

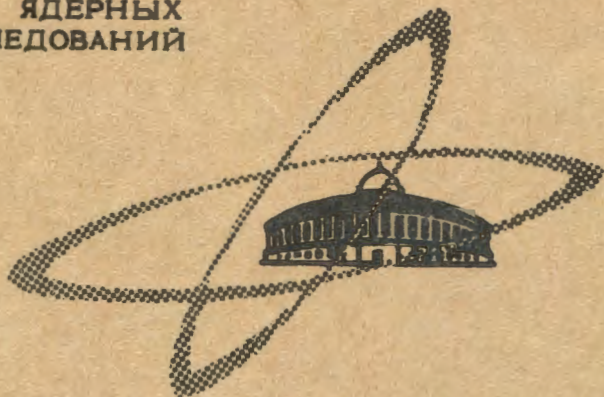
H-632

ЖФ, 1970, т. 12, в. 4, с. 865-70 13/IV-70

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 4935



Н.Н. Николаев, Р.М. Рындин

НАРУШЕНИЕ CP-ИНВАРИАНТНОСТИ
И МОДЕЛИ С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

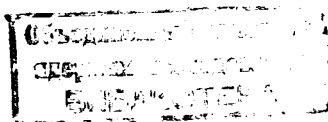
1970

P2 - 4935

Н.Н. Николаев, Р.М. Рыдин

**НАРУШЕНИЕ СР-ИНВАРИАНТНОСТИ
И МОДЕЛИ С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМИ ЧАСТИЦАМИ**

Направлено в ЯФ



8269/2
5

Николаев Н.Н., Рындин Р.М.

P2-4935

Нарушение CP -инвариантности и модели с дополнительными частицами

Обсуждается вопрос о доказательстве нарушения CP -инвариантности в распадах $K_L \rightarrow 2\pi$, $K_L \rightarrow \pi l \nu$. Рассмотрена чисто феноменологическая схема с дополнительными частицами, которая способна, хотя и в очень искусственных предположениях, объяснить интерференцию K_L , K_S в распадах на 2π -мезона и зарядовую асимметрию в распадах $K_L \rightarrow \pi l \nu$ в рамках сохранения CP -инвариантности. Обсуждаются возможности экспериментальной проверки такой схемы.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1970

Nikolaev N.N., Ryndin R.M.

P2-4935

Violations of the CP -Invariance and the Model with Additional Particles

The problem of proving the CP -violation in the $K_L \rightarrow 2\pi$, $K_L \rightarrow \pi l \nu$ decays is discussed. Purely phenomenological scheme with additional particles is considered which can explain, though under very artificial assumption, the K_L , K_S interference in the decays into 2π -mesons and the charge asymmetry in $K_L \rightarrow \pi l \nu$ decays within the framework of the CP -invariance. The possibilities of the experimental test of such a scheme are considered.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1970

I. За несколько лет, прошедших с момента открытия^{/1/} распада $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$, CP-неинвариантные эффекты были обнаружены лишь в распадах нейтральных K-мезонов (интерференция K_S -и K_L -состояний в распадах на два π -мезона и зарядовая асимметрия в лептонных распадах K_L). Это обстоятельство послужило основанием для возрождения^{/2/} попыток^{/3-7/} объяснить наблюдаемые эффекты в рамках CP-инвариантности ценой введения дополнительной слабо взаимодействующей частицы. Анализ экспериментальных данных, проведенный в работах^{/8-12/}, показал, что модели такого рода противоречат эксперименту. На этом основании в^{/12/} было высказано утверждение, что объяснение наблюдаемой интерференции K_L и K_S в распадах на два π -мезона невозможно без гипотезы о нарушении CP-инвариантности (см. ниже раздел II).

Однако это утверждение справедливо лишь для моделей без прямого рождения дополнительных частиц. В настоящей заметке мы хотим показать, что можно построить чисто феноменологическую схему, предсказания которой для широкого класса экспериментов могут совпадать с предсказаниями обычной CP-неинвариантной теории. Фактически эта схема слишком неестественна, чтобы оказаться правильной, так как приходится принимать слишком много предположений, лежащих на грани здравого смысла, и с этой точки зрения гипотеза о нарушении CP-инвариантности представляется намного более естественной. Однако нам ка-

жется, что было бы все-таки правильно, если бы рассматриваемая схема была проверена и отвергнута опытом, а не только здравым смыслом.

I. Напомним вкратце основные результаты работ^{/2-12/}. Для простоты рассмотрим модель лишь с одной дополнительной слабо взаимодействующей частицей κ ($CP \kappa = + \kappa$), обладающей нулевой странностью. Благодаря слабым взаимодействиям, сохраняющим CP , K_1 и κ перемешиваются, и определенными временами жизни и массами обладают два CP -четных состояния S_+ и L_+ , являющиеся линейными комбинациями K_1 и κ :

$$S_+ = \frac{1}{\sqrt{1+|a|^2}}(K_1 + a\kappa), \quad L_+ = \frac{1}{\sqrt{1+|a|^2}}(\kappa - aK_1), \quad \langle L_+ S_+ \rangle = \frac{2i \operatorname{Im} a}{1+|a|^2}. \quad (1)$$

Оба эти состояния могут распадаться на два π -мезона, причём S_+ отождествляется с короткоживущей компонентой, а относительно L_+ предполагается, что $\lambda_{L_+} = \lambda_L \approx \lambda_L$ ($\lambda = m - i \frac{\Gamma}{2}$). С рождающимися в сильных взаимодействиях частицами с определенной странностью состояния S_+ и L_+ связаны соотношениями

$$K^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{\sqrt{1+|a|^2}}{1+a^2} (S_+ - a L_+) + K_2 \right], \quad S = +1, \quad (2a)$$

$$K^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{\sqrt{1+|a|^2}}{1+a^2} (S_+ - a L_+) - K_2 \right], \quad S = -1. \quad (2b)$$

Таким путем мы приходим к существованию двух не обладающих определенной CP -чётностью долгоживущих состояний, структура которых не зависит от странности начального пучка:

$$K_2 - a \frac{\sqrt{1+|a|^2}}{1+a^2} L_+, \quad S = -1, \quad (3a)$$

$$-(K_2 + a \frac{\sqrt{1+|a|^2}}{1+a^2} L_+), \quad S = -1. \quad (36)$$

Отсюда сразу же вытекает наличие интерференционного эффекта в распадах на 2π -мезона в вакууме, причём, как видно из (2а) и (2б), этот эффект не зависит от начальной странности. В обычной же CP -инвариантной теории

$$K^0 \approx \frac{1}{\sqrt{2}} (K_S + K_L), \quad \bar{K}^0 \approx \frac{1}{\sqrt{2}} (K_S - K_L) \quad (4)$$

и интерференционные эффекты в опытах по "вакуумной регенерации" для начальных K^0 -и \bar{K}^0 -состояний отличаются знаком.

Различная структура двух долгоживущих состояний (см. (3)), приводит к тому, что зарядовая асимметрия в лептонных распадах $K_L \rightarrow \pi \ell \nu$ меняет знак при переходе от начального K^0 к начальному \bar{K}^0 -пучку. Аналогичная ситуация имеет место и в случае интерференционного эффекта за регенератором. В обычной же схеме нарушения CP -инвариантности волновая функция K_L и оба указанных эффекта не зависят от исходного состояния. Следовательно, в обсуждаемой модели (в отличие от обычной схемы) интерференционный эффект за регенератором* в случае начального пучка, являющегося некогерентной смесью K^0 и \bar{K}^0 , будет пропорционален средней странности пучка. Как показано в /9-12/, это противоречит эксперименту, что и послужило основанием для утверждения^{/12/} о невозможности объяснения распадов $K_L \rightarrow 2\pi$ без нарушения CP -инвариантности. Однако это утверждение верно лишь в рамках моделей, где CP -чётная часть долгоживущей компоненты появляется лишь за счёт переходов $K_1 \leftrightarrow \kappa$ в вакууме. Если же отка-

*/ Это же верно и для зарядовой асимметрии в распадах $K_L \rightarrow \pi \ell \nu$.

заться от этого требования, то можно построить схему, в рамках которой можно имитировать многие результаты обычной CP-неинвариантной теории.

III. Перейдем теперь к обсуждаемой схеме. Пусть наряду с K^0 и \bar{K}^0 существуют две псевдоскалярные частицы κ^0 и $\bar{\kappa}^0$ со странностью $S = +1$ и $S = -1$ соответственно. Тогда K^0 и κ^0 будут рождаться когерентно в одной и той же реакции с одними и теми же частицами^{*/}, как, например, $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0 (\kappa^0)$. Пусть в некоторой реакции рождается суперпозиция

$$K^0 + a \kappa^0 . \quad (5)$$

Введем, как обычно, CP-чётные состояния K_1 и κ_1 и CP-нечётные: K_2 и κ_2 и предположим, что $\lambda_{\kappa_1} \approx \lambda_{\kappa_2} \approx \lambda_{K_2} \equiv \lambda_L$ ($\lambda = m - i \frac{\Gamma}{2}$), а перемешивание $K_1 \leftrightarrow \kappa_1$ ($K_2 \leftrightarrow \kappa_2$) пренебрежимо мало, так что определенными временами жизни и массами обладают K_1, K_2, κ_1 и κ_2 . Если бы мы ввели перемешивание, то состояниями с определенными временами жизни и массами были бы

$$\begin{aligned} K_{1a} &\approx K_1 + \beta \kappa_1 , \\ K_{1b} &\approx \kappa_1 - \beta K_1 \end{aligned}$$

(и аналогично состояния K_{2a} и K_{2b}) и при $\beta \gg a$ мы эффективно пришли бы к обсуждаемой в разделе II модели и к противоречию с регенерационным экспериментом. Поэтому мы с самого начала рассмотрим случай $\beta \ll a$ и положим для простоты $\beta = 0$. Тогда долгоживущая компонента пучка (начальное $S = +1$) будет иметь вид:

$$a (\kappa_1 + \kappa_2) + K_2 . \quad (6)$$

^{*/} Мы не требуем удвоения /13,14/ всех странных частиц.

Так как в обычных условиях K^0 и \bar{K}^0 рождаются в реакциях, не связанных операцией зарядового сопряжения, то состояние с $S=-1$ будет описываться, вообще говоря, другой суперпозицией

$$\bar{K}^0 + a \bar{\kappa}^0, \quad (7)$$

а долгоживущая компонента будет иметь вид:

$$\bar{a} (\kappa_1 - \kappa_2) - K_2. \quad (8)$$

Если для широкого класса реакций рождения

$$\bar{a} \approx -a \approx \text{const}, \quad (9)$$

то интерференционный эффект в опытах по распадам на 2π без регенератора будет иметь противоположные знаки для $S = +1$ и $S = -1$, как и в обычной теории, причём, как видно из (5) и (6) или (7), (8) и (9),

$$\eta_{+-} = a \frac{A(\kappa_1 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{A(K_1 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}, \quad |a| \approx 5 \cdot 10^{-2}. \quad (10)$$

Аналогичным образом зарядовые асимметрии в $\pi \ell \nu$ распадах долгоживущих состояний (6) и (8) определяются в рамках правила $\Delta Q = \Delta S$ выражениями

$$\delta_{S=+1} \approx 2 \operatorname{Re} a \frac{A(\kappa^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu)}{A(K^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu)}, \quad (11a)$$

$$\delta_{S=-1} \approx -2 \operatorname{Re} \bar{a} \frac{A(\kappa^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu)}{A(K^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu)} \quad (11b)$$

и совпадают друг с другом, как и в обычной теории, при условии (9). Заметим, что из (10)-(11) следует, что $\Gamma(\kappa \rightarrow \pi \ell \nu) \approx 2 \cdot 10^{-4} \Gamma(K \rightarrow \pi \ell \nu)$ и, следовательно, основной модой распада κ_1 является мода: $\kappa_1 \rightarrow 2\pi$, $\Gamma(\kappa_1 \rightarrow 2\pi) \approx \Gamma_L$.

Теперь об интерференционном эффекте после регенератора. Если пренебречь регенерацией K_1 и κ_1 из κ_2 по сравнению с их регенерацией из K_2 (что законно ввиду малости α), то состояния (6) и (8) приведут в рассматриваемой модели к одинаковой интерференции и, следовательно, - к отсутствию зависимости от средней странности пучка в случае некогерентной смеси состояний с $S = +1$ и $S = -1$ в начальном пучке, как и в стандартной теории.

Обсудим теперь вопрос о взаимодействиях κ -мезонов и возможности экспериментальной проверки предлагаемой схемы.

Во-первых, так как α , вообще говоря, должно меняться от реакции к реакции, то в разных экспериментах получались бы разные значения η_{+-} и δ . В связи с этим интересно отметить, что во всех выполненных до сих пор экспериментах /1,10,15,16,17/ по измерению η_{+-} использовался пучок нейтральных K -мезонов, рожденных протонами на ядрах, что в принципе могло бы служить объяснением того, что η_{+-} слабо меняется от одного эксперимента к другому. Исключение составляют эксперименты /18,19,20/ по измерению зарядовой асимметрии в распадах $K_L \rightarrow \pi \ell \nu$, в которых использовались принципиально различные реакции рождения K -мезонов протонами /18,19/ и γ -квантами /20/ и тем не менее получены согласующиеся друг с другом значения зарядовой асимметрии. Но, конечно, хотя это и очень искусственная гипотеза, нельзя исключить, что по каким-то причинам значения α близки и в столь отличных друг от друга по механизму реакций.

Анализ нейтринного эксперимента /8/ показал, что сечение поглощения κ не может сильно отличаться от сечения поглощения обычных

К-мезонов (точнее $\sigma_{\kappa_1} > \frac{1}{2} \sigma_{\kappa_1}$). В то же время для реакций рождения протонами на ядрах $|a| \approx 5 \cdot 10^{-2}$. Такое маленькое значение амплитуды рождения κ во всех реакциях, по-видимому, нельзя согласовать с ядерным сечением поглощения и естественно ожидать, что существуют такие реакции рождения, для которых $|a| \approx 1$. Поэтому были бы очень важны эксперименты по поискам зависимости η_{+-} от условий рождения.

Во-вторых, в экспериментах с регенератором могла бы возникнуть зависимость η_{+-} от толщины и типа регенератора, так как возможна регенерация из K_2 не только K_1 , но и κ . При этом CP-чётная часть волновой функции после регенератора будет иметь следующий вид в очевидных обозначениях:

$$\rho K_1 + (a + \rho') \kappa_1, \quad (12)$$

что приводит к квадратичным по амплитудам регенерации эффектам в интерференционном члене и к зависимости

$$(\eta_{+-})_{\text{рег.}} \rightarrow (\eta_{+-})_{\text{вак.}} (1 + \frac{\rho'}{a}). \quad (13)$$

Обычная величина ρ порядка нескольких единиц на 10^{-2} и если $\rho' \approx \rho$, то можно ожидать большую зависимость $(\eta_{+-})_{\text{рег.}}$ от толщины и типа регенератора, так как $|a| \approx 5 \cdot 10^{-2}$. Практически необходимо учитывать, что сечения поглощения K и κ могут отличаться. Тогда легко получить вместо (13) следующую формулу:

$$(\eta_{+-})_{\text{рег.}} = (\eta_{+-})_{\text{вак.}} \left[e^{-\frac{L}{2u}} + \frac{\rho'(\infty)}{a} (1 - e^{-\frac{L}{2u}} e^{i\delta L}) \right], \quad (14)$$

где $\frac{1}{u} = \frac{1}{u_{\kappa}} - \frac{1}{u_K}$, u_i - длины поглощения, $\rho'(\infty)$ - амплитуда регенераций $K_2 \rightarrow \kappa_1$ для бесконечно толстого регенератора и

$\delta = \frac{m}{k} (m_{K_2} - m_{K_1})$. Если учесть, что в различных экспериментах использовались следующие регенераторы: 7,5 см РЬ + 30 см С /10/ ж/; 12 см Сu /9/ и 25 см Сu /11/ и что $\rho' \approx A^{2/3}$, то можно получить верхнюю границу сечения поглощения κ_1 - мезонов, если учесть, что значения η_{+-} , полученные в этих экспериментах, отличаются не более, чем на 20%:

$$\sigma_{\kappa_1} < 2\sigma_{\kappa_1} \quad (15)$$

К сожалению, нельзя установить верхнюю границу для $\rho'(\infty)$, так как мы не имеем нижних границ на δ и $\sigma_{\kappa} - \sigma_{\kappa}$.

Конечно, нельзя исключить, что $\rho' \ll \rho$ и $\sigma_{\kappa} = \sigma_{\kappa}$, и поэтому независимость η_{+-} от толщины и типа регенератора не является однозначным свидетельством против предлагаемой схемы. Но очень неправдоподобно, чтобы ρ' было $\ll \rho$ и чтобы K и κ , имеющие разные сечения рождения, имели одинаковые сечения поглощения. Поэтому представляются очень перспективными поиски зависимости η_{+-} от толщины и типа регенератора, особенно с толстыми регенераторами: $L \approx 2-3$ μ_K . Если такая зависимость не будет обнаружена с точностью до нескольких процентов, то это было бы очень веским аргументом против обсуждаемой модели.

В-третьих, времена жизни и массы K_2 и κ_1 могут отличаться, что привело бы к зависимости от времени парциальной ширины распада $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и к отлнчию разности масс $m_S - m_L$, измеренной по интерференции K_L и K_S в распадах на $\pi^+ \pi^-$ от разности масс, измеренной в экспериментах, не использующих нарушение CP -инвариантности как, например, по осцилляциям странности. Анализ экспериментальных данных показывает /11/, что соответствующие разности масс отличаются ж/ В /10/ свинец использовался в качестве фильтра γ -квантов, но это несущественно.

не более чем на 20%, а времена жизни не более чем на 50% (см. также таблицу /21/).

В-четвертых, могут отличаться массы и времена жизни K_2 и κ_2 , что привело бы к неэкспоненциальности в распадах $K_u \rightarrow 3\pi$. Заметим, что это замечание относится и к распадам K^\pm -мезонов, так как чтобы сохранить изотопическую инвариантность, необходимо ввести также и κ^+ и κ^- , а массы и времена жизни K^+ и κ^+ (K^- и κ^-) могут отличаться. Поэтому была бы интересна тщательная проверка экспоненциального закона распада K_L -и K^\pm -мезонов. Такие опыты важны и сами по себе, независимо от обсуждаемой модели, так как экспоненциальность закона распада проверена с плохой точностью (см., например, таблицу /21/).

И, наконец, существует возможность, по крайней мере принципиальная, однозначно отделить обсуждаемую схему от стандартной CP-инвариантной теории, изучая реакции рождения пар $K\bar{K}$ в состоянии с определенной зарядовой четностью, например, при аннигиляции остановившихся антипротонов в водороде: $\bar{p} + p \rightarrow \bar{K} + K$ (в силу сохранения момента и четности реакция идет только из C-нечетного и CP-четного 3S_1 -состояния) или при распаде ϕ -мезона: $\phi \rightarrow \bar{K} K$. В рассматриваемой модели волновая функция состояния с C=-1 и CP=+1 имеет вид:

$$\begin{aligned}
 & A [K(\vec{p}) \bar{K}(-\vec{p}) - \bar{K}(\vec{p}) K(-\vec{p})] + B [\kappa(\vec{p}) \bar{\kappa}(-\vec{p}) - \bar{\kappa}(\vec{p}) \kappa(-\vec{p})] \\
 & + C [K(\vec{p}) \bar{\kappa}(-\vec{p}) + \kappa(\vec{p}) \bar{K}(-\vec{p}) - \kappa(\vec{p}) \bar{K}(-\vec{p}) - \bar{K}(\vec{p}) \kappa(-\vec{p})] ,
 \end{aligned}
 \tag{18}$$

где значки \vec{p} определяют направление движения частиц.

Во-первых, при наблюдении двумя детекторами, регистрирующими распады $K(\kappa)$ -мезонов, движущихся в направлениях \vec{p} и $-\vec{p}$, в этой модели, в отличие от случая нарушения CP -инвариантности, будет отсутствовать корреляция распадов на 2π по обоим направлениям^{/22-24/}.

Во-вторых, при наблюдении одним детектором будет отсутствовать зарядовая асимметрия в лептонных распадах K_L . Дело в том, что при наблюдении одним детектором частицы, двигающиеся в направлении $+\vec{p}$, можно рассматривать (это нетрудно показать, исходя из (16)) как некогерентную смесь состояний

$$\phi_1 = K + a\kappa, \quad \phi_2 = \kappa - a^*K, \quad \phi_3 = \bar{K} + a\bar{\kappa} = \bar{\phi}_1, \quad \phi_4 = \bar{\kappa} - a^*\bar{K} = \bar{\phi}_2$$

с вероятностями $w_1 = w_3, w_2 = w_4$, где a и w_i определяются динамикой процесса. Так как, например, ϕ_3 является состоянием, зарядово сопряженным ϕ_1 (что соответствует $\bar{a} = a$) и они входят в смесь с одинаковыми весами, то зарядовая асимметрия в соответствии с (11) будет отсутствовать в отличие от случая нарушения CP -инвариантности. Но, к сожалению, соответствующие эксперименты представляются практически нереальными.

Конечно, хотя предлагаемая модель и позволяет пока спасти CP -инвариантность, она чрезвычайно непривлекательна. Совершенно непонятно, почему две частицы K^0 и κ^0 , имеющие заведомо разные сильные взаимодействия, должны быть вырождены по массе с такой фантастической точностью:

$$|m_K - m_{\kappa}| < 10^{-14} m_K$$

и, не отличаясь квантовыми числами, могут переходить друг в друга лишь очень медленно. Трудно также понять, почему при одинаковом сечении поглощения ($\frac{1}{2}\sigma_K < \sigma_{\kappa} < 2\sigma_K$) амплитуда рождения κ на порядок меньше амплитуды рождения K^0 и почему a одинаково как в ядерном рождении, так и в фоторождении K^- - и κ^- -мезонов. Поэтому ги-

потеза о нарушении CP -инвариантности представляется намного более естественной.

Подчеркнем еще раз, что эта схема может служить альтернативой нарушению CP -инвариантности только до тех пор, пока CP -нечетные эффекты не будут найдены в других процессах, кроме распадов нейтральных K -мезонов.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Л.Б.Окуню за обсуждения, стимулировавшие появление данной заметки, и многочисленные ценные замечания. Авторы также благодарны С.М.Биленькому, И.Ю.Кобзареву, В.И.Огневцевскому, М.И.Подгорцевскому и Я.А.Сморозинскому за полезные дискуссии.

Литература

1. I.H. Christenson, I.W. Cronin, V.L. Fitch, R. Turlay. Phys.Rev. Lett., 13, 138 (1964).
2. H.I. Lipkin. Phys.Rev.Lett., 22, 213 (1969).
3. I.L. Uretzky. Phys.Lett., 14, 154 (1965).
4. A. Abashian, H.I. Lipkin. Phys.Lett., 14, 151 (1965).
5. P.K. Kabir, R.R. Lewis. Phys.Rev.Lett., 15, 306 (1965).
6. K. Nishijima, M.H. Safouri. Phys.Rev.Lett., 14, 205 (1965).
7. H. Ezawa, Y.S. Kim, S. Oneda, I.C. Pati. Phys.Rev.Lett. 14, 673 (1965).
8. L.B. Okun, I.Ya. Pomeranchuk. Phys.Lett., 16, 338 (1965).
9. C. Alff-Steinberger et al. Phys.Lett., 21, 595 (1966).
10. M. Bott-Bodenhausen et al. Phys.Lett., 23, 277 (1966).
11. P. Darrinlat, I.P. Deutsch, K. Kleinknecht, C. Rubbia, K. Tittel. Phys.Lett., 29B, 132 (1969).
12. P.K. Kabir. Phys.Rev.Lett., 22, 1018 (1969).
13. В.В.Владимирский. Ядерная физика 2, 1087(1965).

14. Н.Ю.Кобзарев, Л.Б.Окунь, И.Я.Померанчук. Ядерная физика 3, 1054 (1966).
15. W. Galbraith et al. Phys.Rev.Lett., 14, 383 (1965).
16. X. de Bouard et al. Nuovo Cinm., 52, 662 (1967).
17. V. Fitch, R. Roth, I. Russ, W. Vernon. Phys.Rev., 164, 1711 (1967).
18. S. Bennet et al. Phys.Rev.Lett., 19, 992 (1967).
19. T. Kirk, I. Marx, D. Nygren, I. Peoples, I. Steinberger.
цитируется по I. Steinberger. Proceedings of the CERN Topical
Conference on Weak Interactions, p. 297, CERN, Geneva (1969).
20. D. Dorfman et al. Phys.Rev.Lett., 19, 987 (1967)
21. Н.Н.Николаев. УФН 95, 506 (1968).
22. В.Л.Любошиц. Ядерная физика 3, 895 (1966).
23. M. Ross. Phys.Lett., 20, 89 (1966).
24. H.I. Lipkin. Phys.Rev., 176, 1715 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел
19 февраля 1970 года.