

или $\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Двухплечевые М. с. регистрируют события только в узком кинематич. диапазоне (напр., регистрируется только $J/\psi \rightarrow e^+ e^-$ или только $\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$, почти покоящиеся в системе центра масс). Они непригодны для анализа сложных многочастичных процессов.

Спектрометры недостающей массы применяются при исследовании короткоживущих т. н. резонансных частиц (см. Резонансы). Напр., если происходит реакция $\pi^- p \rightarrow X^- p$ (X^- — все вторичные частицы), то, измеряя импульс и угол вылета протона отдачи p с

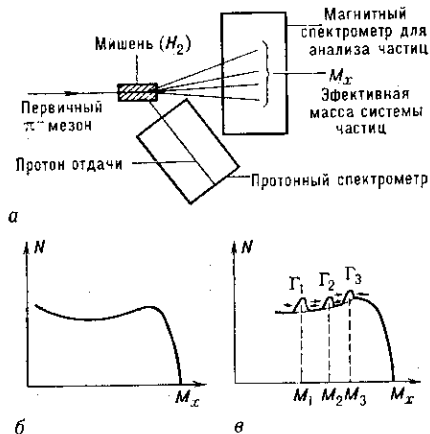


Рис. 3. Принцип действия спектрометра недостающих масс; сверху: схема спектрометра (а), внизу: спектры недостающих масс — гладкий (б) и с максимумами (в).

помощью протонного спектрометра (рис. 3,а), можно определить эффективную массу M_x системы X^- (т. н. недостающую массу). Если в реакции всегда образуется неск. независимых вторичных частиц, спектр недостающих масс гладкий (рис. 3,б). Однако если реакция идёт в 2 этапа — вначале совместно с протоном отдачи образуются мезонные резонансы, а затем резонансы распадаются на вторичные частицы, то спектр недостающих масс содержит максимумы, свидетельствующие о существовании резонансов (рис. 3,в). Спектрометры недостающей массы обычно дополняют какие-то др. приборы, напр. широкоапертурные М. с. В этом случае происходит как бы двойной отбор событий: с помощью спектрометра недостающих масс восстанавливается процесс образования состояния X^- , а распад этого резонанса регистрируется и изучается в широкоапертурном М. с.

Железные М. с. Для измерения импульса и идентификации мюонов высоких энергий, к-рые могут без поглощения проходить значит. толщины вещества, применяются большие спектрометры из намагниченных слоёв Fe. Точность измерения импульса в железном спектрометре растёт при увеличении отклонения в магн. поле и ограничивается многократным рассеянием в Fe. Т. к. угол отклонения линейно растёт с длиной траектории L , а угол многократного рассеяния пропорционален \sqrt{L} , то с увеличением длины железного М. с. точность измерений импульса растёт. Железные М. с. часто применяются в качестве мюонных детекторов в нейтринных опытах. Иногда железный М. с. объединяет функции и спектрометра, и мишени.

М. с. для экспериментов со встречными пучками включают в себя сверхпроводящие соленоиды или большие магниты, окружающие область, где взаимодействуют 2 сталкивающихся пучка частиц. Такие магн. системы перекрывают угол, близкий к 4π . Встречные пучки проходят по оси установки, а многочисл.

регистрирующие приборы располагаются концентрически как внутри самого М. с., так и вне его.

Лит.: Методы измерений основных величин ядерной физики, под ред. К. Л. Люк Юан и Ву Цзянь-сюн, пер. с англ., М., 1964; Элементарные частицы, в. 2, М., 1978; в. 2, М., 1980; в. 1, М., 1981; в. 1, М., 1984 [материалы школ физики ИТЭФ].

Л. Г. Ландсберг.

МАГНИТНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД — фазовый переход, при к-ром изменяется магн. фаза, т. е. макроскопич. состояние всей или части магн. подсистемы твёрдого тела (см. Магнетизм). Магн. фазы характеризуются параметрами магнитного упорядочения, по их изменению идентифицируются фазовые переходы. М. ф. п. могут быть обусловлены изменением только темп-ры T (спонтанные М. ф. п.), давления P или внеш. магн. поля H (индуцированные М. ф. п.), концентраций магн. ионов x (концентрационные М. ф. п.) и др. термодинамич. параметров. Различают М. ф. п. 1-го рода (когда параметр магн. упорядочения изменяется скачком) и М. ф. п. 2-го рода (с плавным изменением параметров упорядочения).

Типичными примерами М. ф. п. могут служить: температурные переходы ферромагнитной (ФМ) фазы в парамагнитную (ПМ) в Кюри точке; антиферромагнитной (АФМ) фазы в парамагнитную в Нееля точке; индуцированные внеш. магн. полем переходы от АФМ-фазы к спин-флоп-фазе (см. Ориентационные фазовые переходы) и далее к ПМ-фазе; концентрац. переходы ФМ-фазы в фазу спиновой стекла (СС) и т. п. Магн. фазы иногда сосуществуют с др. упорядоченными фазами, так что М. ф. п. могут сопровождаться структурными, сверхпроводящими, сегнетоэлектрическими и др. фазовыми переходами (см., напр., Магнитные сверхпроводники).

Магнитные фазы и параметры упорядочения. Магн. свойства вещества на микроскопич. уровне описываются распределением магн. момента m_i по узлам решётки кристалла или его непрерывным распределением $m(r)$. Локальным параметром упорядочения служит квантостатистич. величина $\langle m_i \rangle$; набор величин $\langle m_i \rangle$, в пределе при $T \rightarrow 0$ переходящих в m_i , для всех узлов в регулярных (с дальним порядком) магн. фазах — ФМ, АФМ и др. (или вероятностей их распределения в нерегулярных магн. фазах — СС и др.) полностью характеризуют эти фазы. Для описания магн. состояния регулярной фазы достаточно одного или неск. глобальных параметров дальнего упорядочения. К их числу относится, напр., намагниченность $m = M/N$ в расчёте на узел, где $M = \sum_i \langle m_i \rangle$ —

термодинамич. величина, называемая результирующей намагниченностью (суммирование идёт по всем N эквивалентным магн. ионам). Соответственно, при наличии двух или более магнитных подрешёток A, B, \dots глобальными параметрами упорядочения служат уд. намагниченности m_A, m_B, \dots или их проекции на кристаллографич. оси; в АФМ-фазе используются также параметры $m = m_A + m_B$ и $l = m_A - m_B$.

Конкретный вид распределения $\langle m_i \rangle$ определяется минимизацией квантовомеханич. ср. энергии магнетика в осн. состоянии при $T=0$ (или свободной энергии при $T \neq 0$) с учётом взаимодействия с внеш. магн. полем, дополнит. условия нормировки $|\langle m_i \rangle| = \text{const}$ и требований магнитной симметрии магнетика. Влияние размеров и формы реальных образцов с доменной структурой, а также магн. диполь-дипольного взаимодействия в них проявляется в том, что на поверхности образца возникает размагничивающее поле и изменяются условия устойчивости фаз.

Простейшая (полностью неупорядоченная) магн. фаза наз. парамагнитной и характеризуется тем, что магн. моменты во всех узлах испытывают тепловые флуктуации, так что в отсутствие внеш. магн. поля ($H=0$) все $\langle m_i \rangle = 0$. В ПМ-фазе полностью отсутствует спонтанный дальний магн. порядок, т. е. $m = 0$