

Т. н. п. используют для объяснения мн. неравновесных явлений в проводниках, напр. *термоэлектрических явлений, гальваномагнитных явлений, термогальваномагнитных явлений*. Она даёт теоретич. основу для исследования *открытых систем*.

Вывод законов Т. н. п. из законов механики (классич. и квантовой) и получение выражений для кинетич. коэф. через параметры, характеризующие строение вещества, входят в задачу неравновесной статистической термодинамики, к-рая относится к Т. н. п. так же, как статистич. термодинамика к термодинамике (см., напр., *Грина — Кубо формулы*). Обоснование Т. н. п. для газов даёт *кинетическая теория газов*.

Лит.: Пригожин И., Введение в термодинамику необратимых процессов, пер. с англ., М., 1960; Термодинамика необратимых процессов, пер. с англ., М., 1962; де Гроот С., Мазур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964; Хаазе Р., Термодинамика необратимых процессов, пер. с нем., М., 1967; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971; Дьярмати И., Неравновесная термодинамика. Теория поля и вариационные принципы, пер. с англ., М., 1974; Кайзер Д., Статистическая термодинамика неравновесных процессов, пер. с англ., М., 1990.

ТЕРМОДИНАМИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ — раздел физики плазмы, изучающий общие свойства макроскопич. плазменных систем, находящихся в состоянии термодинамич. равновесия. Обычно равновесное состояние системы при разных значениях параметров (давление p , темп-ра T) изображается на фазовой диаграмме p — T . Плазменные состояния вещества занимают осн. часть фазовой диаграммы и чрезвычайно многообразны (см. рис. к ст. *Неидеальная плазма*). Термодинамика плазмы проста лишь на периферии этой диаграммы — при экстремально высоких плотностях и при высоких темп-рах. В обоих предельных случаях — это системы идеальных газов — электронов и ионов, но в первом случае вырожденных, а во втором — классических. К этим областям прилегают области слабой неидеальности, в к-рых методами теории возмущений найдены поправки на слабые межчастичные взаимодействия. В значит. части фазовой диаграммы плазма неидеальна, и последоват. теоретич. описание возможно, если осуществима перенормировка взаимодействия, как, напр., в случае образования связанных электронно-ионных пар, т. е. атомов в низкотемпературной плазме (НП) или в случае образования ионной решётки. В областях сильной неидеальности теоретич. модели опираются на результаты измерений. Экспериментально наиб. изучена частично ионизованная плазма, используемая во мн. приложениях. Модельная однокомпонентная плазма детально исследована теоретически.

Однокомпонентная плазма. Модель классич. однокомпонентной плазмы представляет собой плазму точечных ионов с зарядом Ze , помещённых в равномерно распределённую среду электронов. Состояние плазмы характеризуется единственным параметром — параметром неидеальности $\gamma = (Ze)^2 / r_s kT$, где $r_s = [3/(4\pi n_e)]^{1/3}$ — ср. расстояние между ионами. Плазма неидеальна, если $\gamma > 1$. Такова плазма недр звёзд белых карликов и планет-гигантов Солнечной системы, где величины γ имеют порядок 100 или 10, а электронный газ у них вырожден и идеален.

Термодинамика однокомпонентной плазмы проста в предельных случаях. Если $\gamma \ll 1$ (малые плотности, высокие темп-ры — идеальная плазма), плазма газообразна, она описывается дебаевским приближением. На расстоянии *дебаевского радиуса экранирования* $r_D = (4\pi n_e Z^2 e^2 / kT)^{-1/2}$ осуществляется экранировка заряда, а поправка к внутр. энергии идеального газа равна $\Delta U / n_i kT = -(\sqrt{3/2}) \gamma^{3/2}$. В пределе сильной неидеальности, когда $\gamma \gg 1$, сильное кулоновское отталкивание локализует ионы в пространственную структуру (кулоновский кристалл), внутр. энергия к-рой близка к $U / n_i kT = -0,9\gamma$. Примерами такой неидеальной плазмы является кристаллизованная однокомпонентная плазма примеси многозарядных ($Z \gg 1$) ионов в недрах тяжёлых планет и двумерная однокомпонентная плазма электронов на поверхности жидкого гелия.

Область промежуточных γ исследована методами машинного эксперимента. По мере роста γ нарастают меж-ионные корреляции, что ясно отражается на виде бинарной корреляц. ф-ции ионов $g(r)$ (рис. 1) [1]. Расчёты показывают, что кулоновский кристалл плавится при $\gamma \approx 170$.

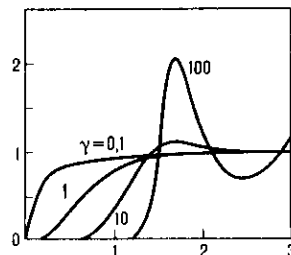


Рис. 1. Расчётные бинарные корреляционные функции ионов $g(r/r_s)$ при различных параметрах неидеальности однокомпонентной плазмы (по горизонтальной оси r/r_s).

Вырожденной однокомпонентной плазмой является при низких темп-рах электронная плазма на положительном заряженном фоне. Её состояние характеризует величина ср. межэлектронного расстояния r_s , выраженного в радиусах Бора a_0 : $r_s = [3/(4\pi n_e)]^{1/3} / a_0$. Через r_s выражается параметр неидеальности вырожденной электронной плазмы $\gamma_e = 0,543 r_s$ (см. *Неидеальная плазма*). К вырожденной однокомпонентной плазме близка плазма валентных электронов в металлах, для к-рых $r_s = 2 \div 6$.

При $T=0$ электроны в сильно сжатой плазме, когда $r_s \ll 1$, представляют собой слабо неидеальный газ. Энергия основного состояния в расчёте на один электрон, выраженная в Ry (ридберг равен энергии ионизации атома водорода), имеет вид:

$$\epsilon_{ев}(r_s) = 2,21 r_s^{-2} - 0,916 r_s^{-1} + 0,062 \ln r_s - 0,096.$$

Сюда дают вклады кинетич. энергия, обменная энергия (см. *Обменное взаимодействие*) и вычисленная М. Гелл-Маном и К. Бракнером (M. Gell-Mann, K. Brueckner, 1957) *корреляционная энергия*. В противоположном пределе $r_s \gg 1$, когда электроны находятся в поле положительного равномерно распределённого заряда при низких темп-рах и на расстояниях значительно больших *Бора радиуса*, электроны настолько коррелированы, что образуют *вигнеровский кристалл*. В этих условиях энергия основного состояния имеет вид:

$$\epsilon_w(r_s) = -3r_s^{-1} + 3r_s^{-3/2}.$$

Принято считать, что вигнеровский кристалл плавится при $r_s \approx 20$. Однако эта цифра требует уточнения.

Точное выражение для корреляц. энергии при промежуточных r_s отсутствует. Имеется целый набор интерполяц. ф-л для корреляц. энергии, начиная с простейшей, предложенной Е. Вигнером (E. Wigner, 1934): $\epsilon_{corr} = -0,88 (r_s + 7,8)^{-1}$. Величина ϵ_{corr} через структурный фактор $S(q)$ однокомпонентной плазмы связана с её диэлектрич. проницаемостью $\epsilon(q, \omega)$ и может быть вычислена, если последняя известна.

Частично ионизованная невырожденная плазма. Если энергия ионизации атома I значительно превосходит темп-ру, электронно-ионное взаимодействие приводит к образованию связанных электронно-ионных состояний — атомов. Это имеет место, если выполняется неравенство $Ry/kT \gg 1$. Т. к. проявляются атомы, плазма становится трёхкомпонентной. Она оказывается также классической, поскольку расстояние макс. сближения электронов $e^2/kT \gg \lambda_e$ (λ_e — тепловая длина волны электрона). Трёхкомпонентная, иначе говоря, частично ионизованная, плазма существует в области I (см. рис. к ст. *Неидеальная плазма*). Она является невырожденной. Слабое взаимодействие между оставшимися свободными электронами и ионами вычисляется в рамках теории возмущений. Частично ионизованная плазма возникает в многочисл. газоразрядных техн. устройствах.

Концентрации свободных электронов, атомов и ионов связаны ур-нием Саха: