенормировочные эффекты невелики и определялись параметром $\beta \approx 1{,}2$. Таким образом, при улучшении точности экспериментальных данных, кажется, есть возможность проверки справедливости основных положений рассмотренной теории слабых взаимодействий.

Угол θ был введен [6] в теорию как параметр на основании гипотезы "о единичной длине" слабого тока сильновзаимодействующих частиц. Его численное значение, равное 0,26 рад, найдено из сравнения с опытными данными. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что его значение довольно хорошо соответствует величине

$$\operatorname{tg}\theta \approx \frac{m_\pi}{m_K} = 0{,}28 . \tag{90}$$

Поэтому привлекательной является идея попытаться объяснить это значение на основе того факта, что за ориентировку слабого тока в унитарном пространстве отвечает тот же член гамильтониана сильного взаимодействия, который ответственен и за расщепление масс унитарных мультиплетов. Если записать этот гамильтониан в виде

$$H = H_0 + S^{(0)} + \gamma S^{(8)} , \tag{91}$$

то речь идет о члене $\gamma S^{(8)}$, преобразующемся как член унитарного октета с $I=0$. $S^{(0)}$ здесь-симметричный массовый член. Теоретическое рассмотрение [19] дает величину произведения тангенсов углов θ_V и θ_A для векторных и аксиально-векторных токов в виде

$$\operatorname{tg}\theta_V \operatorname{tg}\theta_A \cdot \frac{B_K F_K}{B_\pi F_\pi} \approx \frac{m_\pi^2}{m_K^2} X^2 , \tag{92}$$

где

$$X = \left(\frac{1-\gamma/2\sqrt{2}}{1+\gamma/\sqrt{2}} \right)^{1/2} . \tag{93}$$

Здесь F_K, F_π и B_K, B_π -формфакторы, появляющиеся в векторных и аксиально-векторных матричных элементах соответственно. Из гипотезы сохраняющегося векторного тока следует, очевидно, что $F_\pi = 1$. Поскольку нарушение унитарной симметрии полагается слабым, то очевидно, что в (91) $y \ll 1$, т.е. $X \approx 1$. Более полные выражения для углов θ_V и θ_A имеют вид

$$\mathrm{tg}\,\theta_V \approx \frac{m_\pi}{m_K}\,\frac{F_\pi}{F_K}\,X\,, \tag{94}$$

$$\mathrm{tg}\,\theta_A \approx \frac{m_\pi}{m_K}\cdot\frac{B_\pi}{B_K}\,XY\,, \tag{95}$$

где

$$Y = \left(\frac{1-\rho/2\sqrt{2}}{1+\rho/\sqrt{2}}\right)^{1/2}. \tag{96}$$

Здесь величина ρ определена как

$$\rho = \frac{\langle 0|\,S^{(8)}\,|0\rangle}{\langle 0|\,S^{(0)}\,|0\rangle}\,, \tag{97}$$

и, таким образом, как y в (91), является малым параметром. В пренебрежении ренормализационными эффектами , когда формфакторы полагаются равными единице и поскольку $X \approx 1$ и $Y \approx 1$, из (94) и (95) вытекает следствие о приблизительном равенстве θ_V и θ_A и следует оценочное значение этих углов (90). Это означает, что исходная идея универсальности "единичной длины" тока сильновзаимодействующих частиц, ориентированного в унитарном пространстве, действительно может быть объяснена на основе соображений слабого нарушения унитарной симметрии.

Таким образом, дальнейшее развитие универсальной четырехфермионной теории слабых взаимодействий, основанное на введении в теорию соображений унитарной симметрии сильных взаимодействий, позволило обеспечить дальнейший прогресс в проблеме слабых взаимодействий элементарных частиц. Лептонные процессы с участием странных частиц органично вошли в общее рассмотрение проблемы. Полученные предсказания вполне соответствуют опытным фактам. Наметилась возможность установить более глубокие связи между процессами, обусловленными сильными и слабыми взаимодействиями. Дальнейшее уточнение экспериментальных данных позволит получить окончательное суждение о правильности рассмотренного развития теории слабых взаимодействий.

Литература

1. Л.Б. Окунь. Слабое взаимодействие элементарных частиц. Атомиздат, 1963.
2. R.Feynman and M.Gell-Mann. Phys. Rev., 109, 193, 1958.
3. В.М. Шехтер. ЖЭТФ, 47, 262, 1964.
4. Л.Б. Окунь. УФН, 68, 449, 1959.
5. М. Гелл-Манн. Сборник "Элементарные частицы и компенсирующие поля". М., "Мир", 1964 , стр. 117.
6. N.Cabbibo. Phys. Rev. Lett., 10, 531, 1963.
7. M.Gell-Mann and M.Leyy. Nuovo Cimento, 16, 705, 1960.
8. M.Gell-Mann. Phys. Rev., 125, 1067, 1962.
9. A.Martin and K.Waly. Phys. Rev., 130, 2455, 1963.
10. N.Cabbibo and R.Gatto. Nuovo Cimento, 21, 872, 1961.
11. А.С. Давыдов. Теория атомного ядра. Физматгиз, 1958.
12. H.Courant et all. 12 Международная конференция по физике высоких энергий, Дубна, 1964.
13. N.Brene, B.Hellesen and M.Roos. Там же.
14. C.Baglin et all. Phys. Lett., 6, 186, 1963.
15. V.Lind et al., Bull. Am. Phys. Soc., 9, 460, 1964.
16. С. Биленький, Р. Рындин и Я. Смородинский. ЖЭТФ, 37, 1758, 1959.
17. И.В. Чувило. Слабые взаимодействия странных частиц. Препринт ОИЯИ, Р-1789, Дубна, 1964.
18. J.Sakurai. Phys. Rev. Lett., 12, 79, 1964.
19. R.Oehme. Phys. Rev. Lett., 12, 604, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 сентября 1964 г.

Т а б л и ц а I

Т и п распада	Теория Фейнмана-Гелл-Манна (10^{-3})	Эксперимент (10^{-3})
$\Lambda \to pe\nu$	14	$0{,}86 \pm 0{,}09$
$\Sigma^- \to ne\nu$	51	$1{,}2 \pm 0{,}2$
$\Xi^- \to \Lambda e\nu$	14	$2{,}4 \pm 1{,}3$

Т а б л и ц а 2

Р а с п а д	a_n
$n \to pe\nu$	$A^{\phi} + A^{\Delta}$
$\Lambda \to pe\nu$	$A^{\phi} + \frac{1}{3} A^{\Delta}$
$\Sigma^- \to ne\nu$	$A^{\phi} - A^{\Delta}$
$\Sigma^- \to \Lambda e\nu$	A^{Δ}
$\Xi^- \to \Lambda e\nu$	$A^{\phi} - \frac{1}{3} A^{\Delta}$
$\Xi^0 \to \Sigma^{+} e\nu$	$A^{\phi} + A^{\Delta}$

Т а б л и ц а 3

Р а с п а д	Вариант теории	$(\Gamma^{\Lambda}_{Be\nu}/\Gamma^{\Lambda}) \cdot 10^4$ Теория	Эксперимент
$\Lambda \to peN$	$V - 0{,}58A$	7	$8{,}6 \pm 0{,}9$
$\Sigma^- \to ne\nu$	$V + 0{,}55A$	15	12 ± 2
$\Xi^- \to \Lambda e\nu$	$V + 0{,}02A$	3,5	24 ± 13
$\Xi^- \to \Sigma^0 e\nu$	$V - 1{,}15A$	0,62	
$\Xi^0 \to \Sigma^+ e\nu$	$V - 1{,}15A$	2,3	

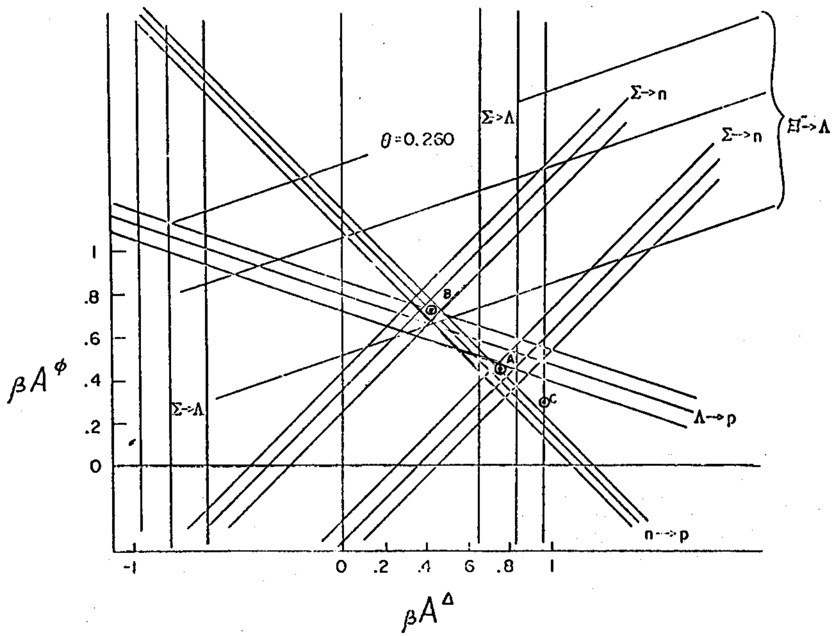
ТАБЛИЦА 4

	Решение A		Решение B	
Число введенных данных	(i) 8	(ii) 6	(i) 8	(ii) 6
Число степеней свободы	5	3	5	3
χ^2 - вероятность	(4,75) 45%	(3,51)32%	(7,92)17%	(7,04)8%
θ	0,264	0,272	0,249	0,246
βA^{ϕ}	0,437	0,436	0,715	0,749
βA^{Δ}	0,742	0,742	0,409	0,377
$\Gamma^{\Lambda}_{pe\nu}/\Gamma^{\Lambda}$	$0,9\times10^{-3}$	$0,96\times10^{-3}$	$1,08\times10^{-3}$	$1,10\times10^{-3}$
$\Gamma^{\Sigma^-}_{ne\nu}/\Gamma^{\Sigma^-}$	$1,32\times10^{-3}$	$1,38\times10^{-3}$	$1,19\times10^{-3}$	$1,28\times10^{-3}$
$\Gamma^{\Sigma^-}_{\Lambda e\nu}/\Gamma^{\Sigma^-}$	$0,61\times10^{-4}$	$0,59\times10^{-4}$	$0,19\times10^{-4}$	$0,16\times10^{-4}$
$\Gamma^{\Xi^-}_{\Lambda e\nu}/\Gamma^{\Xi^-}$	$0,65\times10^{-3}$	$0,66\times10^{-3}$	$1,06\times10^{-3}$	$1,06\times10^{-3}$
G_A/G_V для $\Sigma^- \to ne\nu$	+0,305	+0,292	-0,306	-0,372
G_A/G_V для $\Lambda^0 \to pe\nu$	-0,685	-0,684	-0,851	-0,875

Вариант (i) учитывает данные о вероятностях π_{e3}, K_{e3}- и $\pi_{\mu 2}, K_{\mu 2}$ -распадов. Вариант (ii) не учитывает этих данных.

Таблица 5

	Теория $\times 10^4$	Эксперимент $\times 10^4$
$\Gamma^{\Lambda}_{p\mu\nu}/\Gamma^{\Lambda}$	$2,01 \pm 0,23$	$1,3 \pm 0,6$
$\Gamma^{\Sigma^+}_{\Lambda e\nu}/\Gamma^{\Sigma^+}$	$0,23 \pm 0,02$	$0,7 \pm 0,4$
$\Gamma^{\Xi^-}_{\Lambda e\nu}/\Gamma^{\Xi^-}$	$5,1 \pm 0,6$	24 ± 13
$\Gamma^{\Xi^-}_{\Lambda\mu\nu}/\Gamma^{\Xi^-}$	$1,5 \pm 0,2$	
$\Gamma^{\Xi^-}_{\Sigma^0 e\nu}/\Gamma^{\Xi^-}$	$0,9 \pm 0,1$	
$\Gamma^{\Xi^0}_{\Sigma^+ e\nu}/\Gamma^{\Xi^0}$	$2,7 \pm 0,4$	



θ=0.260
Σ->Λ
Σ->n
Σ->n
Ξ⁻->Λ
B
A
C
Σ->Λ
Λ->p
n->p
1
.8
.6
.4
.2
0
βA^φ
-1
0
.2
.4
.6
.8
1
βA^Δ