

539.12.01

**ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ОПЫТЫ ПО ПРОВЕРКЕ T -
И CPT -ИНВАРИАНТНОСТИ
В НУКЛОН-НУКЛОННОМ
И НУКЛОН-АНТИНУКЛОННОМ РАССЕЯНИИ**

С. М. Биленький, Л. И. Липидус, Р. М. Рындин

Открытие нарушения CP -инвариантности в распадах K_L^0 -мезонов и гипотезы, выдвинутые в связи с этим открытием, привели к постановке ряда новых экспериментов по проверке T - и C -инвариантности в слабых, электромагнитных и сильных взаимодействиях. Здесь мы обсудим опыты по проверке T -инвариантности в упругом рассеянии нуклонов нуклонами. Кроме того, мы рассмотрим вкратце возможные эксперименты по проверке CPT -инвариантности в процессе упругого рассеяния антипротонов протонами.

1. ПРОВЕРКА T -ИНВАРИАНТНОСТИ В ОПЫТАХ ПО РАССЕЯНИЮ НУКЛОНОВ НУКЛОНАМИ

1. Как известно, из требования инвариантности S -матрицы относительно обращения времени вытекает следующее соотношение между амплитудами прямого и обратного процессов:

$$\langle f | S | i \rangle = {}_T \langle i | S | f \rangle_T. \quad (1)$$

Здесь $|i\rangle_T (|f\rangle_T)$ описывает те же частицы, что и $|i\rangle (|f\rangle)$, но с противоположными знаками импульсов и спинов.

В случае упругого рассеяния частиц со спином соотношение (1) превращается в ограничение на возможный вид амплитуды рассеяния и приводит к соотношениям между различными наблюдаемыми, относящимися к одному и тому же процессу. Проверка таких соотношений на опыте и представляет собой проверку T -инвариантности матрицы рассеяния. Отметим, что в случае рассеяния бесспиновых частиц на частицах со спином $1/2$ T -инвариантность не накладывает на матрицу рассеяния никаких дополнительных ограничений, если последняя инвариантна относительно пространственных вращений и отражений. Таким образом, если в процессах упругого рассеяния $0 + \frac{1}{2} \rightarrow 0 + \frac{1}{2}$ сохраняется четность, то исследование таких процессов не может дать никакой информации о нарушении T -инвариантности. В случае же упругих столкновений двух частиц со спином $1/2$, например в нуклон-нуклонном рассеянии, как было впервые показано в работах ^{1, 2}, T -инвариантность накладывает дополнительные ограничения на матрицу рассеяния, удовлетворяющую требованиям инвариантности относительно вращений и отражений. Возможные опыты по проверке T -инвариантности в нуклон-нуклонном рассеянии обсуждались в работах ³⁻⁵. Ниже мы рассмотрим соотношения между поляризационными характеристиками процесса рассеяния нуклонов нуклонами, вытекающие из T -инвариантности, и обсудим постановку и результаты соответствующих экспериментов.

2. Матрицу протон-протонного рассеяния $M(p', p)$ (p' и p — импульсы падающего и рассеянного протонов в с. ц. и.) в общем случае, когда не предполагается инвариантность взаимодействий при обращении времени, можно всегда представить в виде

$$M(p', p) = M_+(p', p) + M_-(p', p), \quad (2)$$

$$M_{\pm}(p', p) = \pm (U^{-1} M_{\pm}(-p, -p') U)^T. \quad (3)$$

Унитарная матрица U удовлетворяет соотношениям

$$(U^{-1} \sigma_{1i} U)^T = -\sigma_{1i}, \quad (4)$$

$$(U^{-1} \sigma_{2i} U)^T = -\sigma_{2i},$$

где $\frac{1}{2} \sigma_{1i}$ и $\frac{1}{2} \sigma_{2i}$ — операторы спина нуклонов, а значок T означает транспонирование. Требование инвариантности нуклон-нуклонных взаимодействий при обращении времени означает, что $M_- = 0$.

При повороте на угол π вокруг вектора

$$\mathbf{m} = \frac{\mathbf{p}' - \mathbf{p}}{|\mathbf{p}' - \mathbf{p}|} \quad (5)$$

импульс $(-\mathbf{p})$ переходит в $\mathbf{p}'$, а $(-\mathbf{p}')$ в $\mathbf{p}$, и из инвариантности относи-

тельно вращений получаем

$$M(-\mathbf{p}, -\mathbf{p}') = (\sigma_1 \mathbf{m}) (\sigma_2 \mathbf{m}) M(\mathbf{p}', \mathbf{p}) (\sigma_1 \mathbf{m}) (\sigma_2 \mathbf{m}). \quad (6)$$

Если имеет место T -инвариантность ($M = M_+$), то непосредственно из (3), (4) и (6) нетрудно получить соотношения между различными поляризационными характеристиками процесса pp -рассеяния. Мы ограничимся рассмотрением соотношений между поляризацией, асимметрией и компонентами тензора деполяризации. Векторы поляризации и асимметрии и тензор деполяризации определяются следующим образом (см., например, ⁶⁾):

$$\sigma_0 \mathbf{P}_i = \frac{1}{4} \text{Sp } \sigma_{1i} M M^+, \quad (7a)$$

$$\sigma_0 \mathbf{A}_i = \frac{1}{4} \text{Sp } M \sigma_{1i} M^+, \quad (7б)$$

$$\sigma_0 D_{ik} = \frac{1}{4} \text{Sp } \sigma_{1i} M \sigma_{1k} M^+, \quad (7в)$$

где σ_0 — дифференциальное сечение рассеяния неполяризованных частиц в с. ц. и.

Используя требования T -инвариантности и инвариантности относительно вращений ($M = M_+$ и формулы (3), (4) и (6)), из (7) получаем

$$P = A, \quad (8)$$

$$D_{ml} + D_{lm} = 0, \quad (9)$$

где $P = (\mathbf{Pn})$, $A = (\mathbf{An})$, $D_{ab} = a_i D_{ik} b_k$, а векторы $\mathbf{l}$ и $\mathbf{n}$ определены следующим образом:

$$\mathbf{l} = \frac{\mathbf{p} + \mathbf{p}'}{|\mathbf{p} + \mathbf{p}'|}, \quad \mathbf{n} = \frac{[\mathbf{p} \mathbf{p}']}{|[\mathbf{p} \mathbf{p}']|}. \quad (10)$$

Если матрица рассеяния не инвариантна относительно обращения времени ($M_- \neq 0$), то вместо (8) и (9) получаем

$$P - A = \frac{1}{\sigma_0} \text{Re Sp } (\sigma_1 \mathbf{n}) M_+ M_-^+, \quad (11)$$

$$D_{ml} + D_{lm} = \frac{1}{\sigma_0} \text{Re Sp } (\sigma_1 \mathbf{m}) M_+ (\sigma_1 \mathbf{l}) M_-^+. \quad (12)$$

Отметим, что при получении (11) и (12) не делалось предположений о сохранении P -четности. Матрицы $M_{\pm}$ можно всегда разбить на P -четную и P -нечетную части:

$$M_{\pm}(\mathbf{p}', \mathbf{p}) = M_{\pm}^e(\mathbf{p}', \mathbf{p}) + M_{\pm}^o(\mathbf{p}', \mathbf{p}), \quad (13)$$

где

$$M_{\pm}^e(\mathbf{p}', \mathbf{p}) = M_{\pm}^e(-\mathbf{p}', -\mathbf{p}), \quad (14a)$$

$$M_{\pm}^o(\mathbf{p}', \mathbf{p}) = -M_{\pm}^o(-\mathbf{p}', -\mathbf{p}). \quad (14б)$$

При повороте на угол π вокруг нормали к плоскости рассеяния ($-\mathbf{p}'$) переходит в $\mathbf{p}'$, а ($-\mathbf{p}$) — в $\mathbf{p}$. Из инвариантности относительно вращений получаем

$$M_{\pm}^{e, o}(-\mathbf{p}', -\mathbf{p}) = (\sigma_1 \mathbf{n}) (\sigma_2 \mathbf{n}) M_{\pm}^{e, o}(\mathbf{p}', \mathbf{p}) (\sigma_1 \mathbf{n}) (\sigma_2 \mathbf{n}). \quad (15)$$

С помощью (14) и (15) нетрудно убедиться, что несохраняющие четность

матрицы $M_{\pm}^0$ входят в рассматриваемые наблюдаемые P , A , D_{ml} и D_{lm} квадратично. Результаты опытов по обнаружению эффекта несохранения четности в ядерных реакциях при малых энергиях совместимы с предположением, что четность в сильных и электромагнитных взаимодействиях сохраняется. Поэтому в выражениях для наблюдаемых величин разумно ограничиться лишь линейными по $M_{\pm}^0$ членами. В этом приближении в правых частях (11) и (12) следует заменить $M_{\pm}$ на $M_{\pm}^e$.

Из соображений инвариантности и принципа Паули следует^{1, 2, 4-5}, что

$$M_+^e = (u + v) + (u - v)(\sigma_1 n)(\sigma_2 n) + c[(\sigma_1 n) + (\sigma_2 n)] + (g - h)(\sigma_1 m)(\sigma_2 m) + (g + h)(\sigma_1 l)(\sigma_2 l), \quad (16)$$

$$M_-^e = t[(\sigma_1 m)(\sigma_2 l) + (\sigma_1 l)(\sigma_2 m)]. \quad (17)$$

С помощью (16) и (17) находим

$$P - A = \frac{1}{\sigma_0} \text{Re Sp}(\sigma_1 n) M_+^e M_-^{e+} = \frac{8}{\sigma_0} \text{Im } th^*, \quad (18)$$

$$D_{ml} + D_{lm} = \frac{1}{\sigma_0} \text{Re Sp}(\sigma_1 m) M_+^e (\sigma_1 l) M_-^{e+} = \frac{8}{\sigma_0} \text{Re } tg^*. \quad (19)$$

Параметры P и A являются непосредственно наблюдаемыми величинами. Нетрудно показать (см., например, ⁶), что левая часть соотношения (19) связана с известными параметрами тройного рассеяния R , R' , A и A' ⁷. С учетом релятивистского поворота спина⁸ получаем⁶

$$D_{ml} + D_{lm} = (R' + A) \cos \theta_l - (A' - R) \sin \theta_l, \quad (20)$$

где θ_l — угол рассеяния в л. с.

Если имеет место T -инвариантность, параметры тройного рассеяния связаны, как видно из (9) и (20), соотношением⁹

$$\frac{A + R'}{A' - R} = \text{tg } \theta_l. \quad (21)$$

Амплитуды g и h , входящие в формулы (18) и (19), в настоящее время известны из фазового анализа в интервале энергий до $\approx 700 M_{\text{эв}}$. Тем самым сопоставление (18) и (19) с экспериментальными данными позволяет получить информацию о нарушающей T -инвариантность амплитуде t .

Рассмотрим вкратце вопрос о параметризации матрицы нуклон-нуклонного рассеяния в (J, M, l, S) -представлении (J, M — полный момент и его проекция, l — орбитальный момент, S — полный спин). Мы будем сейчас для простоты предполагать, что четность сохраняется. Обозначим элементы S -матрицы в рассматриваемом представлении через S^J для синглет-синглетных переходов и $S_{l'; l}^J$ — для триплет-триплетных переходов *) (переходы синглет-триплет запрещены сохранением четности и принципом Паули). Инвариантность при обращении времени не накладывает никаких ограничений на S^J и диагональные элементы $S_{l'; l}^J$ и приводит к равенству недиагональных элементов

$$S_{J+1; J-1}^J = S_{J-1; J+1}^J. \quad (22)$$

При нарушении T -инвариантности (22) не имеет места, однако легко показать^{10, 4}, что требование унитарности S -матрицы в области энергий

*) Вследствие принципа Паули при J четном l и l' равны $J \pm 1$, а при J нечетном $J = l = l'$.

до порога образования мезонов приводит к равенству модулей

$$|S_{J+1, J-1}^J| = |S_{J-1, J+1}^J| \quad (23)$$

и элементы S -матрицы параметризуются следующим образом (параметризация Стаппа¹¹):

$$S^J = e^{2i\delta_J}, \quad S_{J, J}^J = e^{2i\delta_J, J}, \quad (24a)$$

$$\left. \begin{aligned} S_{J-1, J-1}^J &= \cos 2\epsilon_J e^{2i\delta_{J-1, J}}, \\ S_{J+1, J+1}^J &= \cos 2\epsilon_J e^{2i\delta_{J+1, J}}, \\ S_{J-1, J+1}^J &= i \sin 2\epsilon_J e^{i(\delta_{J-1, J} + \delta_{J+1, J} + \lambda_J)}, \\ S_{J+1, J-1}^J &= i \sin 2\epsilon_J e^{i(\delta_{J-1, J} - \delta_{J+1, J} - \lambda_J)}. \end{aligned} \right\} \quad (24b)$$

Отметим, что при несохранении четности появляются синглет-триплетные переходы, однако параметризация выписанных выше матричных элементов остается справедливой в линейном приближении по параметрам, отвечающим несохранению четности^{5, 12}. Параметр λ_J характеризует нарушение T -инвариантности. Максимальному нарушению T -инвариантности соответствует значение относительной фазы недиагональных элементов $2\lambda = \pi$.

Наконец, нарушающая T -инвариантность амплитуда t выражается следующим образом через элементы S -матрицы^{5, 12}:

$$t = \frac{1}{4} \frac{1}{i\rho} \sum_{l-\text{нечет}} (S_{l, l+2}^{l+1} - S_{l+2, l}^{l+1}) \frac{2l+3}{[(l+1)(l+2)]^{1/2}} [(l+1)P_l(\theta)\sin\theta + P_l^{(1)}(\theta)\cos\theta],$$

$$S_{l, l+2}^{l+1} - S_{l+2, l}^{l+1} = -2 \sin 2\epsilon_{l+1} \sin \lambda_{l+1} e^{i(\delta_{l, l+1} + \delta_{l+2, l+1})}. \quad (25)$$

3. Первые опыты по проверке T -инвариантности в рассеянии протонов протонами были выполнены в 1958 г.^{13, 14}. В этих опытах измерялись независимо поляризация P и асимметрия A . Прежде чем переходить к описанию этих экспериментов, отметим, что соотношение «поляризация — асимметрия» в случае упругого рассеяния протонов на частицах со спином нуль является следствием лишь сохранения четности. Это дает возможность определить в опытах по двойному рассеянию на идентичных мишенях со спином нуль анализирующую (или поляризующую) способность таких мишеней независимо от того, имеет место T -инвариантность или нет. При измерении поляризации в pp -рассеянии пучок неполяризованных протонов рассеивался на водородной мишени, а затем рассеивался вторично в той же плоскости на мишени со спином нуль и известной анализирующей способностью (углерод). При измерении асимметрии A неполяризованный пучок протонов вначале рассеивался на углероде, а затем рассеянный пучок с известной степенью поляризации вторично рассеивался на водородной мишени. Неполяризованный пучок в опытах по измерению P предварительно замедлялся с тем, чтобы энергии, при которой происходит рассеяние на водороде, соответствовала энергии pp -рассеяния в опыте по измерению A . В последующих работах^{15, 16} соотношение «поляризация — асимметрия» проверялось в опытах по тройному рассеянию в одной плоскости. Преимущество этих измерений состояло в том, что в них P и A автоматически измерялись при одной и той же энергии. Результаты этих экспериментов приведены в таблице. Анализ результатов работ¹³⁻¹⁶ (интервал энергий от 140 до 210 Мэв) был проведен в¹² и привел к заключению, что параметр λ_2 (параметр, характеризующий нарушение T -инвариантности в переходах $^3P_2 \rightleftharpoons ^3F_2$) не превышает 0,07 от максимально возможного значения $\frac{\pi}{2}$.

Значения измеряемых величин (если справедлива T -инвариантность, то эти величины должны быть равны нулю)	Угол в с. ц. и., град	Энергия в л. с., Мэв	Литература	Верхняя граница фазы λ_2 , характеризующей нарушение T -инвариантности	
$P_0 - A_0 = -0,029 \pm 0,018$	30	210	13	$\lambda_2 \leq 0,07 \frac{\pi}{2}$	
$P_0 - A_0 = 0,007 \pm 0,023$	30,9	176	14		
$0,011 \pm 0,022$	50,0	179			
$-0,043 \pm 0,025$	15				
$-0,023 \pm 0,023$	20				
$P_0 - A_0 = 0,063 \pm 0,024$	25	142	15	$\lambda_2 \leq 0,06 \frac{\pi}{2}$	
$0,010 \pm 0,023$	30				
$0,002 \pm 0,048$	35				
$-0,083 \pm 0,066$	40				
$0,045 \pm 0,057$	41,2	635	16		
$P_0 - A_0 = -0,021 \pm 0,032$	47,8				
$-0,021 \pm 0,035$	60,8				
$-0,023 \pm 0,039$	71,8				
$(A + R') \cos \theta - (A' - R) \sin \theta =$	$\theta = 30^\circ$	430	17		
$= 0,0019 \pm 0,009$	(θ — угол в л. с.)				

Наиболее точный эксперимент по проверке T -инвариантности в pp -рассеянии был выполнен в последнее время¹⁷. В этом опыте проверялось соотношение (21) между параметрами тройного рассеяния при энергии

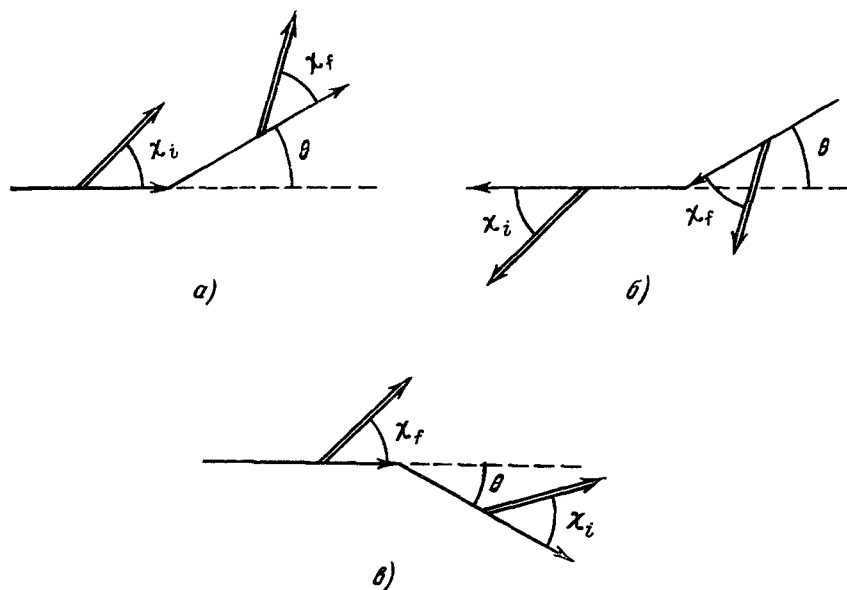


Рис. 1. Схема эксперимента по проверке соотношения (21) между параметрами тройного рассеяния (с. ц. и.).
Двойными стрелками указаны направления спинов.

430 Мэв. Схема этого эксперимента в с. ц. и. представлена на рис. 1. Очевидно, что конфигурации, изображенные на рис. 1, б и а, связаны T -преобразованием, а конфигурация рис. 1, в получена из конфигурации рис. 1, б поворотом на угол $\pi - \theta$ вокруг нормали к плоскости рассеяния. Если имеет место T -инвариантность, то проекции конечных поляризаций

на направления, указанные двойными стрелками на рис. 1, a и b , должны быть равны при одинаковой степени поляризации начальных частиц (направления начальных поляризаций также указаны двойными стрелками).

При преобразовании Лоренца *) из с. ц. и. в л. с. направления начальной поляризации остаются неизменными, а $\chi_f \rightarrow \chi_f^l = \chi_f + \theta_l$ в случае конфигурации, изображенной на рис. 1, a , и $\chi_i \rightarrow \chi_i^l = \chi_i - \theta_l$ для конфигурации рис. 1, b . Здесь θ_l — угол рассеяния в л. с., χ_f^l и χ_i^l — углы между импульсами рассеянных частиц и теми направлениями

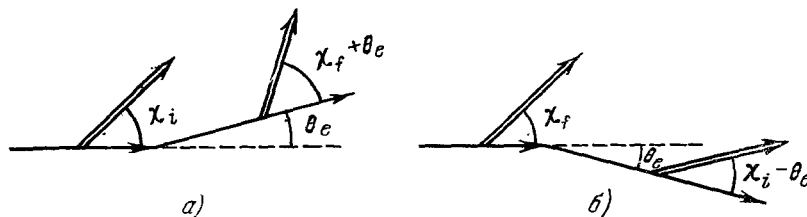


Рис. 2. Схема опытов по проверке T -инвариантности в л. с.

Рис. 2, a отвечает рис. 1, a в с. ц. и., рис. 2, b соответствует рис. 1, b .

в л. с., проекции поляризации на которые следует измерить для сравнения конфигураций рис. 1, a и b . Схема опытов в л. с., отвечающих конфигурациям рис. 1, a и b , изображена на рис. 2, a и b соответственно.

Обозначим через P_A и P_B проекции конечных поляризаций на направления, указанные двойными стрелками на рис. 2, a и b , в случае полностью поляризованного начального пучка. Нетрудно видеть, что

$$P_A - P_B = [(A + R') \cos \theta_l - (A' - R) \sin \theta_l] \sin (\chi_i + \chi_f). \quad (26)$$

Отсюда следует, что разность $P_A - P_B$ обращается в нуль в соответствии с (21), если имеет место T -инвариантность. Углы χ_i и χ_f выбирались в экспериментах равными $\frac{\pi}{4}$. Это обеспечивало максимальное значение разности $P_A - P_B$ и позволяло использовать один и тот же поляризованный пучок в обоих измерениях.

В рассматриваемых опытах неполяризованный пучок протонов рассеивался сначала на мишени с известной поляризующей способностью. Полученный таким образом поляризованный пучок проходил через солениод, который, не изменяя относительной ориентации спина и импульса, поворачивал спин в плоскость первичного рассеяния. Затем отклоняющий магнит изменял относительную ориентацию спина и импульса до угла $\frac{\pi}{4}$. Исследуемое рассеяние на угол $\theta_l = 30^\circ$ на водороде производилось в той же плоскости, что и первое рассеяние. Перед третьим рассеивателем, игравшим роль анализатора, стоял второй отклоняющий магнит, изменявший относительную ориентацию конечных поляризации и импульса так, чтобы интересующая нас компонента поляризации была перпендикулярна импульсу.

В этом опыте найдено, что

$$P_A - P_B = 0,0019 \pm 0,009.$$

*) В релятивистском случае под углами χ и χ^l следует понимать углы между направлениями импульсов и поляризациями в системах покоя, полученных из с. ц. и. и л. с. преобразованиями Лоренца вдоль соответствующих импульсов.

Из (26) и (19) очевидно, что

$$P_A - P_B = \frac{8}{\sigma_0} \operatorname{Re} g^* t.$$

Значение модуля T -инвариантной амплитуды g находилось на основе результатов других опытов и равно $8|g| = 3,4 \left(\frac{\text{мб}}{\text{стер}} \right)^{1/2}$. Значение $\sigma_0 = 3,6 \frac{\text{мб}}{\text{стер}}$. Отсюда следует, что

$$|t| \cos \alpha = 0,0020 \pm 0,010 \left(\frac{\text{мб}}{\text{стер}} \right)^{1/2},$$

где α — разность фаз амплитуд t и g . Если предположить, что $\cos \alpha \sim 1$, то $|t| \lesssim \frac{1}{2} \% \sqrt{\sigma_0}$ (для одной стандартной ошибки). Используя результаты фазового анализа при энергии 430 Мэв и предполагая, что параметр λ_4 , ответственный за нарушение T -инвариантности в переходах ${}^3F_4 \rightleftharpoons {}^3H_4$, равен нулю, авторы работы¹⁷ приходят к заключению, что $\lambda_2 \lesssim 0,06$ от максимального значения $\frac{\pi}{2}$. Как видно, верхняя граница λ_2 суще-

ственно превосходит верхнюю границу $|t|$. Это связано с малостью параметра смешивания ϵ_2 при рассматриваемой энергии. В связи с будущими экспериментами по проверке T -инвариантности отметим, что в pp -рассеянии во всей области энергий до ~ 600 Мэв параметры смешивания малы, что затрудняет поиски возможных нарушений T -инвариантности в этой области. Может быть, разумно поставить аналогичные опыты по np -рассеянию, где по имеющимся в настоящее время результатам фазового анализа параметр смешивания 3S_1 - и 3D_1 -состояний $\epsilon_1 \sim 25^\circ$ при энергии 310 Мэв.

Кроме того, при дальнейшем увеличении точности экспериментов станет необходимым учет эффектов тормозного излучения, что было недавно проведено А. В. Тарасовым (см.¹⁸).

При анализе будущих экспериментов при больших энергиях, где отсутствуют подробные данные об амплитудах $N - N$ -рассеяния, могут оказаться полезными полученные в¹⁸ выражения для отношения амплитуды t в (17) к другим амплитудам в (16) прямо через измеряемые величины.

II. ПРОВЕРКА CPT -ИНВАРИАНТНОСТИ В ОПЫТАХ ПО РАССЕЯНИЮ АНТИНУКЛОНОВ НУКЛОНАМИ

В работе¹⁹ было обращено внимание на уникальные возможности прямой проверки CPT -инвариантности при изучении поляризационных эффектов в процессе упругого рассеяния антипротонов протонами

$$\bar{p} + p \rightarrow \bar{p} + p. \quad (27)$$

Дело в том, что CPT -инвариантность накладывает ограничения на матрицу рассеяния антипротонов протонами, приводящие к определенным соотношениям между различными поляризационными характеристиками.

Обозначим через $M(\mathbf{p}', \mathbf{p})$ матрицу процесса (27), где $\mathbf{p}$ и $\mathbf{p}'$ — импульсы начального и конечного антипротонов. Условие инвариантности при CPT -преобразовании имеет вид

$$M(\mathbf{p}', \mathbf{p}) = (U^{-1} P_\sigma M(-\mathbf{p}, -\mathbf{p}') P_\sigma U)^T, \quad (28)$$

где U — матрица, удовлетворяющая условиям (4), а $P_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \sigma_1 \sigma_2)$ — оператор перестановки спинов нуклона и антинуклона (частицей 1 мы будем считать антинуклон). Воспользовавшись инвариантностью

относительно вращений, аналогично (6) получим

$$M(-\mathbf{p}, -\mathbf{p}') = (\sigma_1 \mathbf{m}) (\sigma_2 \mathbf{m}) M(\mathbf{p}', \mathbf{p}) (\sigma_1 \mathbf{m}) (\sigma_2 \mathbf{m}). \quad (29)$$

Из (28) и (29) следуют соотношения между различными наблюдаемыми величинами. Приведем простейшие ²⁰:

$$P_1 = A_2, \quad P_2 = A_1, \quad (30)$$

где $P_i = (\mathbf{P}_i \mathbf{n})$ — поляризация i -й частицы, а $A_i = (\mathbf{A}_i \mathbf{n})$ — асимметрия в случае, когда начальная частица i поляризована. Проверка этих соотношений требует опытов с поляризованной протонной мишенью и поляризованными антипротонами.

Если CPT -инвариантность нарушается, то соотношения (30) не имеют места. Амплитуда, не инвариантная относительно CPT -преобразования (в предположении, что P -четность сохраняется), имеет вид

$$M'(\mathbf{p}', \mathbf{p}) = d(\sigma_1 - \sigma_2) \mathbf{n} + e[(\sigma_1 \mathbf{m})(\sigma_2 \mathbf{l}) + (\sigma_1 \mathbf{l})(\sigma_2 \mathbf{m})]. \quad (31)$$

Первое слагаемое в этом выражении P - и T -инвариантно, но C — неинвариантно, второе слагаемое P и C -инвариантно, но неинвариантно относительно T -преобразования. Если CPT -инвариантность не имеет места, то одновременное измерение всех четырех наблюдаемых, входящих в (30), позволяет не только установить факт нарушения CPT , но и выяснить ¹⁹, обусловлено ли это нарушение нарушением C - или T -инвариантности.

Объединенный институт
ядерных исследований,
Дубна

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. L. Wolfenstein, J. Ashkin, Phys. Rev. 85, 947 (1952).
2. R. H. Dalitz, Proc. Phys. Soc. A65, 175 (1952).
3. J. S. Bell, F. Mandl, Proc. Phys. Soc. 71, 272 (1958).
4. R. J. N. Phillips, Nuovo Cimento 8, 265 (1958).
5. A. E. Woodruff, Ann. Phys. 7, 65 (1959).
6. С. М. Биленький, Л. И. Лapidус, Р. М. Рындин, ЖЭТФ 51, 892 (1966).
7. L. Wolfenstein, Phys. Rev. 96, 1654 (1954).
8. H. Stapp, Phys. Rev. 103, 425 (1956).
9. D. W. Sprung, Phys. Rev. 121, 925 (1961).
10. E. E. Henley, B. A. Jacobson, Phys. Rev. 108, 502 (1957).
11. H. P. Stapp, T. Ypsilantis, N. Metropolis, Phys. Rev. 105, 302 (1957).
12. E. H. Thorndike, Phys. Rev. 138, B586 (1965).
13. A. Abashian, E. M. Hafner, Phys. Rev. Lett. 1, 255 (1958).
14. P. Hillman, A. Johansson, G. Tibell, Phys. Rev. 110, 1218 (1958).
15. C. F. Hwang et al., Phys. Rev. 119, 352 (1960).
16. Yu. M. Kazarinov, Rev. Mod. Phys. 39, 509 (1967).
17. R. Handler et al., Phys. Rev. Lett. 19, 933 (1967).
18. L. I. Lapidus, Rev. Mod. Phys. 39, 689 (1967).
19. K. Goto, S. O. Okubo, Phys. Rev. 128, 1921 (1962).
20. С. М. Биленький, Письма ЖЭТФ 3, 118 (1966).

ДИСКУССИЯ

Я. А. Смородинский:

Представьте себе, что в опыте с рассеянием $\bar{p}p$ обнаружена CPT -нечетная корреляция. Что при этом изменяется в нашей картине мира?

В. Н. Грибов:

В этом опыте мы проверяем, является ли рассеиваемая протоном частица антипротоном. Например, если мы рассматриваем рассеяние $\bar{\Lambda} + p \rightarrow \bar{\Lambda} + p$, то

амплитуда при сохранении T содержит шесть инвариантных функций и этим отличается от амплитуды $\bar{p} + p \rightarrow \bar{p} + p$, где всего пять функций.

Я. А. Смородинский:

Если в опыте был не настоящий антипротон, то, значит, есть еще другой антипротон, уже настоящий, и число частиц удвоилось. Это и выясняет опыт.

И. Ю. Кобзарев:

Я хотел бы задать вопрос Грибову. Считает ли он, что если предлагаемый опыт покажет, что запрещенный член присутствует, то это будет означать, что, как предлагает Смородинский, будет еще один антипротон, являющийся истинной античастицей по отношению к протону?

В. Н. Грибов:

С точки зрения теории — да. Без теории мы ничего не можем сказать.

К. Тер-Мартirosян:

Я хочу сделать совсем тривиальное замечание. Вопрос о проверке CPT -инвариантности кардинально отличен от проверки P - или T -инвариантности. В последних случаях нарушение инвариантности означает наличие в лагранжиане «лишних» членов (например, с «лишним» множителем γ_5 в случае нарушения P или с дополнительным фазовым множителем $e^{i\delta}$ в случае нарушения T), которые в принципе могут быть. Задача эксперимента — определить, есть эти члены или нет? В случае CPT -инвариантности ситуация совсем иная. Существует хорошо известная теорема Паули — Людерса о том, что нет CPT -нарушающего локального лоренц-инвариантного взаимодействия. Мне кажется, что никто из нас такого лагранжиана, сколько-нибудь разумного, никогда не видел (боюсь, что и не увидит). Поэтому трудно говорить, что опыт проверяет наличие каких-либо нарушающих CPT -членов. Ясно, что проверяется что-либо иное, например то, о чем говорил Грибов, т. е. имеем ли мы дело с частицей и античастицей или с двумя совершенно разными частицами.

Я. А. Смородинский:

Я. Б. Зельдович просил отметить два факта:

1. Открытие нарушения CP -инвариантности позволило явно увидеть зарядовую асимметрию. В нашем мире распадов $K_{\text{ез}}$ с e^+ больше, чем распадов с e^- . В антимире будет наблюдаться избыток e^- .

2. В работе Зельдовича и Новикова (Письма ЖЭТФ 6, 772 (1967)) отмечено, что открытие нарушения T -инвариантности запрещает миру иметь топологию листа Мёбиуса. Мир с неориентируемой метрикой допускает возможность перехода правой частицы в левую при обходе по замкнутому контуру. Если к этому добавить, что при таком обходе меняется и заряд, то в CP -инвариантном мире метрика Мёбиуса в принципе возможна. Только в мире с нарушением CP различие между двумя зарядами становится абсолютным.

К этому от себя я хочу добавить, что в мире, в котором e^+ переходит в e^- (обращаясь в нейтральную частицу где-то по дороге), это приводит к электродинамике без сохранения заряда. В таком мире вообще не было бы обычных законов сохранения и это приведет к очень большим трудностям, не отмеченным в работе Зельдовича и Новикова.

А. А. Гриб:

Нарушение CP -инвариантности в распадах K^0 -мезонов представляет большой интерес в связи с вопросом о роли неэквивалентных представлений перестановочных соотношений в квантовой теории поля. K^0 -мезон является единственной частицей, обладающей зарядом (странностью), сохраняющимся в одних явлениях (сильных взаимодействиях) и несохраняющимся в других (слабых и сверхслабых взаимодействиях), причем никаких других строго сохраняющихся зарядов эта частица не несет. Поэтому напрашивается мысль, что если K^0 -мезон в сильных взаимодействиях, сохраняющих странность и CP , описывать в терминах фоковского представления с вакуумом $|\Phi_0\rangle$ (так что $\bar{K}^{0(-)}(\mathbf{p})|\Phi'_0\rangle = 0$, $K^{0(-)}(\mathbf{p})|\Phi_0\rangle = 0$), то взаимодействие, несохраняющее странность и CP , получится при переходе к другому, нефоковскому представлению перестановочных соотношений. В последнем случае не существует вакуума для оператора $\bar{K}^{0(-)}(\mathbf{p})$, но существует вакуум $|\Phi'_0\rangle$, такой, что $a^{(-)}(\mathbf{p})|\Phi'_0\rangle = (\xi_p \bar{K}^{0(-)}(\mathbf{p}) + \eta_p K^{0(+)}(-\mathbf{p})|\Phi'_0\rangle = 0$, $\xi_p^2 - |\eta_p|^2 = 1$, $K^{0(-)}(\mathbf{p})|\Phi'_0\rangle = 0$.

Взаимодействие вида $g(\bar{K}^0 K^0)^2$ в фоковском представлении описывает сильные взаимодействия K^0 - и $\bar{K}^0$ -мезонов, в новом же представлении появление «аномальных

средних»

$$\langle \Phi'_0 | K^0 K^0 | \Phi'_0 \rangle \text{ и } \langle \Phi'_0 | \bar{K}^0 \bar{K}^0 | \Phi'_0 \rangle$$

приводит к членам вида $i\lambda \bar{K}^0 \bar{K}^0 - i\lambda K^0 K^0$, которые как раз и соответствуют сверхслабому взаимодействию Вольфенштейна.

Б. Понтекоров:

Каковы предсказания Вашей модели по сравнению с другими моделями?

А.А. Гриб:

Предсказания этой модели для распадов K^0 -мезонов совпадают с предсказаниями модели Вольфенштейна. Настоящее рассуждение преследует цель объяснить, с каким принципом связано само существование сверхслабого взаимодействия. В отличие от модели Вольфенштейна, здесь дается рецепт получения сверхслабого взаимодействия. Надо написать лагранжиан сильных взаимодействий и заменить везде произведения операторов $K^0 K^0$ и $\bar{K}^0 \bar{K}^0$ на средние по вакууму, отождествив произведение последних на константу сильных взаимодействий с константой сверхслабого взаимодействия. Эта процедура полностью аналогична введению шпурона Саламом и Уордом в обычных слабых взаимодействиях, когда полагается $\langle \Phi'_0 | K^0 | \Phi'_0 \rangle \neq 0$.

А. И. Вайнштейн:

Казалось бы, при таком спонтанном нарушении CP должна появляться безмассовая частица. Что можно сказать по этому поводу?

А.А. Гриб:

Речь идет о так называемой теореме Голдстоуна. Доказательство этой теоремы выглядит довольно просто в теориях с $\langle \Phi'_0 | K^0 | \Phi'_0 \rangle \neq 0$. В нашем случае $\langle \Phi'_0 | K^0 K^0 | \Phi'_0 \rangle \neq 0$ для доказательства следует показать существование «светоподобных» решений уравнений Бете — Солпитера, что является довольно сложной задачей. Но даже если голдстоуновские частицы и существуют, то неизвестно, участвуют ли они в физических взаимодействиях. В строгой теории представлений коммутационных соотношений (формализм Сегала — Лью) доказательства этой теоремы не существует. Мне кажется, что еще рано говорить о физическом смысле этой математически недостаточно ясной теоремы в теории элементарных частиц.

Л. А. Халфин:

В докладе Л. И. Лапидуса указывалось, что проверка ряда следствий соотношений унитарности, получаемых из феноменологического анализ $K^0 - \bar{K}^0$ -системы и, в частности, фазовых соотношений, может быть хорошим тестом CP - и T -инвариантностей. При выводе соотношений унитарности, а следовательно, и всех выводов из него использовались лишь самые общие положения квантовой теории и, что существенно, предположение о строгой экспоненциальности законов распада K_L - и K_S -состояний. Это предположение эквивалентно утверждению, что распределения масс K_L - и K_S -мезонов описываются простыми полюсами. Я хотел бы обратить внимание на то, что соотношение унитарности и следствия из него чрезвычайно чувствительны к этому предположению. Нетрудно показать, например, что если K_L - и K_S -мезоны описываются полюсами порядка более первого (Гольдбергер — Ватсон), то из соотношения унитарности автоматически следует

$$\langle L | S \rangle = 0,$$

независимо от предположений о сохранении или нарушении CP -инвариантности. Этот результат легко понять, так как закон распада, связанный с полюсами порядка более первого, приводит к тому, что вероятность распада в единицу времени зависит от времени (несоднородность распада) и при $t = 0$ вероятность распада равна нулю. Если предположить, что *)

$$\begin{cases} |K_L(t)\rangle = (1 + \alpha t) \exp\{-iM_L t\} |L\rangle, \\ |K_S(t)\rangle = (1 + \beta t) \exp\{-iM_S t\} |S\rangle, \end{cases}$$

то можно показать, что соотношение унитарности переходит в

$$\langle L | S \rangle [i(M_S - M_L^*) - \alpha - \beta] = \sum_F (F | T | L)^* (F | T | S).$$

Из сказанного следует, что представляет большой интерес тщательное экспериментальное определение детального вида законов распада K_L - и K_S -мезонов в возможно

*) $\alpha \ll \Gamma_L/2$, $\beta \ll \Gamma_S/2$, иначе закон распада K_L - и K_S -мезонов был бы не монотонным.

большем интервале времени и с возможно большей точностью. Это тем более интересно, что, как мы видели, никаких разумных и обозримых моделей CPT -нарушения нет и поэтому нет теоретических предсказаний величины эффектов, связанных с возможным нарушением CPT -инвариантности. В то же время предположение о неэкспоненциальности приводит к конкретным оценкам ожидаемых эффектов для экспериментальных данных. Тщательное измерение законов распада K_L - и K_S -мезонов необходимо также для проверки модели объяснения проблемы $K^0 \rightarrow 2\pi$ -распада за счет «фильтра масс», которая была предложена мной недавно (Письма ЖЭТФ 3, 129 (1967)). Что касается имеющихся на сегодня экспериментальных данных по проверке экспоненциальности законов распада для K_L - и K_S -мезонов, то они совершенно недостаточны. Оценки, приведенные в таблице Н. Н. Николаева, получены путем обработки результатов опытов, которые, как правило, не ставили своей целью проверку экспоненциального распада, и требуются специально поставленные эксперименты (в другом интервале времени) с хорошей статистикой.

Второе мое замечание касается вопросов, обсуждавшихся в докладе В. Я. Файнберга. В нем указывалось на принципиальные трудности применения CPT -теоремы к нестабильным частицам. Это очевидно хотя бы из того, что для нестабильных частиц нет in- и out-состояний, без которых невозможно формулировка CPT -теоремы. В. Я. Файнберг указал, что о применении CPT -теоремы к нестабильным частицам можно говорить только, если они описываются точно простыми полюсами, точнее, если нет зависимости свойств нестабильных частиц от приготовления. В. Я. Файнберг подчеркивал, что это справедливо с точностью до Γ/m . В моей недавней работе «Об условиях допустимости распределений масс нестабильных частиц», ДАН СССР [«Допустимые распределения масс нестабильных частиц» (препринт)] показано, что если одновременно рождаются две нестабильные частицы, то в случае K^0 -мезона, например, когда распределение масс K_L - и K_S -мезонов сильно перекрываются, предположение о независимости от приготовления справедливо лишь с точностью до членов порядка Γ_L/Γ_S .

В. Н. Грибов:

Почему только у K^0 -мезонов имеет смысл рассматривать полюсы второго порядка. А почему не проверять для молекул, ядер? Какое это все имеет отношение к CPT ?

Л. А. Халфин:

Эффекты, о которых я говорил, а именно — возможность полюсов более высокого порядка и динамический «фильтр масс» — общий факт и относится, конечно, не только к K^0 -мезонам. Выделенность K^0 -мезонов обусловлена совершенно уникальной особенностью K^0 -мезонов среди всех элементарных частиц, т. е. его K_L , K_S -структурой с сильным перекрыванием распределений масс. Кстати, проверка для атомов, молекул и ядер имеет свои, довольно существенные с экспериментальной точки зрения, трудности. Теперь о том, что касается CPT . Предположим, что эксперименты, о которых говорил Л. И. Лapidус, сделаны и были обнаружены отклонения от предсказаний CPT -инвариантности. Будет ли это доказательством нарушения CPT ? Очевидно, нет, так как эти отклонения могут быть обусловлены неэкспоненциальностью законов распада K_L - и K_S -состояний. А priori эту возможность (гораздо менее неопределенную, чем нарушение CPT) «закрыть» нельзя.

Я. А. Смородинский:

Правильно ли я вас понял, что обнаружение отклонений от предсказаний CPT будет обусловлено неэкспоненциальностью?

Л. А. Халфин:

Я бы сказал точнее: если такие отклонения будут обнаружены, то они могут быть обусловлены неэкспоненциальностью.

Ф. Л. Шапиро:

Как насчет интерференционных опытов в Вашей модели?

Л. А. Халфин:

Очевидно, здесь два вопроса: о модели с полюсами более высоких порядков и относительно моей модели с «фильтром масс». Что касается модели с полюсами более высоких порядков, то их влияние на интерференционные эксперименты было рассмотрено в моей работе (ДАН СССР 172 (5), 1059 (1967)), где приведены все необходимые формулы, а вычисление фаз η_+ — (η_{00}) в модели сверхслабого взаимодействия с полюсами более высокого порядка легко сделать. Я не буду на этом подробно останавливаться. Что касается моей модели с «фильтром масс», то, как я уже говорил, эффективно, т. е. для всех обычных экспериментов, все выводы моей модели совпадают с выводами модели Вольфенштейна. Это же относится и к интерференционным экспериментам. Я хотел бы в связи с этим еще раз напомнить, что суть моего решения

проблемы $K^0 \rightarrow 2\pi$ -распада состоит в том, что за счет «фильтра масс» закон распада K_S состоит не только из своей экспоненты, но и содержит вторую экспоненту с временем ассоциативно рождаемого K_L -мезона. Никаких взаимодействий, переводящих K_L в K_S и обратно, в моей модели нет. Сформулирую основной результат на языке формул. Пусть

$$m_1 + m_2 \rightarrow m + M \rightarrow m_4 + m_5 + m_6 + m_7.$$

Тогда из строгого закона сохранения энергии-импульса «от стабильных до стабильных» следует, что распределения масс $\omega(m)$ и $W(M)$ произвольными быть не могут. А именно, пусть G — замкнутая область (Dalitz plot) плоскости (m, M) ; распределения масс $\omega(m)$ и $W(M)$ взаимно допустимы тогда и только тогда, когда для любых измеримых разбиений A и B плоскости (m, M) , таких, что $A \times B \cap G = \emptyset$ (пустое множество), справедливо

$$\int_A \omega(m) dm + \int_B W(M) dM \leq 1.$$

Это и объясняет влияние распределения масс одной частицы на распределение масс другой, ассоциативно рождаемой частицы, и приводит к динамическому «фильтру масс», который необходим в моей модели решения $K^0 \rightarrow 2\pi$ -проблемы.

М. Вельтман:

Существует мало надежды на то, что в $\bar{p}p$ -аннигиляции можно достигнуть точности лучшей, чем 1 %, поскольку малые эффекты типа небольшой поляризации $\bar{p}$ могут стать существенными. Единственно, на что можно было бы надеяться, что в некоторых каналах, по случайным причинам, имеется довольно большая асимметрия. Из вида гистограммы $\bar{p}p$ -аннигиляции в покое следует, что единственным (правда, сомнительным) кандидатом является, по-видимому, канал $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, в котором в определенных областях графика Далица имеется асимметрия, равная двум стандартным ошибкам (частное сообщение $\bar{p}p$ -группы из ЦЕРН'а).

Л. Б. Окунь:

Какова связь между поляризацией протона и зарядовой асимметрией?

М. Вельтман:

При C -отражении p и $\bar{p}$ необходимо поменять местами, и если поляризован только один из них, то может возникнуть асимметрия.

Л. Б. Окунь:

Действительно ли точность в измерении $g(\mu^+) - g(\mu^-)$ увеличилась в 15 раз?

Р. Финокьяро:

Да, действительно.