

Б-611
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 3716



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

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ОПЫТЫ
ПО ПРОВЕРКЕ Т- И СРТ- ИНВАРИАНТНОСТИ
В НУКЛОН-НУКЛОННОМ
И НУКЛОН-АНТИНУКЛОННОМ РАССЕЯНИИ

1968

P2 - 3716

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

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ОПЫТЫ
ПО ПРОВЕРКЕ Т- И СРТ- ИНВАРИАНТНОСТИ
В НУКЛОН-НУКЛОННОМ
И НУКЛОН-АНТИНУКЛОННОМ РАССЕЙЯНИИ

7262/3 чф.



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.

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:

$$\langle f | S | i \rangle = \langle i | S | f \rangle_T \quad (1)$$

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.

Матрицу протон-протонного рассеяния $M(\vec{p}', \vec{p})$ (\vec{p} и \vec{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

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

$$M_-(\vec{p}', \vec{p}) = \frac{1}{2} (U^{-1} M_+(-\vec{p}', -\vec{p}) U)^T \quad (3)$$

Унитарная матрица U удовлетворяет соотношениям

$$(U^{-1} \sigma_{11} U)^T = -\sigma_{11} \quad (4)$$

$$(U^{-1} \sigma_{21} U)^T = -\sigma_{21}$$

где $\frac{1}{2} \sigma_{11}$ и $\frac{1}{2} \sigma_{21}$ - 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

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

импульс $(-\vec{p})$ переходит в \vec{p}' , а $(-\vec{p}')$ - в \vec{p} , и из инвариантности относительно вращений получаем

$$M(-\vec{p}, \vec{p}') = (\vec{\sigma}_1 \vec{m}) (\vec{\sigma}_2 \vec{m}) M(\vec{p}', \vec{p}) (\vec{\sigma}_1 \vec{m}) (\vec{\sigma}_2 \vec{m}) \quad (6)$$

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

$$\sigma_0 P_1 = \frac{1}{4} \text{Sp} \sigma_{11} M M^+ \quad (7a)$$

$$\sigma_0 A_1 = \frac{1}{4} \text{Sp} M \sigma_{11} M^+,$$

(76)

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

где σ_0 - дифференциальные сечения рассеяния неполяризованных частиц в С.С.И.

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

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

$$D_{m\ell} + D_{\ell m} = 0, \quad (9)$$

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

$$\vec{\ell} = \frac{\vec{P} + \vec{P}'}{|\vec{P} + \vec{P}'|}, \quad \vec{n} = \frac{\vec{P} \times \vec{P}'}{|\vec{P} \times \vec{P}'|}. \quad (10)$$

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

$$P - A = \frac{1}{\sigma_0} \text{Re Sp} (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) M_+ M_-^+, \quad (11)$$

$$D_{m\ell} + D_{\ell m} = \frac{1}{\sigma_0} \text{Re Sp}(\vec{\sigma}_1 \vec{m}) M_+(\vec{\sigma}_1 \vec{\ell}) M_-^+ . \quad (12)$$

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

$$M_{\pm}(\vec{p}', \vec{p}) = M_{\pm}^{\circ}(\vec{p}', \vec{p}) + M_{\pm}^{\circ}(\vec{p}', \vec{p}), \quad (13)$$

где

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

$$M_{\pm}^{\circ}(\vec{p}', \vec{p}) = -M_{\pm}^{\circ}(-\vec{p}', -\vec{p}). \quad (14b)$$

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

$$M_{\pm}^{\circ,0}(-\vec{p}', -\vec{p}) = (\vec{\sigma}_1 \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \vec{n}) M(\vec{p}', \vec{p})(\vec{\sigma}_1 \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \vec{n}). \quad (15)$$

С помощью (14) и (15) нетрудно убедиться, что не сохраняющие чётность матрицы M_{\pm}° входят в рассматриваемые наблюдаемые P, A, $D_{\ell m}$ и $D_{m\ell}$ квадратично. Результаты опытов по обнаружению эффекта несохранения чётности в ядерных реакциях при малых энергиях совместимы с предположением, что чётность в сильных и электромагнитных взаимодействиях сохраняется. Поэтому в выражениях для наблюдаемых величин разумно ограничиться лишь линейными по M_{\pm}° членами. В этом

приближении в правых частях (11) и (12) следует заменить M_{\pm} на M_{\pm}° .

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

$$M_{+}^{\circ} = (u + v) + (u - v)(\vec{\sigma}_1 \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \vec{n}) + c[(\vec{\sigma}_1 \vec{n}) + (\vec{\sigma}_2 \vec{n})] + (g - h)(\vec{\sigma}_1 \vec{m})(\vec{\sigma}_2 \vec{m}) + (g + h)(\vec{\sigma}_1 \vec{l})(\vec{\sigma}_2 \vec{l}) \quad (16)$$

$$M_{-}^{\circ} = i[(\vec{\sigma}_1 \vec{m})(\vec{\sigma}_2 \vec{l}) + (\vec{\sigma}_1 \vec{l})(\vec{\sigma}_2 \vec{m})]. \quad (17)$$

С помощью (16) и (17) находим:

$$P - A = \frac{1}{\sigma_0} \text{Re Sp}(\vec{\sigma}_1 \vec{n}) M_{+}^{\circ} M_{-}^{\circ+} = \frac{g}{\sigma_0} \text{Im } t h^* \quad (18)$$

$$D_{m\ell} + D_{\ell m} = \frac{1}{\sigma_0} \text{Re Sp}(\vec{\sigma}_1 \vec{m}) M_{+}^{\circ} (\vec{\sigma}_1 \vec{l}) M_{-}^{\circ+} = \frac{g}{\sigma_0} \text{Re } t g^* \quad (19)$$

Параметры P и A являются непосредственно наблюдаемыми величинами. Нетрудно показать (см., например,^{/6/}), что левая часть соотношения (18) связана с известными параметрами тройного рассеяния R, R' , A и A' ^{/7/}. С учётом релятивистского поворота спина^{/8/} получаем^{/8/}:

$$D_{m\ell} + D_{\ell m} = (R' + A) \cos \theta_{\ell} - (A' - R) \sin \theta_{\ell} \quad (20)$$

где θ_{ℓ} - угол рассеяния в л.с.

Если имеет место T -инвариантность, параметры тройного рассеяния связаны, как видно из (9) и (20), соотношением^{/9/}:

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

Амплитуды g и h , входящие в формулы (18) и (19), в настоящее время известны из фазового анализа в интервале энергий до ≈ 700 Мэв. 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 чётность сохраняется. Обозначим элементы S - матрицы в рассматриваемом представлении через S^J для синглет-синглетных переходов и $S_{\ell'}^J$; ℓ - для триплет-триплетных переходов^{x/} (переходы синглет-триплет запрещены сохранением чётности и принципом Паули). Инвариантность при обращении времени не накладывает никаких ограничений на S^J и диагональные элементы $S_{\ell; \ell}^J$ 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 до порога мезообразования приводит к равенству модулей

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

^{x/} Вследствие принципа Паули при J чётном ℓ и ℓ' равны $J \pm 1$, а при J нечётном - $J = \ell = \ell'$.

и элементы S-матрицы параметризуются следующим образом (параметризация Стаппа^{/11/}):

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

$$S_{J-1;J-1}^J = \cos 2\epsilon_J e^{2i\delta_{J-1,J}} \quad S_{J+1;J+1}^J = \cos 2\epsilon_J e^{2i\delta_{J+1,J}}$$

$$S_{J-1;J+1}^J = i \sin 2\epsilon_J e^{i(\delta_{J-1,J} + \delta_{J+1,J} + \lambda_J)} \quad S_{J+1;J-1}^J = i \sin 2\epsilon_J e^{i(\delta_{J-1,J} + \delta_{J+1,J} - \lambda_J)}$$

Отметим, что при несохранении чётности появляются синглет-триплетные переходы, однако, параметризация выписанных выше матричных элементов остается справедливой в линейном приближении по параметрам, отвечающим несохранению чётности^{/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/}

$$t = \frac{1}{4} \frac{1}{iP_l} \sum_{\substack{l+1 \\ \text{нечёт}}} (S_{l;l+2}^{l+1} - S_{l+2;l}^{l+1}) \frac{2l+3}{[(l+1)(l+2)]^{1/2}} [(l+1)P_l(\theta)\sin\theta + P_l^1(\theta)\cos\theta] \quad (25)$$

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

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 0 является следствием лишь сохранения чётности. Это дает возможность определить в опытах по двойному рассеянию на идентичных мишенях со спином 0 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 энергия, при которой происходит рассеяние на водороде, соответствовала энергии pp-рассеяния в опыте по измерению A. В последних 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 работ^{/13-16/} (интервал энергий от 140 до 210 Мэв) был проведен в^{/12/} и привел к заключению, что параметр λ (параметр, характеризующий нарушение T-инвариантности в переходах $^3P_2 \rightarrow ^3F_2$) не превышает 0,07 от максимально возможного значения $\frac{\pi}{2}$.

Наиболее точный эксперимент по проверке T-инвариантности в pp-рассеянии был выполнен в последнее время^{/17/}. В этом опыте проверялось соотношение (21) между параметрами тройного рассеяния при

энергии 430 Мэв. Схема этого эксперимента в с.д.и. представлена на рис. 1. Очевидно, что конфигурации, изображенные на рис. 1а,б, связаны Т-преобразованием, а конфигурация 1в получена из 1б поворотом на угол $\pi - \theta$ вокруг нормали к плоскости рассеяния. Если имеет место Т-инвариантность, то проекции конечных поляризаций на направления, указанные двойными стрелками на рис. 1а,в, должны быть равны при одинаковой степени поляризации начальных частиц (направления начальных поляризаций также указаны двойными стрелками).

При преобразовании Лоренца^{х/} из с.д.и. в л.с. направления начальной поляризации остаются неизменными, а $\chi_i \rightarrow \chi_i^l = \chi_i + \theta_l$ в случае конфигурации, изображенной на рис. 1а, и $\chi_i \rightarrow \chi_i^{l'} = \chi_i - \theta_l$ для конфигурации, показанной на рис. 1в^{18/}. Здесь θ_l - угол рассеяния в лабораторной системе, χ_i^l и $\chi_i^{l'}$ - углы между импульсами рассеянных частиц и теми направлениями в л.с., проекции поляризации на которые следует измерить для сравнения конфигураций, показанных на рис. 1в и 1а. Схемы опытов в л.с., отвечающих конфигурациям 1а и 1в, изображены на рис. 2а и 2б, соответственно.

Обозначим через P_A и P_B проекции конечных поляризаций на направления, указанные двойными стрелками на рис. 2а и 2б, в случае полностью поляризованного начального пучка.

Нетрудно видеть, что

$$P_A - P_B = [(A + R') \cos \theta_l - (A' - R) \sin \theta_l] \sin(\chi_1 + \chi_p). \quad (26)$$

Отсюда следует, что разность $P_A - P_B$ обращается в нуль в соответствии с (21), если имеет место Т-инвариантность. Углы χ_1 и χ_p выбирались в экспериментах равными $\frac{\pi}{4}$. Это обеспечивало максимальное значение

^{х/} В релятивистском случае под углами χ и χ^l следует понимать углы между направлениями импульсов и поляризациями в системах покоя, полученных из с.д.и. и л.с. преобразованиями Лоренца вдоль соответствующих импульсов.

разности $P_A - P_B$ и позволяло использовать один и тот же поляризованный пучок в обоих измерениях.

В рассматриваемых опытах неполяризованный пучок протонов рассеивался вначале на мишени с известной поляризующей способностью. Полученный таким образом поляризованный пучок проходил через соленоид, 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 конечной поляризации и импульса так, чтобы интересующая нас компонента поляризации была перпендикулярна импульсу.

В этом опыте найдено, что

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

Из (26) и (19) очевидно, что

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

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

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 $\cos \alpha = 1$, то $|t| \leq \frac{1}{2} \%$ от $\sqrt{\sigma_0}$ (для одной стандартной ошибки). Используя результаты фазового анализа при энергии 430 Мэв и предполагая, что параметр λ_1 , ответственный за нарушение Т-инвариантности в переходах $^3F_4 \rightarrow ^3H_4$, равен нулю, авторы работы^{17/} приходят к заключению, что $\lambda_2 \leq 0,06$ от максимального значения $\frac{\pi}{2}$. Как видно, верхняя граница λ_2 существенно превосходит верхнюю границу $|t|$. Это связано с малостью параметра смешивания ϵ_2 при рассматриваемой энергии. В связи с будущими экспериментами по проверке Т-инвариантности отметим, что в

p-p-рассеянии во всей области энергий до ~600 Мэв параметры смешивания малы, что затрудняет поиски возможных нарушений Т-инвариантности в этой области. Может быть разумно поставить аналогичные опыты по n-p-рассеянию, где по имеющимся в настоящее время результатам фазового анализа параметр смешивания $^3S_1 - ^3D_1$ состояний $\epsilon_1 = 25^\circ$ при энергии 310 Мэв.

Кроме того, при дальнейшем увеличении точности экспериментов станет необходимым учёт 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 в/18/ выражения для отношения амплитуды в (17) к другим амплитудам в (16) прямо через измеряемые величины

Проверка СРТ-инвариантности в опытах по рассеянию антинуклонов нуклонами

В работе/19/ было обращено внимание на уникальные возможности прямой проверки СРТ-инвариантности при изучении поляризационных эффектов в процессе упругого рассеяния антипротонов протонами

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

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

Обозначим через $M(\vec{p}', \vec{p})$ матрицу процесса (27), где \vec{p} и \vec{p}' - импульсы начального и конечного анти-протонов. Условие инвариантности при СРТ-преобразовании имеет вид

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

где U - матрица, удовлетворяющая условиям (4), а $P_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)$ - оператор перестановки спинов нуклона и антинуклона (частицей 1 мы будем считать антинуклон). Воспользовавшись инвариантностью относительно вращений, аналогично (6) получим

$$M(-\vec{p}', -\vec{p}') = (\vec{\sigma}_1 \vec{m})(\vec{\sigma}_2 \vec{m}) M(\vec{p}', \vec{p})(\vec{\sigma}_1 \vec{m})(\vec{\sigma}_2 \vec{m}). \quad (29)$$

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

Если СРТ-инвариантность нарушается, то соотношения (30) не имеют места. Амплитуда, неинвариантная относительно СРТ-преобразования (в предположении, что p-чётность сохраняется), имеет вид

$$M'(\vec{p}', \vec{p}) = c(\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2) \vec{n} + c[(\vec{\sigma}_1 \vec{m})(\vec{\sigma}_2 \vec{l}) + (\vec{\sigma}_1 \vec{l})(\vec{\sigma}_2 \vec{m})]. \quad (31)$$

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

Л и т е р а т у р а

1. L.Wolfenstein and J.Ashkin. Phys. Rev., 85, 947 (1952).
2. R.H.Dalitz. Proc. Phys. Rev., A65, 175 (1952).
3. J.S.Bell and F.Mandl. Proc. Phys. Soc., 71, 272 á(1958).
4. R.J.N.Phillips. Nuovo Cim., 8, 265 (1958).
5. A.E.Woodruff. Phys. Ann. Phys., 7, 65 (1959).
6. С.М.Биленький, Л.И.Липидус, 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 and B.A.Jacobson. Phys. TRev., 108, 502 (1957).
11. H.P.Stapp, T.Ypsilantis and N.Metropolis. Phys. Rev., 105, 302 (1957).
12. E.H.Thorndike. Phys. Rev., 138, B 586 á(1965).
13. A.Abashian and E.M.Hafner. Phys. Rev. Lett., 1, 255 (1958).
14. P.Hillman, A.Johansson and G.Tibell. Phys. Rev., 110, 1218(1958).
15. C.F.Hwang et al., Phys. Rev., 119, 352 (1960).
16. Yu.M.Kazarinov, P Rev. Mod. Phys., 39, 509 (1967).
17. R.Handler et al., Phys. Rev. Lett., 19, 933 (1967).
18. L.L.Lapidus. Rev. Mod. Phys., 39, 689 (1967).
19. K.Gotow and S.O.Okubo., Phys. Rev., 128, 1921 (1962).
20. С.М.Биленький. ЖЭТФ, письма, 3, 118 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
16 февраля 1968 года.

Т а б л и ц а

Поляризационные опыты по проверке Т- инвариантности в pp-рассеянии

Значения измеряемых величин (если справедлива Т-инвариантность, то эти величины должны быть равны нулю)	Угол в с.п.и. (град.)	Энергия Л.С. (Мэв)	Ссылки	Верхняя граница фазы λ_2 , характеризующей нарушение Т-инвариантности	
1. $P_0-A_0 = -0,029 \pm 0,018$	30	210	13	$\lambda_2 \leq 0,07 \frac{\pi}{2}$	
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				
3. $P_0-A_0 = 0,063 \pm 0,024$	25	142	15		
$0,010 \pm 0,023$	30				
$0,002 \pm 0,048$	35				
$-0,083 \pm 0,066$	40				
$0,045 \pm 0,057$	41,2	635	16		
4. $P_0-A_0 = -0,021 \pm 0,032$	47,8				
$-0,021 \pm 0,035$	60,8				
$-0,023 \pm 0,039$	71,8				
5. $(A+R) \cos \theta - (A'-R') \sin \theta = -0,0019 \pm 0,009$	$\theta = 30$ θ -угол в Л.С.	480	17		$\lambda_2 \leq 0,06 \frac{\pi}{2}$

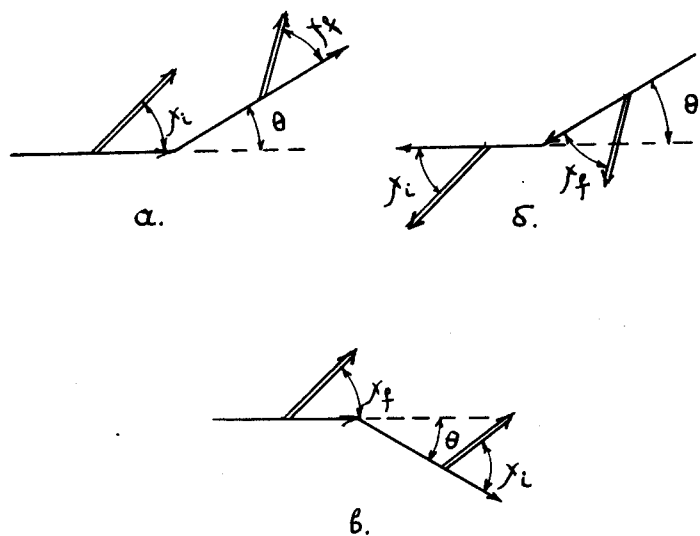


Рис. 1.

Схема эксперимента по проверке соотношения (2I) между параметрами тройного рассеяния (с.ц.и.). Двойными стрелками указаны направления спинов.

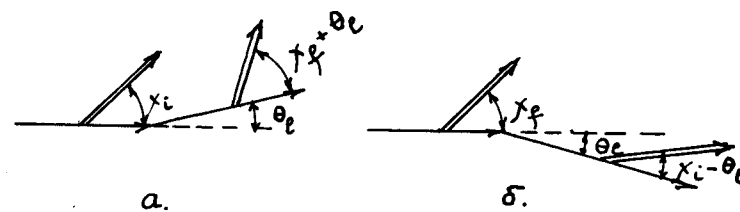


Рис. 2.

Схемы опытов по проверке T-инвариантности в л.с. Рис. 2а соответствует рис. 1а в с.ц.и., рис. 2б соответствует рис. 1в.