

в результате получим

$$E = \frac{E_0 \left( 1 + \frac{1}{3} \frac{q^2}{c^2} \right)}{\sqrt{1 - (q^2/c^2)}},$$

$$G = \frac{q}{\sqrt{1 - (q^2/c^2)}} \cdot \frac{4}{3} \frac{E_0}{c^2}.$$

Рассмотрим далее случай электрически заряженного невесомого тела. Если внешние силы на него не действуют, можно опять применить формулы (16а) и (18а). Обозначив через  $E_0$  электрическую энергию в сопутствующей системе, получим

$$E = \frac{E_0}{\sqrt{1 - (q^2/c^2)}},$$

$$G = \frac{q}{\sqrt{1 - (q^2/c^2)}} \cdot \frac{E_0}{c^2}.$$

Одна часть этих значений  $E$  и  $G$  связана с электромагнитным полем, другая же — с невесомым телом, подверженным действию сил, обусловленных его зарядом<sup>1</sup>.

## § 15. Энтропия и температура движущихся систем

Из совокупности переменных, определяющих состояние физической системы, мы рассматривали пока лишь давление, объем, энергию, скорость и количество движения, но еще не говорили о тепловых величинах. Это объясняется тем, что для движения системы безразлично, в какой форме подводится к ней энергия, так что пока у нас не было необходимости учитывать различие между теплотой и механической работой. Теперь же мы рассмотрим еще тепловые величины.

Предположим, что состояние движущейся системы полностью определяется величинами  $q$ ,  $V$ ,  $E$ . Для такой системы мы должны, очевидно, рассматривать в качестве подведенной теплоты  $dQ$  суммарный

---

<sup>1</sup> Ср. A. Einstein, Ann. Phys., 1907, 23, 371.

прирост энергии за вычетом работы, совершенной давлением и затраченной на увеличение количества движения, т. е.

$$dQ = dE + p dV - q dG. \quad (23)$$

После того как определена подведенная теплота для движущейся системы, путем рассмотрения обратимого кругового процесса можно ввести абсолютную температуру  $T$  и энтропию  $\eta$  движущейся системы точно так же, как это делается в термодинамике. Для обратимых процессов и в этом случае справедливо соотношение

$$dQ = T d\eta. \quad (24)$$

Теперь нам предстоит вывести уравнения, связывающие  $dQ$ ,  $\eta$ ,  $T$  и соответствующие им величины  $dQ_0$ ,  $\eta_0$ ,  $T_0$  в сопутствующей системе отсчета. Относительно энтропии повторим здесь рассуждение Планка<sup>1</sup>, причем заметим, что под «штрихованной» или «нештрихованной» системой отсчета следует понимать систему отсчета  $S'$  или  $S$  соответственно.

«Представим себе, что при помощи некоего обратимого адиабатического процесса тело переводится из одного состояния, в котором оно поконится в нештрихованной системе отсчета, в другое состояние, в котором оно поконится в штрихованной системе отсчета. Обозначая энтропию тела в нештрихованной системе в начальном состоянии через  $\eta_1$ , а в конечном состоянии — через  $\eta_2$ , в силу обратимости и адиабатичности можем написать  $\eta_1 = \eta_2$ . Однако процесс остается обратимым и адиабатическим и в штрихованной системе, и мы имеем, следовательно, также  $\eta'_1 = \eta'_2$ »<sup>2</sup>.

«Предположим теперь, что  $\eta'_1 \neq \eta_1$ , например,  $\eta'_1 > \eta_1$ . Это означало бы, что энтропия тела в движущейся системе отсчета больше, чем энтропия в той же системе отсчета, если эта система поконится. Тогда в соответствии с этим предположением должно бы также быть  $\eta_2 > \eta'_2$ , ибо во втором состоянии тело поконится в штрихованной системе отсчета, тогда как относительно нештрихованной системы оно движется. Однако эти два неравенства противоречат полученным выше двум равенствам. Также не может быть  $\eta'_1 > \eta_1$ ; следовательно,  $\eta'_1 = \eta_1$ , и вообще  $\eta' = \eta_1$ , т. е. энтропия тела не зависит от выбора системы отсчета.»

<sup>1</sup> M. Planck. Zur Dynamik bewegter Systeme. Sitzungber. preuß. Akad. Wiss., 1907.

<sup>2</sup> См. там же.

В наших обозначениях мы должны положить

$$\eta = \eta_0. \quad (25)$$

Вводя в правую часть равенства (23) с помощью соотношений (16в), (18в), (20) и (22) величины  $E_0$ ,  $p_0$  и  $V_0$ , получаем

$$\begin{aligned} dQ &= \sqrt{1 - (q^2/c^2)}(dE_0 + p_0 dV_0), \\ dQ &= dQ_0 \sqrt{1 - (q^2/c^2)}. \end{aligned} \quad (26)$$

Поскольку, согласно (24), справедливы два соотношения

$$\begin{aligned} dQ &= T d\eta, \\ dQ_0 &= T d\eta_0, \end{aligned}$$

с учетом (25) и (26) окончательно получаем

$$\frac{T}{T_0} = \sqrt{1 - (q^2/c^2)}.$$

Таким образом, температура системы в движущейся системе отсчета всегда меньше, чем в покоящейся системе отсчета.

## § 16. Динамика системы и принцип наименьшего действия

В своей работе «К динамике движущихся систем» Планк исходит из принципа наименьшего действия (и из формул преобразования для давления и температуры излучения в полости) и приходит к результатам, совпадающим с нашими результатами. Поэтому возникает вопрос, какова взаимосвязь между основами его работы и настоящего исследования.

Мы исходили из закона сохранения энергии и закона сохранения количества движения. Обозначив через  $F_x$ ,  $F_y$ ,  $F_z$  компоненты равнодействующей всех сил, приложенных к системе, можно сформулировать эти законы для обратимых процессов и системы, состояние которой определяется переменными  $q$ ,  $V$ ,  $T$ , следующим образом:

$$dE = F_x dx + F_y dy + F_z dz - p dV + T d\eta, \quad (28)$$

$$F_x = \frac{dG_x}{dt} \quad \text{и т. д.} \quad (29)$$