

тигнутая в экспериментах точность позволяет утверждать, что вероятность распада по каналу $\mu^+ \rightarrow e^+ \tilde{\nu}_e \nu_\mu$ (если он существует) составляет во всяком случае менее 5% от вероятности распада по каналу (1). Все наблюдаемые характеристики распада М. (1) [спектр электронов (позитронов), асимметрия их вылета относительно направления спина М. и её энергетич. зависимость, продольная и поперечная поляризация электронов (позитронов)] полностью согласуются с (V-A)-вариантом слабого взаимодействия заряженных токов ($\nu_\mu \mu$) и ($\nu_e e$). Полная вероятность (Γ_0) распада М. по каналу (1) в единицу времени, равная обратному времени жизни М. в вакууме τ_μ , определяется (в единицах $\hbar = c = 1$) выражением

$$\Gamma_0 = \frac{1}{\tau_\mu} = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3}, \quad (2)$$

где G_F — константа универсального (V-A)-взаимодействия (константа Ферми), а $\tau_\mu = 2,19709(5) \cdot 10^{-6}$ с. Распад М. (1) с участием одних только лептонов даёт уникальную возможность наиб. точного эксперим. нахождения константы Ферми. Сравнение константы Ферми, определённой из распада М., с константами полулептонных распадов с изменением и без изменения странности позволяет найти углы смешивания кварков (в частности, Кабиббо угол). Величина G_F была использована также для предсказания масс промежуточных векторных бозонов $W^\pm, Z^0$. Для определения G_F с точностью лучшей, чем 1%, необходимо учитывать радиационные поправки к процессу (1) за счёт виртуальных фотонов.

Для полностью поляризованного М. ($\bar{P} = 1$) без учёта радиац. поправок

$$\frac{d^2\Gamma}{d\Omega d\varepsilon} = \frac{\Gamma_0}{2\pi} \{ (3 - 2\varepsilon) \pm \cos\theta(2\varepsilon - 1) \} \varepsilon^2. \quad (3)$$

Спектр электронов (позитронов) получается из (3) интегрированием по телесному углу $d\Omega$ и имеет вид

$$\frac{d\Gamma}{d\varepsilon} = 2\Gamma_0(3 - 2\varepsilon)\varepsilon^2. \quad (4)$$

(В общем случае произвольного четырёхфермионного взаимодействия этот спектр характеризуется т. н. параметром Мишеля ρ .) Наиб. вероятным оказывается вылет электронов (позитронов) с максимально возможными значениями импульса (рис. 1).

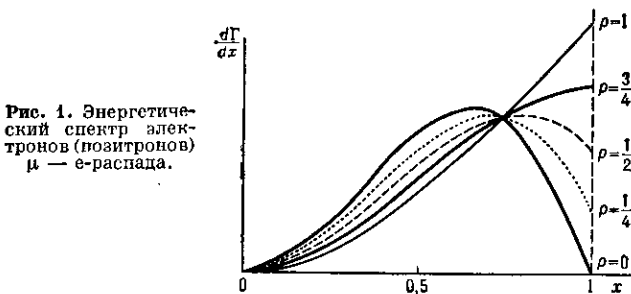


Рис. 1. Энергетический спектр электронов (позитронов) μ - e -распада.

Асимметрия вылета $e^-(e^+)$ относительно спина М., согласно (3), зависит от их энергии. В области высоких энергий ($\varepsilon \sim 1$) угл. распределение определяется фактором $(1 \pm \cos\theta)$, в то время как для низких энергий ($\varepsilon \ll 1$) — фактором $(1 \pm \frac{1}{3}\cos\theta)$. Т. о., асимметрия имеет разный знак для высоко- и низкоэнергетич. областей спектра. Усреднение (3) по спектру даёт:

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega} = \frac{\Gamma_0}{4\pi} (1 \pm \frac{1}{3}\cos\theta). \quad (5)$$

Знак усреднённой по спектру асимметрии совпадает со знаком асимметрии в высокоэнергетич. области спектра, т. к. в ней содержится большая доля электронов (позитронов). Указанные закономерности качес-

венно объясняются учётом спиральностей частиц в распаде (1). Макс. энергии $e^-(e^+)$ отвечает кинематика распада (1), когда оба нейтрино образуются с одинаковыми и параллельными импульсами. В этом случае их суммарный спин равен нулю, и из сохранения момента следует, что электрон, имеющий отрицат. спиральность, должен в осн. вылетать в направлении, противоположном спину μ^- , а позитрон, имеющий положит. спиральность, — в направлении спина μ^+ (рис. 2, а, б). Если энергия $e^-(e^+)$ много меньше энергии μ -распада,

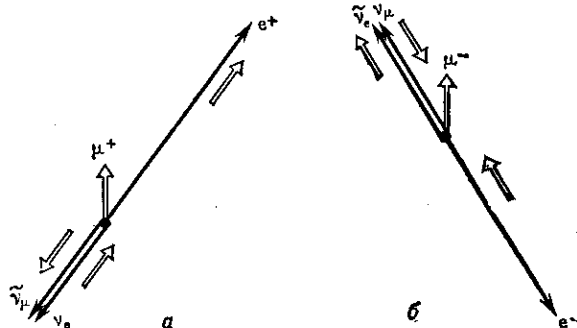


Рис. 2. Схематическое изображение распада μ^+ (а) и μ^- (б) для энергии электронов (позитронов) вблизи верхней границы спектра; тонкие стрелки — направление импульсов частиц, двойные — направление их спинов.

то нейтрино должны двигаться с приблизительно равными и противоположно направленными импульсами. В этом случае их суммарный спин равен 1 и направлен вдоль импульса ν_μ в распаде μ^+ и против импульса ν_μ в распаде μ^- . Сохранение момента требует в этой ситуации, чтобы импульс e^+ был преим. направлен против спина μ^+ , а импульс e^- — вдоль спина μ^- (рис. 3, а, б).

Рис. 2 и 3 наглядно демонстрируют нарушения зеркальной (P) и зарядовой (C) симметрий в процессах $\mu^\pm$ -распадов. О первом свидетельствует наличие асим-

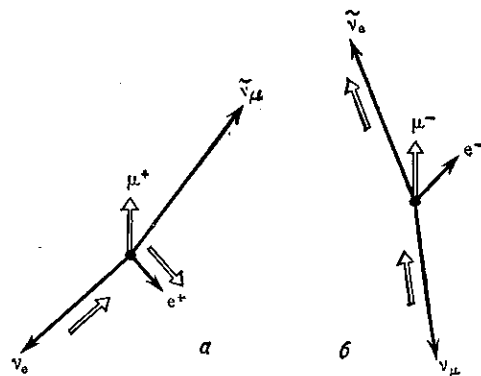


Рис. 3. То же, что на рис. 2, вблизи нижней границы спектра e^+ (а) и e^- (б).

метрии вылета электрона (позитрона) относительно плоскости, перпендикулярной спину М., а о втором — разл. знак этой асимметрии в распадах μ^+ и μ^- . Вместе с тем очевидно выполнение комбинированной (CP) симметрии: распад μ^- выглядит как отражённый в зеркале распад μ^+ (при отражении в плоскости, перпендикулярной спину, его направление не меняется, а перпендикулярная плоскости компонента импульса меняется на противоположную).

Существование асимметрии вылета позитронов относительно спина М. в $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распаде позволяет по измерениям угл. распределения электронов определить поляризацию М., и её изменение со временем, происходящее, напр., в результате прецессии спина М. во внеш-