БИЛЕТ 28

1. *Явление переноса в газах. Теплопроводность газов.*

В неравновесных системах возникают особые необратимые процессы, называемые явлением переноса, в результате которых происходит пространственный перенос массы, энергии, импульса.

Диффузия обусловлена переносом массы
(самопроизвольное выравнивание концентраций)
Теплопроводность – переносом энергии

Вязкость – переносом импульса
(внутреннее трение)

Теплопроводность – выравнивание температуры в различных точках среды. Молекулы газа, находясь в постоянном хаотическом движении, при упругих соударениях обмениваются хаотической энергией поступательного движение, что приводит к выравниванию температуры.

Введём физ. величину $\Omega = \frac{3}{2}kT$ – энергия теплового движения центра масс молекулы, тогда получится уравнение теплопроводности

$$j_{\Omega} = -\frac{1}{3}\langle v\rangle n \frac{3}{2} k \lambda \frac{dT}{dx}$$

2. *Статистическое обоснование второго начала термодинамики. Формула Больцмана для статистической энтропии.*

Статистическое обоснование второго начала термодинамики

Для равновесных систем вероятность возникновения флуктуации обратно пропорциональна её величине – чем больше величина отклонения, тем меньше вероятность её возникновения. Например, вероятность того, что все молекулы газа соберутся в одной части сосуда очень мала, т.е. процесс самопроизвольного перехода в неравновесное состояние маловероятен, что согласуется со вторым началом термодинамики. Всякий самопроизвольный необратимый процесс переводящий систему из неравновесного состояния в равновесное, с гораздо большей вероятностью протекает в природе, чем обратный ему процесс. Необратимыми являются те процессы, вероятность протекания которых в прямом направлении выше, чем в обратном. Это приводит к возникновению в природе преимущественного направления протекания термодинамических процессов. Термодинамической величиной, характеризующей направление протекания процесса, является энтропия.

Пусть в сосуде, объем которого V_0 находится одна молекула. Тогда вероятность того, что она будет находиться в части сосуда, объём которой V, равна $p(V)=\frac{V}{V_0}$. Если молекул две, то

$p(V)=\left(\frac{V}{V_0}\right)^2$, а если их число равно N, то $p(V)=\left(\frac{V}{V_0}\right)^N$. Поэтому отношение вероятностей для разных объёмов равно $\frac{p(V_2)}{p(V_1)}=\left(\frac{V_2}{V_1}\right)^N$.

С другой стороны, рассмотрим изотермическое расширение идеального газа от объёма V_1 до объёма V_2. В этом случае $dU=0$, поэтому $\delta Q=\delta A=\nu RT\cdot dV$. Следовательно,

$$S_2-S_1=\int_1^2\frac{\delta Q}{T}=\int_{V_1}^{V_2}\nu R\frac{dV}{V}=\nu R\,ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right).$$

Однако, $\nu R=\frac{N}{N_A}R=Nk$, поэтому $S_2-S_1=k\,ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right)^N=k\,ln\left(\frac{p(V_2)}{p(V_1)}\right)$.

Из этой формулы следует, что энтропия состояния пропорциональна вероятности того, что система придет в это состояние.

Статистическим весом G макроскопического состояния называется величина, численно равная количеству равновесных микросостояний, с помощью которых может быть реализовано рассматриваемое макросостояние. Статистический вес пропорционален вероятности G ~ p. Если система состоит из N частиц, каждая из которых может находится в одном из K дискретных состояниях, то статистический вес системы равен $G=\frac{N!}{N_1!\,N_2!\ldots N_2!}$, а соответствующая вероятность $p=\frac{N!}{N_1!\,N_2!\ldots N_2!}K^{-N}$, где N_i – число частиц в состоянии с номером i, и $\sum_{i=1}^{K}N_i=N$.

Формула Больцмана для статистической энтропии системы:

$$S=k\,ln\,G.$$

Замечание. Для статистической энтропии также выполняется закон аддитивности: если систему разбить на две невзаимодействующие между собой части, то $G=G_1\cdot G_2$ и

$$S=k\,ln\,G=k\,ln\,G_1+k\,ln\,G_2=S_1+S_2.$$

// *Замечание.* С законом возрастания энтропии связана «тепловая смерть» Вселенной, т.е. состояние с максимальной энтропией и максимальным статистическим весом. Но в такой системе должны происходить флуктуации. Сегодняшнее состояние вселенной является такой флуктуацией.