

пула с раствором хлористого железа в воздухе устанавливается вдоль магнитного поля. Но если ту же ампулу поместить в более сильный раствор хлористого железа, то она установится перпендикулярно к полю.

§ 73. Термодинамика магнетиков

1. Термодинамика магнетиков аналогична термодинамике диэлектриков, изложенной в § 31 нашего курса. Полученные там результаты могут быть перенесены и в термодинамику магнетиков. Надо только выражение для элементарной работы $-\frac{1}{4\pi} E dD$ заменить на $-\frac{1}{4\pi} H dB$. Таким путем в тех же предположениях, которые были введены в § 31, получаем основные уравнения термодинамики магнетиков:

$$\delta Q = dU - \frac{1}{4\pi} H dB, \quad (73.1)$$

$$dU = T dS + \frac{1}{4\pi} H dB, \quad (73.2)$$

$$d\Psi = -S dT + \frac{1}{4\pi} H dB, \quad (73.3)$$

$$d\Phi = -S dT - \frac{1}{4\pi} B dH, \quad (73.4)$$

$$dI = T dS - \frac{1}{4\pi} B dH. \quad (73.5)$$

Роль уравнения состояния играет соотношение $B = f(H, T, \tau)$. Используя его, получаем для свободной энергии магнетика

$$\Psi = \frac{1}{4\pi} \int H dB + \Psi_0(T, \tau), \quad (73.6)$$

где Ψ_0 — значение свободной энергии при отсутствии магнитного поля. (При интегрировании температура T и плотность магнетика τ должны оставаться постоянными.) В частности, при справедливости соотношения $B = \mu H$

$$\Psi = \frac{\mu H^2}{8\pi} + \Psi_0 = \frac{B^2}{8\pi\mu} + \Psi_0. \quad (73.7)$$

Внутренняя энергия магнетика определяется выражением

$$U = \left(\mu + T \frac{\partial \mu}{\partial T} \right) \frac{H^2}{8\pi} + U_0(T, \tau) \quad (73.8)$$

или

$$U = \left(1 + \frac{T}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial T} \right) \frac{B^2}{8\pi\mu} + U_0(T, \tau), \quad (73.9)$$

где производная $\partial \mu / \partial T$ берется при постоянной плотности τ .

2. Если квазистатически и адиабатически изменять намагниченность I , то температура магнетика, вообще говоря, будет меняться (*магнитокалорический эффект*). Изменение температуры можно рассчитать из условия постоянства энтропии S . Рассматривая последнюю как функцию T и B (τ поддерживается постоянной), имеем

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_B dT + \left(\frac{\partial S}{\partial B}\right)_T dB = 0.$$

Введем теплоемкость единицы объема магнетика при постоянной индукции: $c_B = T(\partial S/\partial T)_B$ и воспользуемся соотношением $(\partial S/\partial B)_T = \frac{1}{4\pi}(\partial H/\partial T)_B$, которое вытекает из (73.3). Тогда

$$dT = \frac{TB}{4\pi c_B} \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\mu}\right) dB = -\frac{TB}{4\pi \mu^2 c_B} \frac{d\mu}{dT} dB,$$

или

$$dT = -\frac{TB}{\mu^2 c_B} \frac{d\kappa}{dT} dB. \quad (73.10)$$

Если рассматривать S как функцию T и H , то таким же путем можно получить формулу

$$dT = -\frac{TH}{c_H} \frac{d\kappa}{dT} dH, \quad (73.11)$$

где c_H — теплоемкость единицы объема магнетика при постоянной напряженности магнитного поля H (см. § 31).

3. Применим формулу (73.11) к парамагнетикам и воспользуемся законом Кюри, согласно которому магнитная восприимчивость парамагнетика обратно пропорциональна абсолютной температуре (см. § 77): $\kappa = \text{const}/T$. Отсюда находим $d\kappa/dT = -\kappa/T$, и, следовательно,

$$dT = \frac{\kappa}{c_H} H dH.$$

Из этой формулы видно, что при обратимом адиабатическом размагничивании парамагнетик охлаждается. Пренебрежем зависимостью теплоемкости c_H от магнитного поля. Тогда, если начальное магнитное поле равно H , а конечное — нулю, то для изменения температуры из последней формулы получаем

$$\Delta T = -\frac{\kappa H^2}{2c_H}. \quad (73.12)$$

В качестве примера оценим эффект для парамагнитного газа, к которому применима классическая теория теплоемкостей. Так как мы пренебрегаем зависимостью c_H от H , то под c_H следует понимать теплоемкость при постоянном объеме. Пусть f — число степеней

свободы молекулы идеального газа. Тогда по классической теории молярная теплоемкость газа при постоянном объеме будет $C_V = fR/2$, где R — газовая постоянная. Разделив на молярный объем $V = RT/\mathcal{P}$, получим $c_H = f\mathcal{P}/(2T)$, и, следовательно,

$$\Delta T = -\frac{\chi H^2}{f\mathcal{P}} T. \quad (73.13)$$

Для кислорода ($f = 5$) при нормальных условиях ($T = 293$ К, $\mathcal{P} = 10^6$ дин/см²) $\chi = 0,16 \cdot 10^{-6}$. Полагая в формуле (73.13) $H = 3 \cdot 10^4$ Гс, получаем при этих условиях $\Delta T = -0,007$ К, т. е. понижение температуры — ничтожное.

Однако при приближении к абсолютному нулю температур теплоемкость очень резко стремится к нулю, и понижение температуры ΔT может стать значительным. (Вблизи самого абсолютного нуля закон Кюри неприменим.) Поэтому Дебай и независимо от него Джинок предложили применять обратимое адиабатическое размагничивание для приближения к абсолютному нулю. Этот метод стал основным методом получения сверхнизких температур. Обычно в качестве парамагнетика применяют парамагнитные соли типа квасцов, в которые входят ионы переходных элементов группы железа. Парамагнитная соль, помещенная в сильное магнитное поле, предварительно охлаждается до гелиевых температур, а затем магнитное поле снимается. Таким образом де Гааз и Вирсма достигли температуры $3 \cdot 10^{-3}$ К. Еще большее охлаждение можно получить, если вместо электронных брать «ядерные» парамагнетики, т. е. такие вещества, парамагнетизм которых обусловлен ориентацией магнитных моментов атомных ядер. Этим методом Симон с сотрудниками в 1956 г. достигли температуры 10^{-5} К.

§ 74. Ферромагнетизм

1. По своим магнитным свойствам все вещества можно разделить на *слабомагнитные* и *сильномагнитные*. К слабомагнитным веществам относятся *парамагнетики* и *диамагнетики*, к сильномагнитным — *ферромагнетики*, *антиферромагнетики* и *ферримагнетики*. Пара- и диамагнетиками называются вещества, которые в отсутствие магнитного поля всегда не намагничены и которые характеризуются однозначной зависимостью между вектором намагничивания I и напряженностью (статического) магнитного поля H . В частности, в слабых магнитных полях эта зависимость линейна: $I = \chi H$, причем для парамагнетиков $\chi > 0$, а для диамагнетиков $\chi < 0$. Магнитные свойства таких веществ с феноменологической точки зрения были рассмотрены в предшествующих параграфах. Сильный магнетизм наблюдается только у веществ в твердом состоянии, и притом далеко не у всех: необходимо (но недостаточно), чтобы в состав кристаллической решетки вещества входили атомы