а также такие величины, как массы частиц, при масштабном преобразовании не меняются.

М. и. (иногда наз. также подобием или автомодельностью по аналогии с теорией фазовых переходов 2-го рода и гидродинамикой) обладает ряд ур-ний физ. теорий. Это происходит в тех случаях, когда в решение ур-ний не входят массы или другие размерные параметры, не меняющиеся при масштабном преобразовании. В классич. физике важным примером являются *Максвелла уравнения*, к-рые обладают М. и. для любых расстояний и промежутков времени. *Клейна — Гордона уравнение* и *Дирака уравнение* масштабно инвариантны для расстояний, малых по сравнению с *комптоновской длиной волны* соответствующих частиц, и промежутков времени, малых по сравнению с этой длиной, делённой на скорость света. Для расстояний, сравнимых с комптоновской длиной волны (и соответствующих промежутков времени), М. и. нарушается из-за наличия масс частиц. О такой ситуации говорят как о нарушенной М. и.

В физике элементарных частиц нарушенная М.и. обнаружена в поведении *структурных функций*, описывающих эксперименты по *глубоко неупругим процессам* рассеяния лептонов на адронах при высокой энергии. Для глубоко неупругого электрон-протонного рассеяния $e + p \rightarrow e + X$ (где X обозначает совокупность адронов в конечном состоянии) при произвольных значениях энергии налетающего электрона следует ожидать зависимости структурных ф-ций по отдельности от двух имеющихся в задаче кинематич. переменных: q^2 — квадрата 4-импульса q, переданного от электрона к протону, и $M_x^2c^2 = (q + p)^2$ — квадрата энергии образующейся адронной системы X в системе её центра инерции; здесь p — 4-импульс нач. протона. Однако на ускорителе СЛАК в 1968 было впервые обнаружено, что при больших отрицат. значениях $q^2[-q^2 > 1$ (ГэВ/$c)^2]$ структурные ф-ции зависят только от одного безразмерного отношения $-q^2/M_x^2c^2$, а не от q^2 и M_x^2 по отдельности. Такое поведение структурных ф-ций было теоретич. предсказано также в 1968 Дж. Бьёркеном (J. Bjorken) (скейлинг Бьёркена). Скейлинг Бьёркена нашёл естеств. объяснение в рамках партонной модели адронов (см. *Партоны*).

Аналогично глубоко неупругим процессам М. и. наблюдается и в адрон-адронных столкновениях при высоких энергиях. Так, для адронных *инклюзивных процессов* распределения по продольному импульсу оказываются ф-циями только от безразмерного отношения $x = p_L/P$ (здесь $p_L > 1$ ГэВ/c — проекция импульса вторичной частицы в системе центра инерции на ось соударения, а P — импульс налетающей частицы в той же системе) и не зависят явным образом от энергии [т. н. скейлинг Фейнмана (R. Feynman, 1969)]. Раннее эксперим. указание на такое поведение инклюзивных процессов было получено в космич. лучах и впервые надёжно установлено на ускорителе ИФВЭ (Серпухов, 1968). Скейлинг Фейнмана объясняется на основе партонной модели.

От энергии сталкивающихся частиц оказывается практически не зависящим также распределение по числу частиц, образующихся в *множественном процессе*. В этом случае вероятность рождения n частиц пропорциональна ф-ции лишь от отношения $n/\langle n\rangle$, где $\langle n\rangle$ — ср. *множественность* при данной энергии. Такое свойство подобия получило назв. скейлинга KNO [Кобы — Нильсена — Олесена (Z. Koba, H. B. Nielsen, P. Olesen), 1972]. В отличие от скейлингов Бьёркена и Фейнмана, наблюдающийся в опыте KNO-скейлинг не имеет общепризнанного теоретич. объяснения.

М. и. может быть использована для предсказания поведения формфакторов адронов при больших переданных импульсах и определения *структурных функций* (см. *Кваркового счёта правила*).

В связи с попытками объяснить в рамках квантовой теории поля (КТП) скейлинг Бьёркена с нач. 1970-х гг. обсуждалась возможность того, что *Дайсона уравнения* в КТП допускают масштабно-инвариантное решение. Для перенормируемой КТП этот вопрос оказывается связанным с поведением *эффективного заряда* при $-q^2 \rightarrow \infty$, к-рое определяется видом т. н. ф-ции Гелл-Мана — Лоу (см. *Ренормализационная группа*). Для М. и. необходимо, чтобы эта ф-ция обращалась в нуль при нек-ром значении эфф. заряда. В этом случае при достаточно больших значениях $-q^2$ эфф. заряд совпадает с положением нуля и ур-ния ренормализац. группы для вершинных частей обладают масштабно-инвариантными решениями, вообще говоря, с нек-рой *аномальной размерностью*. Такая ситуация реализуется также в теории *фазовых переходов* 2-го рода (с той, однако, разницей, что эта задача определена в трёхмерном пространстве, а не в четырёхмерном пространстве-времени и рассматривается ИК-, а не УФ-предел) [см. ниже].

Примеры М. и. с нетривиальными аномальными размерностями имеются в двумерном пространстве-времени (см. *Двумерные модели* КТП). Для перенормируемой КТП оказывается, что масштабно-инвариантные решения с необходимостью обладают инвариантностью относительно более общего конформного преобразования, что даёт возможность использовать для их нахождения методы конформной КТП (см. *Конформная инвариантность* в КТП).

В *квантовой хромодинамике* (КХД) *асимптотическая свобода* приводит к тому, что ф-ция Гелл-Мана — Лоу обращается в нуль при нулевом значении эфф. заряда. В этом случае ур-ния ренормализац. группы дают для структурных ф-ций решение, к-рое является ф-цией не только от отношения $-q_x^2/M_x^2c^2$, но также слабо (логарифмически) зависит непосредственно от $-q^2$. Скейлинг Бьёркена справедлив в КХД с той точностью, с какой этой дополнит. зависимостью от $-q^2$ можно пренебречь. Такое нарушение скейлинга Бьёркена должно наблюдаться в экспериментах по изучению неупругих процессов в достаточно широком диапазоне изменения $-q^2$.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984, гл. 9; Carruthers P., Broken scale invariance in particle physics, «Phys. Repts», 1971, v. 1 C, p. 1; Никитин Ю. П., Розенталь И. Л., Теория множественных процессов, М., 1976; Джекив Р., Приближенная масштабная инвариантность, в кн.: Трейман С., Джекив Р., Гросс Д., Лекции по алгебре токов, пер. с англ., М., 1977, гл. 7. *Ю. М. Макеенко.*

Масштабная инвариантность в теории фазовых переходов 2-го рода. Эти переходы разбиваются на неск. классов эквивалентности, причём в рамках одного класса особенности термодинамич. величин в совершенно разл. системах описываются одними и теми же степенными законами. Так, напр., изотропные ферромагнетики, антиферромагнетики и сегнетоэлектрики попадают в один класс эквивалентности, а *критические точки* жидкость — пар, двухкомпонентные растворы, изинговский ферромагнетик — в другой.

При фазовом переходе 2-го рода происходит *спонтанное нарушение симметрии* — в низкотемпературной фазе оказывается отличным от нуля т. н. *параметр порядка* (вектор намагниченности в ферромагнетиках, вектор поляризации в сегнетоэлектриках и т. п.). При темп-рах, близких к точке фазового перехода T_c, параметр порядка сильно флуктуирует, причём характерный размер флуктуации (корреляц. радиус r_c) неограниченно растёт по мере приближения к T_c.

С матем. точки зрения задача описания критич. флуктуаций сводится к вычислению *корреляционных функций* типа $\langle\varphi_i(x_1)\ldots\varphi_j(x_n)\rangle$, ($\varphi_i(x)$ — компонента параметра порядка, $i = 1, \ldots, n$). В точке фазового перехода r_c бесконечен, а следовательно, отсутствует естеств. единица длины. Подобное изменение всех расстояний (масштабное преобразование) в отсутствие характерного размера не может изменить состояния системы,