

алы F , Ω , G стремятся к своим мин. значениям. Т. о., единственное и устойчивое состояние равновесия термодинамического, характеризующее не только внеш. условиями, но и значениями всех др. макроскопич. параметров, определяется как решение вариационной задачи, соответствующей выбору одного из вариантов 1—4 в случае 1—(8.5) $_{AVXXN}=0$, $(\delta^2 S)_{AVXXN} < 0$, в случае 2 — $(\delta F)_{AVXXN}=0$, $(\delta^2 F)_{AVXXN} > 0$ и т. д. Вариации термодинамич. потенциалов производятся по тем параметрам системы, к-рые при указанных фиксир. условиях могут принимать неравновесные значения.

Состояния неравновесных статистич. систем фиксируются по-разному в зависимости от этапов их эволюции. Напр., для классич. неидеального газа в нач. период времени, меньший или порядка времени взаимодействия отдельных частиц друг с другом, микроскопич. состояние системы определяется как в механике — заданием импульсов и координат всех N частиц. Затем состояние хаотизируется, индивидуальность частиц утрачивается и система вступает в кинетич. фазу эволюции, описываемую кинетич. ф-циями распределения и кинетич. ур-ниями (см. *Кинетическая теория газов*). По истечении времени $t \sim \tau_{ир}$ ($\tau_{ир}$ — ср. время свободного пробега) в области системы, имеющих локальный размер $\sim l$ (l — ср. длина свободного пробега), возникает локальное термодинамическое равновесие. Темп-ра $\Theta(t, r)$, плотность $n(t, r)$ и др. определяемые ими термодинамич. характеристики являются локальными и зависят от времени t и пространственной координаты r . На этом этапе эволюция системы описывается ур-ниями гидродинамич. типа с учётом неоднородностей темп-ры, плотности и конкретных граничных условий (*Навье — Стокса уравнения*, ур-ния теплопроводности, диффузии и др.), а состояние — как «карта» релаксирующих значений локальных термодинамич. характеристик. Лишь по истечении общего времени релаксации в системе прекращаются потоки, устанавливаются равновесные значения темп-ры (одинаковые для всех r), плотности, давления и т. д. (при наличии внеш. статич. поля эти величины неоднородны и зависят от r), утрачивается роль граничных условий, *кинетических коэффициентов* и т. д. При этом поведение системы описывается методами равновесной *термодинамики*, состояние фиксируется условиями 1—4, а сама система конкретизируется с помощью макроскопич. ур-ний состояния или соответствующим термодинамич. потенциалом.

Лит.: Квасников И. А., Термодинамика и статистическая физика. Теория неравновесных систем, М., 1987; его же, Термодинамика и статистическая физика. Теория равновесных систем, М., 1991. И. А. Квасников.

ТЕРМОДИФФУЗИЯ — перенос компонент газовой смеси или растворов при наличии в них градиента темп-ры. Если разность темп-р поддерживается постоянной, то вследствие T в объёме смеси возникает градиент концентрации, что вызывает и обычную диффузию. В стационарных условиях при отсутствии потока вещества T уравновешивается обычной диффузией и в объёме возникает разность концентраций, к-рая может быть использована, напр., для разделения изотопов. T в растворах наз. эффектом Соре — по имени швейц. химика Ш. Соре (Ch. Soret), впервые в 1879—81 исследовавшего T .

В бинарной смеси при пост. давлении и отсутствии внеш. сил полный диффуз. поток вещества равен

$$j_i = -nD_{12} \text{grad } c_i - n(D_T/T) \text{grad } T,$$

где D_{12} — коэф. диффузии, D_T — коэф. T , n — число частиц смеси в единице объёма, $c_i = n_i/n$ — концентрация частиц i -го компонента ($i=1, 2$). Распределение концентрации в стационарном состоянии может быть найдено из условия $j_i=0$, откуда

$$\text{grad } c_i = (-k_i/T) \text{grad } T,$$

где $k_i = D_T/D_{12}$ — термодиффуз. отношение, пропорц. произведению концентраций компонент.

Коэф. T сильно зависит от *межмолекулярного взаимодействия*, поэтому его изучение позволяет исследовать силы межмолекулярного взаимодействия в газах.

Процесс, обратный T , наз. *Дюфура эффектом*.

Лит.: Грю К. Э., Иббс Т. Л., Термическая диффузия в газах, пер. с англ., М., 1956; см. также лит. при ст. *Диффузия. Термодинамика неравновесных процессов*. Д. Н. Зубарев.

ТЕРМОИЗОЛЯЦИЯ МАГНИТНАЯ — радикальное снижение теплопереноса высокотемпературной разреженной плазмы при помешении её в сильное магн. поле. T м. была предложена в 1950 А. Д. Сахаровым и И. Е. Таммом для осуществления непрерывной реакции синтеза лёгких ядер (изотопов водорода) в магн. *термоядерном реакторе*. Принцип T м. используется во всех *магнитных ловушках* для осуществления *управляемого термоядерного синтеза* (УТС).

В основе T м. лежит ограничение движения составляющих плазму заряд. частиц (электронов и ионов) в направлении, поперечном к магн. полю B , за счёт силы Лоренца. В результате траекторий частиц выглядят как спирали, обладающие магн. силовыми линиями, и если бы частицы не испытывали столкновений (точнее, кулоновского взаимодействия между собой), то T м. в магн. ловушках была бы идеальной. Но при большой частоте столкновений v , значительно превосходящей циклотронную частоту $\omega_B = eB/m$ вращения частицы (с зарядом e и массой m) вокруг магн. силовой линии, когда ср. длина свободного пробега частицы $l = v/\nu$ (ν — ср. тепловая скорость) много меньше ср. радиуса спирали $r_B \approx v/\omega_B$ (ларморовский радиус), магн. поле практически не влияет на траекторию частиц и T м. отсутствует. T м. становится эффективной при $l/r_B = \omega_B/\nu \gg 1$.

Согласно законам диффузии, коэф. температуропроводности $\chi = \Delta^2 \nu$, а энергетич. время жизни плазмы τ , характеризующее темп. выноса энергии из плазмы за счёт диффуз. процессов, определяется ф-лой

$$\tau \approx a^2 / \chi = \nu^{-1} (a/\Delta)^2,$$

где Δ — ср. смещение частицы в результате столкновения. В направлении, поперечном магн. полю, ср. смещение $\Delta_\perp = r_B = v/\omega_B$, тогда как в отсутствие магн. поля (или вдоль поля) $\Delta = l = v/\nu$. Таким образом, «классическое» время жизни плазмы, находящейся в магн. поле, в $(\omega_B/\nu)^2$ раз больше, чем без магн. поля. Это отношение для ионов дейтерия составляет $\sim 10^9 B^2 T^3 / n_{20}$ (магн. поле выражается в теслах, темп-ра — в кэВ, плотность ионов — в единицах 10^{20} м^{-3}). В условиях термоядерного реактора в этих единицах $B \sim 5$, $T \sim 10 \div 30$, $n \sim 1$. Для электронов численный коэф. в ф-ле равен $\approx 4 \cdot 10^{12}$.

Реальный теплоперенос в магн. ловушках оказывается существенно выше классического по двум причинам. Во-первых, кривизна магн. силовых линий в магн. ловушках приводит к *дрейфу заряженных частиц*. В результате дрейфа отклонение траекторий тех частиц, к-рые совершают многократные отражения от неизбежных в магн. ловушках областей макс. напряжённости магн. поля (магн. пробок), оказывается значительно больше ларморовского радиуса, $\Delta \gg r_B$. Результирующие «неоклассич.» коэф. температуропроводности и диффузии, зависящие от геометрии системы, строго рассчитываются в неоклассич. теории переносов (см. *Переноса процессы* в плазме).

Вторая и гл. причина ухудшения T м. — неизбежные *неустойчивости плазмы*, к-рые в лучшем случае приводят к подстройке профилей темп-ры и плотности плазмы к устойчивым распределениям. Такой процесс самоорганизации плазмы сопровождается повышением темпа потерь частиц и энергии, тем более высоким, чем менее согласовано распределение источников выделения частиц и тепла в объёме плазмы с устойчивыми профилями плотности и темп-ры. Этот турбулентный процесс описывается полуэмпирич. коэф. теплопроводности и диффузии или глобальными зависимостями τ от параметров плазмы, магн. системы, мощности нагрева и т. п. Как показали многолетние эксперим. исследования, путём подбора оптимальных условий можно добиться T м., достаточной для техн. реализации магн. термоядер. реактора. В. Д. Шаfranов.