

§ 7. Общие термодинамические соотношения для истинно нейтральной материи

Рассмотрим истинно нейтральное вещество, т. е. вещество с равными нулю барионным, лептонным и электрическим зарядами.

Основным состоянием такой материи, очевидно, будет вакуум без каких-либо частиц; это состояние достигается при нулевой температуре. При $T \neq 0$ первыми в равновесии будут представлены безмассовые частицы (фотоны, нейтрино и т. д.), с ростом температуры появляются частицы с $mc^2 \sim kT$. Очевидно, что в равновесном состоянии число частиц равно числу античастиц.

В этом разделе мы хотим указать общее соотношение, справедливое для такой материи, даже если рассматриваются взаимодействия всех частиц (и, конечно, античастиц).

В стандартной термодинамике состояние вещества определяется $z + 1$ независимой переменной, где z — число представленных в нем независимых видов материи. При высоких температурах z равно числу сохраняющихся величин. Из-за дальнедействующего характера электростатических взаимодействий мы исключаем из числа сохраняющихся величин электрический заряд *). Следовательно, мы имеем $z = 3$, соответствующее одному барионному и двум лептонным зарядам. Поэтому термодинамические свойства вещества при высоких температурах зависят от трех плотностей зарядов и одной тепловой величины, например, плотности энтропии или от температуры. Однако в истинно нейтральном веществе остается только одна независимая переменная, для конкретности в качестве этой величины мы возьмем плотность энтропии S .

В известном выражении

$$dE = -P dV + T dS \quad (8.7.1)$$

каждая величина отнесена к единице «материи», т. е. к единице барионного заряда. Каково следствие этого фундаментального уравнения для истинно нейтрального вещества? Мы изучим его, предполагая малой плотность барионного заряда (в пределе $n \rightarrow 0$), что не влияет на свойства вещества, а означает просто выбор системы отсчета, т. е. выделяет определенный объем $V = 1/n$.

Плотность энергии есть $\varepsilon = nE$, плотность энтропии равна $s = nS$ и, говоря, что плотность барионного заряда не оказывает влияния, мы подразумеваем, что

$$\varepsilon = \varepsilon(s), \quad E = \frac{1}{n} \cdot \varepsilon(nS). \quad (8.7.2)$$

*) Он всегда равен нулю в объеме.

Это ограничение более общего соотношения $E = \psi(S, n)$. Подставляя выражение для E в уравнение (8.7.1), получаем

$$dE = -\frac{1}{n^2} \varepsilon dn + \frac{S}{n^2} \varepsilon' dn + \varepsilon' ds = \frac{P}{n^2} dn + T dS,$$

где штрих означает дифференцирование по $s = nS$. Из этого соотношения мы видим, что

$$\varepsilon' = \frac{d\varepsilon}{ds} = T; \quad -\varepsilon + s \frac{d\varepsilon}{ds} = P. \quad (8.7.3)$$

Эти основные уравнения не содержат n , поэтому они справедливы и в предельном случае $n = 0$. Для невзаимодействующих частиц с массой покоя, равной нулю, $\varepsilon \sim T^4$, $s \sim T^3$, $\varepsilon \sim s^{4/3}$, $\frac{d\varepsilon}{ds} = \frac{4}{3} \frac{\varepsilon}{s}$, и уравнение (8.7.3) дает хорошо известный результат $P = -\varepsilon + \frac{4}{3} \varepsilon = \frac{1}{3} \varepsilon$.

Когда взаимодействия и ненулевые массы покоя частиц существенны, зависимость термодинамических величин может быть более сложной. Однако формула (8.7.3) остается справедливой и дает полезную информацию.

Например, если $\varepsilon = as^n$, то $T = n \frac{\varepsilon}{s} = nas^{n-1}$, так что $\varepsilon \sim T^{n/(n-1)} = T^k$, $P = (n-1)\varepsilon = \frac{\varepsilon}{k-1}$. Некоторые из этих формул правильны даже тогда, когда степенная зависимость между ε и s справедлива лишь в малом интервале. Более точно, мы определим n как $n = \frac{d \ln \varepsilon}{d \ln s}$ при $s = s_0$ и $\varepsilon = \varepsilon(s_0) = \varepsilon_0$, и пусть $\frac{d^2 \ln \varepsilon}{d (\ln s)^2} \neq 0$. В этом случае в окрестности $s = s_0$ разность между точной зависимостью $\varepsilon(s)$ и приближенной формулой $\varepsilon = as^n$ с $a = \varepsilon(s_0)s_0^{-n}$ порядка $(s-s_0)^2$. Различие между точной зависимостью $T(s)$ и формулой $T = nas^{n-1}$ порядка $(s-s_0)$. При $s = s_0$ соотношение $P = (n-1)\varepsilon$ справедливо, но если ввести $k = \frac{d \ln \varepsilon}{d \ln T}$, то соотношения $\frac{n}{n-1} = k$ и $P = \frac{\varepsilon}{k-1}$ не выполняются [обратное утверждение, содержащееся в статье Зельдовича (1969), ошибочно].

Зельдович (1969) обсуждал влияние взаимодействий и различных предположений о спектре масс покоя на термодинамику. (См. формулы на стр. 236, там же ссылки на другие работы.)

Омнесом (1969) была высказана интересная гипотеза о возможности самопроизвольного распада горячего нейтрального вещества на две фазы.

Предполагается, что между нуклонами и антинуклонами при энергиях столкновения порядка $100 Mэв$ и выше имеют место силы отталкивания *).

В определенном интервале температур, от 200 до $1000 Mэв$, термодинамически выгодно разделение на фазу с избытком антибарионов и фазу с избытком барионов.

Для большого объема нейтрального (в среднем) вещества распад на множество капель двух фаз вызовет разрыв второй производной в зависимости давления от средней плотности или в зависимости средней энтропии единицы объема от температуры. В настоящее время еще не ясно, правильна ли гипотеза Омнеса, но поучительно, какое богатство и разнообразие явлений в принципе возможно в рамках термодинамики.

*) Аннигиляция $n + \bar{n} = \pi, K, \bar{K}, \dots$ в данном случае не рассматривается, потому что при высокой температуре в равновесии ее компенсирует рождение пар $\pi, K, \bar{K} = n + \bar{n}$.