

симметрии системы, является интенсивность намагничивания M). Величина эта входит в число параметров, определяющих состояние системы.

В отличие от фазовых переходов I рода, при которых симметрия в точке перехода исчезает скачком (плавление кристаллического тела), при фазовых переходах II рода наблюдается непрерывное изменение симметрии без скачкообразного ее изменения. Это обстоятельство позволяет считать, что состояние системы при фазовом переходе II рода также претерпевает непрерывное изменение.

Непрерывность изменения состояния при фазовых переходах II рода математически выражается в том, что вблизи точки перехода величина η , характеризующая симметрию, принимает сколь угодно малые значения. Поэтому в окрестности точки перехода можно разложить характеристическую функцию (пусть это будет изобарно-изотермический потенциал Φ) в ряд по степеням η :

$$\Phi(p, T, \eta) = \Phi_0 + \alpha\eta + \beta\eta^2 + \gamma\eta^3 + \dots \quad (39.2)$$

В условиях равновесия (равновесного перехода) в точке перехода характеристическая функция имеет минимальное значение. Поэтому

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \eta} = 0; \quad \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta^2} > 0. \quad (39.3)$$

Итак, схема исследования фазовых переходов II рода рассматриваемым методом такова:

для данного физического явления, представляющего собой фазовый переход II рода, устанавливается физическая величина, характеризующая симметрию (параметр η). Характеристическая функция разлагается в ряд по степени величины η . Вычисляются первая и вторая производные по параметру η . Путем анализа этих производных устанавливаются характеристики рассматриваемого перехода II рода.

§ 40. Переход металла из нормального в сверхпроводящее состояние

Рассмотрим явление перехода металла из нормального в сверхпроводящее состояние, пользуясь методом Семенченко.

Опыт показывает, что если металл охлаждается ниже точки перехода его в сверхпроводящее состояние, то магнитное поле, в котором находится металл, не проникает внутрь него. Можно сказать, что магнитная индукция внутри проводника, приведенного в сверхпроводящее состояние, равна нулю. Говорят, что линии магнитной индукции выталкиваются из металла, находящегося в сверхпроводящем состоянии.

Это обстоятельство позволяет считать, что магнитная проницаемость проводника (μ) в сверхпроводящем состоянии равна нулю

$$\mu = 0. \quad (40.1)$$

Если привлечь известную из электродинамики связь между магнитной проницаемостью (μ) и магнитной восприимчивостью (χ)

$$\mu = 1 + 4\pi\chi,$$

то, учитывая (40.1), получаем

$$\chi = -\frac{1}{4\pi}, \quad (40.2)$$

т. е. проводник в сверхпроводящем состоянии ведет себя как диамагнетик ($\chi < 0$).

С точки зрения термодинамики мы имеем дело с системой, обладающей двумя степенями свободы: тепловой и магнитной. Поэтому

$$\begin{aligned} x_1 &= S; & P_1 &= T; \\ x_2 &= M; & P_2 &= H, \end{aligned}$$

где M — магнитный момент металла и H — напряженность поля, причем $M = \chi H$.

Если привлечь для решения вопроса о скачке теплоемкости в точке перехода положения метода Семенченко, то мы должны принять, что в точке перехода

$$\Delta S = 0; \quad \Delta M = 0. \quad (40.3)$$

Для определения скачка теплоемкости воспользуемся уравнением (38.6), заменив в нем величину v — координату, соответствующую механической степени свободы, координатой M , отнесенной к единице массы металла, и потенциал p потенциалом H .

Произведя замену указанных величин, получаем

$$\Delta c_H = -T \frac{\left[\Delta \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_H \right]^2}{\Delta \left(\frac{\partial M}{\partial H} \right)_T}, \quad (40.4)$$

где индекс H означает, что рассматривается теплоемкость при постоянной напряженности магнитного поля.

В совокупности с зависимостями (40.1) — (40.3) уравнение (40.4) определяет скачок теплоемкости c_H при переходе металла в сверхпроводящее состояние.

Этот результат допускает экспериментальную проверку. Соответствующие данные были получены для олова и таллия при переходе их в сверхпроводящее состояние.

Приводим таблицу сравнения результатов теории и эксперимента.

	$T^{\circ}K$	$\frac{\Delta c_H, \text{ кал}}{\text{моль} \cdot \text{град}},$ вычисленное	$\frac{\Delta c_H, \text{ кал}}{\text{моль} \cdot \text{град}},$ наблюденное
Олово	3,71	0,00261	0,0029
Таллий	2,36	0,00144	0,00148

Как видно из рассмотрения этой таблицы, расчетные данные и данные эксперимента сходятся с удовлетворительной степенью точности.

§ 41. Переход ферромагнетика в парамагнитное состояние в точке Кюри

Рассмотрим этот пример фазового перехода II рода методом, предложенным Ландау.

Из опыта известно, что для вещества, находящегося в ферромагнитном состоянии, характерно наличие «спонтанного намагничивания». Это означает, что макроскопический кристалл ферромагнетика разбивается на ряд областей (доменов), каждая из которых обладает магнитным моментом при отсутствии внешнего магнитного поля. Однако магнитные моменты этих областей в обычных условиях (без внешнего поля) ориентированы беспорядочно, поэтому общий магнитный момент макроскопического ферромагнитного кристалла равен нулю. При наложении внешнего магнитного поля,