

мезонов, обладающих свойствами частицы, предсказанной Юкавой и распадающейся на M и нейтрино: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$.

Источники. Осн. источником M в космич. лучах на ускорителях высоких энергий является распад π -мезонов (пионов) и K -мезонов (каонов), интенсивно рождающихся при столкновениях адронов (напр., протонов) с ядрами вещества. Др. источником M могут быть, напр., процесс рождения пар $\mu^+ \mu^-$ фотонами высоких энергий, распады гиперонов, очарованных частиц. На уровне моря M образуют осн. компоненту ($\sim 80\%$) всех частиц космич. излучения. На совр. ускорителях высокой энергии получают пучки M с интенсивностью до 10^8-10^9 частиц в 1 с.

Поскольку спин мюонного нейтрино ν_μ , возникающего вместе с μ^+ , ориентирован против направления импульса ν_μ , а спин мюонного антинейтрино $\bar{\nu}_\mu$, возникающего вместе с μ^- , — в направлении импульса $\bar{\nu}_\mu$, M , образующиеся от двухчастичных распадов $\pi \rightarrow \mu\nu$, $K \rightarrow \mu\nu$, имеют «вынужденное» направление спина, определяемое законами сохранения импульса и угл. момента: спин μ^+ от распада покоящихся пионов и каонов по каналу $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$, $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ направлен против импульса μ^+ , а спин μ^- — в направлении его импульса. Этот факт проверен прямыми экспериментами. В др. реакциях (напр., $K^+ \rightarrow \pi^0\mu^+\nu_\mu$, $K^- \rightarrow \pi^0\mu^-\bar{\nu}_\mu$) ориентация спина M противоположна «вынужденной» в соответствии с тем, что в слабом взаимодействии с заряженными токами μ^- входит с отрицательной, а μ^+ с положительной спиральностью.

Т. к. пионы практически полностью распадаются по каналу $\pi \rightarrow \mu\nu$, а для заряж. каонов реакция $K \rightarrow \mu\nu$ происходит с вероятностью 63,5% (вероятность распада $K \rightarrow \pi\mu\nu$ составляет ок. 3%), то в зависимости от кинематич. условий образования M и экспериментального их выделения (а также от спектра пионов и каонов) они оказываются частично или полностью поляризованными в направлении своего импульса (μ^-) или против него (μ^+).

При импульсах пионов $p_\pi \geq (m_\pi^2 - m_\mu^2)/2m_\mu \approx 39,3$ МэВ (в системе единиц, в к-рой $c = 1$) все образующиеся в распаде $\pi \rightarrow \mu\nu$ M летят в переднюю (относительно импульса пиона) полусферу (m_i — масса частицы i). M от распада ультрарелятивистских пионов ($E_\pi \gg m_\pi$) летят в лаб. системе а узком конусе с углом раствора ϑ_{\max} , определяемым условием

$$\sin\vartheta_{\max} = (m_\pi^2 - m_\mu^2)/2m_\mu p_\pi \approx 0,039/p_\pi$$

(где импульс пиона p_π выражен в ГэВ). При этом M равномерно распределены по энергии в области от $(E_\mu)_{\min} \approx E_\pi(m_\mu/m_\pi)^2 \approx 0,57E_\pi$ до $(E_\mu)_{\max} \approx E_\pi$, т. е. не могут иметь энергию меньше $0,57E_\pi$. M вблизи верх. края спектра ($E_\mu \approx E_\pi$) вылетают в системе покоя пиона в направлении его импульса (и имеют соответственно положит. спиральность для μ^- и отрицательную для μ^+ в лаб. системе), в то время как M вблизи ниж. границы спектра ($E_\mu \approx 0,57E_\pi$) вылетают (в системе покоя пиона) против его импульса и имеют в лаб. системе противоположные значения спиральности. Используя магн. анализ, можно, т. о., экспериментально выделить M с любыми значениями спиральности.

Взаимодействия мюонов

Мюоновое число. M обладают универсальным электрослабым взаимодействием и вместе с мюонным нейтрино составляют «второе поколение» лептонов ($\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}$)

[вряду с первым ($\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$) и третьим ($\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$)]. Лептоны, входящие в разл. поколения, отличаются лептонными числами (электронным, мюонным, τ -лептонным), сохраняющимися с высокой степенью точности (хотя в не-

к-рых теоретич. моделях и предсказывается возможность их нарушения). О сохранении мюонного числа свидетельствует, напр., отсутствие на опыте процессов $\mu^\pm \rightarrow e^\pm \gamma$ и $\mu^\pm \rightarrow e^\pm e^+ e^-$ (на уровне, меньшем соответственно $5 \cdot 10^{-11}$ и $2,4 \cdot 10^{-12}$ от вероятности всех др. распадов M), а также отсутствие процессов $\mu^- A_Z \rightarrow e^- A_Z$ и $\mu^- A_Z \rightarrow e^+ A_{Z-1}$ для ряда ядер с зарядом Z (в единицах элементарного заряда e) и массовым числом A (на уровне, меньшем соответственно $6 \cdot 10^{-12}$ и $3 \cdot 10^{-10}$), к-рые могли бы происходить в случае несохранения мюонного числа.

Отсутствие аномальных взаимодействий. Экспериментально не обнаружено наличие у M к.-л. аномальных (отличных от универсальных электрослабого) взаимодействий. Одним из сильных (косвенных) эксперим. ограничений на отсутствие аномальных взаимодействий M является измерение с очень высокой точностью его магн. момента:

$$\mu_\mu = 1,001165924(9) \frac{e\hbar}{2m_\mu c}$$

Полученное значение согласуется с предсказаниями квантовой электродинамики и указывает, что размер M меньше 10^{-16} см (см. Аномальный магнитный момент). Поиск аномальных взаимодействий M активно проводился в связи с теоретич. попытками объяснить за счёт таких взаимодействий большое различие масс M и электрона при универсальности их слабых и эл.-магн. взаимодействий (т. н. проблема μ - e -универсальности). После открытия новых поколений фермионов (τ -лептона и тяжёлых кварков) указанная проблема переросла в общую проблему поиска механизма, обуславливающего возникновение масс лептонов и кварков. В теоретич. моделях, согласно к-рым массы лептонов и кварков возникают благодаря взаимодействию с Хиггса бозонами, различие в массах связывается с неуниверсальностью этого взаимодействия.

Взаимодействие мюонов с нейтральными токами. Универсальный характер электрослабого взаимодействия M и др. лептонов с нейтральными токами подтверждается прямыми экспериментами по распадам Z^0 -бозона, $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, e^+e^- , и косвенными измерениями нарушения зеркальной и зарядовой симметрии в процессах $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ на встречных электрон-позитронных пучках, а также в рассеянии поляризованных μ^\pm на ядрах (в этих процессах происходит интерференция эл.-магн. взаимодействия и слабого взаимодействия, обусловленного обменом Z^0 -бозоном).

Взаимодействие мюонов с заряженными токами. μ^- р а с п а д. Распад M происходит благодаря слабо-му взаимодействию токов ($\nu_\mu\mu$) и ($\nu_e e$):

$$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu, \quad \mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_e \quad (1)$$

Тип нейтрино, испускаемых в распаде M , определяется законом сохранения лептонных чисел M и электронов. Он подтверждается прямыми нейтринными экспериментами. Так, в экспериментах с мюонными нейтрино высоких энергий наблюдался обратный μ -распад, идущий по схеме $\nu_e e^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_e$ на электронах вещества (порог этой реакции в лаб. системе ок. 10 ГэВ), и не наблюдалось рождения M в пучке мюонных антинейтрино. (Последняя реакция должна была бы происходить, если бы в распаде μ^- хотя бы частично испускалось мюонное антинейтрино, напр. происходила бы реакция $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \bar{\nu}_\mu$.) С др. стороны, как показывает эксперимент на мезонной фабрике, нейтрино от распада μ^+ , останавливающиеся в веществе, рождают в детекторе электроны (в результате реакции $\nu_e A_Z \rightarrow e^+ A_{Z+1}$) и не рождают позитронов (к-рые могли бы возникать от реакции $\nu_e A_Z \rightarrow e^+ A_{Z-1}$). Тем самым доказывается, что в распаде μ^+ возникает электронное нейтрино ν_e (и не рождается антинейтрино $\bar{\nu}_e$). Одновременно получают также эксперим. ограничения сверху на вероятность переходов $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ и $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Дос-