

туйрующих величин A_i . Задача теории — вычисление корреляционных функций величин $A_i(x)$, через к-рые выражаются аномальные вклады в термодинамич. величины. Центральным для флуктуац. теории является представление о масштабной инвариантности (т. н. скейлинге) флуктуаций в точке Ф. п. Масштабная инвариантность означает отсутствие в системе к.-л. характерного пространства, масштаба, превышающего масштаб постоянной решётки; иначе говоря, на всех пространствах, масштабах флуктуации ведут себя подобным образом. Это означает, что подобное изменение всех расстояний $|x_i - x_j|$, бóльших по сравнению с постоянной решётки и входящих в к.-л. корреляц. функцию $K(x_1, x_2, \dots, x_n) = \langle A_1(x_1)A_2(x_2)\dots A_n(x_n) \rangle$, сводится к изменению единицы длины, причём одновременно изменяются и единицы измерения полей $A_i(x)$. Каждая величина $A_i(x)$ характеризуется своим размерным показателем (индексом) Δ_i в преобразовании подобия: $A_i(\lambda x) \rightarrow \lambda^{-\Delta_i} A_i(x)$.

Это соотношение является матем. выражением гипотезы подобия (масштабной инвариантности) флуктуаций в точке Ф. п. 2-го рода. Подчёркнём, что размерные показатели Δ_i не совпадают с обычными физ. размерностями величин A_i , поскольку в их определение входят размерные микроскопич. параметры, не влияющие на свойства аномальных флуктуаций и не меняющиеся при масштабных преобразованиях.

Масштабная инвариантность позволяет определить вид парных корреляц. ф-ций с точностью до констант:

$$\langle A(x)B(x') \rangle = Z_{AB} |x - x'|^{-\Delta_A + \Delta_B}.$$

В окрестности Ф. п. 2-го рода флуктуации характеризуются единств. размерным параметром — радиусом корреляции R_c . Все термодинамич. величины, характеризующие Ф. п. 2-го рода (точнее, их аномальные части), оказываются степенными ф-циями R_c . Из соотношений подобия можно найти общий вид корреляц. ф-ций вблизи T_c :

$$\langle A(x)B(x') \rangle = |x - x'|^{-\Delta_A + \Delta_B} g(|x - x'|/R_c).$$

Фурье-компоненты этих ф-ций определяют структурные факторы аномального рассеяния вблизи T_c (напр., рассеяния света вблизи критич. точки или рассеяния нейтронов в ферромагнетиках):

$$S(q) \sim q^{-2} f(qR_c). \quad (*)$$

Здесь q — волновой вектор рассеяния, $f(x)$ — безразмерная ф-ция с асимптотиками $f(x \rightarrow \infty) \rightarrow \text{const}$, $f(x \rightarrow 0) \sim x^{2-\eta}$, η — критич. показатель. Соотношение (*) даёт возможность единым образом представить эксперим. данные, относящиеся к разл. интервалам q и R_c . Экспериментально соотношения (*) хорошо выполняются в самых разл. Ф. п. 2-го рода, что подтверждает гипотезу масштабной инвариантности.

Коллич. вычисления КП и обоснование картины скейлинга связаны с применением методов ренормализационной группы и эpsilon-разложения. Метод ренормгруппы состоит в последовательном усреднении по всевозможным флуктуациям с пространств. масштабами, меньшими нек-рой l , при фиксир. крупномасштабных конфигурациях. Изменяя затем единицы измерения длин (и соответствующим образом единицы флуктуирующих полей), возвращаемся к системе с теми же линейными размерами, но несколько изменённым функционалом свободной энергии. Такое преобразование наз. преобразованием ренормировки. Условие неизменности функционала свободной энергии при последовательном проведении ренормировки и увеличении масштаба l до бесконечности определяет точку Ф. п. 2-го рода. Именно существование такой неподвижной точки в пространстве возможных функционалов, отвечающих Ф. п. 2-го рода с заданным типом нарушения симметрии, подтверждает гипотезу масштабной инвариантности. КП вычисляются с помощью линеаризации ур-ний ренормгруппы вблизи неподвижной точки. Вычисление КП для Ф. п. 2-го рода в трёхмерных системах проводится обычно с помощью формального рассматривания систем размерности $4 - \epsilon$, где $\epsilon \ll 1$ (т. н. epsilon-разложение)

с последующим продолжением до $\epsilon = 1$. Найдённые таким способом КП находятся в хорошем согласии с эксперим. данными. Для Ф. п. 2-го рода в двумерных системах часто удаётся найти точные значения КП (см. Двумерные решёточные модели).

Необычные Ф. п. В ряде двумерных систем Ф. п. 2-го рода не связан с появлением микроскопич. параметра порядка, но приводит к качеств. изменению свойств системы. Это относится, в частности, к переходам в сверхтекучее и сверхпроводящее состояния в тонких плёнках, где появляется ненулевая сверхтекучая плотность в отсутствие бозе-конденсата. Отсутствует микроскопич. параметр порядка связано в этих случаях с аномально сильными флуктуациями в упорядоченной фазе (см. также ст. Топологический фазовый переход).

Особый класс Ф. п. 2-го рода представляют собой Ф. п. в неупорядоченных системах (напр., в спиновых стёклах). С точки зрения микроскопич. симметрии фаза спинового стекла неотличима от соответств. высокотемпературной (парамагн.) фазы. Физ. отличие этих фаз связано с появлением в фазе спинового стекла неубывающих во времени автокорреляц. ф-ций локализованных магн. моментов

$$S_i(\lim_{t \rightarrow \infty} \langle S_i(0)S_i(t) \rangle \neq 0)$$

при нулевом полном моменте системы. Для Ф. п. в состоянии спинового стекла характерно отсутствие наблюдаемых аномалий теплоёмкости и резкий рост времени магн. релаксации. Последовательное теоретич. описание таких Ф. п. отсутствует.

Различие между Ф. п. 1-го рода и 2-го рода является несколько условным, т. к. нередко наблюдаются Ф. п. 1-го рода с малой теплотой перехода и сильными флуктуациями, характерными для Ф. п. 2-го рода. К ним относятся большинство Ф. п. между разл. мезофазами жидких кристаллов, нек-рые структурные Ф. п., а также многие Ф. п. в антиферромагн. состоянии со сложной магн. структурой. В последнем случае, как и в нек-рых других, существование Ф. п. 1-го рода связано с сильным взаимодействием флуктуаций; по теории Ландау эти переходы должны быть Ф. п. 2-го рода. Существуют также примеры противоположного типа: по теории Ландау все фазовые переходы плавления должны быть Ф. п. 1-го рода, однако в ряде двумерных систем с сильно развитыми флуктуациями эти переходы оказываются Ф. п. 2-го рода.

В ряде случаев движение вдоль кривой Ф. п. 1-го рода при изменении внеш. параметров приводит к уменьшению теплоты перехода и скачка уд. объёма вплоть до полного их исчезновения, после чего Ф. п. между теми же фазами происходит как Ф. п. 2-го рода. Соответствующая точка на кривой перехода наз. *трикритической точкой*, она характеризуется резкой аномалией теплоёмкости в упорядоченной фазе: $C \sim (T_c - T)^{-1/2}$. Вблизи трикритич. точки флуктуации столь же сильны, как вблизи любой точки Ф. п. 2-го рода, однако их взаимодействие между собой аномально слабое. Это позволяет применять для описания трикритич. точки теорию самосогласованного поля (см. также ст. Поли-критическая точка).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Ма Ш., Современная теория критических явлений, пер. с англ., М., 1980.

М. В. Фейгельман.
ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ПОРЯДОК — БЕСПОРЯДОК, см. Структурные фазовые переходы.

ФАЗОВЫЙ СИНХРОНИЗМ (волновой синхронизм) при нелинейном взаимодействии волн — условие наиб. эффективного энергообмена между собственной и вынуждающей волнами среды, имеющими одинаковые частоты. Напр., в нелинейной оптике вынуждающей волной может быть волна нелинейной поляризации. Условие Ф. с. выражается равенством волнового вектора k собствен. волны среды волновому вектору k_s вынуждающей волны ($k = k_s$). Разность волновых векторов $\Delta k = k - k_s$ наз. фазовой (волновой) расстройкой. Нелинейное взаимодействие волн, происходящее при наличии Ф. с. ($\Delta k = 0$), принято называть синхронными (см. Синхронизм).