

О РАСПАДАХ $\rho \rightarrow e^+e^-$, $\varphi \rightarrow e^+e^-$ И $\omega \rightarrow e^+e^-$ В НАРУШЕННОЙ СИММЕТРИИ $SU(6)_W$

On $\rho \rightarrow e^+e^-$, $\varphi \rightarrow e^+e^-$ and $\omega \rightarrow e^+e^-$
Decays in Broken $SU(6)_W$ Symmetry

С. Гилер, В. Лефик, В. Тыбор

Лодзинский университет, Кафедра экспериментальной физики*

(Поступила в редакцию 19 августа 1969)

В рамках нарушенной симметрии $SU(6)_W$ получено хорошо согласующееся с экспериментом соотношение между ширинами распадов $\rho \rightarrow e^+e^-$, $\varphi \rightarrow e^+e^-$ и $\omega \rightarrow e^+e^-$. Полученное правило сумм соответствует одинаковым фазам констант перехода $V \rightarrow \gamma$.

1. В последнее время много внимания уделяется электромагнитным распадам векторных мезонов на лептонные пары $\rho \rightarrow l^+l^-$, $\varphi \rightarrow l^+l^-$ и $\omega \rightarrow l^+l^-$, где $l = e$ или μ . Анализ экспериментальных данных по этим распадам усложнен трудностями идентификации и отделения друг от друга процессов $\rho \rightarrow e^+e^-$ и $\omega \rightarrow e^+e^-$, что связано с близкими значениями масс ρ - и ω -мезонов. В большинстве работ [1—12] для обработки экспериментальных данных использовалось отношение ширин $\Gamma_{\rho \rightarrow e^+e^-} / \Gamma_{\omega \rightarrow e^+e^-}$, полученное в симметрии $SU(3)$. Матричные элементы распада определились в рамках точной симметрии $SU(3)$, а нарушения $SU(3)$ учитывались

- а) путем введения угла смешивания θ_V унитарного октета и унитарного синглета,
- б) в фазовых объемах, при вычислении которых использовались физические значения масс.

Однако, хорошо известен факт сильного нарушения $SU(3)$ -симметрии матричных элементов [13]. Поэтому согласие точных матричных элементов с экспериментом имеет, вообще говоря, частный характер (нарушения $SU(3)$ по каким-то причинам несущественны). В случае отношения $\Gamma_\rho / \Gamma_\omega$ нарушения $SU(3)$ на самом деле могут быть незначительны. Причиной этого, ввиду универсальности октетного нарушения, может являться слабое расщепление масс ρ - и ω -мезонов. Действительно, распад $V \rightarrow l^+l^-$ описывается диаграммой (Рис. 1) где g_V — матричный элемент

* Адрес: Uniwersytet Łódzki, Zakład Fizyki Doświadczalnej, Łódź, Narutowicza 68, Polska.

перехода $V \rightarrow \gamma$, который формально совпадает с матричным элементом массового оператора для нонета 1^- , так как $\gamma \sim \sqrt{3} \varrho^0 + \varphi_0$.

Те же аргументы, однако, приводят к выводу, что в этом случае отношения $\Gamma_\varrho/\Gamma_\varphi$ или $\Gamma_\omega/\Gamma_\varphi$ не должны согласовываться с экспериментом, что действительно имеет место.

Так или иначе, применение точной симметрии $SU(3)$ всегда рискованно. На огласие с экспериментом может претендовать симметрия $SU(3)$, нарушенная, как

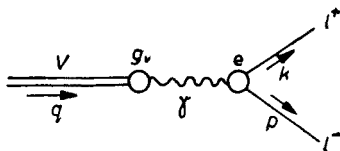


Рис. 1

в фазовых объемах, так и в матричных элементах. Однако, последовательный учет октетного нарушения симметрии $SU(3)$ в матричных элементах приводит в рассматриваемом случае к трем амплитудам, то есть нет никакой связи между тремя распадами, $\varrho \rightarrow e^+e^-$, $\varphi \rightarrow e^+e^-$ и $\omega \rightarrow e^+e^-$.

Для ограничения числа независимых матричных элементов в настоящей работе применяется высшая симметрия $SU(6)_W$, нарушенная определенным образом, а именно, согласно “массовому принципу” [14—15]. В §2, следуя этой схеме, рассматриваются переходы $V \rightarrow \gamma$. Получено правило сумм для g_V :

$$\frac{1}{\sqrt{3}} g_e = g_\varphi (\cos \theta_V - \sqrt{2} \sin \theta_V) + g_\omega (\sin \theta_V + \sqrt{2} \cos \theta_V).$$

В §3 это соотношение сравнивается с экспериментом (Рис. 2). Обнаружено хорошее согласие в случае одинаковой относительной фазы g_ϱ , g_φ и g_ω (прямая aa').

Оценка величины амплитуды, нарушающей симметрию $SU(6)_W$, оправдывает применение отношения $\Gamma_\varrho/\Gamma_\omega$ из точной симметрии $SU(3)$ для анализа опытных данных.

2. Рассмотрим переход $V \rightarrow \gamma$ в нарушенной симметрии $SU(6)_W$. Напомним, что точная симметрия $SU(6)_W$ сильно нарушается [16], и поэтому только учет нарушений $SU(6)_W$, как в массах (фазовых объемах), так и в матричных элементах, может привести к предсказаниям, претендующим на согласие с опытом [17].

Для получения амплитуд перехода $V \rightarrow \gamma$ применим динамический принцип, который использовался при анализе мезон-барионных столкновений [14] и распадов $0^- \rightarrow 2\gamma$ [15] в нарушенной $SU(6)_W$. В рассматриваемом случае этому принципу соответствует диаграмма:

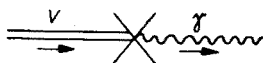


Рис. 2

и амплитуда записывается в виде

$$g_V = \langle \gamma | M | V \rangle, \quad (1)$$

где M — массовый оператор 36-плета, а трансформационные свойства фотона такие же, как $\sqrt{3}q^0 + \varphi_0$ (то есть 1—1-компонента октета). Используя матричные элементы массового оператора [15], получаем

$$\begin{aligned} g_{\varphi_0} &= A + 2a, \\ g_{\omega_0} &= -2\sqrt{2}a, \\ g_\varphi &= \sqrt{3}(A - 2a), \end{aligned} \quad (2)$$

где A соответствует точной симметрии, а a — вклад нарушений. Если ввести угол смешивания, то физические константы перехода $\omega \rightarrow \gamma$ и $\varphi \rightarrow \gamma$ имеют вид соответственно

$$\begin{aligned} g_\omega &= g_{\omega_0} \cos \theta_V + g_{\varphi_0} \sin \theta_V \\ g_\varphi &= g_{\omega_0} \sin \theta_V + g_{\varphi_0} \cos \theta_V \end{aligned} \quad (3)$$

($\theta_V = 39,9 \pm 1,1^\circ$ [18]).

Из (2) и (3) получаем следующее “правило сумм”

$$\frac{1}{\sqrt{3}} g_\varphi = g_\varphi (\cos \theta_V - \sqrt{2} \sin \theta_V) + g_\omega (\sin \theta_V + \sqrt{2} \cos \theta_V). \quad (4)$$

Учитывая зависимость $|g_V| \sim (\Gamma_V M_V^3)^{1/2}$ (Приложение) и вводя переменные

$$x = \sqrt{\frac{\Gamma_\varphi M_\varphi^3}{\Gamma_\omega M_\omega^3}}, \quad y = \sqrt{\frac{\Gamma_\omega M_\omega^3}{\Gamma_\varphi M_\varphi^3}}$$

можно переписать (4) в виде

$$x = |\sqrt{3} (\sin \theta_V + \sqrt{2} \cos \theta_V) y \pm \sqrt{3} \cos \theta_V - \sqrt{2} \sin \theta_V|. \quad (5)$$

3. Переходим к сравнению полученного соотношения с экспериментом. На рис. 3 соотношение (5) изображено полупрямой aa' , на которой фазы всех констант одинаковы $g_\varphi g_\varphi > 0$, $g_\varphi g_\omega > 0$, отрезком $a'b'$, на котором $g_\varphi g_\varphi < 0$, $g_\varphi g_\omega > 0$, и полупрямой $b'b$, на которой $g_\varphi g_\varphi < 0$, $g_\varphi g_\omega < 0$. Отмечено также предсказание точной симметрии $SU(3)$ — точка A . Остальные точки представляют экспериментальные данные (центральные значения, без ошибок — см. Таблица). О величине ошибок можно судить по величине заштрихованной области, которая является общей для всех экспериментов.

Из рис. 3 следует, что случай $g_\varphi g_\varphi < 0$, $g_\varphi g_\omega > 0$ (отрезок $a'b'$) исключается экспериментальными данными. Соотношение (5) лучше всего согласуется с экспериментом в случае одинаковых фаз констант g_φ , g_φ и g_ω (полупрямая aa').

В частности, по последним данным [12], которым соответствует точка почти в центре заштрихованной области, (треугольник на Рис. 3) $x = 1,38 \pm 0,07$, а правая сторона (5) равна соответственно $1,31 \pm 0,27$ и $1,81 \pm 0,27$ для $g_\varphi g_\varphi > 0$, $g_\varphi g_\omega > 0$ и $g_\varphi g_\varphi < 0$, $g_\varphi g_\omega < 0$.

Отметим, что отношение нарушающей амплитуды к точной $\frac{a}{A}$ (см. (2)) равно 0,10 и $-0,40$ для $g_\rho g_\varphi > 0$, $g_\varphi g_\omega > 0$ и $g_\rho g_\varphi < 0$, $g_\varphi g_\omega < 0$ соответственно. Поскольку в массовом операторе отношение $\frac{a}{m_0^2} \sim 0,10$ ¹, то согласие с экспериментом в случае $g_\rho g_\varphi > 0$, $g_\varphi g_\omega > 0$ подтверждает универсальность рассматриваемых нарушений

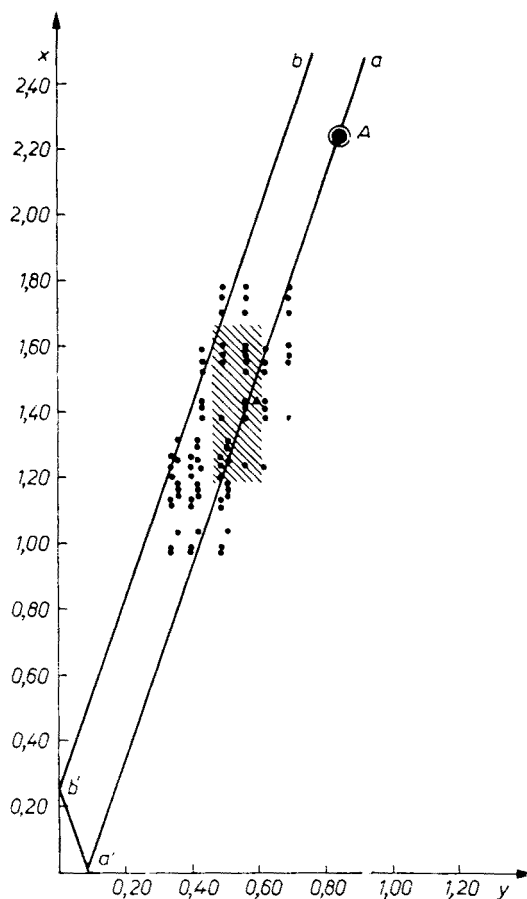


Рис. 3

$SU(6)_W$, сформулированную в “массовом принципе”. Поэтому понятно (смотри § 1) наблюдаемое на рисунке расхождение с экспериментом предсказаний точной симметрии $SU(3)$ для отношений $\Gamma_\rho/\Gamma_\varphi$ и $\Gamma_\omega/\Gamma_\varphi$ и близкие значения отношения $\Gamma_\rho/\Gamma_\omega$ в точной симметрии $SU(3)$ и нарушенной симметрии $SU(6)_W$ (полупрямая aa').

4. Итак, в рамках симметрии $SU(6)_W$, нарушенной согласно “массовому принципу”, получено соотношение между ширинами распада $\rho \rightarrow e^+e^-$, $\varphi \rightarrow e^+e^-$ и $\omega \rightarrow$

¹ См. формулу (5) из [15], откуда $\frac{a}{m_0^2} = \frac{K^* - \varrho}{2K^* + \varrho}$.

$\rightarrow e^+e^-$, выдерживающее сопоставление с опытом. Анализ этого соотношения показывает, что отношение $\Gamma_\rho/\Gamma_\omega$ лишь немного изменяется по сравнению с точной $SU(3)$, хотя $\Gamma_\rho/\Gamma_\varphi$ и $\Gamma_\omega/\Gamma_\varphi$ значительно меньше, чем в точной $SU(3)$. Полученное „правило сумм“ соответствует одинаковым фазам констант перехода $V \rightarrow \gamma$.

ТАБЛИЦА

Ширина Γ_φ измерялась в работе:

[3]				[4]				[5]				[6]			
x	ссылки	γ	ссылки	x	ссылки	γ	ссылки	x	ссылки	γ	ссылки	x	ссылки	γ	ссылки
1,32	[7]	0,50	[1]	1,79	[7]	0,68	[1]	1,29	[7]	0,48	[1]	1,60	[7]	0,61	[1]
1,15	[8]	0,35	[2]	1,56	[8]	0,48	[2]	0,98	[8]	0,33	[2]	1,39	[8]	0,42	[2]
1,32	[1]	0,41	[3]	1,79	[1]	0,55	[3]	1,27	[1]	0,39	[3]	1,60	[1]	0,55	[3]
1,04	[2]			1,39	[2]			0,99	[2]			1,24	[2]		
1,30	[9]			1,76	[9]			1,24	[9]			1,56	[9]		
1,19	[3]			1,61	[3]			1,14	[3]			1,44	[3]		
1,17	[10]			1,58	[10]			1,12	[10]			1,42	[10]		
1,26	[11]			1,71	[11]			1,21	[11]			1,53	[11]		

Полученное согласие может служить аргументом в пользу нарушенной симметрии $SU(6)_W$. Оценка величины эффекта нарушения указывает на некоторую универсальность примененной схемы нарушения.

Авторы сердечно благодарны В. Михалюку, Я. Сроке и особенно Я. Клосиньскому за полезные дискуссии.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Диаграмме, представленной на Рис. 1, соответствует матричный элемент распада

$$T = eg_V \frac{1}{M^2} \bar{u}(q) \gamma_\mu v(k) V_\mu(q), \quad (\text{П} - 1)$$

где g_V — константа перехода $V \rightarrow \gamma$, M — масса векторного мезона.

Из (П—1) получаем ширину распада

$$\Gamma = \frac{\alpha g_V^2}{3M^3} \left(1 - 4 \frac{m^2}{M^2}\right)^{1/2} \left(1 + 2 \frac{m^2}{M^2}\right), \quad (\text{П} - 2)$$

где $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$, m — масса лептона.

Так как $m^2 \ll M^2$, то будем считать, что

$$\Gamma = \frac{\alpha g_V^2}{3M^3}. \quad (\text{П} - 3)$$

ЛИТЕРАТУРА

- [1] S. S. Hertzbach, R. W. Kramer, L. Madansky, R. A. Zdanis, *Phys. Rev.*, **155**, 1461 (1967).
- [2] M. N. Khachatryan, M. A. Azimov, A. M. Baldin, A. S. Belousov, I. V. Chuvilo, R. Firkowski, J. Hladký, M. S. Khvastunov, J. Manca, A. T. Matyushin, V. T. Matyushin, G. A. Osokov, L. N. Shtarkov, L. I. Zhuravleva, *Phys. Letters*, **24B**, 349 (1967).
- [3] R. G. Astvachurov, M. A. Azimov, I. V. Chuvilo, J. Hladký, V. I. Ivanov, M. N. Khachatryan, M. S. Khvastunov, A. T. Matyushin, V. T. Matyushin, L. I. Zhuravleva, A. M. Baldin, A. S. Belousov, L. N. Shtarkov, *Phys. Letters*, **27B**, 45 (1968).
- [4] A. Wehmann, E. Engels, Jr., C. M. Hoffman, P. G. Innocenti, R. Wilson, W. A. Blanpied, D. J. Drickey, L. N. Hand, D. G. Stairs, *Phys. Rev. Letters*, **20**, 748 (1968).
- [5] D. M. Binnie, A. Duana, A. R. Farugi, J. P. Horsey, W. G. Jones, M. E. Kay, D. C. Mason, P. J. Nicholson, I. U. Rahman, J. Walters, J. G. Wilson, P. Palit, *Phys. Letters*, **27B**, 106 (1968).
- [6] D. Bollini, A. Buhler-Broglin, P. Dalpraz, *Nuovo Cimento*, **58A**, 167 (1968).
- [7] J. G. Asbury, U. Becker, W. K. Bertram, P. Joos, M. Rohde, A. J. S. Smith, C. L. Jordan, S. C. C. Ting, *Phys. Rev. Letters*, **19**, 865, 869 (1967).
- [8] V. L. Auslander, G. I. Budker, Ju. N. Pestov, V. A. Sidorov, A. N. Skrinsky, A. G. Khabakpashev, *Phys. Letters*, **25B**, 433 (1967).
- [9] J. E. Augustin, J. C. Bizot, J. Buon, J. Haissinski, D. Lalanne, P. C. Marin, J. Perez-y-Jorba, F. Rumpf, E. Silva, S. Tavernier, *Phys. Rev. Letters*, **20**, 126 (1968).
- [10] A. Wehmann, E. Engels, Jr., C. M. Hoffman, P. G. Innocenti, R. Wilson, W. A. Blanpied, D. J. Drickey, L. N. Hand, D. G. Stairs, *Phys. Rev. Letters*, **18**, 929 (1967).
- [11] R. Weinstein, SLAC Symposium, *Rapporteur's Talk*, p. 424 (1967).
- [12] J. E. Augustin, D. Benaksas, J. C. Bizot, J. Buon, B. Delcourt, V. Gracco, J. Haissinski, J. Jeanjean, D. Lalanne, F. Laplanche, J. Lefrançois, P. Lehmann, P. Marin, H. Nguyen Ngoc, J. Perez-y-Jorba, F. Richard, F. Rumpf, E. Silva, S. Tavernier, D. Treille, *Phys. Letters*, **28B**, 503, 508, 513, 517 (1969).
- [13] H. Harari, *High Energy Physics and Elementary Particles*, Inter. Atomic Energy Agency, Vienna 1965. А. Салам, *Международная конференция по физике высоких энергий*, Дубна 1964.
- [14] A. N. Zaslavski, W. Tybor, *Acta Phys. Polon.*, **35**, 373 (1969).
- [15] A. N. Zaslavski, W. Tybor, *Acta Phys. Polon.*, **35**, 777 (1969).
- [16] J. D. Jackson, *Phys. Rev. Letters*, **15**, 990 (1965).
- [17] А. Н. Заславский, В. И. Огиевецкий, В. Тыбор, *Школа по физике высоких энергий*, Попрадске Плесо, Чехословакия 1967.
- [18] A. H. Rosenfeld, N. Barash-Schmidt, A. Barbaro-Galtieri, Le Roy R. Price, P. Söding, C. G. Wohl, M. Roos, W. J. Willis, *Rev. Mod. Phys.*, **41**, 109 (1969).