сообщения объединенного института ядерных исследований дубна

Р1-81-779

Зыонг Ван Фи, Нгуен Монг Зао

ИЗОТОПИЧЕСКИЕ ПРАВИЛА ОТБОРА ДЛЯ РАСПАДОВ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ С УЧЕТОМ ВНУТРЕННИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛЕПТОНОВ И ШПУРИОНОВ

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе используются некоторые результаты исследования симметрии и формулировки полевой теории в объединенном восьмимерном пространстве /1/ для получения изотопических правил отбора распадов элементарных частиц. Указанный подход полевой теории показывает различие между полевыми уравнениями частиц первого рода /нестранные частицы/ и частиц второго рода /в него включаются странные частицы/. Другой вывод этого подхода, который будем использовать, заключается в том, что лептоны и фотоны, как адроны, обладают изоспинами и гиперзарядами. Будем оперировать со шпурионным полем, которое впервые было введено в единую полевую теорию Гейзенберга /2/. Это поле можно получить в рамках указанного подхода. Кванты шпурионного поля - шпурионы нашего подхода, описывающиеся полевыми уравнениями частиц второго рода в объединенном пространстве. Они кроме изоспина $I = 1/2$, странности $S = -1$ имеют внутренние квантовые числа R, аналогичные странности S и образующие полные странные числа: $S_{\Pi} = S + R$.

Формализм унитарной S-матрицы /1/ в объединенном пространстве со спектральным представлением требует лоренц-инвариантности и инвариантности относительно преобразований во внутреннем пространстве. Пространство Минковского и внутреннее пространство являются подпространствами объединенного пространства. Для применения такой S-матрицы при исследовании распадов элементарных частиц следует рассматривать лагранжианы, удовлетворяющие некоторым определенным требованиям инвариантностей, в частности двум приведенным выше. В связи с инвариантностью относительно преобразований во внутреннем пространстве предположим, что в лагранжианы распадов с участием странных частиц вводится шпурионное поле.

Считая, что барионное, лептонное и полное странное числа являются сохраняющимися, с лагранжианами, которые описаны в работе /11/, и с помощью разложений внутренних полей по сферическим функциям мы можем получить закон сохранения для третьей компоненты изоспина /с учетом изоспинов лептонов, фотонов и шпурионов/. Далее используем этот результат /правила отбора/ для сравнения с экспериментальными данными по распадам частиц. Теоретический результат указывает весьма простую закономерность для всех распадов. Мы рассмотрели распады $\mu-$, $\tau-$, $n-$,

$\pi-$, $\eta-$, $K-$, $\Lambda-$, $\Sigma-$, $\Xi-$ и Ω-частиц. Получается, что все известные данные [3] хорошо согласуются с полученной закономерностью.

Мы также рассмотрим связи между правилами отбора данного подхода с используемыми в теории элементарных частиц правилами отбора $\Delta Q^a = \Delta S^a$, $|\Delta S^a| = 1$, $\Delta I^a = 1/2$ /индекс a- для адронов/. Обсудим случаи, когда наши правила отбора совпадают с не совпадают с приведенными правилами.

В данной статье изложены теоретические основы этого подхода и рассмотрены некоторые примеры. В следующих статьях представим последовательное сравнение наших результатов с экспериментальными данными.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

Исследование структуры представления группы преобразований в объединенном пространстве указывает на фундаментальное различие между двумя родами частиц [4]. Частицы первого рода описываются уравнениями, получаемыми на основе требований инвариантности относительно всех преобразований в объединенном 8-пространстве (U). Такие частицы должны иметь спины и изоспины одновременно или целые, или полуцелые. Так, например, η-мезон может быть описан скалярным уравнением, группы фермионов / ν_e, e, p, n /, / ν_μ, μ, N_1^+, N_1° / и т.д. могут быть описаны спинорным уравнением в пространстве U и т.д. Далее показывается, что для частиц первого рода имеются две сохраняющиеся внутренние характеристики: третья компонента изоспина (I_3) и третья компонента так называемого D-спина (D_3), причем они входят в соотношения Гелл-Манна-Нишиджимы в форме $Q = I_3 + D_3$. Тогда для адронов сохраняющуюся величину D_3 можно отождествить с $\frac{Y}{2}$ / Y - гиперзаряд/, а для лептонов D_3 играет роль лептонного числа. Конкретно, η-мезон имеет $I_3 = 0$, $D_3 = 0$; ν_e имеет $I_3 = 1/2$, $D_3 = -1/2$; e^- - $I_3 = -1/2$, $D_3 = -1/2$; p - $I_3 = +1/2$, $D_3 = 1/2$; n - $I_3 = -1/2$, $D_3 = 1/2$ /подобные характеристики имеют частицы ν_μ, μ, N_1^+, N_1° / [5]; γ имеет $I_3 = 0$, $D_3 = 0$; π^+ - $I_3 = 1$, $D_3 = 0$; π^- - $I_3 = -1$, $D_3 = 0$; π° - $I_3 = 0$, $D_3 = 0$. Уравнения частиц первого рода могут быть преобразованы в соответствующие уравнения в пространстве Минковского. Так, например, скалярное уравнение для η преобразуется в уравнение Клейна-Гордона, спинорное уравнение для ν_e, e, p, n - в уравнение Дирака [5], векторное уравнение для фотонов /с полевыми компонентами A_j, $j = 1,2,3,4$/ - в уравнение Максвелла, векторное уравнение для пионов /с A_K, $K = 5,6,7,8$/ - в обычное псевдоскалярное уравнение [3] и т.д.

Частицы второго рода описываются парами полевых уравнений. В каждой такой паре имеется одно уравнение в пространстве Минковского /М/ и другое - во внутреннем пространстве (I). Все странные частицы входят в класс частиц второго рода [4]. Например, для каонов имеем обычное псевдоскалярное и внутреннее спинорное уравнения, для Λ-гиперона - обычное спинорное и внутреннее скалярное уравнения, для Σ - частицы - обычное спинорное и внутреннее векторное уравнения, для Ξ-частиц - обычное спинорное и внутреннее спинорное уравнения. В отличие от обычных полей все внутренние поля квантуются по статистике Бозе [7]. Для частиц второго рода, как показано, в связи с преобразованиями во внутреннем пространстве имеется единственная сохраняющаяся величина I_3. С другой стороны, при наличии отдельных внутренних полей допускается рассмотрение внутренних калибровочных преобразований, дающих сохраняющиеся странные квантовые числа S, которые входят в соотношения Гелл-Манна-Нишиджимы в обычной форме: $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$, где $Y = B + S$, B - барионное число. Конкретно, K^+ имеет $I_3 = 1/2$, $S = +1$; K° - $I_3 = -1/2$, $S = 1$; Λ - $I_3 = 0$, $S = -1$; Σ^+ - $I_3 = 1$, $S = -1$; Σ° - $I_3 = 0$, $S = -1$; Σ^- - $I_3 = -1$, $S = -1$; Ξ° - $I_3 = 1/2$, $S = -2$; Ξ^- - $I_3 = -1/2$, $S = -2$ и т.д.

Известно, что в единой полевой теории Гейзенберга [2] и в ряде работ по теории элементарных частиц [8] используется понятие шпурионного поля. Согласно представлению единой полевой теории кванты шпурионного поля - шпурионы обладают массой $m = 0$, энергией $E = 0$, зарядом $Q = 0$, изоспином $I = 1/2\,(I_3 = \pm 1/2)$. Далее предполагается в этой теории, что число шпурионов бесконечно и пары шпурионов и антишпурионов образуют "шпурионное море", которое действует на странные частицы.

В рамках нашего формализма полевой теории в объединенном пространстве показывается, что такое шпурионное поле существует. Оно представляет собой специфическое поле частиц второго рода. Их кванты имеют все характеристики шпурионов единой полевой теории. Далее, они имеют полную странность $S_{\Pi} = S + R$. Кроме того, в свободном состоянии они оказываются ненаблюдаемыми. Это связано с тем, что поле свободного шпуриона равняется нулю. Шпурионы могут входить во взаимодействие только находясь в состоянии прачастиц, которые возникают при контактных столкновениях с другими частицами. Прашпурионы обладают массами и ведут себя, как странные частицы, и затем в свободном состоянии спонтанно превращаются в шпурионы [9]. Наконец, как сказано, в связи с нейтральным характером и $m = 0$ шпурионы имеют кроме странности $S = -1$ и другое внутреннее квантовое число $-R$. Имеем шпурионное поле $\Phi_s = (\Phi_{s_1}, \Phi_{s_2})$, при этом Φ_{s_1} -

поле шпуриона s_1 с $I_3=-1/2$, $s=-1$ и $R=0$, а Φ_{s_2} - поле s_2 с $I_3=-1/2$, $s=-1$ и $R=2$.

В табл.1 представлены внутренние характеристики частиц первого рода, а в табл.2 - частиц второго рода.

Таблица 1

	η	γ	$\pi^{\pm,0}$	$\nu_e(\nu_\mu)$	$e^-(\mu^-)$	$P(N_1^+)$	$n(N_1^0)$	τ^-
I_3	0	0	$\pm1,0$	1/2	–1/2	1/2	–1/2	–1/2
D_3	0	0	0	–1/2	–1/2	1/2	1/2	–1/2

Таблица 2

	$K^{+,0}$	Λ	$\Sigma^{\pm,0}$	$\Xi^{0,-}$	Ω^-	s_1	s_2
I_3	1/2, –1/2	0	$\pm1,0$	1/2, –1/2	0	1/2	–1/2
S	1	–1	–1	–2	–3	–1	–1
R	0	0	0	0	0	0	2

Изложим теперь основы подхода полевой теории взаимодействия в пространстве U с целью получения правил отбора. В работе /1/ была сформулирована S-матрица, в которую входят лагранжианы взаимодействия, представляющие собой комбинации полевых операторов в объединенном пространстве. В спектральном представлении эти операторы являются произведениями обычных и внутренних полевых операторов. Лагранжианы взаимодействия, таким образом, будут лоренц-инвариантны и инвариантны относительно преобразований во внутреннем пространстве.

Для получения правил отбора исходим из предположения о том, что если учесть внутренние характеристики не только адронов, но и лептонов, фотонов и шпурионов /при участии странных частиц/, то процессы распадов будут происходить с сохранением внутренних характеристик частиц. В связи с этим кроме лоренц-инвариантности нам требуется внутренняя инвариантность. Конкретно предположим, что теория инвариантна относительно преобразований в пространстве I. Тогда лагранжианы распадов подчиняются всем требованиям для лагранжианов, входящих в приведенную S -матрицу в пространстве U, и для распадов мы можем последовательно производить расчеты по теории возмущений. Нужно подчеркнуть, что здесь такой метод последовательных приближений оказывается вполне законным, так как матричные элементы не содержат расходящихся интегралов /10/.

Изложим теперь подход к получению правила отбора для I_3. Пусть имеется лагранжиан распадов, в который могут входить адронные, лептонные, фотонные и шпурионные поля. В спектральном представлении можем разложить части внутренних полей по сферическим функциям /в случае спинорного изополя - по шаровым спинорам/, и тогда в матричных элементах будет фигурировать множитель типа

$$\int_0^{2\pi} \exp\{M_3^{(i)} - M_3^{(f)} - I_3^{(i)} + I_3^{(f)}\} d\phi, \qquad /1/$$

где индексы i и f обозначают начальное и конечное состояния распада, M - полный изомомент /изомомент количества движения + изоспин/. Так как имеем дело с инвариантностью относительно преобразований во внутреннем пространстве, следовательно, $M_3^{(f)} = M_3^{(i)}$. И тогда /1/ дает следующие правила отбора: матричные элементы могут отличаться от нуля /разрешенные распады/ только в случае, когда $I_3^{(f)} = I_3^{(i)}$. Другими словами, при учете изоспинов лептонов, фотонов и шпурионов разрешенные распады происходят с сохранением третьей компоненты изоспина: $\Delta I_3 = 0$; если учитывать только изоспины адронов, то можно получить обычные правила: $\Delta I_3^a = 0$, $\Delta I_3^a \neq 0$. Далее, в связи с малостью константы взаимодействия и конечностью матричных элементов целесообразно рассматривать как главный вклад в процесс распада матричные элементы в первом приближении теории возмущения. Тогда структура лагранжианов совпадает со структурой соответствующих матричных элементов.

Теперь можем сделать следующий вывод. Для выполнения инвариантности лагранжианов распадов относительно преобразований в пространстве I необходимо, чтобы:

1/ в лагранжиан не входили шпурионные поля или входило четное число шпурионных полей $\Phi_s(x, \varkappa) = S(x)\,Ш(\varkappa)$, где $S(x)$ - скалярное обычное поле, $Ш(\varkappa)$ - спинорное изополе, если число спинорных изополей, соответствующих частицам в процессе распада /наблюдаемые частицы, имеющие $I=1/2$ в начальном и конечном состояниях/, четно;

2/ в лагранжиан было введено нечетное число шпурионных полей, если число спинорных изополей, соответствующих наблюдаемым частицам в процессе распада, нечетно.

3. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕРЫ

Для иллюстрации приведенных выводов рассмотрим следующие распады:

1/ $\mu \to e\bar{\nu}\nu$.

Здесь имеем четыре спинорных изополя. Согласно 1/ в лагранжиан не входят шпурионные поля. С другой стороны, известно, что такой распад описывается лагранжианом вида $J^{\ell} \times \overset{*}{J}{}^{\ell}$, где J^{ℓ} - лептонный ток. В нашем подходе, как показано в [12], существует такой же ток. Используя лептонный ток в объединенном пространстве, имеем в лагранжиане приведенного типа комбинации обычных /спинорных/ полей, которые инвариантны относительно лоренц-преобразований, и комбинации внутренних /спинорных/ изополей, которые инвариантны относительно преобразований во внутреннем пространстве / I - инвариантны/.

В таком лагранжиане для распадов $\mu^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu$, $\mu^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$ имеем множитель

$$\overset{*}{\chi}{}^{(\mu,\nu_\mu)}(x)\,\chi^{(\mu,\nu_\mu)}(x)\,\overset{*}{\chi}{}^{(e,\nu_e)}(x)\,\chi^{(e,\nu_e)}(x)\,, \qquad /2/$$

где $\chi^{(\mu,\nu_\mu)}(x)$ и $\chi^{(e,\nu_e)}(x)$ являются спинорными изополями групп лептонов (μ,ν_μ) и (e,ν_e) соответственно. Выражение /2/ I - инвариантно. Оно дает правила отбора. Действительно, если разложим χ по шаровым спинорам, то получим для матричных элементов распада μ-мезонов множитель типа /1/ или разрешенные правила: $I_3^{(\mu^-)} = I_3^{(e^-)} + I_3^{(\bar{\nu}_e)} + I_3^{(\nu_\mu)}$, $I_3^{(\mu^+)} = I_3^{(e^+)} + I_3^{(\nu_e)} + I_3^{(\bar{\nu}_\mu)}$, т.е. правило $\Delta I_3 = 0$. Имеем схемы /см. табл.1/

	μ^-	$\to$	e^-	$\bar{\nu}_e$	ν_μ
I_3:	$-1/2$		$-1/2$	$-1/2$	$1/2$
D_3:	$-1/2$		$-1/2$	$1/2$	$-1/2$

	μ^+	$\to$	e^+	ν_e	$\bar{\nu}_\mu$
I_3:	$1/2$		$1/2$	$1/2$	$-1/2$
D_3:	$1/2$		$-1/2$	$-1/2$	$1/2$

Здесь видим, что D_3, который играет роль лептонного числа, также сохраняется. Это легко вывести, если учесть закон сохранения заряда и соотношение $Q = I_3 + D_3$. В дальнейшем будем предполагать, что во всех лептонных распадах D_3 - "хорошее" квантовое число, т.е. для всех лептонных распадов справедлив закон сохранения D_3.

Следовательно, с учетом изоспинов и D-спинов лептонов получаем простые правила отбора $\Delta I_3 = 0$, $\Delta D_3 = 0$.

Далее рассмотрим

2/ $\pi \to \mu\nu$.

Согласно 1/ лагранжиан, описывающий такие распады, должен содержать I- инвариантный множитель типа $\partial_\mu \pi_\mu(x)\, \chi^{*(\mu,\nu_\mu)}(x)\,\chi^{(\mu,\nu_\mu)}(x)$, $\pi_\mu(x)\chi^{*(\mu,\nu_\mu)}(x)\,\mathcal{J}_\mu\, \chi^{(\mu,\nu_\mu)}(x)$ и т.д., где $\pi(x)$- внутреннее векторное изополе пионов, $\mathcal{J}$ - матрица уравнения спинорного изополя. Комбинации $\overset{*}{\chi}\chi$, $\overset{*}{\chi}\mathcal{J}_\mu\chi$ входят в лагранжианы с $J^{(\mu,\nu_\mu)}$. Так как приведенные комбинации I-инвариантные, получим согласно /1/ $\Delta I_3 = 0$. Конкретно по схеме

	π^+	$\to$	μ^+	ν_μ	;	π^-	$\to$	μ^-	$\bar{\nu}_\mu$
I_3:	1		1/2	1/2		−1		−1/2	−1/2
D_3:	0		1/2	−1/2		0		−1/2	1/2

Теперь рассмотрим распады

3/ $K \to \mu\nu$.

Здесь имеем три спинорных изополя. Согласно 2/ необходимо вводить в лагранжиан шпурионное поле. I - инвариантная часть лагранжиана должна принимать вид $\overset{*}{Ш}(x)Q_K K(x)\chi^{(\mu,\nu_\mu)}(x)\,Q_K\chi^{(\mu,\nu_\mu)}(x)$, где $Ш(x)$ - внутреннее спинорное поле шпурионов, $K(x)$ - внутреннее спинорное поле каонов. Имеем распады по схемам /см. табл.2/

	K^+	$\to$	μ^+	ν_μ	$+\ s_2$	;	K^-	$\to$	μ^-	$\bar{\nu}_\mu$	$+\ s_2$
I_3:	1/2		1/2	1/2	−1/2		−1/2		−1/2	−1/2	1/2
D_3:	0		1/2	−1/2	0		0		−1/2	1/2	0
S_π:	1		0	0	1		−1		0	0	−1

Эти распады происходят с $\Delta I_3 = 0$, $\Delta D_3 = 0$ и $\Delta S = 0$. Подчеркнем, что такая простая закономерность имеет место только при учете ненаблюдаемого шпуриона и изоспинов лептонов.

В дальнейшем для краткости допустим, что всегда можно подобрать подходящие лагранжианы распадов, которые лоренц- и I -инвариантны.

Рассмотрим распады, в которых нет лептонов и странных частиц, например $\eta \to 3\pi$. Согласно 1/ имеем схемы распадов:

	$\eta \to$	$3\pi^\circ$;		$\eta \to$	π^+	π^-	π°
I_3:	0	0		0	1	−1	0
S_Π:	0	0		0	0	0	0

Здесь мы также получили правила $\Delta I_3 = 0$, $\Delta S = 0$ ($\Delta D_3 = 0$, $\Delta B = 0$).

Рассмотрим распады с участием фотонов:

4/

	$\pi^+ \to$	μ^+	ν_μ	γ;		$\eta \to$	π^+	π^-	γ
I_3:	1	1/2	1/2	0		0	1	−1	0
S_Π:	0	0	0	0		0	0	0	0

5/

	$K^+ \to$	e^+	ν_e	γ	$+ s_2$;		$K^+ \to$	π^+	π°	γ	$+ s_2$
I_3:	1/2	1/2	1/2	0	−1/2		1/2	1	0	0	−1/2
S_Π:	1	0	0	0	1		1	0	0	0	1

Распады π и η описываются лагранжианами, удовлетворяющими требованию 1/, распады K - требованию 2/. Рассматриваемые процессы происходят, как видно, по правилам $\Delta I_3 = 0$, $\Delta S_n = 0$, $\Delta D_3 = 0$.

Наконец, рассмотрим полулептонный распад Ξ^--гиперона, в котором участвует шпурион

	$\Xi^- \to$	Λ	e^-	$\bar{\nu}_e$	$+ s_1$
I_3:	−1/2	0	−1/2	−1/2	1/2
S_Π:	−2	−1	0	0	−1

В данном случае лагранжиан строится по правилу 2/. Процесс происходит по закону $\Delta I_3 = 0$, $\Delta S = 0$, $\Delta Q = 0$, $\Delta D_3 = 0$, $\Delta B = 0$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели несколько распадов разных частиц по разным модам и показали, что эти распады происходят с простой закономерностью: $\Delta I_3 = 0$, $\Delta S = 0$, $\Delta D_3 = 0$, $\Delta B = 0$, $\Delta Q = 0$ - при учете значения внутренних характеристик всех частиц в начальных и конечных состояниях: Q, I_3, D_3, B, S -адронов, лептонов, фотона и шпуриона. Если теперь, как обычно, не учитывать внутренних характеристик лептонов и шпурионов, то будем иметь правила $\Delta Q^a = 0, \pm 1, \ldots, \Delta S^a = 0, \pm 1, \ldots, \Delta I_3^a = 0, \pm 1/2$ и т.д., где индекс a обозначает адроны.

Хотим сделать замечание, что исключительно важную роль в приведенной простой закономерности играют изоспины /и D - спины/ лептонов, изоспины и странности ненаблюдаемых свободных шпурионов.

Все полученные результаты основываются на теоретическом исследовании симметрии и формулировке полевой теории в объединенном восьмимерном пространстве.

В следующих работах представим последовательный анализ экспериментальных данных по распадам и также обсудим связь между нашими правилами отбора и правилами $\Delta Q^a = \Delta S^a$, $|\Delta S^a| = 1$, $\Delta I^a = 1/2$.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность профессору В.А.Мещерякову, профессору А.А.Кузнецову, М.Ф.Лихачеву за постоянное внимание к работе, профессору Б.С.Барбашову за ценные указания и обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Duong van Phi. Cahiers de Phys., 1967, vol.27, p.101.
2. Гейзенберг В. Введение в единую полевую теорию элементарных частиц. "Мир", М., 1968.
3. Bricman C. et al. Review of Particle Properties, Particle Data Group. April 1980 Edition.
4. Duong van Phi. Bull. of HochiMinh Univ., 1977, 2, p.95.
5. Зыонг Ван Фи. Изв. вузов, физика, 1964, 6, с.71.
6. Duong van Phi. Bull. of HichiMinh Univ., 1979, 4, p.68.
7. Duong van Phi. Rep.Conf.of Phys., Hanoi, 1970, p.12.
8. Газиорович С. Физика элементарных частиц. "Наука", М., 1959.
9. Duong van Phi. Bull. of HochiMinh Univ., 1977, 2, p.87.
10. Duong van Phi. Math.Phys.Journ., Hanoi, 1968, 1-2, p.6.
11. Duong van Phi, Nguyen Mong Giao. Int.Conf. on High Energy Phys., Lisbon, 1981, vol.50, p.305.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 декабря 1981 года.