СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р2 - 9271

Д.И.Блохинцев

О РАЗМЕРЕ СТРАННЫХ КВАРКОВ

1975

P2 - 9271

Д.И.Блохинцев

О РАЗМЕРЕ СТРАННЫХ КВАРКОВ

1. Введение

Известно, что ϕ-частица $0^-(1^-)$, имеющая массу $M_\phi = 1020$ *МэВ*, распадается по каналу $\phi \to K^+K^-$ и по каналам $\phi \to \rho\pi$, $\phi \to 3\pi$. Ширина первого - $\Gamma_{KK} = 82\%$ от полной ширины $\Gamma = 4$ *МэВ*; ширина второго канала, $\Gamma_{\rho\pi}$, составляет γ' 16%, третьего - $\Gamma_{3\pi} = \gamma''$ 16%, $\gamma' + \gamma'' = 1$ /отношение γ''/γ' из опыта неизвестно/[1]. Частица ϕ имеет скрытую странность и состоит из двух кварков λ и $\bar\lambda$. В канале $\phi \to K^+K^-$ кварки λ и $\bar\lambda$ не аннигилируют так, что процесс образования каонов имеет место во всем объеме ϕ-частицы $\sim b^3$

/$b \simeq h/M_\phi c$ /. В каналах с образованием ρ- и π-

мезонов происходит аннигиляция λ-кварков, совершающаяся в объеме порядка $\sim a^3$ / $a \simeq h/M_\lambda c$, M_λ - масса кварков/. Поэтому следует ожидать, что эффективные константы g_a и g_b для аннигиляционного и безаннигиляционного каналов относятся как $\sim (a/b)^{3/2}$. Следуя этому соображению, оценим эффективные константы для трех указанных каналов.

2. Формула для ширины распадов

Общая формула для ширины распада $\Gamma_{M \to m_1+...+m_n}$ частицы массы M на частицы с массами $m_1, m_2 ... m_n$ гласит:

$$\Gamma_{M \to m_1+...+m_n} = (2\pi)^4 g^2 \frac{|T_{if}|^2}{2M} \cdot \mathrm{LIPS}. \qquad /1/$$

Здесь g - эффективная константа взаимодействия $<|T_{if}|>^2$ - - квадрат безразмерного матричного элемента, усредненного по фазовому объему. LIPS есть фазовый объем, определенный формулой

$$LIPS = \frac{1}{2\pi^{3n}} \int \frac{d^3 p_1}{2\epsilon_1} \cdots \frac{d^3 p_n}{2\epsilon_n} \delta(M - \sum_1^n \epsilon_s) \delta(\sum_1^n \vec{P}_s) =$$

$$= M^{2n-4} S_n(1, a_1, \dots a_n), \qquad /2/$$

где $a_s = m_s/M$, $\epsilon_s = \sqrt{m_s^2 + \vec{p}_s^{\,2}}$, S_n - безразмерный фазовый объем.

3. Определение эффективной константы

Для определения константы g обратимся к эффективному лагранжиану взаимодействия. Плотность $\hat{W}(x)$ такого лагранжиана будет:

$$\hat{W}(x) = g : \hat{\Phi}_\lambda \hat{\Phi}_1(x) \dots \hat{\Phi}_n(r) : . \qquad /3/$$

Здесь $\Phi(x)$ - поле распадающейся частицы, а $\hat{\Phi}_1(x) \dots \Phi_n(x)$ - поля продуктов распада. Выражение /3/ написано для скалярных полей. Введем меру плотности энергии hc/ℓ^4, где ℓ - некоторая длина; тогда поля могут быть написаны в безразмерном виде следующим образом [2]:

$$\hat{\Phi} = \frac{\sqrt{hc}}{\ell} \hat{\phi}, \qquad \hat{\Phi}_s = \frac{\sqrt{hc}}{\ell} \hat{\phi}_s \quad , \qquad /4/$$

где через $\hat{\phi}, \hat{\phi}_1, \dots, \hat{\phi}_n$ обозначены безразмерные поля. Для безразмерной плотности энергии $w(x/\ell)$ получим:

$$w(\frac{x}{\ell}) = \bar{g} : \hat{\phi}(\frac{x}{\ell}) \hat{\phi}_1(\frac{x}{\ell}) \dots \phi_n(\frac{x}{\ell}) : \qquad /5/$$

Здесь безразмерная константа $\bar{g}$ связана с g соотношением:

$$g = \bar{g}(\hbar c)^{\frac{1-n}{2}} \Lambda_0^{n-3} \,. \qquad /6/$$

Длина Λ_0 есть длина, характерная для процесса. В качестве такой длины мы выберем $\Lambda_0 = 1/M$. В дальнейшем мы всюду пользуемся безразмерной константой $\bar{g}$, кроме того положим $\hbar = c = 1$.

4. Дальнейшие уточнения выражения для ширины

Подставляя теперь /6/ в /1/ и пользуясь /2/, найдем:

$$\Gamma_{M \to m_1 + m_2 + \dots m_n} = (2\pi)^4 \bar{g}^2 \Lambda_0^{2n-6} \frac{|T_{if}|^2}{2M} M^{2n-4} S_n(1, a_1, \dots, a_n) \qquad /7/$$

и, учитывая $\Lambda_0 = 1/M$, получим, окончательно:

$$\Gamma_{M \to m_1 + \dots m_n} = (2\pi)^4 \bar{g}^2 \frac{1}{2} |T_{if}|^2 M \cdot S_n(1, a_1, \dots, a_n), \qquad /8/$$

так что:

$$\frac{\Gamma_{M \to m_1 + m_2 + \dots + m_n}}{M} = (2\pi)^4 \bar{g}^2 \frac{1}{2} |T_{if}|^2 S_n(1, a_1, \dots, a_n). \qquad /9/$$

Формула для $\bar{g}$ была выведена для скалярных полей Φ, $\phi_1 \dots \phi_n$. Поэтому необходимое обобщение содержится в неявном виде в /9/, в определении безразмерного матричного элемента T_{if}. В случае скалярных полей $T_{if} = 1$. В других случаях T_{if} зависит от импульсов частиц $\vec{p}_s$ и их векторов поляризации $\vec{e}_s$.

5. *Матричные элементы* T_{if}

Учитывая четности и спины частиц, имеем следующие безразмерные матричные элементы. Для распада $\rho \to 2\pi$ /система CMS /:

$$T_{if} = a_1 \frac{(\vec{e}\vec{p})}{M} . \qquad /10/$$

Для распада $\phi \to K^+K^-$:

$$T_{if} = a_2 \frac{(\vec{e}\vec{p})}{M} . \qquad /11/$$

Для распада $\phi \to \pi\rho$:

$$T_{if} = a_3 \frac{\vec{p}}{M} [\vec{e}_\rho \times \vec{e}_\phi] , \qquad /12/$$

и для распада $\phi \to 3\pi$

$$T_{if} = a_4 \frac{([\vec{p}_1 \times \vec{p}_2]\vec{e}_\rho)}{M^2} . \qquad /13/$$

Здесь $\vec{e}_\phi$ - вектор поляризации частицы ϕ , $\vec{e}_\rho$ - то же для частицы ρ , $\vec{p}$ - импульс продуктов распада; $\vec{p}_1$, $\vec{p}_2$, $\vec{p}_3$ - импульсы пионов [3,4] . Из /9/,/10/, /11/ и /12/ для усредненного по фазовому обмену квадрата элемента $<|T_{if}|^2>$ следует, что для процесса $\rho \to 2\pi$, $<|T_{if}|^2>$ будет порядка $a_1^2 \frac{p^2}{M_\rho}$, для распада $\phi \to 2K$ он будет порядка $a_2^2 \frac{p^2}{M_\phi^2}$ и для распада $\phi \to \pi\rho$ – порядка $a_3^2 \frac{p^2}{M_\phi^2}$. Что касается распада ϕ на 3π ,то, как показывают дальнейшие вычисления, вклад этого канала крайне мал из-за малости фазового обема S_3 . В дальнейшем константы a_1, a_2, a_3, a_4 целесообразно выключить в определение константы $\bar{g}$. Не меняя обозначений, будем считать, что это переопределение $\bar{g}$ уже выполнено.

6. Результаты вычислений

Из экспериментальных данных для ширин распадов по формуле /9/ вычислялись константы $\bar{g}$ для различных каналов. Для контроля расчета вычисление сделано также для процесса $\rho \to 2\pi$.

Результаты вычислений приведены в нижеследующей таблице.

Тип распада	Ширина Г *МэВ*	Фазовый объем S_n	$\bar{g}^2$
$\rho \to 2\pi$	150	$2{,}4 \cdot 10^{-5}$	47
$\phi \to 2K$	3,3	$0{,}6 \cdot 10^{-5}$	47
$\phi \to \rho\pi$	.0,64	$0{,}8 \cdot 10^{-5}$	
$\phi \to 3\pi$	.0,64	$0{,}54 \cdot 10^{-7}$	$1{,}8 \cdot 10^{3}\ \gamma''$
$\psi \to \rho\pi$	1,3% от 70 *кэВ*	$2{,}18 \cdot 10^{-5}$	$0{,}8 \cdot 10^{-4}$

Экспериментальные данные заимствованы из /1/ и /5/. Далее $\gamma' + \gamma''$. Отношение γ''/γ' не определено. Выпадающий результат для константы $\bar{g}^2$, для распада ρ на 3π указывает на то, что $\gamma'' \simeq 0$ и имеет основание в малости фазового объема для этого процесса.

Возвращаясь теперь к соображениям, приведенным в §1, мы можем оценить отношение объема a_λ^3, в котором происходит аннигиляция $\bar{\lambda}$ и λ кварков к объему ϕ - частицы b_ϕ^3:

$$\frac{a_\lambda^3}{b_\phi^3} = \frac{\bar{g}^2_{\rho n}}{\bar{g}_{KK}} .$$

Из таблицы следует $\bar{g}^2_{\rho\pi} = 4$ $(\gamma' \simeq 1)$ $\bar{g}^2_{K\bar{K}} = 47$ так, что

$a_\lambda / b_\phi = 0{,}43$. Если a_λ и b_ϕ интерпретировать как комптоновские длины для λ -кварка и для ϕ -мезона, то отсюда получается для массы λ -кварка $M_\lambda \simeq 2.2 M_\phi$ $/M_\phi = 1020/$.

Для ψ -частицы нельзя провести подобное вычисление, так как неизвестен распад ψ -частицы на две частицы, обладающие явным чармом. Однако, если предположить, что для виртуального распада $\psi \to D_c + \bar{D}_c$, константа

g^2 так же, как для $\rho \to 2\pi$, $\phi \to 2K$, то размер области аннигиляции c и $\bar{c}$ -кварков получается исключительно малым $a_c / b_\psi \simeq 10^{-2}$ и, соответственно, масса чармового кварка c, исключительно большой ($\sim 10^2 M_\psi$).

В заключение автору приятно выразить благодарность А.А.Тяпкину, дискуссия с которым дала повод для приведенных вычислений, а также С.М. Биленькому и А.В.Ефремову за крайне полезное обсуждение этой работы.

Литература

1. *Review of Particle Properties. CERN, 1974.*
2. *Д.И.Блохинцев. ТМФ, 21, 155 /1974/.*
3. *C.Zemach. Phys.Rev., 133, No. 5B, p. 1200 (1963).*
4. *G.I.Kopylov, V.I.Ogievetsky. Nucl.Phys., 50, 241 (1964).*

Рукопись поступила в издательский отдел
31 октября 1975 года.