Физическое образование в вузах. Т. 12, № 1, 2006

Распределение Гиббса в курсе общей физики

М.Б. Шапочкин

111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, МЭИ (ТУ)

Описывается одна методика изложения «вывода» канонического распределения Гиббса для студентов в рамках общего курса физики. В качестве примера применения распределения Гиббса, приводится вывод распределений Больцмана и Ферми-Дирака.

Введение

Теория, излагаемая в рамках раздела «Статистическая физика» имеет широкое практическое применение при разработке новых современных приборов и их элементов, или объяснения принципов работы существующих изделий. Это определяет необходимость изложения теории статистической физики при чтении общего курса физики в технических вузах. Во многих вузах этот раздел читается в рамках трех семестрового курса общей физики, что предъявляет ряд жестких требований к лектору:

— изложение курса за 6-7 лекций,

- получение функций распределения и иллюстрация области применения простым, но математически точным образом.

Изложение раздела «Статистическая физика» с позиций теории Гиббса [1] видится наилучшим способом. Выводы всех распределений классической и квантовой статистики просты и логичны [2,4,5,8]. При такой методике изложения материала появляется внутренняя самосогласованность всего раздела.

Если лектор решил воспользоваться методикой изложения статистической физики с позиций теории Гиббса, то необходимо прозрачно осветить вопрос «возникновения распределения Гиббса» [2,4]. В этой связи постулирование для студентов утверждения: «Распределение Гиббса было введено Гиббсом в 1901 году» не является оправданным, поскольку, теряются физические принципы статистической физики.

Распределение Гиббса

Статистическая механика рассматривает движение очень большого числа частиц (систем) под влиянием сил при различных начальных условиях. Предполагаем, что взаимодействие между рассматриваемыми системами чрезвычайно слабое. Примером рассматриваемых систем со слабым взаимодействием может быть идеальный газ, состоящий из материальных точек, испытывающих парные столкновения в процессе теплового движения. Больцман показал, что столкновения частиц приводят к установлению состояния **статистического равновесия,** если оно первоначально отсутствовало. При этом надо иметь в виду, что слабое взаимодействие не следует смешивать с полной независимостью, при которой состояние **статистического** равновесия не могло бы быть достигнуто. Эту ситуацию можно трактовать так: взаимная потенциальная энергия взаимодействия частей системы много меньше суммарной внутренней энергии частиц каждой подсистемы.

С макроскопической точки зрения, состояние статистического равновесия представляется состоянием покоя, **стационарным состоянием.** Тогда все подсистемы обладают одинаковой температурой, в них наблюдается, например, одинаковое давление. В этом состоянии, чем больше рассматриваемый элемент объема dV и время наблюдения dt, тем меньше флюктуации характеристик системы, т.е. отклонение наблюдаемых характеристик от "вероятного" среднего значения.

Например, для простоты, рассматриваемая система состоит из двух подсистем. В общем случае вероятность обнаружения подсистемы зависит не только от координат фазового пространства $\vec{r}$ и $\vec{p}$, характеризующих подсистему, но так же зависит от времени, таким образом:

$$dW(\vec{r},\ \vec{p},t) = \omega(\vec{r},\ \vec{p},t)\,d\gamma(t). \tag{1}$$

Обозначим вероятность обнаружения первой подсистемы $dW_1(\vec{r},\ \vec{p},t) = \omega_1(\vec{r},\ \vec{p},t)\,d\gamma_1(t)$ и вероятность обнаружения второй подсистемы $dW_2(\vec{r},\ \vec{p},t) = \omega_2(\vec{r},\ \vec{p},t)\,d\gamma_2(t)$. В силу слабости взаимодействия подсистем вероятность обнаружения полной подсистемы равно:

$$dW_п = dW_1\,dW_2. \tag{2}$$

Используя выражение (1), имеем:

$$\omega_п(\vec{r},\ \vec{p},t)\,d\gamma(t) = \omega_1(\vec{r},\ \vec{p},t)\,d\gamma_1(t)\,\omega_2(\vec{r},\ \vec{p},t)\,d\gamma_2(t) \tag{3}$$

и в силу справедливости теоремы Лиувилля:

$$d\gamma(t) = d\gamma_1(t)\,d\gamma_2(t) \neq f(t). \tag{4}$$

Теорема Лиувилля доказывается в результате рассмотрения зависимости от времени удельного изменения элемент объема фазового пространства $\theta(t) = [\Delta\gamma^1(t) - \Delta\gamma(t)]/\ \Delta\gamma(t)$, где $\Delta\gamma(t)$ – первоначальный объем фазового пространства, $\Delta\gamma^1(t)$ - растянутый или сжатый элемент объема фазового пространства [3]. Рассмотрение ведется с привлечением функции Гамильтона $H(\vec{r},\ \vec{p},t)$. Строгое теоретическое рассмотрение можно сопроводить следующими