Поэтому в области низких температур

$$dT = -\frac{\beta}{bT^4}|HdH|. \qquad (27.18)$$

Таким образом,

$$dT \sim \frac{1}{T^4},$$

и, следовательно, изменение температуры будет достаточно большим.

В непосредственной близости от абсолютного нуля магнитокалорический эффект исчезает, вследствие того что μ перестает зависеть от T.

В заключение необходимо подчеркнуть, что просчитать эффект до конца (выражение 27.18) мы могли лишь потому, что привлекли необходимые для расчета связи между величинами из других, посторонних по отношению к термодинамике, областей физики.

§ 28. Вывод закона Стефана — Больцмана

Применим аппарат термодинамики к изучению абсолютно черного тела и получим зависимость энергии излучения от температуры.

Эта зависимость была установлена первоначально Стефаном в 1879 г. на основе опытных данных, а затем была получена теоретическим путем Больцманом в 1884 г. и Голициным в 1893 году.

Мы ставим перед собой задачу нахождения вида функции

$$U = U(T). \qquad (28.1)$$

Следовательно, необходимо построить и исследовать производную $\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_v$. Мы имеем дело со своеобразной системой, обладающей двумя степенями свободы: тепловой и степенью свободы, связанной с полем излучения. Для дальнейших построений и расчетов необходимо ввести уравнение состояния равновесного излучения.

П. Н. Лебедев в начале XX столетия экспериментальным путем установил наличие светового давления.

В теории электромагнитного излучения доказывается, что давление равновесного излучения зависит от плотности энергии излучения по закону

$$p = \frac{1}{3} u. \tag{28.2}$$

Здесь u — плотность энергии (т. е. энергия, отнесенная к единице объема).

Уравнение (28.2) и является уравнением состояния равновесного излучения.

Из (28.2) следует

$$u = 3p, \tag{28.3}$$

и поэтому интересующая нас производная определится в виде

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v = 3\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v. \tag{28.4}$$

Благодаря уравнению (28.2) рассматриваемая система с точки зрения термодинамики может оцениваться как термомеханическая. Параметры этой системы (произвольного объема V):

$$x_1 = S; \quad P_1 = T;$$
$$x_2 = V; \quad P_2 = -p.$$

Следовательно, уравнение (28.4) может быть представлено как

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_V = 3\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V = -3\left(\frac{\partial P_2}{\partial P_1}\right)_{x_2}. \tag{28.5}$$

Из (28.5) вытекает, что для обработки производной нужно привлечь дифференциальные соотношения третьего типа (14.5). Тогда

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_V = 3\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T. \tag{28.6}$$

Определим производную в правой части (28.6). Представим энтропию как функцию объема и температуры

$$S = S(V, T). \tag{28.7}$$

Продифференцируем (28.7). Имеем

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T dV + \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V dT. \tag{28.8}$$

С другой стороны, из уравнения (9.11)

$$dS = \frac{dU + pdV}{T}. \tag{28.9}$$

Вычислим dU. Полная энергия излучения (т. е. энергия излучения в объеме V) определится как произведение

$$U = uV. \qquad (28.10)$$

Поэтому

$$dU = udV + Vdu. \qquad (28.11)$$

Подставим (28.11) в (28.9) и учтем (28.2). Тогда

$$dS = \frac{4}{3}\frac{u}{T}dV + \frac{V}{T}du. \qquad (28.12)$$

Из сравнения (28.8) и (28.12) следует, что

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T = \frac{4}{3}\frac{u}{T}. \qquad (28.13)$$

Подставляем (28.13) в (28.6) и учитываем, что плотность энергии излучения от объема не зависит. Имеем

$$\frac{du}{dT} = 4\frac{u}{T}. \qquad (28.14)$$

Интегрируем (28.14), затем потенцируем полученное выражение и находим

$$u = \sigma T^4. \qquad (28.15)$$

Это и есть закон Стефана — Больцмана, дающий зависимость плотности энергии излучения от температуры.

Здесь, как и в предыдущих параграфах, подчеркиваем, что доведение расчетов до конкретного закона оказалось возможным лишь потому, что были привлечены необходимые дополнительные сведения — в последнем случае уравнение (28.2).

§ 29. Эффект Джоуля — Томсона

Эффект изменения температуры газа при его адиабатическом расширении носит название явления Джоуля — Томсона. Для того чтобы обеспечить расширение газа с постоянной малой скоростью, его подвергают дросселированию, т. е. «продавливанию» через дроссель, представляющий собой местное сопротивление, которое встречает газ на своем пути. Это может быть пробка из ваты, пористое вещество, капилляр и т. д.

Опыт показывает, что при адиабатическом течении через дроссель происходит изменение температуры газа.