

3
С-84
854

17



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

В.Н. Стрельцов

Д-854

Д - С П И Н

Дубна 1961

В.Н. Стрельцов

1304/2 чз.

D - С П И Н^{x/}

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

^{x/} Работа печатается в порядке обсуждения.

А н н о т а ц и я

Вводится новое понятие / D -спин/, аналогичное изотопическому спину и учитывающее тождество свойств частиц и античастиц. Область применимости этого понятия, по-видимому, определяется очень высокими энергиями сталкивающихся частиц. Получены некоторые соотношения между сечениями процессов с участием элементарных частиц, а также запреты для реакций образования странных частиц при высоких энергиях, которые согласуются с существующими экспериментальными данными.

Abstract

A new notion (D -spin) is introduced, analogous to the isotopic spin and taking into account the identity of the particle and antiparticle properties. The range of the applicability of this notion is likely to be determined by very high energies of the colliding particles. Some relations between the cross sections of the processes involving elementary particles have been obtained as well as the rules forbidding the reactions of strange particle production at high energies which are in agreement with experimental data.

1. Введение D -спина для нуклона, антинуклона и π -мезона

В настоящее время при исследовании широкого круга процессов, происходящих с элементарными частицами, фундаментальную роль играет понятие изотопического спина. Физическим основанием для формального введения этого понятия явилось тождество многих свойств протона и нейтрона. В частности, имелось в виду равенство их спинов и масс. По аналогии со спином говорят о двух состояниях нуклона: состоянии протона и состоянии нейтрона. Действительно, если пренебречь электромагнитным и β -взаимодействиями, то эти два состояния физически ничем не будут отличаться друг от друга, имея только разную маркировку /разный электрический заряд/. Аналогично обстоит дело и с π -мезонами.

Наряду с изотопическим спином можно предложить другую возможность описания элементарных частиц с помощью спинового формализма, учитывающую тождество многих свойств нуклонов и антинуклонов. В качестве примера можно снова указать равенство спинов и масс этих частиц. При введении этого нового формализма мы будем предполагать, что /по аналогии с протоном и нейтроном/ нуклоны и антинуклоны обладают совершенно идентичными свойствами, отличаясь только знаком барионного заряда и четностью. При этом остающееся различие играет ту же роль, что и спин для атомного электрона: увеличивает вдвое число возможных состояний. По аналогии со спином мы будем говорить о нуклоне / N / и антинуклоне / \bar{N} /, как о двух состояниях некоторой частицы - "нуклоида" / \mathcal{N} /, обладающего (D)-спином $\frac{1}{2}$. Отличие N и \bar{N} мы будем характеризовать различными значениями z -компоненты этого спина: $D_z = \frac{1}{2}$ и $-\frac{1}{2}$ соответственно. Так же как и изотопический спин, D -спин вводится в некотором вспомогательном непрерывном трехмерном пространстве, которое мы будем называть пространством

D -спина. При этом мы будем предполагать инвариантность сильных взаимодействий относительно вращений в пространстве D -спина^{1/} /гипотеза D

^{1/} Это, очевидно, аналогично предположению изотропии D -пространства.

-инвариантности/. Очевидно, что следствием этой гипотезы должно быть сохранение полного D -спина и его проекции D_z ^{2/}.

Приведем теперь некоторые соображения в пользу справедливости гипотезы D -инвариантности для нуклонов и антинуклонов при очень высоких энергиях на примере частиц, поляризованных по изотопическому спину. Рассмотрим для этого процессы, возможные, например, при рассеянии антинуклонов и нуклонов с $T_z = 1/2$:

- 1/ $p + p \rightarrow p + p$ /упругое рассеяние протонов протонами/,
- 2/ $\bar{n} + p \rightarrow \bar{n} + p$ /упругое рассеяние антинейтронов протонами/,
- 3/ $\bar{n} + p \rightarrow p + \bar{n}$ /обменное рассеяние антинейтронов протонами/.

В соответствии с гипотезой D -инвариантности сечения этих процессов следующим образом выражаются через амплитуды рассеяния в состояниях с $D = 1 (f)$ и $D = 0 (g)$: $\sigma_1 = |f|^2$, $\sigma_2 = 1/4 |f + g|^2$ и $\sigma_3 = 1/4 |f - g|^2$. Из результатов работ^{1,2/} следует равенство дифференциальных сечений рассеяния антипротонов и антинейтронов на протонах при высоких энергиях. С другой стороны, известно, что при высоких энергиях рассеяние антипротонов протонами происходит только на очень малые углы /см., например,^{12/}/. Отсюда получаем, что и рассеяние антинейтронов протонами также должно быть связано только с малыми углами, т.е. $\sigma_3 \approx 0$ ^{3/}.

^{2/} Следует особо отметить, что D -спин и изотопический спин являются совершенно независимыми понятиями. Другими словами, отношение D -спина к изотопическому такое же, как, например, отношение изотопического спина к механическому. Подобно тому, как изотопические соотношения между сечениями реакций справедливы и для поляризованных, и для неполяризованных по механическому спину частиц, так и соотношение между сечениями реакций, вытекающие из гипотезы D -инвариантности, будут справедливы для частиц, поляризованных и неполяризованных по изотопическому спину. При этом, очевидно, что, если в первом случае экспериментальные данные в основном касались, особенно при высоких энергиях, процессов с неполяризованными /по механическому спину/ частицами, то во втором случае мы практически всегда будем иметь дело с изотопически поляризованными частицами.

^{3/} σ_3 есть сечение своеобразного неупругого процесса "перезарядки", аналогичного, например, процессу обменного рассеяния нейтронов протонами. Обращение в нуль σ_3 приводит к равенству $f \approx g$, которое аналогично равенству амплитуд изотопических состояний для процессов рассеяния нуклонов при высоких энергиях /3/.

По-видимому, с увеличением энергии последнее равенство будет только более строгим. Это, в свою очередь, приводит к равенству дифференциальных сечений рассеяния антинейтронов и протонов на протонах:

$$\sigma_1(pp) \approx \sigma_2(\bar{n}p) \quad /1/$$

или, что то же самое ^{/1,2/},

$$\sigma_1(pp) \approx \sigma(\bar{p}p). \quad \cdot/1'/$$

Применяя соотношение /1'/ для дифференциальных сечений рассеяния на угол 0° , получим равенство соответствующих полных сечений. С другой стороны, из экспериментальных данных следует, что, если при энергии антипротонов около 100 Мэв, отношение $\sigma_t(\bar{p}p)$ к $\sigma_t(pp)$ равно приблизительно $8^{4/}$, то при энергии 11 Бэв это отношение составляет только $1,2^{5/}$, т.е. можно ожидать, что при некоторых достаточно высоких энергиях оно будет очень близко к 1. К последнему выводу можно придти и на основании дисперсионных соотношений, предполагая постоянство $\sigma_t(\bar{p}p)$ и $\sigma_t(pp)$ при высоких энергиях ^{4//6/}. Отсюда мы можем заключить, что D -инвариантность, по-видимому, не имеет места при малых энергиях сталкивающихся частиц. В то же время, полученные результаты, очевидно, не противоречат справедливости этой гипотезы при больших энергиях.

Таким образом, мы будем предполагать, что гипотеза D -инвариантности справедлива при очень высоких энергиях сталкивающихся частиц. Учитывая далее, что при доступных в настоящее время высоких энергиях

$\sigma_t(\bar{p}p)$ и $\sigma_t(pp)$ близки друг к другу, следует ожидать проявления следствий, вытекающих из гипотезы D -инвариантности, уже при таких энергиях.

Почему выполнение D -инвариантности оказывается возможным только при очень высоких энергиях сталкивающихся частиц? С какими изменениями в процессах взаимодействия нуклонов и антинуклонов связан этот факт? Остановимся подробнее на этом вопросе.

^{4/} Этот вывод не изменяется и в том случае, если сечения взаимодействий падают с увеличением энергии не быстрее, чем $1/\ln E$ ^{/7/}.

При очень высоких энергиях мы имеем равенство $\sigma_t(\bar{N}N) \approx \sigma_t(NN)$ несмотря на то, что по характеру взаимодействия системы $\bar{N}N$ и NN коренным образом отличаются друг от друга. Действительно, при столкновении антинуклонов с нуклонами, в отличие от NN -соударений, возможны аннигиляционные процессы, которые при малых энергиях идут с особенно большой вероятностью. Последнее приводит к тому, что при малых энергиях $\sigma_t(\bar{N}N) \gg \sigma_t(NN)$. Поэтому равенство этих сечений при высоких энергиях, по-видимому, указывает на обращение в нуль сечений аннигиляции $(\sigma_t^{\text{анн}})$. Таким образом, мы получаем, что увеличение энергии сталкивающихся частиц приводит к резкому уменьшению $\sigma_t^{\text{анн}}$. При этом возможно, что выполнение гипотезы D -инвариантности при высоких энергиях как раз и связано с обращением в нуль сечений аннигиляционных процессов.

Вернемся снова к изотопическому спину. Введение этого понятия позволило нам протон и нейтрон, антипротон и антинейтрон, $\pi^+ - \pi^0$ - и π^- -мезоны рассматривать, как состояния трех частиц: нуклона, антинуклона и π -мезона. Введение D -спина позволяет провести такое обобщение дальше. Теперь мы будем иметь только одну частицу нуклонной массы "нуклоид" с D -спином $\frac{1}{2}$ и π -мезон, который, по-видимому, следует считать синглетом в пространстве D -спина, приписывая ему $D=0$. Действительно, выбор $D = \frac{1}{2}$ для "нуклоида" определялся наличием двух компонент; нуклона и антинуклона, отличающихся барионными зарядами. Другими словами, в качестве маркировки выступал барионный заряд, который для π -мезона равен нулю. Выбор нулевого D -спина для π -мезона подтверждается и из рассмотрения равенства D -сопряженных реакций, которые также могут быть получены путем последовательного применения изотопического и зарядового сопряжений. Так, например, для процессов с участием изотопически поляризованных частиц будем иметь:

$$\sigma(\bar{n}p \rightarrow \bar{n}n\pi^+) = \sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+)$$

$$\sigma(\bar{n}n \rightarrow \bar{n}p\pi) = \sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^-)$$

$$\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^0) = \sigma(\bar{n}n \rightarrow \bar{n}n\pi^0),$$

и т.д.

откуда следует, что при D -сопряжении π^+ , π^0 и π^- -мезоны должны переходить сами в себя, что, очевидно, свидетельствует в пользу нулевого D -спина π -мезонов.

Рассмотрим теперь основные соотношения между сечениями процессов с участием "нуклоидов" и π -мезонов, вытекающие из гипотезы D -инвариантности. Используя формализм D -спина, можно, например, в общем виде написать полные сечения рождения n мезонов в процессах столкновения нуклонов и антинуклонов через амплитуды состояний с $D = 1 (F_n)$ $D = 0 (G_n)$. Они будут иметь вид:

$$\begin{aligned}\sigma_1 (NN \rightarrow NN \underbrace{\pi \dots \pi}_n) &= |F_n|^2 \\ \sigma_2 (\bar{N}N \rightarrow \bar{N}N \underbrace{\pi \dots \pi}_n) &= \frac{1}{4} |F_n + G_n|^2 \\ \sigma_3 (\bar{N}N \rightarrow \bar{N}N \underbrace{\pi \dots \pi}_n) &= \frac{1}{4} |F_n - G_n|^2.\end{aligned}$$

Отсюда, в частности, следует, что $\sigma_2 + \sigma_3 > \frac{1}{2} \sigma_1$ равенство будет возможно, если $G_n = 0$. С другой стороны, если $F_n \approx G_n$, то получим $\sigma_1 \approx \sigma_2$. Эти результаты, очевидно, не зависят от числа рожденных мезонов, т.к. D -спин последних равен нулю.

Поясним полученные выводы подробнее на простейших примерах процессов рождения π^0 -мезона при столкновении антинейтронов и протонов с протонами. Очевидно, что в этом случае возможны следующие реакции:

$$\begin{aligned}4) p + p \rightarrow p + p + \pi^0 & \quad \sigma_4 = |F_1|^2 \\ 5) \bar{n} + p \rightarrow \bar{n} + p + \pi^0 & \quad \sigma_5 = \frac{1}{4} |F_1 + G_1|^2 \\ 6) \bar{n} + p \rightarrow p + \bar{n} + \pi^0 & \quad \sigma_6 = \frac{1}{4} |F_1 - G_1|^2.\end{aligned}$$

При этом мы будем иметь $\sigma(\bar{n}p \rightarrow \bar{n}p\pi^0) > \frac{1}{2} \sigma(pp \rightarrow pp\pi^0)$.

Легко видеть, что, например, в случае $\sigma_6 \approx 0$ получаем $F_1 \approx G_1$. Последнее, в свою очередь, приводит к равенству дифференциальных сечений процессов 4/ и 5/. Рассмотренный случай аналогичен обращению в нуль сечений рассеяния с перезарядкой при высоких энергиях. Он отвечает, в частности, такому механизму взаимодействия, когда после столкновения антинейтроны и протоны

в системе центра масс / с.ц.м./ сохраняют направления, близкие к первоначальным.^{5/} При таком механизме взаимодействия равенство σ_4 и σ_5 должно приводить к анизотропии углового распределения протонов в с.ц.м. для реакции $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$.

2. Введение D -спина для странных частиц

Как известно, введенное сначала для нуклонов понятие изотопического спина было затем с успехом перенесено на странные частицы. По аналогии с этим можно думать, что если D -инвариантность справедлива для нуклонов и антинуклонов, то она должна иметь место и для гиперонов. При этом, очевидно, все выводы для реакций с участием странных частиц, связанные с введением этого понятия, так же как и в предыдущем случае, по-видимому, будут строгими только при достаточно больших энергиях. При доступных в настоящее время высоких энергиях они будут носить скорее качественный характер.

Итак, по аналогии с "нуклоидным" дублетом, мы будем иметь три "гиперонидных" дублета / Λ , Σ , Ξ /. При этом в соответствии с выбором значений D_z для нуклонов и антинуклонов мы будем приписывать гиперонам /барионам/ значения проекции $D_z = \frac{1}{2}$, а антигиперонам $D_z = -\frac{1}{2}$. Далее встает вопрос о том, какие значения D и D_z мы должны выбрать для K -мезонов. Казалось бы, что по аналогии с π -мезонами, им также следует приписать $D = 0$, т.к., например, их барионный заряд равен нулю. Однако, в случае гиперонов и антигиперонов мы имеем еще одну характеристику, которая оказывается тесно связанной с барионным зарядом - это "странность". Действительно, как легко видеть, для всех гиперонов положительным значениям проекции D_z всегда соответствует отрицательная странность и наоборот. Таким образом, в этом случае в качестве маркировки может служить, например, не знак барионного заряда, а знак "странности". Учитывая это замечание, вполне естественно считать K -мезоны дублетом /по "странности"/ в пространстве D -спина, приписывая K -мезону значение проекции $D_z = -\frac{1}{2}$, а \bar{K} -мезону $D_z = \frac{1}{2}$. Такой выбор D и D_z для K -мезонов снова, как и в случае π -мезонов, подтверждается рассмотрением D -сопряженных реакций.

^{5/} Качественное указание на наличие такого эффекта было получено при изучении процессов рождения одного мезона при столкновении антипротонов с импульсом 1,61 Бэв/с с протонами^{/8/}.

Итак, окончательно мы будем иметь следующее разбиение элементарных частиц по мультиплетам в D -пространстве:

Т а б л и ц а 1.

Частицы	D	D_z
\tilde{N}, N	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$
π	0	0
$\Lambda^0, \tilde{\Lambda}^0$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$
$\Sigma, \tilde{\Sigma}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$
$\Xi, \tilde{\Xi}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$
K, \tilde{K}	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$

Рассмотрим теперь реакции рассеяния K^- -"мезоида" на "нуклоиде" для случая $T_z(K) = -\frac{1}{2}$ и $T_z(N) = \frac{1}{2}$. Очевидно, что при этом в рамках законов сохранения D и D_z будут возможны следующие реакции:

- 1) $K^- + p \rightarrow K^- + p$ /упругое рассеяние K^- -мезонов на протонах/
- 2) $K^0 + p \rightarrow K^0 + p$ /упругое рассеяние K^0 -мезонов на протонах/
- 3) $K^0 + p \rightarrow K^- + \tilde{p}$ /"рассеяние с перезарядкой"/.

В соответствии с гипотезой D -инвариантности сечения этих процессов следующим образом выражаются через амплитуды рассеяния в состояниях с $D = I(f)$ $D = 0(g)$: $\sigma_1 = |f|^2$, $\sigma_2 = \frac{1}{4}|f+g|^2$ и $\sigma_3 = \frac{1}{4}|f-g|^2$.

Однако, как легко видеть, последняя реакция запрещена, например, законом сохранения барионного заряда. Отсюда получаем, что $\sigma_3 = 0$ и $f = g$ ^{6/}.

6/ Рассмотренная выше возможность получения сведений об амплитудах f и g кажется несколько необычной. Однако, можно указать аналогичные процессы и в случае изотопического спина. Так, например, в рамках законов сохранения T и T_z реакция 3/ снова разрешена. При этом учет законов сохранения барионного заряда и "странности" опять приводит к аналогичному равенству амплитуд рассеяния в состояниях с $T=0$ и $T=1$ / $a_0 = a_1$ /. Правда, в этом случае связанная с 3/ реакция $K^+ + p \rightarrow K^0 + \tilde{p}$ ($\sigma = |a_1|^2$) будет также запрещена. Отсюда следует тривиальный вывод: $a_0 = a_1 = 0$.

С другой стороны, рассматриваемый пример можно сравнивать с реакциями рассеяния с перезарядкой. Действительно, запрет этих реакций при высоких энергиях можно также объяснить проявлением каких-то законов сохранения.

Это, в свою очередь, приводит к равенству дифференциальных сечений рассеяния K^0 - и K^- -мезонов на протонах. Применяя это равенство для дифференциальных сечений рассеяния на угол 0° , получим равенство соответствующих полных сечений $\sigma_t(K^- p) = \sigma_t(K^0 p)$. Последний результат, очевидно, согласуется с аналогичным выводом, полученным И.Я. Померанчуком с помощью дисперсионных соотношений^{/3/}, если мы учтем также обращение в нуль сечения реакции перезарядки $K^+ p \rightarrow K^+ n$ при высоких энергиях и вытекающее отсюда равенство $\sigma_t(K^0 p) = \sigma_t(K^+ p)$. Кроме того, этот вывод, очевидно, не противоречит и существующим экспериментальным данным при высоких энергиях^{/2/}.

Подобным образом могут быть рассмотрены и процессы рассеяния K^+ - и K^0 -мезонов, Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$, Σ и $\bar{\Sigma}$, Σ^0 и $\bar{\Sigma}^0$ -гиперонов и т.д., а также неупругие процессы с рождением π -мезонов. Так, например, для простейших реакций взаимодействия K^- - и K^0 -мезонов с протонами с образованием одного π -мезона мы будем иметь следующие равенства между сечениями:

$$\sigma(K^- p \rightarrow K^- p \pi^0) = \sigma(K^0 p \rightarrow K^0 p \pi^0)$$

$$\sigma(K^- p \rightarrow K^- n \pi^+) = \sigma(K^0 p \rightarrow K^0 n \pi^+)$$

$$\sigma(K^- p \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^-) = \sigma(K^0 p \rightarrow K^+ p \pi^-)$$

и т.д.

Остановимся далее на основных процессах образования странных частиц. Рассмотрим в первую очередь наиболее изученные реакции рождения странных частиц при взаимодействии π -мезонов с нуклонами. Эти реакции суть следующие:

$$4) \pi + N \rightarrow K + Y + \pi + \dots + \pi \quad | \Delta D | = \frac{1}{2}$$

$$5) \pi + N \rightarrow K + \bar{K} + N + \pi + \dots + \pi \quad | \Delta D | = 0$$

$$6) \pi + N \rightarrow K + K + \Xi + \pi + \dots + \pi \quad | \Delta D | = 1.$$

Здесь справа указаны значения модуля разности величин полных D -спинов левой и правой части реакции, которые в данном случае совпадают с соответствующими величинами $|\Delta D_z|$.

Таким образом, в случае строгого выполнения D -инвариантности процессы 4/ и 6/ должны быть запрещены. При доступных в настоящее время высоких энергиях D -инвариантность, по-видимому, не имеет места, т.к., например, $\sigma_t(p\bar{p}) \neq \sigma_t(pp)$. Однако, можно думать, что различие в силе запрета /величине $|\Delta D|$ / должно сказываться уже при таких энергиях. При этом, естественно, ожидать, что по мере увеличения энергии в первую очередь будут проявляться запреты с большими $|\Delta D|$, т.е., например, подавление реакции 6/ по сравнению с реакциями 4/ и 5/. Как известно, такая картина действительно наблюдается на опыте. Так, при импульсе π^- -мезонов 7-8 Бэв/с сечение рождения каскадного гиперона составляет всего лишь около 10 мкбн^{9/}. В то время как, например, сечение реакции

$\pi^- + p \rightarrow K + Y^0 + \pi^+$ при той же энергии π^- -мезонов имеет величину около 1 мбн^{10/}.

Следует отметить, что аналогичные примеры мы, по-видимому, имеем и в случае изотопического спина. Так, наблюдаемое различие в вероятностях распадов θ^+ и θ^0 мезонов / $w_+ / w_0 \approx 0,5 \cdot 10^{-2}$ / можно связывать с различным характером изменения полного изотопического спина в результате этих распадов. При этом мы действительно получим, что распад θ^+ -мезона должен происходить с меньшей вероятностью, чем θ^0 -распад, т.к. в первом случае $|\Delta T| = 3/2$, в то время, как при распаде θ^0 возможно изменение T на $1/2$.

Рассмотрим теперь детальнее процессы 4/ и 5/. Из экспериментальных данных следует, например, что при импульсе π^- -мезонов 2,8 Бэв/с отношение сечений $\eta' = \sigma(K^0\bar{K}^0) / \sigma(K^0Y^0)$ составляет $0,5-0,7^{11/7/}$. В то же время, при импульсе 6,8 Бэв/с аналогичное отношение $\eta'' = \sigma(K^0\bar{K}^0) / \sigma(KY^0)$

7/ Указанное значение было получено при изучении реакций взаимодействия π^- -мезонов с ядрами ксенона. Однако, можно думать, что и в случае πN -взаимодействий это отношение будет не сильно отличаться от указанной величины.

имеет величину $1,4^{/9/}$, несмотря на то, что порог рождения пары К-мезонов значительно выше порога реакции 4/. При этом $\eta'' = \sigma(K\bar{K})/\sigma(KY^0)$ принимает значение, близкое к $2^{/9/}$. Полученные в последнее время данные для сечений процессов рождения странных частиц при столкновениях π^- -мезонов с импульсом 16 Бэв/с с протонами указывают на величину $\eta'' = 5^{/12/}$. Такой рост отношения η может быть связан с тем, что при этих энергиях начинает сказываться запрет $|\Delta D| = 1/2$. Действительно, если в числителе этого отношения фигурирует сечение процесса, который разрешен законом сохранения D и D_z , то в знаменателе - сечение такого процесса который запрещен этим законом. Кроме того, характерной особенностью реакций рождения пар К-мезонов, обладающих одинаковыми проекциями изотопического спина должно быть совпадение их угловых и импульсных распределений.

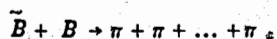
Для реакций рождения странных частиц при столкновении нуклонов с нуклонами мы снова будем иметь, что разрешенными будут реакции образования пар К-мезонов, а наиболее сильно $\because |\Delta D| = 1/2$ будут запрещены реакции образования E -гиперонов.

Представляет интерес также рассмотрение поведения сечений реакций типа $K+N$ и $\bar{K}+N$ с энергией. Основное отличие этих реакций связано с тем, что в последнем случае возможны реакции рождения гиперонов, которые запрещены законом сохранения "странности" в первом случае. Однако, как легко видеть, для реакций типа $\bar{K}+N \rightarrow \pi + \dots + \pi + Y$ величина $|\Delta D| = 1/2$. Если по мере увеличения энергии начнет сказываться этот запрет, то это вызовет уменьшение парциального сечения рождения странных частиц. Последнее, в свою очередь, должно привести к тому, что сечение $\bar{K}N$ -взаимодействия, которое при малых энергиях значительно больше сечения KN -взаимодействий будет приближаться к $\sigma(KN)$ по мере увеличения энергии. Такой эффект действительно наблюдается на эксперименте, например, для полных сечений K^+p - и \bar{K}^+p -взаимодействий^{/2/}.

3. D-инвариантность и процессы аннигиляции

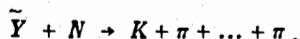
Здесь мы рассмотрим процессы аннигиляции антибарионов и барионов с

точки зрения законов сохранения D и D_z . Начнем с процессов π -мезонной аннигиляции:

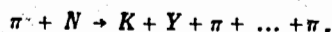


В этой реакции слева система $\bar{B}B$ может принимать значения $D=1,0$ и $D_z=0$, в то время как справа возможны только $D=D_z=0$. Отсюда мы получаем, что взаимодействие антибариона и бариона в состоянии с $D=1$, приводящее к аннигиляции, запрещено. Если далее, по аналогии с процессами рассеяния, предполагать, что при очень высоких энергиях система $\bar{B}B$ с одинаковой вероятностью взаимодействует в состояниях с $D=0$ и $D=1$, то мы получим, что π -мезонная аннигиляция должна быть вообще запрещена.

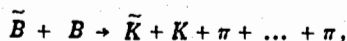
В качестве другого характерного примера рассмотрим процессы аннигиляции антигиперонов на нуклонах:



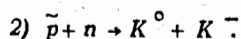
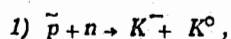
В этом случае мы будем иметь нарушение как полного D -спина, так и его проекции D_z , т.е. эта реакция будет аналогична по силе запрета реакции



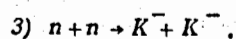
Особый интерес представляют процессы аннигиляции на два K -мезона, т.е. процессы типа:



которые, вообще говоря, могут идти с сохранением полного D -спина и его проекции. Действительно, как слева, так и справа возможны значения $D=0,1$ и $D_z=0$. Остановимся, однако, подробнее на реакции аннигиляции на два K -мезона с одинаковыми значениями T_z . В качестве примера можно указать следующие реакции:



Кроме того, в этом случае в рамках законов сохранения D и D_z оказывается возможной реакция:



При этом сечения выписанных процессов следующим образом выражаются через амплитуды состояний с $D=1(f)$ и $D=0(g)$:

$$\sigma_1 = \frac{1}{4} |f + g|^2, \quad \sigma_2 = \frac{1}{4} |f - g|^2 \quad \text{и} \quad \sigma_3 = |f|^2.$$

Однако, последняя реакция запрещена, например, законом сохранения барионного заряда. Отсюда получаем $f = 0$. Это приводит к тому, что в рассматриваемой реакции, так же как и в реакции π -мезонной аннигиляции, система $\bar{B}B$ может взаимодействовать только в состоянии с $D = 0$. Кроме того, мы получаем равенство дифференциальных сечений $\sigma_1 = \sigma_2$. Если далее снова предполагать, что при высоких энергиях вероятности аннигиляции системы $\bar{B}B$ в состояниях с $D = 1$ и $D = 0$ одинаковы, то мы получим запрет и этого процесса.

С точки зрения последних выводов рассмотрим экспериментальные результаты по реакции $\bar{p} + p \rightarrow K^- + K^+$ для антипротонов с импульсом 1,6 Бэв/с^{13/}. Эти данные указывают на резкую асимметрию разлета K -мезонов в с.ц.м. Предположим далее, что процессы двухмезонной аннигиляции слабо зависят от изотопических состояний. Этому, очевидно, не противоречит, например, близость полных сечений $\sigma_t(\bar{p}n)$ и $\sigma_t(\bar{p}p)$. Отсюда мы получим, что и для реакции $\bar{p} + n \rightarrow K^- + K^0$ должен осуществляться такой же механизм взаимодействия, приводящий к различным угловым распределениям для K^0 и K^- -мезонов. Однако, с точки зрения D -инвариантности такой механизм должен быть запрещен. Следовательно, проявление запретов, связанных с D -инвариантностью, при этих энергиях должно приводить к уменьшению сечений рассматриваемых реакций.

Аналогом рассмотренной выше реакции $\bar{p} + n \rightarrow K^- + K^0$ с точки зрения D -спина является, например, реакция $\bar{p} + p \rightarrow \bar{\Lambda}^0 + \Lambda^0$, для которой мы также будем иметь $f = 0$. Последнее будет снова приводить к одинаковым угловым распределениям для $\bar{\Lambda}^0$ и Λ^0 -гиперонов.

Следует также указать на другую возможность трактовки процессов аннигиляции, которая основывается на указанной выше вероятной связи между обращением в нуль сечений аннигиляционных процессов и выполнением D -инвариантности при очень высоких энергиях. Вполне возможно, что "аннигиляционное взаимодействие" играет ту же роль в случае D -спина, какую играет электромагнитное в случае изотопической инвариантности. Именно, включение процессов аннигиляции приводит к нарушению D -инвариантности. В свете послед-

него замечания становится понятным, почему, в частности, понятие D -спина не применимо для столкновений частиц малых энергий.

Автор особенно признателен М.И. Подгорешкому и О.А. Хрусталеву за многочисленные обсуждения, важные советы и критические высказывания. Кроме того, автор благодарен Б.М. Барбашову, С.М. Биленькому, В.Г. Гришину, Г.В.Ефимову, Ю.П. Мерекову, Р.М. Рындину за критические замечания.

Л и т е р а т у р а

1. И.Я. Померанчук . ЖЭТФ, 30, 423 /1956/.
2. R.Armenteros, C.A.Coombes, B.Cork, G.R.Lambertson, W.A.Wenzel. Phys.Rev. 119, 2068 (1960); Proc. 1960 Intern. Conf. High Energy Phys. Rochester (Interscience Publishers, Inc., New York, 1960), p. 151.
3. Л.Б. Окунь, И.Я. Померанчук . ЖЭТФ 30 , 424 /1956/; С.З. Беленький. ЖЭТФ 33 , 1248 /1957/.
4. C.A.Coombes, B.Cork, W.Gaibraith, G.R.Lambertson, W.A.Wenzel, Phys.Rev.112, 1303 (1958).
5. G.Von Dardel, D.H.Frishi, R.Mermod, R.H.Milburn, P.A.Pirone, M.Vivargent, G.Weber, K.Winter. Phys.Rev.Lett. 5, 333 (1960).
6. И.Я. Померанчук. ЖЭТФ, 34 , 725 /1958/.
7. D.Amati, M.Fierz, V.Glaser. Phys.Rev.Lett. 4, 89 (1960).
8. G.R.Lynch. Rev.Mod.Phys. 33, 395 (1961).
9. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзэн, В.И. Бекслер, И. Врана, Дин Да-цао, В.Г.Иванов, Е.Н. Кладницкая, А.А. Кузнецов, Нгуен Дин Ты, А.В. Никитин, М.И. Соловьев, Чен Лин-янь. ЖЭТФ 40 , 734 /1961/.
10. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзэн, Н.М. Вирясов, Дин Да-цао, Ким Хи Ин, Е.Н. Кладницкая, А.А. Кузнецов, А. Михул, Нгуен Дин Ты, А.В. Никитин, М.И. Соловьев. ЖЭТФ 40 , 464 /1961/.
11. E.V.Kuznetsov, I.A.Ivanovskaya, A.Prokesh, I.V.Chuvilo. Proc. 1960 Ann. Intern. Conf. High Energy Phys. Rochester. (Interscience Publishers, Inc., New York, 1960) p. 481.
12. G.Cocconi Experimental Results from CERN Proton Synchrotron, part I (preprint).
13. G.R. Lynch, J.Button, P.Eberhard, G.R.Kalbfleisch, J.E.Lannutti, B.C.Maglic, M.L.Stevenson, Nguyen H.Xuong. Bull. Am. Phys. Soc. 6, 40 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел

13 декабря 1961 г.