

УДК 535 (075.8)

ЭТАПЫ РАЗВИТИЯ ПОНЯТИЯ ЭНТРОПИИ НА ОСНОВЕ НЕРАВНОВЕСНОЙ И НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ

Б.Х. Драганов, доктор технических наук

Национальный институт биоресурсов и природопользования Украины

Выполнен анализ развития понятия энтропии – от феноменологического до статистического представления при изучении вариационных процессов, дискретных структур, флуктуации, термической устойчивости.

Энтропия, равновесные и неравновесные процессы, обратимость, минимум производства энтропии, энергия Гиббса, статистическая термодинамика, уравнение Больцмана, энтропия флуктуации, устойчивость, диссипативные структуры.

Реальные процессы являются неравномерными, эволюция произвольного состояния в состояние равновесия состоит в результате необратимых процессов.

Две или более взаимосуществующие и обменивающиеся энергией или веществом (или энергией и веществом) системы, в конце концов, достигают состояния теплового равновесия, в котором температуры систем становятся одинаковыми. И так равновесие системы характеризуется равновесным распределением температуры, и для них существуют функции состояния – энергия и энтропия.

Цель исследования – расширить понятия и значимость энтропии на основе современной термодинамики. Вопросы неравновесной, нелинейной термодинамики, диссипативных структур.

Материалы и методика исследований.

Основы неравновесной термодинамики

Эволюция произвольного состояния к состоянию равновесия происходит в результате необратимых процессов. Температура во всех частях системы, находящейся в таком состоянии, становится одинаковой.

Однако равномерное распределение температуры не входит в число тех требований, при выполнении которых энтропия или энергия системы становится вполне определенной. Для неравновесных систем, в которых температура распределена неравномерно, но локально вполне определена, мы можем ввести плотности таких термодинамических величин (потенциалов), как энергия и энтропия. Например, плотность энергии

$$u(T(x), n_k(x)) = \text{внутренняя энергия на единицу объема} \quad (1)$$

может быть определена через локальную температуру T и молярную плотность $n_k(x)$ = число молей на единицу объема.

Аналогичным образом можно определить плотность энтропии $s(T, n_k)$. Тогда полную энергию U , полную энтропию S и полное число молей N системы можно выразить через соответствующие плотности:

$$S = \int_V s[T(x), n_k(x)] dV ; \quad (2)$$

$$U = \int_V u[T(x), n_k(x)] dV ; \quad (3)$$

$$N = \int_V n_k(x) dV \quad (4)$$

В общем случае каждая из этих переменных – полная энергия U , энтропия S , число молей N и объем V – не является более функцией трех других переменных. В общем случае необратимое изменение $d_i S$ связано с потоком некоторой величины dX , например теплоты или вещества, за время dt . Для $dX = dQ$, где dQ – количество теплоты, которое передано за время dt ; для $dX = dN$, где dN – количество молей вещества, которые перешли (преобразовались) за время dt . И в том, и в другом случаях изменения энтропии можно представить в виде

$$d_i S = F dX, \quad (5)$$

где F – термодинамическая сила. В этом формализме термодинамические силы должны быть записаны в виде функций термодинамических переменных, таких, как температура и концентрация. Для потока вещества соответствующая термодинамическая сила может быть выражена по аналогии. Все необратимые процессы можно описать на языке термодинамических сил и термодинамических потоков. Изменения энтропии есть сумма всех изменений, вызванных необратимыми потоками dX_k , что позволяет обобщить:

$$d_i S = \sum_k F_k dX_k \geq 0 \quad \text{или} \quad \frac{d_i S}{dt} = \sum_k F_k \frac{dX_k}{dt} \geq 0. \quad (6)$$

Неравенство (4) выражает второе начало термодинамики. Производство энтропии каждым необратимым процессом равно произведению соответствующей термодинамической силы F_k и потока $J_k = dX_k/dt$.

Общие сведения о статистической термодинамике Гамильтона, теория ансамблей

В классической механике состояние системы точечных частиц принято описывать координатами q_1, \dots, q_s , и импульсами p_1, \dots, p_s . Особо важную роль играет энергия системы, записанная в этих переменных.

Обычно она имеет вид

$$H = E_e(p_1, \dots, p_s) + V_i(q_1, \dots, q_s), \quad (7)$$

где первый член зависит только от импульсов и является кинетической энергией, а второй зависит только от координат и соответствует потенциальной энергии.

Уравнения (7) представляет собой функцию Гамильтона. Основная идея введения понятия ансамбля состоит в том, чтобы вместо одной динамической системы, как это принято в гамильтоновой системе, рассматривать множество систем, соответствующих одному и тому же гамильтониану. Гиббсовский ансамбль можно представить в виде множества точек в фазовом пространстве. Эволюцию состояния системы в функции времени принято определять с помощью функции Гамильтона $H = p(q, p)$. Отметим, что гамильтонова

функция используется в классическом вариационном исчислении для представления эйлеровского уравнения движения механических систем в канонической форме.

Величины p и q удовлетворяют уравнение движения:

$$\dot{q} = \frac{\partial H}{\partial p}, \dot{p} = -\frac{\partial H}{\partial q}. \quad (8)$$

Введем обобщенный вектор тока в фазовом пространстве $J = (\dot{q}, \dot{p})$.

Из уравнения (8) следует, что

$$\operatorname{div} I = \frac{\partial \dot{q}}{\partial q} + \frac{\partial \dot{p}}{\partial p} \equiv 0. \quad (9)$$

т.е. фазовая жидкость не сжимается.

Дифференциальной формой закона сохранения числа частиц является уравнение непрерывности в фазовом пространстве:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \operatorname{div}(Jf) = 0,$$

или, с учетом условий,

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \dot{q} \frac{\partial f}{\partial q} + \dot{p} \frac{\partial f}{\partial p} = 0. \quad (10)$$

Уравнение (10) называется уравнением Лиувилля. В нем компоненты тока $J = (\dot{q}, \dot{p})$ выражены как функции p, q (и, возможно, t). Следующее замечание существенное: уравнение (9) не содержит никакой другой информации, кроме той, которая следует из уравнения движения (8). Это следует из свойств уравнений в частных производных первого порядка. Решение (10) может быть записано в виде [1]:

$$f(q, p, t) = q_0(q, p, t), \quad p_0 = p_0(q, p, t), \quad (11)$$

где связь между (q_0, p_0) и (q, p) определяется из (16), а $f_0 = f_0(q_0, p_0) = f(t=0)$ – начальное условие.

Пусть $f(q, p, t)$

$$\frac{dS[f]}{dt} = 0, \quad (12)$$

где

$$S[f] = - \int f \ln f dpdq. \quad (13)$$

Указанное выражение определяется из (11) дифференцированием

$$\frac{dS[f]}{dt} = \int (1 - \ln f) \frac{df}{dt} dpdq. \quad (14)$$

Поскольку согласно уравнению Лиувилля $\frac{df}{dt} = 0$. Следует, что энтропия, определенная по функции распределения f не меняется со временем.

Уравнение Больцмана

Анализируя связь между микроскопическим поведением среды и макроскопических законов термодинамики Больцман ввел свое знаменитое соотношение, связывающее энтропию и вероятность.

$$S = k \ln W, \quad (15)$$

где W – статическая масса состояния, описываемая функцией распределения f ; k – постоянная Больцмана. Детальное обсуждение и доведение формулы (14) были даны Еренфестом. Дальнейшее развитие различных отраслей науки (статистической физики, теории информации и др.) подтверждают ту глубину познания природы, которая заложена в формуле Больцмана.

Из информационной трактовки энтропии могут быть определены распределения статистической физики: канонические распределения Гиббса, т.е. распределение, которое соответствует максимальному значению информации.

А. Эйнштейн, применяя идею Больцмана наоборот, предложил формулу для оценки вероятности флуктуации термодинамических величин:

$$P(\Delta s) = Z e^{k/\Delta s}, \quad (16)$$

где Δs – изменение энтропии, связанное с флуктуацией относительно состояния равновесия, Z – нормированная постоянная, которая обеспечивает сумму всех вероятностей равной единице.

Понятие энтропии можно применить и к термодинамическим

неравновесных состояний, если отклонение от термодинамики равновесия невелики и можно ввести представление о локальном термодинамическом равновесии в малых, но еще макроскопических объемах. В целом энтропия неравновесной системы равна сумме энтропий ее частей, находящихся в локальном равновесии.

Термодинамика неравновесных процессов позволяет более детально исследовать процесс роста энтропии и вычислить количество энтропий, образующийся в единице объема времени вследствие отклонения от термодинамического равновесия.

Статистическая физика связывает энтропию с вероятностью осуществления этого макроскопического состояния системы. Энтропия определяется через лог $S = k \ln \Omega(E, N)$, где Ω – число квантомеханических состояний системы при заданных E и N .

(17)

где $\Omega(E, N)$ – число квантомеханических состояний в узком интервале энергии ΔE вблизи значения энергии E системы из N частиц, в классической статистической физике Ω – величина объемов в фазовом пространстве системы при заданных E и N .

Впервые связь энтропии с вероятностью состояния системы было установлено Больцманом. Эволюция замкнутой системы осуществляется в направлении наиболее вероятного распределения энергии по отдельным подсистемам. Статистическая физика рассматривает особый класс процессов – флуктуации, при которых система переходит в менее вероятное положение, и ее энтропия уменьшается. Наличие флуктуации показывает, что закон возрастания энтропии выполняется только в среднем для большого промежутка времени.

Общие свойства производства энтропии

Как уже говорилось, в линейном режиме стационарные состояния, в которых полное производство энтропии $P = \int_V \sigma dV$ достигает минимума. Это требование также обеспечивает устойчивость стационарного состояния. Столь общий принцип определения состояния системы

отсутствует в далеком от равновесия нелинейном режиме. Состояния, далекие от равновесия, могут быть неустойчивыми и переходить к новым организованным состояниям. Далее будут установлены термодинамические условия, при которых это может происходить. Начнем с некоторых общих свойств полного производства энтропии P . Прежде всего, рассмотрим эволюцию δP , обусловленную малыми изменениями в силах δF_k и потоках δJ_k .

Пусть P - производство энтропии в неравновесном стационарном состоянии. Так как $P = \int_V \sigma dV = \int_V \sum_k F_k dV$ изменения P из-за малых изменений dF_k и dJ_k можно записать как [3]

$$\frac{dP}{dt} = \int \left(\frac{\delta \sigma}{dt} \right) dV = \int \left(\sum_k \frac{dF_k}{dt} J_k \right) dV + \int \left(\sum_k F_k \frac{dJ_k}{dt} \right) dV = \frac{d_F P}{dt} + \frac{d_J P}{dt}, \quad (18)$$

где $d_F P/dt$ - изменения, вызванные силами F_k , а $d_J P/dt$ - изменения под действием потоков J_k . Теперь могут быть установлены два общих свойства:

1) В линейном режиме

$$\frac{d_F P}{dt} + \frac{d_J P}{dt} = 0, \quad (19)$$

2) Для независящих от времени граничных условий, даже вне линейного режима

$$\frac{d_F P}{dt} \leq 0, \quad (20)$$

(в стационарном состоянии $d_F P/dt = 0$).

Величина $d_F P$ не есть дифференциал функции состояния, и этим она отличается от термодинамических потенциалов, например свободной энергии Гиббса G . Следовательно, тот факт, что $d_F P$ может только уменьшаться, не позволяет делать никаких выводов о том, как будет развиваться процесс.

Первое из выше сформулированных свойств, следует из линейных соотношений $J_k = \sum_i L_{ki} F_i$ и соотношений взаимности Онсагера $L_{kl} = L_{lk}$.

Прежде всего, отметим, что

$$\sum_k dF_k J_k = \sum_k dF_k J_{ki} F_i = \sum_k (dF_k J_{ik}) F_i = \sum_i dJ_i F_i \quad (21)$$

Используя этот результат в определениях $d_F P$ и $d_J P$ с очевидностью получаем, что

$$\frac{d_F P}{dt} = \int \left(\sum_k \frac{dF_k}{dt} J_k \right) dV = \int \left(\sum_k F_k \frac{dJ_k}{dt} \right) dV = \frac{d_J P}{dt} = \frac{1}{2} \frac{dP}{dt}. \quad (22)$$

Общее свойство (20), примененное к (22), дает результат, полученный в предыдущей главе:

$$\frac{dP}{dt} = 2 \frac{d_F P}{dt} \leq 0 \quad \text{в линейном режиме} \quad (23)$$

Соотношение (23) еще раз показывает, что отклонение полного производства энтропии P от стационарного значения, в соответствии с принципом минимума производства энтропии, монотонно уменьшается.

Итак, имеем два неравенства: $P \geq 0$ и $d_F P \leq 0$. Второе неравенство есть важный критерий эволюции.

Рассмотрен простой пример химической системы, далекой от равновесия, когда зависимость скоростей от средства несимметрична. Производная $d_F P/dt$ в этом случае принимает вид:

$$\frac{d_F P}{dt} = \nu_1 \frac{dA_1}{dt} + \nu_2 \frac{dA_2}{dt} = lA_2 \frac{dA_1}{dt} - lA_1 \frac{dA_2}{dt} \leq 0. \quad (24)$$

Вводя полярные координаты $A_1 = r \cos \Theta$ и $A_2 = r \sin \Theta$, это уравнение может быть записано как

$$\frac{d_F P}{dt} = -lr^2 \frac{d\Theta}{dt} \leq 0. \quad (25)$$

Неравенство (25) можно также использовать при выводе достаточного условия устойчивости стационарного состояния. Если все флуктуации $\delta_F P > 0$, то стационарное состояние устойчиво. В этом случае более целесообразно использовать теорию устойчивости Ляпунова.

Всякий раз, когда флуктуация выводит систему из равновесного состояния, необратимые процессы возвращают ее в равновесное состояние.

Тенденция системы достигать экстремума термодинамического потенциала и оставаться в этом состоянии делает систему устойчивой. Именно так устойчивость равновесного состояния системы связана с существованием термодинамических потенциалов.

Когда система далека от термодинамического равновесия, для ее характеристики нельзя использовать принцип экстремумов и необратимые процессы не всегда обеспечивают устойчивость системы. Неустойчивость, возникающая в системе, далекой от равновесного состояния, вынуждает ее переходить в состояния с высоким уровнем организации; примерами таких состояний могут служить системы с колебательными реакциями или спонтанным образованием пространственных структур.

Энтропия флуктуации

Одно из наиболее глубоких следствий неравновесной термодинамики проявляется в дуалистичности необратимого процесса: как разрушителя порядка вблизи равновесия и как создателя порядка вдали от равновесия. Для систем, далеких от равновесия, не выполняются общие экстремальные принципы, предсказывающие состояния, к которым переходят системы. В отсутствие принципа экстремумов, однозначно предсказывающего состояние, к которому стремится неравновесная система, заключается фундаментальное, свойство неравновесных систем. В отличие от равновесных систем, которые переходят в состояние с минимальной свободной энергией, неравновесные системы могут развиваться непредсказуемо: их состояние не всегда однозначно определяется макроскопическими уравнениями. Это происходит от того, что при одном и том же наборе условий неравновесная система может переходить к разным состояниям. Причиной тому могут быть флуктуации, малые неоднородности, дефекты или другие случайные факторы. К какому состоянию перейдет конкретная система, в общем случае предсказать невозможно. Новые состояния, достигаемые таким образом, являются часто «упорядоченными состояниями», которые обладают пространственно-временной организацией. Фундаментальное свойство неравновесных систем проявляется в способности

переходить в упорядоченное состояние в результате флуктуаций — т. е. осуществлять «**порядок через флуктуации**» [4-7].

В неравновесных системах результатом химических реакций и диффузии могут быть колебания концентраций и пространственных структур; в закрытой же системе те же диссипативные процессы размывают неоднородности и приводят систему к однородному, независящему от времени равновесному состоянию. Поскольку возникновение и поддержание организованных неравновесных состояний обусловлено диссипативными процессами, эти состояния называются диссипативными структурами.

Концепция *диссипативных структур и порядка через флуктуации* учитывает основные свойства неравновесного порядка.

Энтропия тепломассообменных процессов в пористых средах

Генерация энтропии при течении среды через пористую среду исследовались Т.В. Морозюк [10]. Приведем основные положения, приведенные в этой работе.

Проблема генерации энтропии в энергопреобразующих системах анализировалась А. Бежаном [5, 6]. Полученные результаты позволили решить вопрос о минимизации в теплообменных процессах [7], а также оптимизации экономических показателей [8].

Указанный метод широко используется для анализа процессов тепломассообмена в пористых средах [9-15].

Исходная система уравнений для асимметричного и стационарного случая записывается так:

- состояния

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u) + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r}(r^n \rho v) = 0, \quad (26)$$

- движения в направлении z

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u u) + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r}(r^n \rho v u) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu_e \frac{\partial u}{\partial z}\right) + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r}\left(r^n \mu_e \frac{\partial u}{\partial r}\right) - f \frac{\mu_e u}{K} - f \frac{\rho F}{\sqrt{K}} |u| u, \quad (27)$$

- движения в направлении r

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho w) + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r}(r^n \rho v) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_e \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^n \mu_e \frac{\partial v}{\partial r} \right) - f \frac{\mu_e v}{K} - f \frac{\rho F}{\sqrt{K}} |u| v - \frac{\mu_e v}{r^2} n, \quad (28)$$

где: z и r – координаты (r – радиус); u , v – компоненты скорости; ρ – плотность; f – параметры, определяющие степень пористости исследуемого тела; μ_e – эффективная вязкость; K – площадь, m^2 ; F – показатель интенсивности; $|u| = (u^2 + v^2)^{0,5}$, м/с.

Уравнения энергии, если пренебречь эффектом диссипации, в силу вязкости, а также теплообменом имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho_e c_e u T) + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r}(\rho_e c_e r^n v T) = \frac{\partial}{\partial z} \left(k_e \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^n k_e \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (29)$$

где: κ_e , c_e и ρ_e – выражают соответственно эффективный коэффициент теплопроводности, эффективный коэффициент теплообмена и эффективную плотность.

В безразмерной форме анализируемая система уравнений записывается следующим образом:

- в направлении Z

$$\frac{\partial}{\partial Z}(VU) + \frac{1}{R^n} \frac{\partial}{\partial R}(R^n VU) = -\frac{\partial P}{\partial Z} + \frac{1}{R_e} \left[\frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{\partial U}{\partial Z} \right) + \frac{1}{R^n} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^n \frac{\partial U}{\partial R} \right) \right] - f \frac{U}{D_a R_e}, \quad (30)$$

- в направлении R

$$\frac{\partial}{\partial Z}(UV) + \frac{1}{R^n} \frac{\partial}{\partial R}(R^n UV) = -\frac{\partial P}{\partial R} + \frac{1}{R_e} \left[\frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right) + \frac{1}{R^n} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^n \frac{\partial V}{\partial R} \right) \right] - f \frac{V}{D_a R_e} - f \frac{V}{R_e R^2} n, \quad (31)$$

- уравнения энергии

$$\frac{\partial}{\partial Z}(U\Theta) + \frac{1}{R^n} \frac{\partial}{\partial R}(R^n V\Theta) = \frac{1}{P_e} \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial Z^2} \right) + \frac{1}{P_e R^n} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^n \frac{\partial \Theta}{\partial R} \right), \quad (32)$$

Диссипация тепловой энергии для осимметричного движения представляется так [13]:

$$\Phi = 2 \left[\left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v}{r} n \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \right] + \left[\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial r} \right]^2, \quad (33)$$

Генерация энтропии в безразмерной форме равна:

$$E_g = \left(\frac{\partial \Theta}{\partial Z}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Theta}{\partial R}\right)^2 + (1-f) Br_m \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial V}{\partial R}\right)^2 + \left(\frac{V}{R} n\right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial Z}\right)^2 \right] + \left[\frac{\partial V}{\partial Z} + \frac{\partial U}{\partial R} \right]^2 \right\} + f \frac{Br_m}{D_a} [\bar{V}]^2, \quad (34)$$

В уравнениях (5 – 9) приняты обозначения:

$$Z = z/z_{in}; U = u/u_{in}; V = v/v_{in}; R = r/r_{in}; \Theta = (T - T_{in})/T_w - T_{in}; P = p/p_{in};$$

$\Theta = (T - T_{in})/T_w - T_{in}; P = p/p_{in}; D_a = k/r_0$ – число Дарси; $Re = \rho \cdot u_{in} \cdot r/\mu$ – число Рейнольдса; Br_m – преобразованное число Брикмана.

На основе расчетов по приведенной системе уравнений автор [4] приводит графические зависимости относительной скорости V от относительного радиуса пор R для различных значений числа Дарси $D_a = 10^{-2} \dots D_a = 10^{-4}$, а также зависимость безразмерной температуры Θ от относительного радиуса R для различных значений числа Дарси.

Особый интерес представляют графические зависимости величины генерации энтропии от относительного радиуса пор при различных значениях числа Дарси.

Доказано, что степень генерации энтропии существенно зависит от параметра $\xi = z / r_0$, где r_0 – исходный радиус порости. С увеличением значения ξ генерация энтропии уменьшается асимптотически, приближаясь к нулевому значению.

Заключение

Энтропия служит мерой потерь энергии (необратимости) явлений, имеющих место во многих областях производства: тепловых и массообменных, физико-химических, дисперсных структур, флуктуации и т.д. В дальнейшем с появлением новых технических решений энтропия, нет сомнений, будет играть роль оценочной мерой совершенства в энергетическом отношении исследуемых явлений.

Список литературы

1. Долинский А.А. Статистический анализ энтропии / А.А. Долинский, Б.Х. Драганов // Науковий вісник НУБіП України. 184. – Част. 1. – С. 19-28.
2. Журавлев В.А. Термодинамика необратимых процессов в задачах и решениях. — Москва.: «Наука», 1979. – 186с.
3. Glensdorf P., Пригожин Н. Термодинамическая теория структуры устойчивости и флуктуации. – М.: «Мир», 1973. – 280с.
4. Morosuk T.V. Entropy generation in conduits filled with porous medium totally and partially/International Journal of Heat and Mass Transfer 48 (2005). – P. 2548 – 2560.
5. Bejan A. Entropy Generation through Heat and Fluid Flow, John Wiley and Sons, New York. 1982.
6. Bejan A., Tsatsaronis G., Moran M. Thermal Design and Optimization, John Wiley and Sons, New York, 1996.
7. Bejan A. Entropy generation minimization in heat transfer. In: E. Sciubba. M. Moran (Eds.) Second Law Analysis of Energy systems: toward the 21st century. Proceedings of International Conferences ROMA', 1995, P. 363–372.
8. Olivera De, Schwarzer B., Le Goff P., Tondcur D. Comparison of the entropic, exergetic and economic optima of a heat exchanger, in: D. Kouremenos, G. Tsatsaronis, C. Rakopoulos (Eds.) Proceedings of International Conference ATHENS'91 Analysis of Thermal and Energy Systems, 1991, P. 105–116.
9. Morosuk T. Porous media theory for fouling problems in heat exchangers of refrigeration machines and heat pumps, on current issues on heat and mass transfer in porous media, in: Proceedings of the NATO Advanced Study Institute on Porous Media, 9–20 June 2003, Neptun, Romania, 2003, P. 406–416.
10. Mohamad A.A. Heat transfer enhancements in heat exchangers fitted with porous media Part I: constant wall temperature. Int. J. Therm. Sci. 42 (2003), P. 385–395.

11. Webb R.L. Principles of Enhanced Heat Transfer, Wiley, New York, 1994.
12. Lauriat G., Ghafir R. Forced convective transfer in porous media, in: K. Vafai, H.A. Hadim (Eds.), Handbook of Porous Media, Marcel Dekker, New York, 2000.
13. Poulikakos D., Kazmierczak M. Forced convection in a duct partially filled with a porous material, ASME J. Heat Transfer 109 (1987) 653–662.
14. Jang J.Y., Chen J.L. Forced convection in a parallel plate channel partially filled with a high porosity medium. Int. Commun. Heat Mass Transfer 19 (1992), P. 263–273.
15. Lage J.L., Narasimhan A. Porous media enhanced forced convection fundamentals and applications, in: K. Vafai, H.A. Hadim (Eds.), Handbook of Porous Media, Marcel Dekker, New York, 2000.
16. Bird R. B., Stewart W.E., Lightfoot E.N. Transport Phenomena, second ed., John Wiley and Sons, New York, 2001.

Виконано аналіз розвитку поняття ентропії - від феноменологічного до статистичного уявлення при вивченні варіаційних процесів, дискретних структур, флуктуації, термічної стійкості.

Ентропія, рівноважні і нерівноважні процеси, оборотність, мінімум виробництва ентропії, енергія Гіббса, статистична термодинаміка, рівняння Больцмана, ентропія флуктуації, стійкість, дисипативні структури.

The analysis of the development of the concept of entropy - from the phenomenological to statistical representation, as well as in the study of variation processes, discrete structures, fluctuations, thermal stability.

Entropy, equilibrium and nonequilibrium processes, reversibility, minimum entropy production, Gibbs energy, statistical thermodynamics, Boltzmann equation, entropy fluctuations, stability, dissipative structures.