

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 2 — 1972

УДК 539.123 : 539.122

Б. К. КЕРИМОВ, В. П. ЦВЕТКОВ, Х. А. АБЛАКУЛОВ

ЛЕПТОННЫЕ И РАДИАЦИОННЫЕ ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ НЕЙТРАЛЬНЫХ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ С УЧЕТОМ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ

Получены выражения для вероятностей лептонного и радиационного лептонного распадов векторного мезона $V \rightarrow l^+ l^-$ и $V \rightarrow l^+ l^- \gamma$ с учетом поляризационных корреляций частиц. Показано, что при распаде векторного мезона, обладающего дипольной поляризацией ξ , электроны с положительной спиральностью e_R^- (позитроны с отрицательной спиральностью e_L^+ и поляризованные по правому кругу фотоны преимущественно вылетают в направлении вектора поляризации векторного мезона ($V = \rho^0, \omega, \varphi$), а электроны e_L^- (позитроны e_R^+) и поляризованные по левому кругу фотоны — против направления вектора поляризации V -мезона.

1. В предыдущей работе [1] нами получены выражения для вероятностей распада векторного мезона ($V = \rho^0, \omega, \varphi$) на электрон-позитронную (или мюонную) пару с учетом радиационных поправок порядка α , а также лептонного распада векторного мезона с излучением жесткого фотона.

В данной работе, являющейся продолжением [1], исследуются лептонный и радиационный лептонный распады нейтрального векторного мезона с учетом поляризационных корреляций частиц.

Наиболее прямым следствием перехода векторный мезон-фотон является распад нейтрального векторного мезона на e^+ и e^- — или $\mu^+ - \mu^-$ — пару

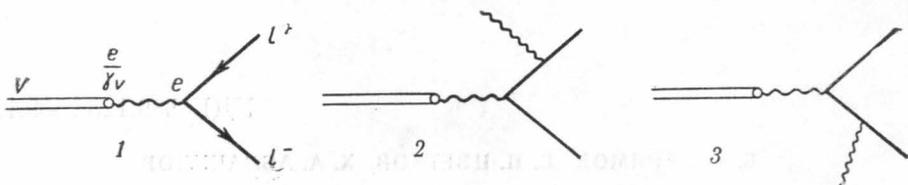
$$V \rightarrow l^- + l^+, \quad (1)$$

где $V = \rho^0, \omega, \varphi$; $l = e$ или μ . Распады типа (1) впервые были предсказаны в работах [2, 3], в которых получены выражения для парциальной ширины этих распадов. В последние годы распады (1) обнаружены экспериментально и измеряются относительные вероятности распадов B_ρ, B_ω и B_φ ; $B_V = \frac{\Gamma(V \rightarrow l^+ l^-)}{\Gamma_{\text{полн}}(V)}$ [4—7]. В результате сравнения рассчитанной величины относительной вероятности распада B_V без учета радиационных поправок с опытными данными по лептонным распадам (1) и встречным пучкам ($e^+ + e^- \rightarrow V \rightarrow \pi^+ + \pi^-, \pi^+ + \pi^- + \pi^0$)

были получены значения констант связи γ_V между фотоном и векторными мезонами [4—7, 1] ρ^0 , ω и ϕ :

$$\gamma_\rho^2/4\pi \cong 0,5, \quad \gamma_\omega^2/4\pi \cong 4, \quad \gamma_\phi^2/4\pi \cong 3.$$

В случае распада (1) квадрат отношения массы электрона к приобретаемой энергии $(m_e/m_V/2)^2 \ll 1$, поэтому в дальнейшем массой электрона пренебрегаем. При этом возникающие электрон и позитрон высокой энергии будут обладать полной продольной поляризацией, которая характеризуется значением квантового числа спиральности



Диаграммы Фейнмана для процессов (1) и (1а)

$s = \pm 1$ [8], являющегося собственным значением проецирующего оператора $\vec{\sigma}p/|p|$.

2. Согласно модели векторной доминантности (см. рис.) матричный элемент распада (1) можно записать в виде

$$M = \frac{ie^2}{2\gamma_V \sqrt{2m_V}} e_\mu \bar{u} \gamma_\mu v, \quad (2)$$

здесь e_μ и m_V — единичный вектор поляризации и масса векторного мезона.

В случае продольно поляризованных частиц со спином $1/2$ матрица плотности Λ_j^s дается выражением¹

$$\Lambda_j^s = -(1 - \epsilon_j s_j \gamma_5) \frac{i \hat{p}_j}{4E_j}, \quad (3)$$

где $j = -$, $+$; $s_-(s_+) = \pm 1$; $\epsilon_- = 1$, $\epsilon_+ = -1$; $\hat{p} = \gamma_\mu p_\mu$, E — полная энергия частицы.

Ковариантная матрица плотности частицы со спином 1 имеет вид [9]

$$P_{\mu\nu} = \frac{1}{3} \left\{ \left(\delta_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m_V^2} \right) + \frac{3}{2m_V} \epsilon_{\mu\nu\gamma\delta} a_\gamma p_\delta - \frac{3}{2} D_{\mu\nu} \right\}, \quad (4)$$

$$p_\mu P_{\mu\nu} = p_\nu P_{\mu\nu} = 0, \quad P_{\mu\mu} = 1.$$

В (4) a_γ — вектор поляризации, p — 4-импульс частицы, $D_{\mu\nu}$ — параметры, характеризующие выстроенность спинов частиц. В системе покоя частицы они сводятся к параметрам трехмерной матрицы плотности $a_\gamma = (\vec{\zeta}, 0)$, а $D_{\mu\nu} \rightarrow c_{ik}$.

¹ В работе принята система единиц $c = \hbar = 1$, $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$ и метрика $ab \equiv a_\mu b_\mu = \vec{a} \vec{b} - a_0 b_0$, $a_\mu = (\vec{a}, ia_0)$.

Изучая поляризации и угловое распределение лептонов распада, можно определить поляризационные параметры (c_{ik} и $\vec{\zeta}$) векторных мезонов V . Поскольку поляризация V -мезонов зависит от того, каким путем они образованы, то изучение поляризационных эффектов в (1) позволит получить сведения о реакциях, в которых они образуются. И, наоборот, задаваясь определенными значениями поляризационных параметров, можно проследить за их влиянием на вероятность распада (1).

Дифференциальная вероятность распада (1) с учетом поляризационных корреляций, рассчитанная согласно (2)—(4) и выражению (3) работы [1], имеет следующий вид в системе покоя V -мезона:

$$\frac{dW(\vec{\zeta}, s_+, s_-)}{d\Omega_-} = \frac{W_0}{16\pi} (1 - s_+s_-) \left[1 + \frac{3}{4} c_{ik} n_i^- n_k^- + \frac{3}{2} s_- (\vec{\zeta} \vec{n}^-) \right], \quad (5)$$

где

$$W_0 \cong \frac{\alpha^2}{12} \frac{4\pi}{\gamma_V^2} m_V. \quad (6)$$

Здесь $\vec{n}^- = \vec{p}^- / |\vec{p}^-|$ — единичный вектор в направлении импульса электрона; $i, k = 1, 2, 3$; $(\vec{\zeta} \vec{n}^-) = \zeta \cos\theta$, $\zeta = |\vec{\zeta}|$, $0 \leq \zeta \leq 1$; $d\Omega_- = \sin\theta d\theta d\varphi$ — телесный угол вылета электрона; W_0 — усредненная по спиновым состояниям V -мезона и просуммированная по спиновым состояниям лептонов полная вероятность распада (1) [2, 3].

Если положить $c_{ik} = 0$ в (5), получим вероятность лептонного распада векторного мезона в чистом поляризованном состоянии, причем в последнем случае поляризация V -мезона не может быть больше, чем $|\vec{\zeta}| = \frac{2}{3}$. При распаде неполяризованного векторного мезона в (5)

следует положить $c_{ik} = 0$, $\vec{\zeta} = 0$.

Из (5) видно, что образующиеся электрон и позитрон в распадах неполяризованного и поляризованного векторного мезона обладают противоположной спиральностью $s_+s_- = -1$; $s_+ = -s_- = 1$ или -1 . Формула (5) показывает, что определение поляризации векторного мезона возможно только путем измерения спиральности лептонов распада (член $\sim s_- (\vec{\zeta} \vec{n}^-)$).

Интегрируя (5) по θ в пределах $-1 \leq \cos\theta \leq 0$ и $0 \leq \cos\theta \leq -1$, получаем

$$W = \frac{1}{4\pi} W_0 \left(1 \pm \frac{3}{4} s_- \zeta \right), \quad (7)$$

здесь знак $+$ соответствует вылету электронов в направлении вектора $\vec{\zeta}$ в полусферу $0 \leq \cos\theta \leq 1$, а минус $-$ в противоположном направлении в полусферу $-1 \leq \cos\theta \leq 0$. Отсюда имеем следующие выражения для степени продольной поляризации электронов P_e и асимметрии распада A :

$$P_e = \frac{W^+(s_- = 1) - W^+(s_- = -1)}{W^+(s_- = 1) + W^+(s_- = -1)} = \frac{3}{4} \zeta, \quad (8)$$

$$A = \frac{W^+ - W^-}{W^+ + W^-} = \frac{3}{4} \zeta.$$

В случае, когда векторный мезон максимально поляризован

$$\zeta = 1, \quad c_{ik} = \zeta_i \zeta_k - \frac{1}{3} \delta_{ik}, \quad (9)$$

из (5) имеем ($s_+ s_- = -1$)

$$\frac{dW(\vec{\zeta}, s_+ = -s_-)}{d\Omega_-} = \frac{3}{32\pi} W_0 (1 + s_- \cos \theta)^2. \quad (56)$$

Как видно из (5), при распаде векторного мезона в чистом поляризованном состоянии ($c_{ik} = 0$) электроны с положительной спиральностью $s_- = -s_+ = 1$ (e_R^-, e_L^+) вылетают преимущественно в направлении спина V -мезона ($\vec{\zeta}$), а с отрицательной спиральностью $s_- = -s_+ = -1$ (e_L^-, e_R^+), наоборот, против направления спина V -мезона:

$$\frac{dW}{d\Omega_-} = \frac{W_0}{8\pi} \left[1 \pm \frac{3}{2} (\vec{\zeta} \vec{n}^-) \right]. \quad (5b)$$

3. Исследуем распад векторного мезона на лептоны с излучением γ -кванта, описываемый диаграммами тормозного излучения 2 и 3 (см. рис.):

$$V \rightarrow l^- + l^+ + \gamma. \quad (1a)$$

Полная вероятность радиационного распада (1, а) в системе покоя V -мезона определяется выражением [1]

$$W_\gamma = \frac{2\alpha}{\pi} W_0 \left\{ (2\theta \operatorname{cth} 2\theta - 1) \left[\ln \frac{m_V}{2\omega_{\min}} - 2 \ln (1 + \operatorname{cth} \theta) + 2 \ln 2 + \frac{1}{4} \right] + L(1 - e^{-4\theta}) \operatorname{cth} 2\theta - \left(2\theta - \frac{7}{8} \right) - \frac{6\theta}{\operatorname{sh} 2\theta} - \frac{19\theta}{8 \operatorname{sh} 2\theta \left(\frac{1}{2} + \operatorname{ch}^2 \theta \right)} \right\}, \quad (10)$$

где

$$\operatorname{ch} \theta = \frac{m_V}{2m}, \quad L(x) = \int_0^x \frac{\ln(1-x)}{x} dx,$$

W_0 — полная вероятность лептонного распада $V \rightarrow l^+ l^-$, которая определяется формулой (6), m — масса лептона. Если в (10) пренебречь членами порядка m^2/m_V^2 по сравнению с единицей, то получим

$$W_\gamma \cong \frac{2\alpha}{\pi} W_0 \left[\left(2 \ln \frac{m_V}{m} - 1 \right) \left(\ln \frac{m_V}{2\omega_{\min}} - \frac{3}{4} \right) - \frac{\pi^2}{6} - \frac{1}{8} \right], \quad (11)$$

ω_{\min} — минимальная энергия регистрируемых жестких фотонов. Взяв $\omega_{\min} = 10 \text{ Мэв}$ из (11), находим

$$\frac{W_\gamma(V \rightarrow e^+ + e^- + \gamma)}{W_0(V \rightarrow e^+ + e^-)} \cong \frac{1}{5}, \quad \frac{W_\gamma(V \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \gamma)}{W_0(V \rightarrow \mu^+ + \mu^-)} \cong \frac{1}{25}. \quad (12)$$

Отсюда видно, что распады $V \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ составляют заметную долю от распадов $V \rightarrow e^+ + e^-$ и могут быть обнаружены на опыте.

В системе покоя V -мезона импульсы продуктов распада (10) связаны соотношением $\vec{p}_+ + \vec{p}_- + \vec{k} = 0$ и угловое распределение излученных γ -квантов пропорционально следующему множителю:

$$dW_\gamma(\theta) \sim \left[1 - \left(1 - 2 \frac{m^2}{m_V^2} \right)^2 \cos^2 \theta \right]^{-1}, \quad (13)$$

где θ — угол между импульсами фотона и электрона (позитрона). Из (13) следует, что излучение фотонов в основном сосредоточено в двух узких конусах около направления импульсов электрона и позитрона с углом раствора порядка $\theta \sim \frac{2m}{m_V}$. Если фотон испускается в направлении вылета электрона и имеет энергию ω , то в противоположном направлении будет вылетать позитрон с энергией $E_+ = \frac{m_V}{2} - \left(\frac{m}{m_V} \right)^2 \frac{\omega m_V}{m_V - 2\omega}$ и наоборот. Для электронов распада $(m/m_V)^2 \approx 10^{-6}$, поэтому $E_+ \cong m_V/2$, а $E_- = m_V/2 - \omega$.

Вычислим далее вероятность радиационного лептонного распада (10) поляризованных векторных мезонов с учетом циркулярной поляризации испущенных фотонов. С этой целью мы воспользуемся выражением (4) для матрицы плотности $P_{\mu\nu}$, векторного мезона, а матрицу плотности циркулярно поляризованного фотона выберем в следующем виде

$$\rho_{\alpha\beta}^{(\gamma)} = \frac{1}{2} \left(\delta_{\alpha\beta} - i \frac{s_\gamma}{\omega} \varepsilon_{\alpha\beta\delta} k_\delta \right), \quad (14)$$

где $k = (\vec{k}, i\omega)$ — 4-импульс фотона, $\varepsilon_{\alpha\beta\delta} = 0$, если один из индексов α, β, δ принимает значение, равное 4; $s_\gamma = \pm 1$ соответствует двум возможным направлениям круговой поляризации фотонов; в случае $s_\gamma = 1$ имеем фотоны с правой круговой поляризацией (спин фотона направлен по импульсу), а в случае $s_\gamma = -1$ — с левой круговой поляризацией (спин фотона ориентирован против импульса). Величину s_γ обычно называют спиральностью фотона.

Дифференциальная вероятность радиационного распада (1а) определяется выражением

$$dW_\gamma = \frac{1}{(2\pi)^5} |M(V \rightarrow l^+ l^- \gamma)|^2 \delta(p_V - p_+ - p_- - k) \frac{d^3 p_+}{E_+} \frac{d^3 p_-}{E_-} \frac{d^3 k}{\omega}, \quad (15)$$

где

$$M = ie^3 \frac{m_V^2}{2\gamma_V} \frac{e_\mu^V}{\sqrt{2m_V}} \frac{1}{k^2} \left(\delta_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2} \right) \times \\ \times \bar{u} \left[\frac{\hat{e}}{\sqrt{2\omega}} \frac{i(\hat{p}_- - \hat{k}) + m}{(p_- - k)^2 + m^2} \gamma_V - \gamma_V \frac{i(\hat{p}_+ + \hat{k}) + m}{(p_+ + k)^2 + m^2} \frac{\hat{e}}{\sqrt{2\omega}} \right] v.$$

Удобно представить квадрат модуля матричного элемента перехода в следующем виде:

$$|M(V \rightarrow l^+ l^- \gamma)|^2 = - \frac{e^6}{96m_V \gamma_V^2} F_{\mu\nu\alpha\beta} K_{\mu\nu\alpha\beta}. \quad (16)$$

В системе покоя V -мезона имеем

$$K_{\mu\nu\alpha\beta} = \left(\delta_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m_V^2} + \frac{3}{2} i \varepsilon_{\mu\nu\delta} \zeta_\delta - \frac{3}{2} c_{\mu\nu} \right) \left(\delta_{\alpha\beta} - i \frac{s_\gamma}{\omega} \varepsilon_{\alpha\beta\delta} k_\delta \right). \quad (17)$$

Для удобства вычислений члены, описывающие поляризацию векторного мезона и фотона, в выражении (17) взяты в трехмерном виде, а остальные члены, соответствующие неполяризованным состояниям — в четырехмерном виде. Вводя обозначение

$$l_\alpha = \left(\frac{p_-}{\kappa_-} - \frac{p_+}{\kappa_+} \right)_\alpha, \text{ где } \kappa_- = (kp_-), \kappa_+ = (kp_+),$$

нетрудно найти

$$\begin{aligned} F_{\mu\nu\alpha\beta} = & -\frac{1}{4} Sp \left\{ \widehat{p}_- \gamma_\mu \widehat{p}_+ \gamma_\nu l_\alpha l_\beta + \frac{1}{2\kappa_-} (\widehat{p}_- \gamma_\mu \widehat{p}_+ \gamma_\nu \widehat{k} \gamma_\beta l_\alpha + \widehat{p}_- \gamma_\alpha \widehat{k} \gamma_\mu \widehat{p}_+ \gamma_\nu l_\beta) - \right. \\ & - \frac{1}{2\kappa_+} (\widehat{p}_- \gamma_\mu \widehat{p}_+ \gamma_\beta \widehat{k} \gamma_\nu l_\alpha + \widehat{p}_- \gamma_\mu \widehat{k} \gamma_\alpha \widehat{p}_+ \gamma_\nu l_\beta) + \frac{1}{4\kappa_-^2} \widehat{p}_- \gamma_\alpha \widehat{k} \gamma_\mu \widehat{p}_+ \gamma_\nu \widehat{k} \gamma_\beta + \\ & + \frac{1}{4\kappa_+^2} \widehat{p}_- \gamma_\mu \widehat{k} \gamma_\alpha \widehat{p}_+ \gamma_\beta \widehat{k} \gamma_\nu - \frac{1}{4\kappa_+ \kappa_-} (\widehat{p}_- \gamma_\alpha \widehat{k} \gamma_\mu \widehat{p}_+ \gamma_\beta \widehat{k} \gamma_\nu + \\ & + \widehat{p}_- \gamma_\mu \widehat{k} \gamma_\alpha \widehat{p}_+ \gamma_\nu \widehat{k} \gamma_\beta) + m^2 \gamma_\mu \gamma_\nu l_\alpha l_\beta + \frac{m^2}{2\kappa_-} (\gamma_\mu \gamma_\nu \widehat{k} \gamma_\beta l_\alpha + \\ & + \gamma_\alpha \widehat{k} \gamma_\mu \gamma_\nu l_\beta) - \frac{m^2}{2\kappa_+} (\gamma_\nu \gamma_\mu \gamma_\beta \widehat{k} l_\alpha + \gamma_\nu \gamma_\mu \widehat{k} \gamma_\alpha l_\beta) - \\ & \left. - \frac{m^2}{4\kappa_+ \kappa_-} (\gamma_\alpha \widehat{k} \gamma_\mu \gamma_\beta \widehat{k} \gamma_\nu + \gamma_\mu \widehat{k} \gamma_\alpha \gamma_\nu \widehat{k} \gamma_\beta) \right\}. \quad (18) \end{aligned}$$

Нет необходимости в явном виде вычислить $F_{\mu\nu\alpha\beta}$. Достаточно ограничиться вычислением тех свертки $F_{\mu\nu\alpha\beta}$ с отдельными членами из $K_{\mu\nu\alpha\beta}$, которые не равны нулю. В нашем случае имеются всего три такие свертки, которых выпишем в явном виде:

$$\begin{aligned} \delta_{\mu\nu} \delta_{\alpha\beta} F_{\mu\nu\alpha\beta} = & -2 \left\{ \frac{1}{\kappa_+ \kappa_-} \left[(m_V^2 - 2m^2) \left(m^2 + \frac{1}{2} m_V^2 \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + 2\kappa \left(m^2 + \frac{1}{2} m_V^2 \right) + \kappa^2 \right] - m^2 \left(m^2 + \frac{1}{2} m_V^2 \right) \left(\frac{1}{\kappa_+^2} + \frac{1}{\kappa_-^2} \right) - 2 \right\}, \quad (19) \end{aligned}$$

где $\kappa = (kp_V)$. Используя равенство $c_{ii} = 0$, имеем

$$\begin{aligned} -\frac{3}{2} c_{\mu\nu} \delta_{\alpha\beta} F_{\mu\nu\alpha\beta} = & 3c_{ik} \left[\frac{1}{\kappa_+ \kappa_-} \left(m^2 - \frac{m_V^2}{2} \right) (p_+^i p_+^k + p_-^i p_-^k) + \right. \\ & \left. + \frac{m^2}{\kappa_+^2} p_-^i p_-^k + \frac{m^2}{\kappa_-^2} p_+^i p_+^k - \frac{m^2}{\kappa_+ \kappa_-} k_i k_k \right]. \quad (20) \end{aligned}$$

В системе покоя V -мезона справедливы соотношения

$$l_\alpha p_+^\beta n_\rho^\gamma \varepsilon_{\alpha\beta\rho} = l_\alpha p_-^\beta n_\rho^\gamma \varepsilon_{\alpha\beta\rho} = 0,$$

здесь \vec{n}^γ — единичный вектор направления импульса фотона.

Тогда третья ненулевая свертка равна:

$$\begin{aligned} & \frac{3}{2} s_\gamma \xi_\delta n_\rho^\gamma \varepsilon_{\mu\nu\delta} \varepsilon_{\alpha\beta\rho} F_{\mu\nu\alpha\beta} = \\ & = -3s_\gamma \left\{ \left(\frac{\kappa^2}{\kappa_+ \kappa_-} - 2 \right) (\vec{\xi} \vec{n}^\gamma) - \kappa \left(\frac{1}{\kappa_+^2} + \frac{1}{\kappa_-^2} \right) ([\vec{p}_- \vec{\xi}] [\vec{p}_- \vec{n}^\gamma]) - \right. \end{aligned}$$

$$-\left(\frac{m_V^2}{2\kappa_-^2} + \frac{m_V^2}{2\kappa_+^2} + \frac{\kappa}{\kappa_-^2} + \frac{1}{\kappa_+} - \frac{1}{\kappa_-}\right) \left([\vec{p}-\vec{k}] [\vec{n}^V \vec{\zeta}] \right). \quad (21)$$

Из (15), (16), (19)—(21) получаем следующее выражение для дифференциальной вероятности радиационного распада поляризованного векторного мезона $V \rightarrow l^+ + l^- + \gamma$ с учетом круговой поляризации тормозных фотонов:

$$\begin{aligned} dW_\gamma(\zeta, c_{ik}, s_\gamma) = & \frac{\alpha^3}{6(2\pi)^2 \gamma_V^2 m_V} \left\{ \frac{1}{\kappa_+ \kappa_-} \left[\left(\frac{m_V^2}{2} - m^2 \right) (f_+ + f_-) + \right. \right. \\ & + 2\kappa \left(m^2 + \frac{m_V^2}{2} \right) + \kappa^2 f_0 \left. \right] - \left(2 + \frac{m^2}{\kappa_+^2} f_- + \frac{m^2}{\kappa_-^2} f_+ \right) + \\ & + \frac{3}{2} s_\gamma \left[\left(\frac{\kappa^2}{\kappa_+ \kappa_-} - 2 \right) (\vec{\zeta} \vec{n}^\gamma) - \kappa \left(\frac{1}{\kappa_+^2} + \frac{1}{\kappa_-^2} \right) ([\vec{p}-\vec{\zeta}] [\vec{p}-\vec{n}^V]) - \right. \\ & \left. - \left(\frac{m_V^2}{2\kappa_-^2} - \frac{m_V^2}{2\kappa_+^2} + \frac{1}{\kappa_+} - \frac{1}{\kappa_-} + \frac{\kappa}{\kappa_-^2} \right) ([\vec{p}-\vec{k}] [\vec{n}^V \vec{\zeta}]) \right] \left. \right\} \times \\ & \times \delta(p_V - p_+ - p_- - k) \frac{d^3 p_+}{E_+} \frac{d^3 p_-}{E_-} \frac{d^3 k}{\omega}, \quad (22) \end{aligned}$$

где

$$f_\pm = \frac{m_V^2}{2} + m^2 + \frac{3}{2} c_{ik} p_\pm^i p_\pm^k, \quad f_0 = 1 + \frac{3}{2} \left(\frac{m}{m_V} \right)^2 c_{ik} n_i^\gamma n_k^\gamma.$$

Проведем интегрирование по импульсам электрона и позитрона с помощью следующих интегралов:

$$I_n = \int \frac{\delta(p_V - k - p_+ - p_-)}{(\kappa_\pm)^n} \frac{d^3 p_+}{E_+} \frac{d^3 p_-}{E_-}, \quad (23)$$

$$n = 0, 1, 2.$$

Введя $\text{ch}^2 v = (m_V^2/4m^2)(1 - 2\omega/m_V)$, можно найти, что

$$I_0 = 2\pi \text{th } v, \quad I_1 = 2\pi \frac{2v}{\kappa}, \quad I_2 = 2\pi \frac{2 \text{sh } 2v}{\kappa^2}. \quad (23a)$$

Остальные интегралы выражаются через комбинации I_0 , I_1 и I_2 .

После несложных, но весьма громоздких выкладок, получаем для углового энергетического распределения поляризованного по кругу фотонов, от радиационного лептонного распада поляризованных векторных мезонов (члены $\sim s_\gamma (\vec{\zeta} \vec{n}^\gamma)$ и c_{ik}):

$$\begin{aligned} dW_\gamma(\zeta, c_{ik}, s_\gamma, \omega) = & \frac{\alpha^3}{6\pi \gamma_V^2 m_V} \frac{d^3 k}{\omega} \frac{1}{\kappa^2} \left\{ (2v - \text{th } v) \times \right. \\ & \times \left[\left\{ \frac{m_V^4}{2} + \kappa (m_V^2 + 2m^2) + \kappa^2 - 2m^4 \right\} \left(1 + \frac{3}{4} c_{ik} n_i^\gamma n_k^\gamma \right) - \right. \\ & \left. \left. - \frac{3}{2} s_\gamma (\vec{\zeta} \vec{n}^\gamma) \kappa (\kappa + m_V^2) \right] + \frac{3}{2} s_\gamma (\vec{\zeta} \vec{n}^\gamma) \kappa (2\kappa + m_V^2) \text{th } v - \right. \end{aligned}$$

$$-m^2(2m^2 + m_V^2) \left(1 + \frac{3}{4} c_{ik} n_i^\gamma n_k^\gamma\right) \text{th } v - \frac{9}{4} m^2 m_V^2 c_{ik} n_i^\gamma n_k^\gamma (\text{sh } 2v - 2v) \left. \right\}. \quad (24)$$

Полагая в (24) $c_{ik}=0$, мы получим спектр фотонов радиационного лептонного распада чисто поляризованного векторного мезона ($|\vec{\zeta}| \leq 2/3$).

В случае радиационного лептонного распада V -мезона в максимально поляризованном состоянии с $|\vec{\zeta}|=1$ формула (24) при учете (9) переходит в следующее:

$$\begin{aligned} dW_\gamma(\vec{\zeta}, s_\gamma, \omega) = & \frac{\alpha^3}{8\pi\gamma_V^2 m_V} \frac{d^3k}{\omega} \frac{1}{\kappa^2} \left\{ (2v - \text{th } v) \left[\left(\frac{m_V^4}{2} + 2\kappa m^2 - 2m^4 \right) \times \right. \right. \\ & \times (1 + \cos^2 \theta) + \kappa(\kappa + m_V^2)(1 - s_\gamma \cos \theta) \left. \right] + \\ & + 2s_\gamma \kappa(2\kappa + m_V^2) \cos \theta \text{th } v - m^2(2m^2 + m_V^2)(1 + \cos^2 \theta) \text{th } v + \\ & \left. + m^2 m_V^2 (1 - 3 \cos^2 \theta) (\text{sh } 2v - 2v) \right\}, \end{aligned}$$

где

$$\cos \theta = (\vec{\zeta} \vec{n}^\nu), \quad d^3k = \omega^2 d\omega d\Omega_\gamma. \quad (25)$$

Как видно из (24), спиральность фотонов ($s_\gamma = \pm 1$) входит лишь в члены, содержащие вектор поляризации $\vec{\zeta}$ V -мезона. Выбрав ось z по направлению вектора $\vec{\zeta}$, проинтегрируем (24) по углам вылета фотонов $d\Omega_\gamma = d(\cos \theta) d\varphi$ в пределах $0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$. Тогда получаем для энергетического распределения фотонов

$$\begin{aligned} dW_\gamma^\pm = & \frac{\alpha^3}{3\gamma_V^2 m_V} \frac{\omega d\omega}{\kappa^2} \left\{ (2v - \text{th } v) \left[\frac{m_V^4}{2} + \kappa m_V^2 + \kappa^2 + 2m^2(\kappa - m^2) \mp \right. \right. \\ & \left. \mp \frac{3}{4} s_\gamma \zeta \kappa (\kappa + m_V^2) \right] + \frac{3}{4} s_\gamma \zeta \kappa (2\kappa + m_V^2) \text{th } v - m^2(2m^2 + m_V^2) \text{th } v \left. \right\}, \quad (24a) \end{aligned}$$

здесь знак плюс означает, что фотоны испускаются в направлении вектора $\vec{\zeta}$ (в полусферу $1 \geq \cos \theta \geq 0$), а минус — в противоположном направлении (в полусферу $0 \geq \cos \theta \geq -1$). Из (24a) получаем для степени круговой поляризации фотонов выражение

$$P_\gamma(x) = \frac{dW_\gamma^+(s_\gamma=1) - dW_\gamma^+(s_\gamma=-1)}{dW_\gamma^+(s_\gamma=1) + dW_\gamma^+(s_\gamma=-1)} = \frac{3}{4} B(x) \zeta, \quad (26)$$

где

$$B(x) = \frac{2x}{1-2x+2x^2} \left[(1-x) - \frac{1-2x}{2v \text{ch } v - 1} \right],$$

здесь

$$x = \frac{\omega}{m_V}, \quad \text{ch}^2 v = \frac{m_V^2}{4m^2} (1-2x).$$

В (24a) мы отбросили члены порядка m^3/m_V^2 по сравнению с единицей. Аналогично можно использовать выражение dW_γ^- для опре-

деления P_γ . Степень круговой поляризации фотонов P_γ растет с ростом энергии фотонов и достигает наибольшего значения $P_\gamma^{\max} = \frac{3}{4} \zeta$ для жестких фотонов высокой энергии $\omega = \frac{1}{2} m_V$, когда $B(x) = 1$. Формула (24а) показывает, что правополяризованные фотоны вылетают преимущественно в направлении вектора поляризации мезона $\vec{\zeta}$, а левополяризованные — в противоположном направлении. Определяя асимметрию распада, как $A = \{dW_\gamma^+ - dW_\gamma^-\} / \{dW_\gamma^+ + dW_\gamma^-\}$, мы имеем $A = \frac{3}{4} B(x) s_\gamma \zeta$. Отсюда видно, что P_γ и A не зависят от параметра выстроенности векторного мезона c_{ik} , а зависят только от его поляризации $\vec{\zeta}$.

4. Представляет интерес получить проинтегрированное по энергии фотона выражение, характеризующее радиационный лептонный распад V -мезона. Так, проинтегрировав (24) по энергии ω фотона в пределах $\omega_{\min} \leq \omega \leq m_V/2$, мы находим для углового распределения поляризованного по кругу излучения от радиационного лептонного распада поляризованного V -мезона выражение:

$$\frac{dW_\gamma(\vec{\zeta}, c_{ik}, s_\gamma)}{d\Omega_\gamma} = \frac{1}{8\pi} W_\gamma \left(1 + \frac{3}{4} c_{ik} n_i^\gamma n_k^\gamma \right) + \frac{9\alpha}{16\pi^2} W_0 \left[\left(\ln \frac{m_V}{m} - \frac{5}{4} \right) s_\gamma (\vec{\zeta} n^\gamma) - \left(\ln \frac{m_V}{2\omega_{\min}} - 1 \right) c_{ik} n_i^\gamma n_k^\gamma \right], \quad (27)$$

где W_γ и W_0 определяются выражениями (11) и (6). Направив ось z по $\vec{\zeta}$ и интегрируя (27) по $d\Omega_\gamma = \sin\theta d\theta d\varphi$, получаем

$$W_\gamma^\pm = \frac{1}{4} W_\gamma \pm s_\gamma \zeta W_0 \frac{9\alpha}{16\pi} \left(\ln \frac{m_V}{m} - \frac{5}{4} \right), \quad (28)$$

здесь знак минус соответствует вылету фотонов в полусфере $0 \leq \cos\theta \leq 1$, а минус — в полусферу $-1 \leq \cos\theta \leq 0$. Из (28) легко получить усредненное по энергии фотона выражение для степени круговой поляризации фотонов (используем W_γ^+) и асимметрию радиационного лептонного распада V -мезона:

$$\bar{P}_\gamma = \frac{9}{8} \bar{B} \zeta, \quad \bar{A} = \frac{9}{8} \bar{B} \zeta s_\gamma = s_\gamma \bar{P}_\gamma, \quad (29)$$

где

$$\bar{B} = \frac{\ln(m_V/m) - \frac{5}{4}}{\left(2 \ln \frac{m_V}{m} - 1 \right) \left(2 \ln \frac{m_V}{2\omega_{\min}} - \frac{3}{4} \right) - \frac{\pi^2}{6} - \frac{1}{8}}.$$

Выбирая, как и прежде, $\omega_{\min} = 10 \text{ Мэв}$, оценим величину \bar{B} . При $m = m_e$: $\frac{9}{8} \bar{B} = \frac{2}{11}$, а при $m = m_\mu$: $\frac{9}{8} \bar{B} \cong \frac{1}{8}$. Отсюда $\bar{P}_\gamma = \frac{2}{11} \zeta$, $\bar{A} = \frac{2}{11} s_\gamma \zeta$ для распада $V \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$, а $\bar{P}_\gamma = \frac{1}{8} \zeta$, $\bar{A} = \frac{1}{8} s_\gamma \zeta$ для распада $V \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \gamma$. Отметим, что аналогичной \bar{A} величина встречается также в $\mu \rightarrow e\nu\nu$ -распаде, которая характеризует асимметрию электронов μ -распада и равна $A_\mu = \frac{1}{6} \zeta$, где ζ — степень поляризации μ -мезонов.

Проведенное в работе рассмотрение показывает, что характерные поляризационные параметры P , A и \bar{P}_γ , \bar{A} радиационного лептонного распада V -мезона пропорциональны величине поляризации ζ векторного мезона. Полученные в нашей заметке соотношения между ζ и P_γ , A (или \bar{P}_γ , \bar{A}) могли быть проверены путем измерений степени циркулярной поляризации фотонов и асимметрии в радиационных лептонных распадах поляризованных векторных мезонов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Керимов Б. К., Цветков В. П. «Ядерная физика», **12**, вып. 4, 821, 1970.
2. Nambu Y., Sakurai I. I. Phys. Rev. Lett., **8**, 79, 1962.
3. Gell-Mann M., Sharp D., Wagner W. G. Phys. Rev. Lett., **8**, 261, 1962.
4. Тинг С. Ч. Ч. В сб.: «Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра», т. 1, вып. 1. М., Атомиздат, 1970, стр. 133.
5. Сб. Электромагнитные взаимодействия и структура элементарных частиц. «Мир», 1969.
6. Augustin I. E. et al. Phys. Lett., **28B**, 517, 1969.
7. Hayes S. et al. Phys. Rev. Lett., **22**, 1134, 1969.
8. Соколов А. А., Керимов Б. К. Ann. der Physik., **7**, 46, 1958. Соколов А. А. Введение в квантовую электродинамику. М., 1958.
9. Берков А. В., Никитин Ю. П., Терентьев М. В. ЖЭТФ, **46**, 2202, 1964.

Поступила в редакцию
15.3 1971 г.

Кафедра
теоретической физики