среде (T, ρ) удовлетворяют одному из двух условий: $T_э<T$, $\rho_э>\rho$; $T_э>T$. В первом случае архимедова сила возвращает элемент обратно, а во втором — стремится вытолкнуть его ещё выше вверх, что и приводит к К. н. Если пренебречь обменом энергией между элементом и средой (быстрый подъём элемента), то при его перемещениях $\rho_э$ и $T_э$ (P и $T_э$) связаны условием адиабатичности (см. *Адиабата*). При этом изменение темп-ры элемента с высотой r (т. е. в направлении, противоположном $\mathbf{F}$) описывается т. н. адиабатич. градиентом:

$$\left(\frac{\partial T_э}{\partial r}\right)_{ад}=\frac{T}{P}\left(1-\frac{1}{\gamma}\right)\frac{\partial P}{\partial r},$$

где γ — показатель адиабаты. В этом случае для возникновения К. н. необходимо, чтобы абс. величина градиента темп-ры среды была больше абс. величины адиабатич. градиента. Условие возникновения К. н. удобно записать через логарифмич. производные:

$$\nabla^l\equiv\frac{\partial\ln T}{\partial\ln P}>\nabla^l_{ад}\equiv\left(\frac{\partial\ln T}{\partial\ln P}\right)_S \quad (*)$$

(индекс S означает, что производная берётся при постоянной энтропии S). В химически неоднородной среде (при наличии градиента ср. *молекулярной массы* μ) вместо (*) обычно используется условие

$$\nabla^l>\nabla^l_{ад}+\nabla^l_{\mu},\quad \nabla^l_{\mu}\equiv\left(\frac{\partial\ln T}{\partial\ln\mu}\right)_{P,\,\rho}.$$

Диссипативные процессы — вязкость и теплопроводность — стремятся сравнять темп-ру в поднимающемся элементе с темп-рой окружающей среды. Их стабилизирующее влияние существенно только для мелкомасштабных движений. Вблизи границы потери устойчивости конвективные движения носят регулярный (ламинарный) характер. Когда *Рейнольдса число* $Re=Lv/\nu$ (L — характерный размер, ν — кинематич. вязкость, v — скорость конвективных движений) превысит $\sim10^3$, произойдёт турбулизация конвективных движений.

Конвективные движения, возникающие в результате К. н., широко распространены в природе: ею вызываются разл. движения в атмосфере Земли и др. планет; конвективные движения в ядре Земли, по-видимому, ответственны за поддержание магн. поля нашей планеты. Области с пост. конвективными движениями имеются почти во всех звёздах (см. *Конвективная зона*). В звёздах и часто в атмосферах планет конвекция является турбулентной (большие L).

Теоретич. описание конвективных движений представляет собой очень сложную задачу, ввиду необходимости решения двух- и трёхмерных нестационарных гидродинамич. ур-ний. При рассмотрении конвективного переноса энергии внутри звёзд обычно используется упрощённое описание — теория длины перемешивания, к-рая предполагает, что движущийся вертикально конвективный элемент в среднем на расстоянии l полностью передаёт избыток своей энергии окружающей среде. Длина перемешивания l обычно принимается прибл. равной характерной шкале высот по давлению:

$$l=\alpha\,|P/\nabla P|,\quad \alpha\sim1.$$

Поток энергии выражается соотношением

$$H=\frac{1}{2}\,lc_P\rho v\delta\nabla T,$$

где $\delta\nabla T$ означает разность между фактич. и адиабатич. градиентами темп-ры, c_P — теплоёмкость при пост. давлении, ρ и v — плотность и скорость конвективного элемента. Характерная скорость конвективного элемента получается из условия равенства кинетич. энергии элемента работе подъёмной силы на длине перемешивания:

$$\frac{1}{2}\rho v^2=\frac{1}{8}\,\rho\,\frac{\delta\nabla T}{T}\,gl^2,$$

где g — ускорение силы тяжести.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954; Шварцшильд М., Строение и эволюция звезд, пер. с англ., М., 1961; Голицын Г. С., Введение в динамику планетных атмосфер, Л., 1973.

Г. С. Бисноватый-Коган.

КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН — необратимый процесс переноса теплоты в движущихся средах с неоднородным полем темп-ры, обусловленный совместным действием *конвекции* и молекулярного движения.

Наиб. важный для практики случай — К. т. между движущейся средой и поверхностью её раздела с др. средой (твёрдым телом, жидкостью или газом) — наз. конвективной *теплоотдачей*. Вследствие вязкости движущейся среды она «прилипает» к поверхности раздела, в результате местная скорость среды относительно этой поверхности равна нулю. Поэтому плотность конвективного теплового потока, подходящего к поверхности раздела (или отходящего от неё), может быть описана с помощью закона *теплопроводности* (закона Фурье):

$$q=-\lambda\,\mathrm{grad}\,T, \quad (1)$$

где λ — коэф. молекулярной теплопроводности, T — темп-ра среды. Если λ характеризует физ. свойства среды, то градиент темп-ры формируется под действием конвективного движения среды. Чем интенсивнее конвекция, тем больше градиент темп-ры. Определение градиента темп-ры у стенки обычно является предметом теоретич. или эксперим. исследования. В зависимости от вида конвективного движения различают К. т. при вынужденной, свободной и капиллярной конвекциях. Могут существовать и смешанные виды К. т.

Теоретич. описание процесса К. т. строится на основе ур-ния сохранения энергии в среде:

$$\rho c_p\frac{DT}{D\tau}=\mathrm{div}\,(\lambda\,\mathrm{grad}\,T)+\mu\Phi+\frac{Dp}{D\tau}+Q, \quad (2)$$

где ρ — плотность среды, p — давление, c_p — уд. теплоёмкость при пост. давлении, μ — коэф. динамич. вязкости, Φ — диссипативная функция, учитывающая нагрев среды из-за внутр. трения, Q — внутр. тепловыделение в единице объёма среды, $D/D\tau$ — полная, или субстанциональная, производная по времени τ, представляющая собой сумму локальной и конвективной составляющих:

$$\frac{D}{D\tau}=\frac{\partial}{\partial\tau}+u\frac{\partial}{\partial x}+v\frac{\partial}{\partial y}+w\frac{\partial}{\partial z}$$

(x, y, z — пространств. координаты, u, v, w — составляющие вектора скорости вдоль осей этих координат).

Для решения ур-ния (2) необходимо знать граничные условия на поверхности раздела и в окружающем пространстве, а также в случае зависимости процесса от времени — нач. условия. Для определения входящих в ур-ние (2) составляющих скорости среды дополнительно привлекаются ур-ния сохранения кол-ва движения в проекции на разл. оси координат.

К. т. может осложняться протеканием в среде или на поверхности раздела разных физ.-хим. превращений (кипение, плавление, конденсация, диссоциация, ионизация и т. п.). В этих случаях для теоретич. описания К. т. используются дополнит. ур-ния, отражающие кинетику отд. физ.-хим. процессов или условия термодинамич. равновесия, напр. законы действующих масс для разл. хим. реакций. Если при этом отд. физ.-хим. превращения протекают на поверхности раздела и имеет место суммарный расход массы через эту поверхность, то вместо ур-ния (1) для описания плотности теплового потока к поверхности раздела используется более общее ур-ние:

$$q=-\lambda\,\mathrm{grad}\,T+\rho vH+\sum_i\rho c_i v_i H_i, \quad (3)$$

где v — скорость среды в направлении нормали к поверхности, H — энтальпия среды при темп-ре поверхности, c_i — относит. массовые концентрации отд. хим. компонентов, v_i — их скорости диффузии в направлении нормали к поверхности, H_i — их энтальпии при