

магн. поле (или в локальных магн. полях в веществе), образования мюония, его хим. реакций в веществе и т. д. На этой основе создан оригинальный метод изучения вещества и кинетич. явлений (т. н. μSR -метод), существенно дополняющий такие классич. методы, как ЯМР, ЭПР, нейтронография.

Согласно $(V-A)$ теории, электроны (позитроны) от распадов M . должны обладать продольной поляризацией $P_{e^+} = -P_{e^-} = v/c \approx 1$ [v — скорость e^- (e^+)]. Этот факт подтвержден экспериментально (с точностью $\sim 6\%$). Проводились поиски поперечной поляризации $e^+(e^-)$ в распаде M . Наличие такой поляризации свидетельствовало бы о примеси др. вариантов слабого взаимодействия, отличных от $(V-A)$. При этом обнаружение поляризации $e^+(e^-)$, перпендикулярной плоскости, в к-рой лежат спин M . и импульс $e^+(e^-)$, явилось бы доказательством нарушения T -инвариантности (см. *Обращение времени*). Эксперимент показывает отсутствие такой поляризации, устанавливая для неё верхний предел на уровне $\sim 2\%$.

μ^- захват. Захват μ^- ядрами вещества является процессом, к-рой совместно с μ -распадом определяет «время жизни» отрицательно заряженных M . в веществе. Попадая в конденсиров. вещество, μ^- за времена порядка 10^{-9} с тормозится до скоростей атомных электронов и захватываются ядрами на возбуждённые орбиты μ -мезоатомов (см. *Мюонный атом*). Далее путём серии каскадных переходов за времена меньше 10^{-11} с переходит на K -орбиту мезоатома. (В процессе этих переходов происходит за счёт спин-орбитального взаимодействия деполаризация первоначально поляризованных μ^- , так что на K -орбите мезоатома поляризация μ^- не превышает 15—20%.) Ядерный захват μ^- происходит с K -орбиты мезоатома благодаря слабому взаимодействию, приводящему к реакции



на одном из протонов ядра. При этом процесс захвата μ^- ядром может существенно отличаться от μ -захвата свободным протоном (6) и требует рассмотрения коллективных возбуждений образующегося ядра. Реакции (6) соответствует элементарное слабое взаимодействие заряж. токов: лептонного ($\mu\nu_{\mu}$) и кваркового (ud), приводящее к превращению кварков внутри нуклонов:



Вероятность μ -захвата лёгкими ядрами пропорциональна Z^4 и при $Z \approx 6$ сравнивается с вероятностью μ -распада. Такая закономерность обусловлена тем, что вероятность μ -захвата пропорциональна числу протонов в ядре (Z) и значению квадрата модуля волновой ф-ции M ., находящегося на K -орбите, в точке нахождения ядра: $|\psi(0)| = Z^3/\pi a_{\mu}^3$ (где $a_{\mu} = \hbar^2/m_{\mu}e^2 = 2,5 \cdot 10^{-11}$ см — боровский радиус для M .). Указанное расстояние предполагает, что радиус K -орбиты мезоатома больше размеров ядра. Оно не применимо для $Z \geq 30$, когда радиус K -орбиты a_{μ}/Z становится сравнимым с радиусом ядра. Для этих значений Z вероятность μ -захвата слабо зависит от Z . Время жизни μ^- в соответствующих веществах определяется в осн. вероятностью μ -захвата и составляет $\sim 10^{-7}$ с.

M . на K -орбите мезоатома, ядро к-рого обладает отличным от нуля спином, может находиться в разл. состояниях сверхтонкой структуры, отвечающих разл. ориентации спина M . и ядра. Благодаря спиновой зависимости универсального слабого $(V-A)$ взаимодействия вероятность μ -захвата из разных состояний сверхтонкой структуры может сильно различаться. Так, для мезоатома водорода при вероятности захвата из нижнего, синглетного состояния сверхтонкой структуры (отвечающего полному спину $F=0$) составляет $\Lambda_0(\rho_{\mu}) \approx 660$ с $^{-1}$, в то время как вероятность захвата из триплетного состояния ($F=1$) $\Lambda_1(\rho_{\mu}) \approx 12$ с $^{-1}$. Изменяя экспериментально вероятности μ -захвата из разл. состояний сверхтонкой структуры, можно по-

лучить ценные сведения о *формфакторах* слабого взаимодействия. В частности, μ -захват предоставляет уникальную возможность измерения константы т. н. индуциров. псевдоскаляра (g_p), величина к-рой предсказывается теорией частично сохраняющегося аксиального тока (см. *Аксиального тока частичное сохранение*). Полученные данные хорошо согласуются с теоретич. предсказаниями. Наиб. важные сведения (с точки зрения возможности их теоретич. интерпретации) получаются из экспериментов по μ -захвату простейшими ядрами: протоном, дейтроном, He^3 . Вместе с тем аксперим. изучение процесса μ -захвата сложными ядрами даёт, напр., возможность выяснить важный вопрос о перенормировке константы g_p в ядерной материи. Следует отметить, что захвату M . в водороде и дейтерии предшествует стадия разнообразных мезомолекулярных процессов (переход в ниж. состояние сверхтонкой структуры, образование мезомолекул), увеличивающих в неск. раз вероятность μ -захвата в этих веществах.

Элементарное слабое взаимодействие заряж. токов ($\mu\nu_{\mu}$) и (ud), ведущее к μ -захвату, подробно изучено в нейтринных реакциях на водороде, дейтерии и сложных ядрах. Эти реакции сводятся к элементарным процессам $\nu_{\mu} + d \rightarrow u + \mu^-$, $\bar{\nu}_{\mu} + u \rightarrow d + \mu^+$, $\bar{\nu}_{\mu} + d \rightarrow \bar{u} + \mu^+$ и используются для определения *структурных функций* кварков и антикварков.

Слабое взаимодействие мюонов с t -лептоном и тяжёлыми кварками. Помимо слабого взаимодействия заряж. тока ($\mu\nu_{\mu}$) с токами ($e\nu_e$) и (ud) экспериментально изучены также процессы, вызываемые взаимодействием тока ($\mu\nu_{\mu}$) с кварковыми токами (us), (cs), (cd) и (cb) [полулептонные (в ряде случаев — чисто лептонные) распады странных очарованных и красивых (прелестных) частиц, нейтринные реакции с искусственным M . и рождением странных и очарованных частиц]. Взаимодействие токов ($\mu\nu_{\mu}$) и ($\tau\nu_{\tau}$) проявляется в распадах t -лептона $\tau^- \rightarrow \nu_{\mu}\mu^- \bar{\nu}_{\mu}$, $\tau^+ \rightarrow \bar{\nu}_{\mu}\mu^+ \nu_{\mu}$ и согласуется с теорией электрослабого взаимодействия.

Проникающая способность мюонов

M . высокой энергии тормозятся в веществе за счёт эл.-магн. взаимодействия с электронами и ядрами вещества. До энергий 10^{11} — 10^{12} эВ M . теряет энергию в осн. на ионизацию атомов среды [прибл. $2M\text{эВ}/(\text{г}/\text{см}^2)$ вещества, напр. $\sim 1,5$ ГэВ на 1/м пути, проходящего в железе]. Ср. пробег M . в этой области растёт пропорционально их энергии, а их угл. отклонение определяется многократным кулоновским рассеянием на ядрах вещества. Т. к. $m_{\mu} \gg m_e$, вероятность потери энергии M . в результате тормозного излучения или рождения пар e^+e^- значительно меньше, чем для электронов (указанные процессы, а также расщепление атомных ядер начинают играть доминирующую роль при энергиях M . выше 10^{12} эВ, ограничивая дальнейший линейный рост длины пробега M . в веществе с увеличением энергии). Эти факторы вместе с отсутствием у M . сильного взаимодействия обуславливают высокую проникающую способность M . как по сравнению с адронами, так и по сравнению с электронами и γ -квантами. В результате M . космич. лучей не только легко проникают через атмосферу Земли, но и углубляются в грунт на значит. расстояния (в зависимости от их энергии). В подземных экспериментах M . космических лучей с энергией больше 10^{12} эВ регистрируются на глубине неск. км.

Большая проникающая способность при высоких энергиях позволяет легко выделять M . экспериментально среди др. заряж. частиц по их способности проходить через толстые (в неск. м) фильтры (напр., из железа). Таким способом изучались каналы распадов $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, $\gamma/\phi \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e \rightarrow \mu^+\mu^-$ и др.

Лит.: Muon physics, ed. by V. W. Hughes, C. S. Wu, v. 1—3, N. Y.—La. O. J., 1975; Вайсенберг А. О., Мю-мезон, М., 1964; Балашов В. В., Коренман Г. Я., Эрам-