

2013-08-07 ЭД и КУ

**В. Поляков. «Эволюция методов исследования механических систем или что дает эргодика».**

## Оглавление

Аннотация.....	1
1. Введение.....	1
1.1. Основные зависимости и понятия.....	1
1.1.2. Классификация и методы исследования физических систем.....	2
2. Анализ подходов, используемых методами при исследовании эволюции систем.....	2
2.1. Признаки и результаты использования методов классической физики.....	2
2.1.1. Уравнения движения, связанные с использованием методов СМ.....	3
2.1.2. Уравнения, связанные с использованием методов МТС.....	3
3. Уравнения движения, связанные с использованием метода NSM.....	3
4. Уравнения движения, связанные с использованием методов ТОС.....	5
5. Уравнения движения, связанные с использованием методов ЭД.....	7
6. Результаты, полученные при решении уравнений движения.....	11
7. Выводы и обсуждение результатов.....	15

Аннотация.

Теоретически и экспериментально показана эволюция методов исследования механических систем с использованием кинетических уравнений движения. Делается вывод: использование решений кинетических уравнений методами классической физики (метод, распространенный в настоящее время) приводит к множеству гипотез и, в конечном итоге, к неадекватным расчетам на стадии проектирования, авариям и катастрофам при эксплуатации любых механических систем, включая здания, сооружения и любые виды техники, в том числе средства доставки.

### 1. Введение.

#### 1.1. Основные зависимости и понятия.

Рассматривается применение уравнений движения к задачам эволюции механической системы на примере взаимодействия тонкостенной оболочки сферической формы с потоком воздуха.

Эволюция системы определяется уравнениями движения, начальными и граничными условиями.

КУ движения Больцмана описывает эволюцию во времени ( $t$ ) функции распределения плотности  $f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)$  в фазовом пространстве. Распределение (экспериментальное значение) определяется таким образом, что  $f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) d^3x d^3p$  пропорционально числу частиц в фазовом пространстве.

Уравнение Больцмана имеет вид: 
$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} \cdot \frac{\mathbf{p}}{m} + \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} \cdot \mathbf{F} = \frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{\text{coll}} = Stf \quad (1.1.1)$$

где:  $\mathbf{F}(\mathbf{x}, t)$  – поле сил, действующее на частицы в фазовом объеме  $d^3x d^3p$ ;

$m$  – масса частицы;  $\mathbf{p}$  – импульс частицы;  $\mathbf{x}$  – координата частицы.

$\frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{\text{coll}}$  или  $Stf, I_B$  – учитывает взаимодействия (столкновения) между частицами (интеграл взаимодействия или столкновения).

Если  $Stf = 0$  (не взаимодействующие частицы) то, имеет место случай описываемый уравнением Лиувилля. Если поле сил  $\mathbf{F}(\mathbf{x}, t)$  заменить самосогласованным полем, зависящим от функции распределения  $f$ , то получим уравнение Власова. В механике Гамильтона (1.1.1) имеет вид:  $\hat{\mathbf{L}}[f] = \mathbf{C}[f]$  (1.1.2)

где:  $\mathbf{L}$  – оператор Лиувилля (описывает эволюцию объема фазового пространства);

$\mathbf{C}$  – оператор столкновений.

Уравнение Лиувилля имеет форму: 
$$\hat{\mathbf{L}}_{NR} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{x}} + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{p}} \quad (1.1.3)$$

Динамическое (микроскопическое) распределение  $N$  частиц системы в  $6$  – мерном фазовом пространстве  $\mathbf{x} = (\mathbf{r}, \mathbf{p})$  координат и импульсов частиц описывается выражением [1] имеет вид:

$$N(\mathbf{x}, t) = \sum_{1 \leq i \leq N} f^{(D)}(x_i, t) = \sum_{1 \leq i \leq N} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i(t)); \int N(\mathbf{x}, t) d\mathbf{x} = N \quad (1.1.4)$$

где:  $N(\mathbf{x}, t) d\mathbf{x}$  число частиц около точки  $\mathbf{x}$  в единице объема  $d\mathbf{x}$  в момент времени  $t$ .

При рассмотрении  $b$  – мерного фазового пространства  $X = (\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N)$  вводится динамическое (микроскопическое) распределение  $f_N^{(D)}(X, t) = \delta(X - X(t)); \int f_N^{(D)}(X, t) dX = 1$  (1.1.5)

Функция распределения в  $b$  – мерном фазовом пространстве определяется первым моментом динамического распределения (1.5):  $f_N(X, t) = \langle f_N^{(D)}(X, t) \rangle = \langle \delta(X - X(t)) \rangle$  (1.1.6)

Функция распределения  $f_N(X, t)$  выражается через произведения распределений отдельных частиц:  $f_N(X, t) = \prod_{1 \leq i \leq N} (V^{-1} f(x_i, t)); V^{-1} f(x_i, t) dx = 1$  (1.1.7)

Уравнение (1.1) дает микроскопическое описание эволюции состояния частиц. Переход к уравнениям, учитывающим макроскопические свойства частицы (температуру, плотность, скорость и т.п.) осуществляется распределением<sup>ii</sup>[2]:  $N(\mathbf{r}, t) = \int f(\mathbf{r}, \Gamma, t) d\Gamma$  (1.1.8)

где:  $N(\mathbf{r}, t)$  – плотность распределения макрочастиц в пространстве;

$\Gamma = (\mathbf{p}, \mathbf{M})$  – интеграл движения, остающийся постоянным для каждой макрочастицы в течение ее свободного движения (в отсутствии внешнего поля) между двумя последовательными столкновениями;  $\rho = mN$  – массовая плотность макрочастицы.

Скорость движения макроскопической частицы определяется в виде:  $\mathbf{V} = \bar{\mathbf{v}} = \frac{1}{N} \int \mathbf{v} f d\Gamma$  (1.1.9)

КУ для макроскопических частиц имеет вид:  $\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (v_\alpha f) = St f$  (1.1.10)

Умножим на  $m, p_\beta, \epsilon$  и проинтегрируем (1.10) по  $d\Gamma$ . Правая сторона (1.10) обратится в нуль.

Для функций распределений  $\rho$  записываются уравнения (замыкание уравнения (1.1)):

$$\text{- непрерывности (сохранения массы): } \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \rho \mathbf{V} = 0 \quad (1.1.11)$$

$$\text{- сохранения импульса: } \frac{\partial}{\partial t} (\rho V_\alpha) + \frac{\partial \Pi_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta} = 0; \Pi_{\alpha\beta} = \int m v_\alpha v_\beta f d\Gamma \quad (1.1.12)$$

$$\text{- сохранения энергии: } \frac{\partial}{\partial t} N \bar{\epsilon} + \text{div } \mathbf{q} = 0; \mathbf{q} = \int \epsilon \mathbf{v} f d\Gamma \quad (1.1.13)$$

где:  $\epsilon$  – плотность энергии.

Переменные функций распределения  $\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i$  измеряются экспериментально (для каждого состояния системы или процесса). В результате экспериментальных исследований формально получаем ансамбль Гиббса – совокупность одинаковых систем, но с разными значениями переменных  $x_i$ .

### 1.1.2. Классификация и методы исследования физических систем.

Условно классификацию физических систем можно представить в виде<sup>iii</sup>[3]:

- по виду систем: механические, термодинамические, электрические, магнитные, электромагнитные и т.п.;

- по типу систем (характеру взаимодействия с окружением): IS, CS, OS;

В некоторых случаях рассматривается  $C^*S$  – механическая система, для которой имеет место закон сохранения механической энергии:  $E_{m.e} = E_{ke} + E_{pe} = \text{const}$

- по принципу изменения свойств системы во времени: статистические, динамические

Методы исследования состояния систем:

- классическая физика (22 гипотезы и 13 принципов), в том числе: CM, TS (MTS), TSS и т.п.;

- неравновесная статистическая механика (2 гипотезы и 2 принципа);

- теория открытых систем (3 гипотезы и 9 принципов);

- энергодинамика (практическое отсутствие гипотез).

Методы отличаются: составом признаков, количествами гипотез и принципов<sup>iv</sup> [4].

### 2. Анализ подходов, используемых методами при исследовании эволюции систем.

Рассматриваются подходы методами: классической физики (CM, TS, MTS, TSS), NSM, TOS, ED.

Исходной информацией являются экспериментальные значения переменных: координат  $r_1, \dots, r_n$  и соответствующих скоростей  $v_1, \dots, v_n$ , относящиеся к массам частиц  $m_n$ .

#### 2.1. Признаки и результаты использования методов классической физики.

Общими признаками методов являются:

- соблюдение: законов КФ, - сохранения массы, импульса и энергии, Ньютона;

- представление: дискретность нагрузок и воздействий, системы в виде CS или  $C^*S$ ;

- использование: принципов суперпозиции, систем отсчета ИСО, методов теории возмущений<sup>v</sup>[5]

Отсутствие корреляции взаимодействия частиц объекта со средой; постоянство формы объекта, однородность среды и материалов;

- рассмотрение раздельное: тепловых и других процессов в механическом представлении.

Состояния частиц объекта определяются экспериментальными значениями  $f(\mathbf{p})|_{t=0}$  для фиксированных координат точек объекта  $r_i = \text{const}$ , вопросы взаимодействия объекта со средой и влияния объекта на среду не рассматриваются.

### 2.1.1. Уравнения движения, связанные с использованием методов СМ.

В СМ<sup>vi</sup> [6] рассматриваются состояния частиц в равновесии. Функция распределения с дискретным набором переменных  $n$  имеет вид  $f_n$ .

В КУ (1.1.1) принимаются:  $Stf = 0$ , форма и координаты точек на поверхности тела постоянные, силы, действующие на поверхности тела  $\mathbf{F} = \mathbf{F}_e + \mathbf{F}_i$ . Энергия системы С\*С определяется в виде  $E_{m.e} = E_k + E_p = \text{const}$ . Массовая плотность  $\rho = \text{const}$ .

Для функций распределений  $\rho$  (1.1.11-13) записываются уравнения:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (2.1.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho V_\alpha) + \sum_\beta \frac{\partial \Pi_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta} = 0; \quad \Pi_{\alpha\beta} = \int m V_\alpha V_\beta f_n dp \quad (2.1.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} n \bar{E}_{me} + \text{div}(q) = 0; \quad q = \int E_{me} V f_n dp \quad (2.1.3)$$

где:  $\Pi_{\alpha\beta}$  - тензор плотности потока импульса;  $m$  - масса частиц;  $n$  - плотность числа частиц;

$\rho$  - массовая плотность частиц (для упрощения считается  $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ ).

Силы немеханического характера при исследовании состояния приводятся к механическим силам.

### 2.1.2. Уравнения, связанные с использованием методов MTS.

Аналогичные виды уравнений относятся также к методам TSS. Функция распределения с дискретным набором переменных  $n$  имеет вид  $f_n$ . В расчетах методом MTS считаются: форма тела квазистационарная,  $R \sim \text{const}$ . Действие среды заменяется действием нагрузок на поверхность объекта.

Уравнения (2.1.1-2) для оболочки сферической формы (сферические координаты) переписываются в виде уравнений равновесия и неразрывности.

Уравнения равновесия<sup>vii</sup> [7] по методу MTS записываются в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \varphi} (R \sin \varphi N_\varphi) + \frac{\partial S}{\partial \theta} R - N_\theta R \cos \varphi = 0 & \quad N_\varphi(q) = n_\varphi q R; \quad N_\theta(q) = q R; \quad N_{\varphi,\theta}(p) = \frac{1}{2} p R \\ \frac{\partial}{\partial \theta} (R \sin \varphi S) + \frac{\partial N_\theta}{\partial \theta} R - S R \cos \varphi = 0 & \quad ; \quad \sum N_{\varphi,\theta} = \left( n_{\varphi,\theta} q + \frac{p}{2} \right) R \\ N_\varphi + N_\theta = ZR & \end{aligned} \quad (2.1.4)$$

Уравнения (неразрывности) перемещений записываются в виде:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial \varphi} - w = \frac{qR}{E_1 \delta} (N_\varphi - \nu_1 N_\theta) \\ \sin^{-1} \varphi \frac{\partial v}{\partial \theta} + u \text{ctg} \varphi - w = \frac{qR}{E \delta} (N_\theta - \nu_2 N_\varphi) ; \quad w_p = -p \frac{R^2}{E \delta}; \quad w_q = \bar{w} q \frac{R^2}{E \delta}; \\ \frac{\partial v}{\partial \varphi} - v \text{ctg} \varphi + \sin^{-1} \varphi \frac{\partial u}{\partial \theta} = \frac{RS}{G \delta} \quad w = w_q + w_p = (\bar{w} q - p) \frac{R^2}{E \delta} \end{aligned} \right. \quad (2.1.5)$$

Уравнения для усилий и перемещений<sup>viii</sup> [8] после представления в нормальной форме Коши решаются методом Рунге-Кутты. Решение по безмоментной теории не удовлетворяет краевым условиям в отношении  $w$  и  $N_\theta$ . Для краевой зоны используются нелинейные уравнения<sup>ix</sup> [9] для уточнения значений  $N_\theta$  в

виде:  $\frac{\partial^2 N_\theta}{\partial \varphi^2} + \lambda^2 N_\theta = 0$ ;  $\lambda = \left[ \frac{E \delta}{(N_\varphi^0)_{\text{кр}}} \right]^{\frac{1}{2}}$ , где  $(N_\varphi^0)_{\text{кр}}$  - значение усилия на краю.

В результате решения уравнений равновесия для точек, лежащих на главном меридиане, получаем распределение коэффициентов усилий  $n(\text{мер.}) = \bar{n}_\varphi = \frac{N_\varphi}{qR}$  и  $n(\text{шир}) = \bar{n}_\theta = \frac{N_\theta}{qR}$ . К ним должны быть добавлены коэффициенты усилий от действия избыточного давления. В результате получаем значения усилий  $N_\varphi(q)$ ,  $N_\theta(q)$ ,  $S(q)$  [7]. Результаты расчета методами MTS по виду зависимостей и величинам не совпадают с реальной картиной изменения усилий и перемещений.

При рассмотрении задач методами СМ к составу энергии объекта добавляется часть внешней тепловой энергии, приводящая к полезной работе сил:  $E = E_{me} + E_T^e$ .

### 3. Уравнения движения, связанные с использованием метода NSM.

Общими признаками метода являются:

- соблюдение: классических законов: сохранения массы, импульса и энергии, Ньютона;
- представление: случайный характер нагрузок и воздействий, системы в виде СС;
- использование: систем отсчета ИСО, методов теории возмущений [5]

Частичная корреляция взаимодействия частиц объекта со средой; постоянство формы объекта, однородность среды и материалов;

- рассмотрение частичное совместное: тепловых и других процессов в механическом представлении, обмен энергией и информацией.

В основе статистической механики лежат уравнения движения КМ и теория вероятностей. Ансамбль дискретных функций  $f_n \left( c_p; \frac{w}{R}; \psi_0 \right)$  имеет вид:  $f(X, t)|_{t=0}; X = (\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, p_1, \dots, p_N)$ . В работе [10] координаты точек на поверхности объекта обозначены  $\mathbf{q}_i$ , (сохраняем символы координат по работе [10]). КУ движения (1.1.1) для  $\mathbf{C}[f] = 0$ . Энергия системы -  $E_{me}$ . Состояния стационарные. Для стационарных режимов устанавливается (через энтропию) связь между частицами среды и объекта функцией распределения. Уравнения движения в канонической форме записываются в виде:  $\frac{dq_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial p_i}; \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_i}; (i = 1, \dots, s)$  (3.1)

где:  $|H(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_s, p_1, \dots, p_s)|_{t=0}$  - гамильтониан системы при  $(t = 0)$ .

Для системы  $N$  частиц с парным центрально-симметричным взаимодействием, описываемым потенциалом  $\Phi(|q_i - q_k|)$ , гамильтониан записывается в виде:  $H = \sum_k \frac{p_k^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq k} \Phi(|q_i - q_k|)$  (3.2)

где:  $\Phi_{ik}(q_i, q_k); n = k = 1, \dots, s$  - потенциал взаимодействия частиц.

Соотношение (3.2) можно переписать в виде:  $H = E_k + \Delta E_{me}$

Соотношению (3.2) соответствуют уравнения движения:

$$\dot{q}_k = \frac{p_k}{m}; \dot{p}_k = -\sum_{i \neq k} \frac{\partial \Phi(|q_i - q_k|)}{\partial q_k} = F_k \quad (3.3)$$

где:  $F_k$  - сила, с которой действуют на  $k$  - ую частицу все остальные частицы.

Вместо распределения  $f(r, p, t)$  строится распределение плотностей вероятностей  $\rho(q, p, t)$  - переход к статистическим случайным распределениям  $\rho(q, p, t)$ .

Изменение функции  $\rho(q, p, t)$  со временем определяется выражением:

$$\frac{d\rho}{dt} = \sum_{i=1}^s \left[ \frac{\partial \rho}{\partial q_i} \frac{\partial q_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho}{\partial p_i} \frac{\partial p_i}{\partial t} \right] = \sum_{i=1}^s \left[ \frac{\partial \rho}{\partial q_i} \frac{\partial H}{\partial p_i} - \frac{\partial \rho}{\partial p_i} \frac{\partial H}{\partial q_i} \right] = [\rho, H] \quad (3.3)$$

где:  $[f, H]$  - скобки Пуассона. Условие инвариантности  $[f, H] = 0$

$\rho$  - плотность в фазовом пространстве.

Закон сохранения энергии ( $H$  - не зависит от  $t$ ) записывается в виде:

$$[H, H] = \sum_{i=1}^s \left[ \frac{\partial H}{\partial p_i} \frac{\partial H}{\partial q_i} - \frac{\partial H}{\partial q_i} \frac{\partial H}{\partial p_i} \right] = 0 \quad (3.4)$$

$$\text{Уравнение непрерывности имеет вид: } \frac{d\rho}{dt} + \sum_{i=1}^s \left[ \frac{\partial}{\partial q_i} \left( \frac{\partial q_i}{\partial t} \rho \right) + \frac{\partial}{\partial p_i} \left( \frac{\partial p_i}{\partial t} \rho \right) \right] = 0 \quad (3.5)$$

$$\text{Уравнение непрерывности в силу (3.1) записывается в виде: } \frac{d\rho}{dt} + \sum_{i=1}^s \left[ \frac{\partial H}{\partial p_i} \frac{\partial \rho}{\partial q_i} - \frac{\partial H}{\partial q_i} \frac{\partial \rho}{\partial p_i} \right] = 0 \quad (3.6)$$

Уравнение (3.5) известно под названием уравнения Лиувилля (или уравнения сохранения фазового объема). Конечность объема  $V$  можно учесть, добавляя к (3.2) дополнительную потенциальную функцию  $U(q_i, \dots, q_k)$  постоянную в объеме  $V$  и быстро возрастающую к бесконечности при приближении координат частицы к границе. Для случая статистического равновесия (стационарные условия)  $\rho$  и  $H$  не зависят от времени, и уравнение Лиувилля имеет вид:  $\{H, \rho\} = 0$  (3.7)

Если для времени  $t_0$  известна функция распределения, то с использованием уравнения

$$\{H, \rho\} = iL\rho = \frac{\partial \rho}{\partial t} \sum_k \left( \frac{\partial H}{\partial q_k} \frac{\partial \rho}{\partial p_k} - \frac{\partial H}{\partial p_k} \frac{\partial \rho}{\partial q_k} \right), \text{ можно найти для любого последующего момента времени значение функции распределения } \rho = \exp[-i(t - t_0)L] \rho(p, q, 0) \quad (3.8)$$

Из уравнения Лиувилля следует, что производная среднего значения динамической переменной

$$A(p, q, t) \text{ равна среднему значению от ее полной производной по времени: } \langle A \rangle \int A(p, q, t) \rho(p, q, t) d\Gamma$$

где:  $d\Gamma = \frac{dp dq}{N! h^{3N}}$  - элемент фазового объема около точки  $(p, q) = (p_1, \dots, p_N; q_1, \dots, q_N)$

$$\text{Через функцию распределения } \rho \text{ определяется } \langle F \rangle = \int \prod dq \prod dp F(q_1, \dots, q_N, p_1, \dots, p_N) \quad (3.9)$$

$F$  - напряженность поля внешних сил.

Для потока жидкости (среда) записывается система уравнений:

$$\begin{aligned} -St(f) &= \frac{f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) - f_0}{r(p)}; f_0 = \left[ \exp \left( \frac{E_{me} - \mu(\mathbf{r})}{k_0 T(\mathbf{r})} \right) + 1 \right]^{-1}; f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = f_0 + g(t); \\ - \text{непрерывности: } &\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \rho \mathbf{V} = 0; \\ - \text{Эйлера: } &\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} = \frac{\nabla p}{\rho} + \frac{\mathbf{F}}{m}; \\ - \text{переноса энергии: } &\frac{\partial p}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) p = -\frac{5}{3} p \text{ div } \mathbf{V} \end{aligned} \quad (3.10)$$

где:  $\mathbf{V}$  - гидродинамическая скорость.

В результате получаются функции состояния и переменные (экстенсивные и интенсивные) в зависимости от функции распределения  $\rho(q, p, t)$ . Особенностью работы И.Р.Пригожина является установления для CS связи состояния для частицы потока (среды) с соответствующими частицами тела в потоке, определения взаимодействия частиц и обмена энергией (полной механической) для стационарных процессов. От задач определения состояния объекта (в состоянии равновесия) методами СМ выполняется переход к рассмотрению ТД системы с учетом энергии неравновесного состояния ( $ST$ ) для стационарных процессов (локальное равновесное состояние). Из второго начала ТД следует неравенство  $\frac{dS}{dt} > 0$ . Энтропия возрастает до тех пор, пока не достигнет максимума в состоянии равновесия. Изменения энтропии записываются соотношениями<sup>xi</sup>[11]:

$$dS = d_e S + d_i S; d_e S = \frac{dE + pdV}{T} - \frac{1}{T} \sum_{k=1}^n \mu_k d_e N_k; d_i S = -\frac{1}{T} \sum_{k=1}^n \mu_k d_i N_k > 0 \quad (3.11)$$

где:  $d_e S$  - внешнее изменение энтропии (обмен веществом и энергией с внешней средой);

$d_i S$  - внутреннее изменение энтропии (произведена необратимыми процессами внутри системы).

Обмен энтропией со средой выражается через потоки теплоты и вещества:

$$\text{- для IS: } d_e S = 0; d_i S \geq 0; \quad (3.12)$$

$$\text{- для CS: } d_e S = \frac{dQ}{T} = \frac{dE + pdV}{T}; d_i S \geq 0 \quad (3.13)$$

$$\text{В состоянии локального равновесия } \frac{d_i S}{dt} = -\frac{d_i S}{dt}; \frac{dS}{dt} = 0; \sigma = \frac{d_i S}{dt} \geq 0 \quad (3.14)$$

Энергия системы определяется соотношением:

$$\mathcal{E} = E_{tme} = E_{me} + E_{ST} = E_k + E_p + E_{ST} \quad (3.15)$$

где:  $E_{ST}$ - энергия неравновесного состояния.

#### 4. Уравнения движения, связанные с использованием методов TOS.

Общими признаками методов являются:

- соблюдение: классических законов, - Ньютона;
- представление: случайный характер нагрузок и воздействий, для OS;
- использование: систем отсчета ИСО и ТНП.

Корреляции взаимодействия частиц объекта со средой: изменяемая форма объекта, неоднородность среды и материалов, обмен веществами и информацией;

- решение задачи методами неравновесной нелинейной термодинамики.

Для учета взаимодействия оболочки в потоке используется цепочка КУ ББКИ<sup>xiii</sup>[12].

Рассмотрим систему из  $N$  частиц с парным взаимодействием, находящуюся во внешнем поле.

Функция распределения  $f_N = f_N(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N, t)$  удовлетворяет уравнению Лиувилля. КУ уравнения движения записывается в виде:

$$\frac{\partial f_N}{\partial t} + \sum_{i=1}^N \dot{\mathbf{r}}_i \frac{\partial f_N}{\partial \mathbf{r}_i} + \sum_{i=1}^N \left( -\frac{\partial \Phi_i^{ext}}{\partial \mathbf{r}_i} - \sum_{j=1}^N \frac{\partial \Phi_{ij}}{\partial \mathbf{r}_i} \right) \frac{\partial f_N}{\partial \mathbf{p}_i} = 0 \quad (4.1)$$

где:  $\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i$  - обобщенные координаты и импульсы  $i$  - ой частицы;

$\Phi_i^{ext}(\mathbf{r}_i)$  - потенциал взаимодействия частиц с внешним полем;

$\Phi_{ij}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j)$  - потенциал (парного) взаимодействия частиц

Рассматриваемая цепочка уравнений получается последовательным интегрированием уравнения Лиувилля по части переменных. Уравнение для частичной функции распределения записывается в виде:

$$\frac{\partial f_N}{\partial t} + \sum_{i=1}^s \dot{\mathbf{r}}_i \frac{\partial f_N}{\partial \mathbf{r}_i} + \sum_{i=1}^N \left( -\frac{\partial \Phi_i^{ext}}{\partial \mathbf{r}_i} - \sum_{j=1}^s \frac{\partial \Phi_{ij}}{\partial \mathbf{r}_i} \right) \frac{\partial f_N}{\partial \mathbf{p}_s} = \sum_{i=1}^s (N - s) \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}_i} \int \frac{\partial \Phi_{is+1}}{\partial \mathbf{r}_i} f_{s+1} d\mathbf{r}_{i+1} d\mathbf{p}_{s+1} \quad (4.2)$$

Цепочка уравнений эквивалентна уравнению Лиувилля и не описывает необратимость.

Для учета взаимодействия оболочки в потоке используем КУ Больцмана для неравновесных термодинамических состояний (метод TOS). Метод TOS рассматривает систему (тонкостенное тело под внутренним давлением в потоке воздуха) в условиях необратимости по процессам и времени.

Предположения (гипотезы):

- частицы одинаковы и неразличимы;
- частицы сталкиваются попарно (столкновениями трех и более частиц пренебрегаем);
- перед взаимодействием частицы движутся по одной прямой навстречу друг другу;

Расчеты методами TOS предполагают: изменение формы тела в потоке, необратимые по времени процессы в виде учета трения и диффузии воздуха через материал.

В общем виде в открытых системах для описания неравновесных процессов используется КУ движения частиц<sup>xiii</sup> [13]:

$$\frac{\partial \tilde{f}_N}{\partial t} + \sum_{1 \leq i \leq N} \left( \mathbf{v}_i \frac{\partial \tilde{f}_N}{\partial \mathbf{r}} + \tilde{\mathbf{F}}(\mathbf{r}_i) \frac{\partial \tilde{f}_N}{\partial \mathbf{p}} \right) = I_N(\mathbf{r}_1, \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{r}_N, \mathbf{p}_N, t) \quad (4.3)$$

где:  $\tilde{f}_N(X, t) = \langle f_N^{(D)}(X, t) \rangle_{V_\phi}$ ;  $\tilde{N}(x, t) \equiv n\tilde{f}(x, t) = \langle N(x, t) \rangle_{V_\phi}$  - сглаженное распределение координат и импульсов [7].

Распределение  $N$  частиц в 6-мерном фазовом пространстве  $x = (\mathbf{r}, \mathbf{p})$ .

В  $6N$ - мерном фазовом пространстве  $X = (\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N)$  динамическое распределение имеет вид:  $f_N^{(D)}(X, t) = \delta[X - X(t)]$ .

С учетом усреднения по ансамблю Гиббса можно записать:

$$\bar{N}(x, t) = \langle N(x, t) \rangle = nf(x, t) = \langle \sum_{1 \leq i \leq N} \delta[x - x_i(t)] \rangle \quad (4.4)$$

$\mathbf{v}_i \frac{\partial f_N}{\partial \mathbf{r}}$  – зависимость скорости движения от изменения функции распределения по координатам;

$\tilde{\mathbf{F}}(\mathbf{r}_i) \frac{\partial f_N}{\partial \mathbf{p}}$  – зависимость внешних сил, приведенных к срединной линии от изменения функции распределения по импульсам (скоростям);

$I_N$  - интеграл взаимодействия (в статистической физике, столкновения), определяет изменения координат и импульсов частицы (внутренние силы), вызванные изменением функции распределений и корреляции функций распределения частиц и сил.

$$I_N = \sum_{1 \leq i < j \leq N} \int_0^\infty \rho_{ij} d\rho_{ij} \int_0^{2\pi} d\varphi_{ij} \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) |\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j| [f_N(\mathbf{r}_1, \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{r}_i, \mathbf{p}'_i, \dots, \mathbf{r}_j, \mathbf{p}'_j, \dots, \mathbf{r}_N, \mathbf{p}_N, t) - f_N(\mathbf{r}_1, \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i, \dots, \mathbf{r}_j, \mathbf{p}_j, \dots, \mathbf{r}_N, \mathbf{p}_N, t)] \quad (4.5)$$

Уравнение учитывает взаимодействия всех пар частиц  $i, j$ . Импульсы  $\mathbf{p}'_i, \mathbf{p}'_j$  связаны с импульсами  $\mathbf{p}_i, \mathbf{p}_j$  законами сохранения импульса и кинетической энергии пары частиц.

$$\text{Функция распределения } f_N \text{ определяется в виде: } f_N(X, t) = \prod_{1 \leq i \leq N} (V^{-1} f(x_i, t)) \quad (4.6)$$

Выражение  $I_N(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  определяет скорость изменения функции плотности распределения частиц

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \text{ вследствие столкновений между ними имеет вид: } I(f, f_1) = \frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{\text{coll}}$$

Если взаимодействия частиц упругие парные, то ИС имеет вид:

$$I(f, f_1) = \int (f' f'_1 - f f_1) \cdot \mathbf{u} \cdot \sigma(u, \theta) d\Omega d^3 p_1 \text{ или } I(f, f_1) = \int \omega \cdot (f' f'_1 - f f_1) d^3 p_1 d^3 p'_1 d^3 p'_1 \quad (4.7)$$

где:  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  и  $f_1(\mathbf{r}, \mathbf{p}_1, t)$  - функции распределения частиц с импульсами  $\mathbf{p}$  и  $\mathbf{p}_1$  до взаимодействия;  $f'(\mathbf{r}, \mathbf{p}', t)$  и  $f'_1(\mathbf{r}, \mathbf{p}'_1, t)$  - функции распределения частиц с импульсами  $\mathbf{p}'$  и  $\mathbf{p}'_1$  после взаимодействия;

$\mathbf{u} = \mathbf{v} - \mathbf{v}_1$  - относительная скорость взаимодействия частиц;

$\sigma(u, \theta)$  - дифференциальное эффективное сечение рассеяния частиц в телесный угол  $d\Omega$ ;

$\theta$  - угол между относительной скоростью и линией центров;

$\omega = \text{prob}(\mathbf{p}, \mathbf{p}_1 | \mathbf{p}', \mathbf{p}'_1)$  - плотность вероятности взаимодействия частиц;

$$\omega d^3 p' d^3 p'_1 = u d\sigma; d\sigma = \sigma(u, \theta) d\Omega$$

Эффективное сечение зависит от вида потенциала взаимодействия двух частиц. Если считать, что взаимодействия частиц парные, то можно использовать модель БГК.

$$\text{Для модели Батнагера-Гросса-Крука (БГК): } I(f, f') = \tau^{-1} (f - f') \quad (4.8)$$

где:  $\tau$  - время релаксации, т.е. среднее время между взаимодействиями.

$$\text{Для дискретных значений } (f, f')^{\text{xiv}} [14]: \frac{\delta f}{\delta t} = - \frac{1}{\tau_0} [f'(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) - f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)] \quad (4.9)$$

$$\frac{1}{\tau_0} = \int_\infty d^3 \mathbf{v}_2 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \sin \theta d\theta \sigma(\theta, q) q f_0(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \quad (4.10)$$

Для функций распределений  $\rho_k$  законы сохранения записываются уравнениями баланса:

$$\text{- массы: } \frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \text{div } \rho_k \mathbf{u}_k = \delta \rho_i;$$

$$\text{- компонент вектора импульса: } \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial r_j} = - \frac{\partial p}{\partial r_i} - \frac{\partial \pi_{ij}}{\partial r_j} + \rho F_i$$

$$\text{- плотности энергии: } \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\rho \mathbf{u}^2}{2} + \varepsilon \right) + \frac{\partial}{\partial r_j} \left[ u_i \left( \frac{\rho \mathbf{u}^2}{2} + \rho \varepsilon + p \right) + \pi_{ij} u_j + S_i \right] = \rho \mathbf{F} \mathbf{u}$$

$$\text{-энтропии: } \rho \frac{dS}{dt} + \text{div } J_S - \sigma = 0$$

где: для бесконечно малого объема:  $k$  – компонента системы;

$\mathbf{u}$  - гидродинамическая скорость среды;  $\pi_{ij}$  – тензор вязких напряжений;  $\varepsilon$  - внутренняя энергия;

$S$  – энтропия;  $J_S$  – поток энтропии;  $\sigma$  – локальное производство энтропии.

В результате получаются функции состояния и переменные (экстенсивные и интенсивные) в зависимости от функции распределения  $\rho(q, p, t)$ .

Равновесным решением уравнения Леонтовича [7] в отсутствии внешних сил является распределение

$$\text{Максвелла: } f_N(\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N) = (2\pi m k T)^{-\frac{3}{2}N} \exp \left[ - (kT)^{-1} \sum_{1 \leq i \leq N} \frac{\mathbf{p}_i^2}{2} \right].$$

Распределение Максвелла делает функцию распределения зависимой только от импульсов. Этот прием используется в механике сплошной среды для уравнений равновесия.

Решением уравнения Леонтовича для известной функции распределения частиц и энергии (экспериментальные значения) является определение интеграла взаимодействий, затем определение внутренних сил в безразмерном виде и определение перемещений.

Перемещения, полученные методом TOS, можно условно представить в виде:

- перемещений, определяемых физической кинетикой, связанных с изменениями формы и объема тела;
- перемещений, вызываемых деформацией частиц конечным давлением.

В качестве необратимого процесса в расчетах TOS учитывается переменное трение (тело рассматривается как осциллятор) при обтекании и изменение пограничного слоя, в том числе в складчатых зонах.

Для распределений давлений  $c_p$  текущими значениями формы должны приниматься статистические распределения вида  $f(\mathbf{r}), f(\mathbf{p}), f_N(X, t)$ , которые позволяют определить распределения:

- первого момента случайной плотности  $\bar{N}(x, t) = \frac{N}{V} f(x, t); V^{-1} \int f(x, t) dx = 1;$
- функции  $f_N(X, t) = \prod_{1 \leq i \leq N} [V^{-1} f(x_i, t)]$  в  $6N$ -мерном фазовом пространстве  $X = (\mathbf{r}_N, \mathbf{p}_N);$
- значения энтропии Шеннона  $S(t) = - \sum_n f_n \ln f_n$  для дискретного набора переменных.

Сравнение данных теоретических и экспериментальных показывает, что MTS (и TSS) не описывают поведение объекта в зоне активного давления потока и зоне теневого контура. Показано [7], что с использованием метода TOS можно оценить процесс бифуркации и образования складчатых зон. Складки увеличивают жесткость оболочки в направлении потока и ведут к управляемому пограничному слою, существенно уменьшающему и усилия в материале объекта и перемещения точек объекта.

Для OS в соотношении (3.11) изменение энтропии записывается в виде:

$$d_e S = \frac{dU + pdV}{T} + d_e S_{sub}; \text{ для стационарных процессов: } d_i S \geq 0$$

где:  $d_e S_{sub}$  - изменение энтропии, вызванное обменом веществ.

Состояние системы  $dS = 0; S(U, V, n) = \max$  относится к системам в состоянии равновесия.

Состояния системы  $dS \leq 0; dS \geq 0$  относятся к неравновесным системам.

Динамика энтропии на различных стадиях удовлетворяет неравенствам:

$$\left. \begin{array}{l} d_e S > 0; d_i S \geq 0; \forall dS > 0 \\ d_e S < 0; |d_e S| < d_i S; \forall dS > 0 \\ d_e S < 0; |d_e S| > d_i S; \forall dS < 0 \\ d_e S < 0; |d_e S| = d_i S; dS = 0 \end{array} \right\}$$

Последние два неравенства относятся к OS, когда  $dS \leq 0$ .

В этих состояниях имеется возможность самопроизвольного движения от хаоса к порядку.

Принцип Пригожина (устойчивое состояние системы):  $d_e S > 0; d_i S \geq 0; d_i S \rightarrow \min.$

Принцип Циглера (неустойчивое состояние):  $d_e S > 0; d_i S \geq 0; d_i S \rightarrow \max.$

Принцип Кюри (изотропные системы): потоки и движущие силы разной тензорной размерности не связаны друг с другом (относятся к линейным необратимым системам).

Энергия системы при взаимодействии с внешним полем записывается в виде:

$$\mathcal{E} = E_{me} + U_i = E_k + E_p + U_i$$

где:  $E_{me} = E_k + E_p$  - механическая энергия (сумма кинетической  $E_k$  и потенциальной  $E_p$  энергий);

$U_i(t) = \int E_k f dv$  - внутренняя энергия

## 5. Уравнения движения, связанные с использованием методов ED.

Общими признаками методов являются:

- соблюдение: откорректированных классических законов Ньютона<sup>xv</sup>[15], разделение полной энергии системы на упорядоченную (полезную) и неупорядоченную части;
- представление: случайный характер нагрузок и воздействий, системы в виде OS;
- использование: систем отсчета НСО.

Полное взаимодействие частиц объекта со средой; изменяемая форма объекта, неоднородность среды и материалов, обмен веществами и информацией;

- решение задачи методами энергодинамики<sup>xvi</sup>[16]

Ансамбль информации экспериментальных исследований в виде дискретных функций  $f_n(c_p; \frac{w}{R}; \psi_0)$

представляется ансамблем:  $f(X, t)|_{t \neq 0}; X = (\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N)$  и распределениями энергии

$f(E, t); E = (\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, \epsilon_1, \dots, \epsilon_N)$ , где:  $\epsilon_1$  - энергия, отнесенная к частице. Для определения состояний системы методами ED необходима корректировка основных законов классической физики и термодинамики<sup>xvii</sup>[17]. В системе поток взаимодействует с поверхностью объекта (тела).

Фактор воздействия<sup>xviii</sup>[18] сил потока (к среде не применим 2-й закон Ньютона) на частицу:

$$\Phi = m \frac{dv}{dt} \quad (5.1)$$

где:  $m$ ,  $\mathbf{v}$  – масса и скорость частицы в возмущенном потоке.

Под действием потока тело деформируется, потенциал  $\Phi$  поддерживает тело в деформированном состоянии. Фактор воздействия  $\Phi$  представляет собой силу  $\mathbf{F}$ , которая является характеристикой мгновенного воздействия. Механика в ИСО рассматривает поступательное движение частицы. При перемещении частицы тела на расстояние  $ds$  в направлении отличным от направления силы суммарное воздействие определяется в виде:  $\mathbf{F} \cdot ds = m \frac{dv}{dt} ds$  (5.2)

В соответствии с третьим законом Ньютона сила  $\mathbf{F}$  приравнивается реакции частицы. По методам ЭД третий закон Ньютона уточняется путем энергетического представления сил (коррекция закона). Соотношение (5.2) записываются в виде:  $\mathbf{F} ds \cos \varphi = m \mathbf{v} \cdot d\mathbf{v} = d\left(\frac{mv^2}{2}\right)$ . Суммарное воздействие силы  $\mathbf{F}$  на

$$\text{конечном перемещении } s \text{ определится в виде: } \int_0^s F_s ds = \int_{t_0}^{t_1} d\left(\frac{mv^2}{2}\right) = E - E_0 \quad (5.3)$$

Работа силы  $\mathbf{F}$  на перемещении  $s$  представляет приобретенную телом энергию:  $W = E - E_0$  (5.4)

Суммарная работа силы  $F$  и полное изменение кинетической энергии записывается в виде:

$$W = W_x + W_y = \Delta E_x + \Delta E_y = \frac{mv^2}{2} - \frac{mv_0^2}{2} = E - E_0 \quad (5.5)$$

$$\text{В соответствии с (5.1) сила } \mathbf{F} \text{ представляется в виде: } \mathbf{F} = \frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) = m\mathbf{a} \quad (5.6)$$

Физическая сущность количества движения определяется соотношением:

$$\lim_{dv \rightarrow 0} \frac{\Delta E}{\Delta v} = \frac{dE}{dv} = \frac{d}{dv}\left(\frac{mv^2}{2}\right) = m\mathbf{v} \quad (5.7)$$

Изменение энергии при одном и том же изменении скорости или, наоборот, изменение скорости при одном и том же изменении энергии при взаимодействии частиц характеризует инертность:

$$\text{slug} = \lim_{dv \rightarrow 0} \frac{\Delta E}{\Delta v} = \frac{dE}{dv} = m\mathbf{v} \quad (5.8)$$

Рассмотрим движение частицы под действием постоянной силы  $F$  при разных значениях начальной скорости  $v_0 = \begin{matrix} v_0 = 0 \\ v_0 \neq 0 \end{matrix}$ . Разным начальным скоростям отвечают разные конечные скорости и, соответственно разные значения энергии. Таким образом, при одной и той же действующей силе, при одном и том же ускорении затраченная работа будет различной, так как в случае  $v_0 \neq 0$   $s_2 > s_1$  при одном и том же времени движения. Отсюда, инертность тела во втором случае больше, так как будет поглощаться больше энергии. Для неподвижной частицы (тела) инертность равна нулю. Из этого следует, масса тела не может являться мерой инертности тела (как принято считать). Сила, определяемая через инертность тела (5.6), будет характеризовать скорость изменения инертности с течением времени. Существуют определения силы, - через энергию и количество движения. Есть силы, которые выражаются через потенциальную энергию (упругие силы и силы тяготения). Есть силы электромагнитные, ядерные и другие, которые определяются не по законам механики. Потенциальная энергия является результатом движения частиц на микроуровне (движение микрочастиц).

В области механики имеет место два способа определения силы:

- реальное движение тел происходит только в пространстве, но не во времени;
- используются законы Ньютона.

Второй закон Ньютона не всегда может использоваться для определения силы (движение жидкости и газов). Второй способ определения силы является частным случаем выражения силы через энергию. Второй закон Ньютона не может быть использован также при внешнем воздействии на закрепленные тела, когда они могут деформироваться, но не двигаться. В этом случае внутренняя энергия будет увеличиваться с величиной деформации (относится к потенциальной энергии).

Взаимодействие материального объекта и потока изменение их состояния учитывается через изменение кинетической энергии (для движущихся и неподвижных частиц):  $F_s = \frac{d}{ds}\left(\frac{mv^2}{2}\right) = \frac{dE_k}{2}$

$$\text{где: } E_k = \frac{m\Omega_i v_{iv}^2}{2}; v_{iv} = \sqrt{1 - c_p}$$

Природные силовые поля стационарны; в КФ (КМ и ТД) ограничиваются рассмотрением систем, находящихся в равновесии с внешними полями, без рассмотрения вопроса о преобразовании энергии.

ТНП ограничивается изучением диссипативных процессов. Основными величинами в ТНП являются: потоки (массы, заряда, энтропии, импульса и т.п.) через границы системы, которые отсутствуют в случае энергообмена с внешними полями.

Вопросы взаимодействия вещества и поля рассматриваются полевой физикой (ПФ)<sup>xix</sup>[19]. ПФ рассматривает системы изменяемой структуры в неравновесном состоянии в движении (появления динамических



добавок в составляющих системы в случае движения и динамических добавок, связанных с взаимодействием частиц и среды).

ПФ считает:

- массы всех тел обусловлены действием внешних полей.
- основной источник глобального поля обуславливает массы всех тел и предпочтительную систему отсчета (ориентир для относительного движения).

В ПФ тело (при отсутствии внешних сил) сохраняет характер движения не по отношению к ИСО или пространству как таковому, а по отношению к источнику массы;

- в условиях рассмотрения малой области пространства и при отсутствии дополнительных полей глобальное поле не является постоянным и возникают отклонения от классической механики.

В ПФ тела не действуют друг на друга напрямую, они не создают поля и не попадают под действие полей. Все тела (объекты) возмущают полевою среду (распространена в пространстве и подвержена влиянию всех объектов как источников и исследуемой частицы) своим движением. Возмущения распространяются в виде волн и, достигая других объектов, искажают характер их движения (механизм полевого взаимодействия).

В ПФ частными, локальными или вообще неверными оказываются почти все принципы и понятия классической физики. К таким принципам относят принцип относительности, принцип эквивалентности, принцип инерции и понятия массы и силы.

Полевой принцип относительности:

- природа и механизм протекания любого физического процесса (явления) не зависят от того, из какой системы отсчета за ним наблюдают;
- видимость протекания физического явления зависит от выбранной системы отсчета и фактически повторяет характер движения системы отсчета;
- все системы отсчета являются логически равноправными и представляют собой только способ описания физического явления.

Выбор системы отсчета определяется исключительно вопросами удобства в рамках той или иной задачи;

- наиболее простой вид уравнение движения имеем в системе отсчета, связанной с источником поля (в системе поля).
- существует единый логический алгоритм, позволяющий на основании принципов динамики полевой среды описать движение взаимодействующих объектов в любой системе отсчета.
- силы инерции, возникающие в каждой системе отсчета, позволяют логически и экспериментально отличить состояние покоя относительно источника поля от состояния равномерного прямолинейного движения (или иного движения) относительно него.

Состояние покоя и состояние движения имеют смысл только по отношению к другим объектам.

Принцип эквивалентности подразумевает тождественность инертных масс всех тел их гравитационным массам (следствие: независимость свободного падения  $g$  тел от состава и структуры тел)

Полевой принцип эквивалентности:

- инертная и гравитационная массы, - разные физические характеристики объекта.
- инертная масса тела пропорциональна его гравитационному заряду в условиях глобального взаимодействия (большинстве земных явлений);
- коэффициент пропорциональности между двумя типами масс зависит от области пространства;
- наличие полей негравитационной природы приводит к нарушению пропорциональности между двумя типами масс и предоставляет возможность независимого изменения этих свойств объектов.

Инерция в ПФ:

- тело препятствует изменению характера своего движения под влиянием внешних сил;
- при отсутствии внешних сил тело будет двигаться по спирали, а не по прямой (КФ,- равномерно и прямолинейно) линии.

Принцип непрерывности полевой среды:  $\frac{\partial W}{\partial t} + \nabla \cdot (W\mathbf{v}) = 0$  (5.9)

где:  $\mathbf{v}$  - скорость движения элемента полевой среды;

$W$  - плотность полевой среды.

Количественное выражение движения записывается в виде:  $\frac{1}{c^2} \frac{dW\mathbf{u}}{dt} = \nabla W$  (5.10)

где:  $c$  - скорость света (скорость распространения возмущения в полевой среде);

$W$  - плотность полевой среды;

$\mathbf{u}$  - относительная скорость движения частицы.

Из полевого уравнения движения следуют выражения для массы и силы:  $m = -\frac{W}{c^2}$ ;  $\mathbf{F} = -\nabla W$  (5.11)

Полевое уравнение движения в этих обозначениях принимает вид:  $\frac{d\mathbf{mu}}{dt} = \mathbf{F}$ . (5.12)

В наиболее простом случае функция полевой связи удовлетворяет уравнению Лапласа:  $\nabla^2 W = 0$ .

В ПФ энергия записывается в виде:  $E = W \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}$  (5.12)

Сила, действующая со стороны произвольного выделенного объема системы, равна градиенту энергии во всем этом объеме:  $F = \nabla E$  (5.13)

Соотношение (5.13) не зависит от систем отсчета (это справедливо и для понятия градиента). Более того, для градиента, понимаемого как первая дифференциальная форма, вид соотношения не зависит от размерности пространства, от его метрики. Поэтому (5.13) справедливо даже при полном отсутствии метрики (дифференциальная топология). Таким образом, соотношение (5.13) продолжает работать и в том случае, когда объект перешел в чисто запутанное состояние, то есть стал нелокальным, и нет возможности ввести его координатное представление (например, образование неориентированных складок на поверхности).

Из этого можно сделать вывод, - любая физическая сила в природе обусловлена наличием градиента энергии в рассматриваемой системе.

Энергия неравновесной системы в ED записывается в виде:  $\mathcal{E} = \mathcal{E}[\mathbf{Z}_i((\Theta_i, \mathbf{R}_i, \varphi_i)); i = 1, \dots, n]$

где:  $\mathbf{Z}_i((\Theta_i, \mathbf{R}_i, \varphi_i))$  - момент распределения в функции координаты  $\Theta_i$ , смещения  $\mathbf{R}_i$  и угла вращения  $\varphi_i$  частицы.

ED в НСО рассматривает движение частиц (тела) в виде:

- поступательного движения в направлении центра масс  $\mathbf{R}_i$ ;
- вращательного движения вокруг центра масс  $\varphi_i$ .

Функция координат (энергонеситель)  $\Theta_i = \Theta_i(S, V, M_k, \Theta_e, P = M_k v_k, L_{\omega\alpha} = I \omega_\alpha, \dots)$ ;  $\alpha = 1, 2, 3$

Основное тождество энергодинамики записывается в виде:

$$d\mathcal{E} \equiv \sum_i \Psi_i d\Theta_i - \sum_i \mathbf{F}_i d\mathbf{S}_i - \sum_i \mathbf{M}_i d\varphi_i \quad (5.14)$$

где:  $\sum_i \Psi_i d\Theta_i$  - соответствует процессам изменения обобщенного ТД потенциала системы;

$\sum_i \mathbf{F}_i d\mathbf{S}_i$  - соответствует процессам перемещения под действием силы;

$\sum_i \mathbf{M}_i d\varphi_i$  - соответствует процессам переориентации под действием момента вращения;

Полезная работа сил определяется эквивалентными соотношениями:  $d^- W_i^e = \mathbf{F}_i \cdot d\mathbf{R}_i = \mathbf{X}_i \cdot d\mathbf{Z}_i$  (5.15)

Третий член (5.14)  $\sum_i \mathbf{M}_i d\varphi_i$  в условиях  $\Theta_i, \mathbf{R}_i = \text{const}$  соответствует процессам переориентации. В этом случае произведение силы на изменение вектора смещения (полезная работа) записывается в виде:

$\mathbf{F}_i \cdot d\mathbf{R}_i = \mathbf{F}_i \cdot [d\varphi_i, \mathbf{R}_i]$  и параметр  $\mathbf{M}_i$  приобретает смысл крутящего момента силы  $\mathbf{F}_i$ :

$$\mathbf{M}_i = \mathbf{F}_i \times \mathbf{R}_i \quad (5.16)$$

Тождество (5.14) можно переписать в виде:  $\frac{dU}{dt} = \sum_i \Psi_i \frac{d\Theta_i}{dt} - \sum_i \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{v}_i - \sum_i \mathbf{M}_i \cdot \boldsymbol{\omega}_i$  (5.17)

где:  $\mathbf{v}_i = \mathbf{e}_i \frac{d\mathbf{R}_i}{dt}$ , - поступательная (трансляционная) скорость переноса  $\Theta_i$ ;

$\boldsymbol{\omega}_i = \frac{d\varphi_i}{dt}$ , - угловая скорость переноса (вращение).

Механика Ньютона рассматривала простейшие системы (тела, точки, частицы), которые не изменяли своего внутреннего состояния (учитывали поступательное движение и ускорения системы как целого)<sup>xx</sup> [20]. Второй закон Ньютона вытекает как частный случай энергодинамики. Для показа необходимости коррекции перепишем тождество (5.14) в виде:

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{\sum_i \Psi_i d\Theta_i}{dt} - \sum_i \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{v}_i - \sum_i \mathbf{M}_i \cdot \boldsymbol{\omega}_i \quad (5.18)$$

Полная сила  $\mathbf{F}_i$ , действующая на систему в целом или на элемент  $d\Theta_i$ , определяется в виде:

$$\mathbf{F}_i = -\left(\frac{\partial E}{\partial \mathbf{R}_i}\right) \quad (5.19)$$

Выражение сохраняет свою силу в условии процессов переориентации.

Укоряющая массовая сила  $\mathbf{F}_m$  (знак этой силы противоположен знаку  $\mathbf{F}_i$ ) записывается в виде:

$$\mathbf{F}_m = \left(\frac{\partial E}{\partial \mathbf{R}_m}\right) = \frac{\partial \left(\frac{Mv^2}{2}\right)}{\partial \mathbf{R}_m} = Mv \text{ grad } v \quad (5.20)$$

где:  $v$  - модуль скорости,  $\mathbf{R}_m$  - радиус-вектор центра масс системы;

$\text{grad } v = \frac{\partial v}{\partial \mathbf{R}_m}$  - градиент скорости центра масс.

Во втором законе Ньютона  $\mathbf{F} = M\mathbf{a}$ , поэтому ускорению соответствует выражение:  $\mathbf{a} = \frac{\mathbf{F}_m}{M} = v \text{ grad } v$ .

$$\text{Значение центробежной силы записывается в виде: } \mathbf{F}_{cf} = \left( \frac{\partial E}{\partial \mathbf{R}_{cf}} \right) = \frac{\partial \left( \frac{Mv^2}{2} \right)}{\partial \mathbf{R}_{cf}} = M\omega^2 \mathbf{R}_{cf} \quad (5.21)$$

где:  $\mathbf{R}_{cf}$  - радиус-вектор точки в системе отсчета, связанной с мгновенным центром ее вращения. Отсюда, энергодинамическое определение силы (5.19) является обобщением 2-го закона Ньютона. Соотношение (5.18) для скоростей  $\mathbf{v}_i$  и  $\mathbf{v}_j$  под действием сил  $\mathbf{F}_i$  и  $\mathbf{F}_j$  имеет вид:

$$-\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{v}_i + \mathbf{F}_j \cdot \mathbf{v}_j = 0 \quad (5.22)$$

$$\text{В частном случае, когда } \mathbf{v}_i = \mathbf{v}_j \text{ имеем } \mathbf{F}_i = -\mathbf{F}_j \quad (5.23)$$

Соотношение (5.22) считается обобщенной формулировкой 3-го закона Ньютона. Из соотношения (5.22) вытекает, в частности, и определение силы Ньютона  $\mathbf{F} = M\mathbf{a}$ :  $\mathbf{F}\mathbf{v} = \frac{dE_k}{dt} = M\mathbf{v} \cdot \frac{d\mathbf{v}}{dt} = M\mathbf{v} \cdot \mathbf{a}$  (5.24)

Из механики в С\*М (все силы, действующие на тело потенциальны) выражение для силы имеет вид:

$$\mathbf{F} = -\nabla E_p(\mathbf{r}_i). \text{ Второй закон Ньютона записывается в виде: } m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla E_p(\mathbf{r}_i). \text{ Закон сохранения энергии записывается в виде: } \frac{d}{dt} \left[ \frac{mv^2}{2} + E_p(\mathbf{r}_i) \right] = 0. \text{ Механическая энергия системы } E_{me} = E_k + E_p.$$

Это соотношение справедливо для CS, если система изолирована от внешнего мира (взаимодействия тела и среды не рассматриваются)

В общем виде в открытых системах для описания неравновесных процессов методами ED используется кинетическое уравнение движения частиц:

$$\frac{\partial \tilde{f}_N}{\partial t} + \sum_{1 \leq i \leq N} \left( \mathbf{v}_i \frac{\partial \tilde{f}_N}{\partial \mathbf{r}} + \nabla E_{tre} \frac{\partial \tilde{f}_N}{\partial \mathbf{p}} \right) = I_N(\mathbf{r}_1, \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{r}_N, \mathbf{p}_N, t) \quad (5.24)$$

где:  $\tilde{f}_N(X, t) = \langle f_N^{(D)}(X, t) \rangle_{V_\phi}$ ;  $\tilde{N}(x, t) \equiv n\tilde{f}(x, t) = \langle N(x, t) \rangle_{V_\phi}$  - сглаженное распределение координат и импульсов [7];  $\nabla E_{tre} = \tilde{\mathbf{F}}(\mathbf{r}_i)$  - энергетическое представление внешней силы.

В КУ движения вводится энергетическое представление внешней силы.

Для функций распределений  $\rho_i$  законы сохранения записываются уравнениями баланса:

$$\text{- массы: } \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \text{div } j_{ei} = \sigma_i \quad (5.25)$$

где:  $\rho_i$  - плотность полевой величины  $\Theta_i(S, M_k, \dots)$ ;

$j_{ei}$  - плотность потока переноса через границы системы;

$e$  - сумма плотностей кинетической и внутренней энергии;

$\sigma_i$  - плотность потока, возникающая за счет внутренних источников (вследствие релаксации) или локальное производство энтропии

$$\text{- компонент вектора импульса: } \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial r_j} = -\frac{\partial p}{\partial r_i} - \frac{\partial \pi_{ij}}{\partial r_j} + \rho \nabla E_{tre,i} \quad (5.26)$$

$$\text{- плотности энергии: } \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\rho u^2}{2} + \varepsilon \right) + \frac{\partial}{\partial r_j} \left[ u_i \left( \frac{\rho u^2}{2} + \rho \varepsilon + p \right) + \pi_{ij} u_j + S_i \right] = \rho \nabla E_{tre,i} \mathbf{u} \quad (5.27)$$

$$\text{- энтропии: } \rho \frac{dS}{dt} + \text{div } J_S - \sigma = 0 \quad (5.28)$$

где:  $J_S = J_{S, \text{полн}} - \rho s v$ .

$$\text{Энергия системы: } \mathcal{E} = E_{(tre)}^S + E_{(die)}^S \quad (5.29)$$

Полная упорядоченная энергия системы (эксергия):  $E_{(tre)}^S = E_{(tme)}^S + E_{(rie)}^S$

Неупорядоченная внутренняя энергия (диссипативная энергия):  $E_{(die)}^S = dU^S$

Полная механическая энергия:  $E_{(tme)}^S = \sum E_{me} = \sum (E_k + E_p)$

Внутренняя энергия системы:  $E_{(ie)}^S = U^S$

Упорядоченная внутренняя энергия (инергия):  $E_{(rie)}^S = U^S - dU^S$

Неупорядоченная внутренняя энергия (диссипативная энергия):  $E_{(die)}^S = dU^S$

Энергия неоднородной системы<sup>xxi</sup> [21] в общем случае является функцией удвоенного числа экстенсивных переменных  $\mathcal{E} = \mathcal{E}(\Theta_i, \mathbf{r}_i)$ .

$$\text{Полный дифференциал энергии принимает вид: } d\mathcal{E} \equiv \sum_i \Psi_i d\Theta_i - \sum_i \mathbf{F}_i \cdot d\mathbf{r}_i \quad (5.30)$$

где:  $\Psi_i$  - усредненные по объему системы обобщенные потенциалы  $\Psi_i = \Psi_i(T, p, \mu_k, \varphi, \dots)$ ;

$\mathbf{F}_i \equiv - \left( \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \mathbf{r}_i} \right)$  - обобщенные силы, порожденные неоднородностью полей обобщенных потенциалов  $\Psi_i$ .

## 6. Результаты, полученные при решении уравнений движения.

Данные экспериментальных исследований тела в потоке АДТ использовались при исследовании эволюции систем различными методами для частиц тела и среды (не для всего тела, как принято в настоящее время).

Численные методы решения КУ, изложенных в методах КФ (СМ, ТS, МТS, ТSS), NSM, ТOS и ED, показывают, что при сравнении методов является достаточным рассматривать решения, получаемые методами МТS и ED. Методы, изложенные в КФ (СМ, ТS, ТSS) дают результаты близкие методам, рассматриваемым МТS. Методы, изложенные в ТOS, дают результаты близкие к методам ED. Методы NSM (И.Р. Пригожина) дают результаты, по численным значениям приближающиеся к методам ED и ТOS. Поэтому при сравнении будут рассматриваться результаты численных экспериментов методами МТS и ED. Для начала уточним распределения нагрузок от потока на поверхность сферы. Определим распределения относительных перемещений точек поверхности (имеющаяся в стандартах информация не соответствует реальным процессам).

Рассмотрим, для примера, состояния сферических оболочек в потоке воздуха для главного меридиана и скорости потока  $v = 40\text{m/s}$ .

Распределения  $f(c_p)$  и  $f(\frac{w}{R})$  являются исходным материалом для получения с использованием теории вероятностей распределений вида  $\rho(x_i, t)$ ;  $x_i = (\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, p_1, \dots, p_N)$ , являющиеся основными исходными данными для кинетических уравнений движения. Координаты угловых точек (в радианах) представлены в таблице 6.1. Система отсчета НСО; система координат сферическая, отсчет от полюса.

Таблица 6.1.

n	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$\varphi$ , rad.	2,346	2,214	1,937	1,66	1,522	1,383	1,071	0,831	0,559	0,279	0
n	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
$\varphi$ , rad.	0	-0,279	-0,559	-0,831	-1,071	-1,383	-1,522	-1,66	-1,937	-2,214	-2,346

Распределение коэффициентов давления приводится на Рис.6.1.

Из диаграмм Рис.6.1 следует, что данные стандартов основаны на продувках твердых сплошных моделей тел. Данные  $c_p(\varphi)$ ;  $\psi_0 = \frac{p_0}{q_\infty} = 0,5$  относятся к поверхностям изменяемой в потоке формы. Данные  $c(p)$ ; hard(v40) относятся к деформируемому телу постоянной формы. Диаграммы относятся к скорости потока  $v = 40\text{m/s}$ , другим скоростям потока отвечают другие распределения. Остальные диаграммы относятся к распределению  $c_p(\varphi)$  для сплошных тел, считается (гипотеза в аэродинамике), что для этих тел  $c_p(\varphi) \rightarrow \text{const}$  и может использоваться для любых скоростей потока.

В связи с существенными изменениями относительных деформаций данные распределений  $w/R(\varphi)$  приводятся раздельно для гибкого тела  $\frac{w}{R}(\psi_0 = \frac{p_0}{q_\infty} = 0,5)$  и  $\frac{w}{R}(\text{hard}(v40))$ .

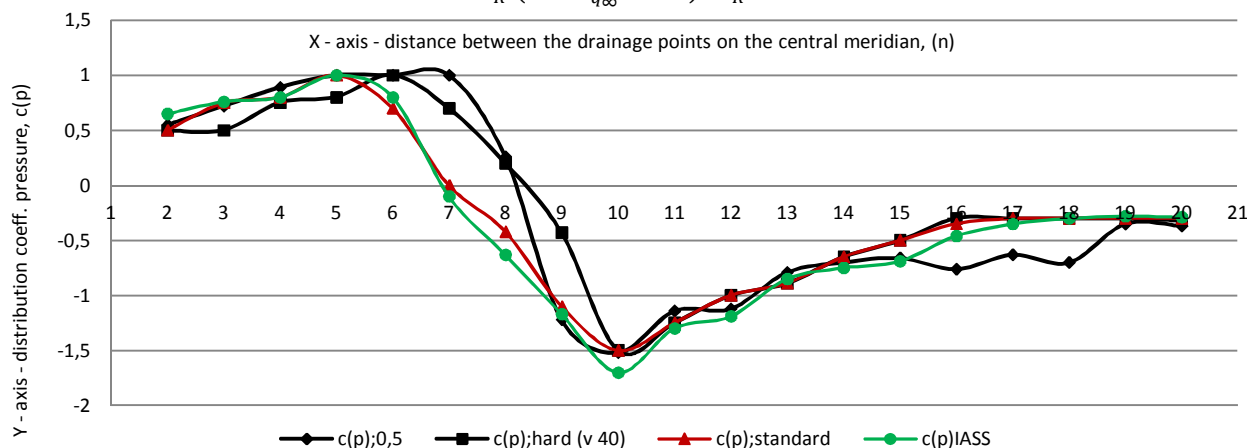
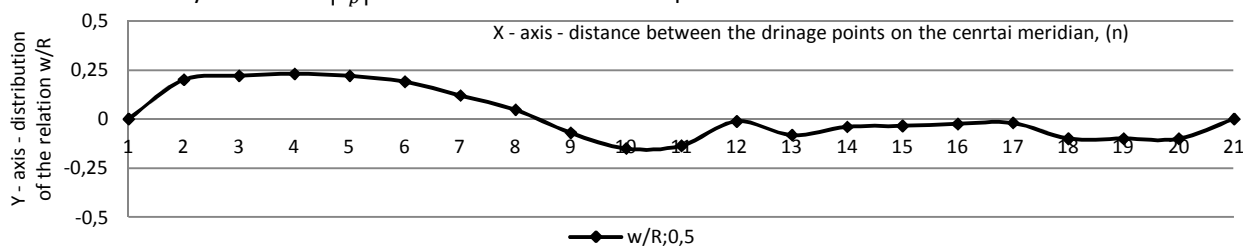


Рис.6.1. Распределение коэффициентов давлений  $c_p(\varphi)$  по главному меридиану сферической оболочки  $\frac{H}{D}$  для постоянной  $c(p)$ ;  $0,5 \rightarrow c_p(\varphi)$ ;  $\psi_0 = \frac{p_0}{q_\infty} = 0,5$ ;  $c(p)$ ; hard(v40)  $\rightarrow c_p(\varphi)$  деформируемая оболочка при  $v = 40\text{m/s}$  и распределения по данным нормативных источников и стандартов IASS. Точки 1 и 21 относятся к контуру, точка 10 относится к полюсу. Значения  $|c_p| = \text{max}$  относятся к точке срыва потока.



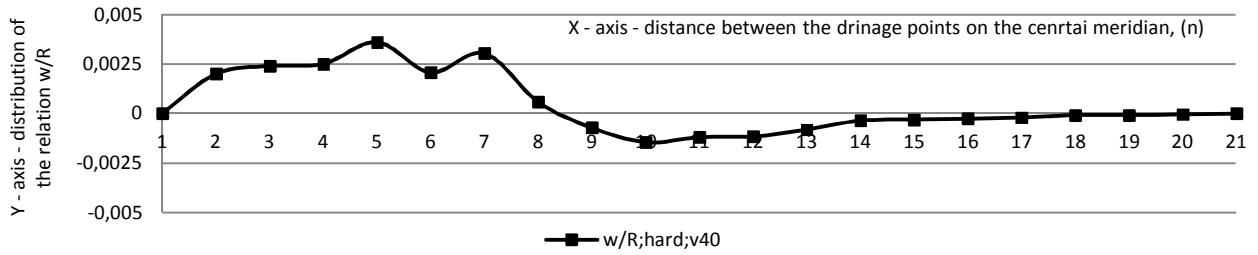


Рис. 6.2. Распределение относительных перемещений:

$\frac{w}{R} \left( \psi_0 = \frac{p_0}{q_\infty} = 0,5 \right)$  точек на поверхности гибкого тела при скорости потока  $v = 40m/s$  и значении начального управляющего параметра  $\psi_0 = 0,5$  (Рис. 6.2.a)

$\frac{w}{R}$  (hard,  $v = 40$ ) точек поверхности гибкого тела при скорости потока  $v = 40m/s$  (Рис. 6,2b)

При расчете напряженного состояния точек на поверхности главного меридиана по методам MTS, в соответствии с принципами суперпозиции, усилия представляются в виде. В соответствии с методами MTS усилия в частицах записываются в виде:  $N_\varphi(q + p) = N_\varphi(q) + N_\varphi(p) = [n(\varphi, q)q + n(\varphi, p)p]R$ . Распределения этих усилий приводятся на Рис. 6.3.

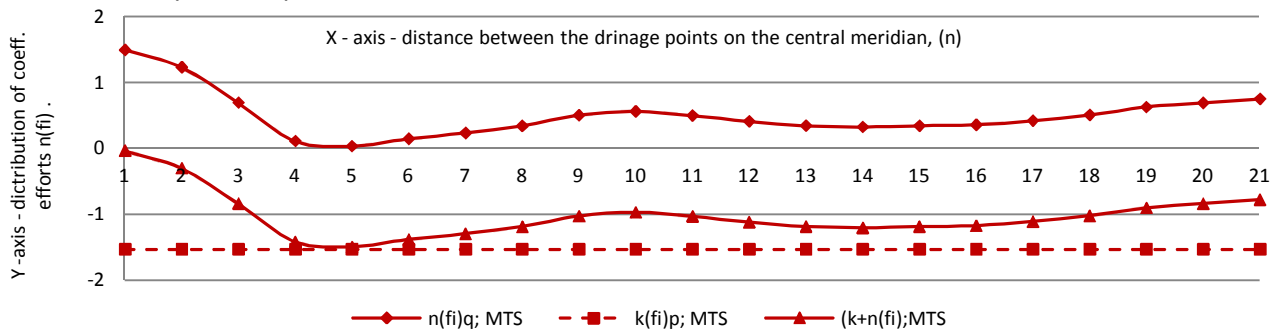


Рис.6.3. Распределение коэффициентов усилий в главном меридиане в функции скоростного напора потока ( $q$ ), внутреннего избыточного давления ( $p$ ) и суммарные коэффициенты для значений  $R = const$

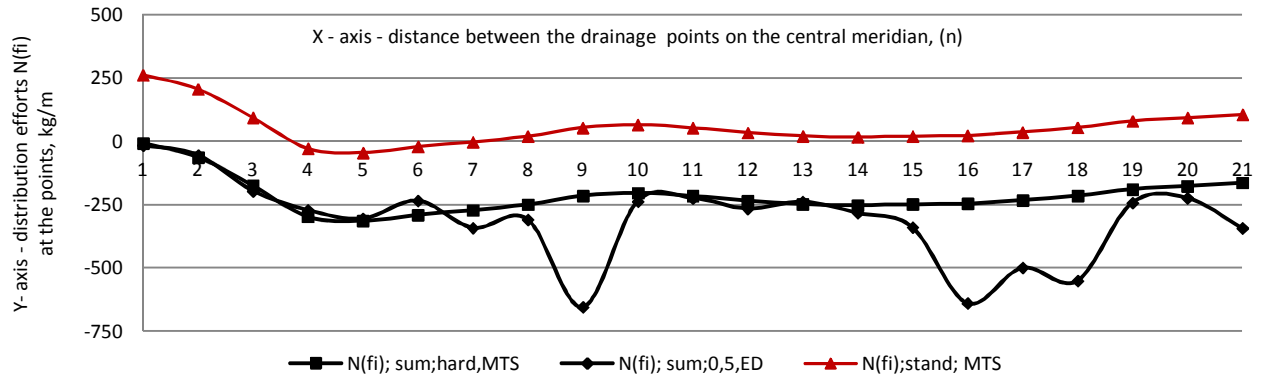
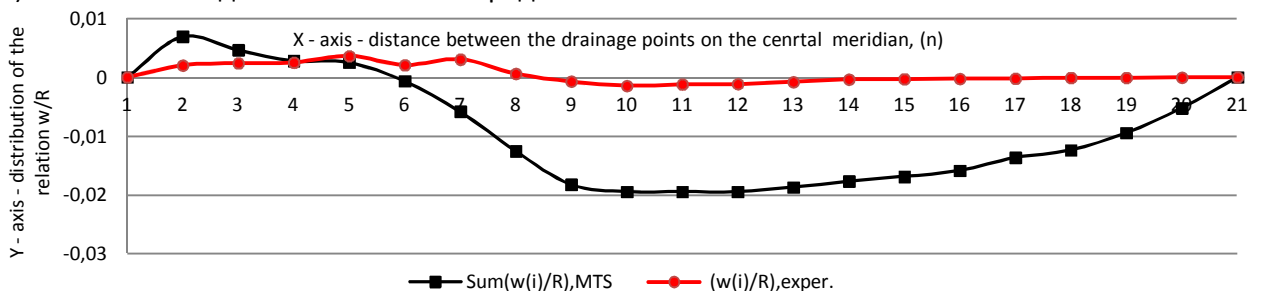


Рис. 6.4. Распределение усилий  $N(\varphi)$  в главном меридиане для сферической оболочки  $\frac{H}{D} = 0,85$  с начальным значением  $R = 2,1m$ . Распределение  $N_\varphi|_{stand}$  относится к распределениям, определяемым стандартами и нормами. Из диаграмм  $N(\varphi)$  видно, что методами MTS не учитываются физические процессы в зонах срыва потоков (образования странных аттракторов в активной и пассивной зонах). Для расчетов усилий методами MTS и рекомендациями стандартов значения  $R = const$ , для расчетов методами ED -  $R_\varphi(r, p, t)$ . Максимальные усилия в оболочке происходят в зонах срыва потока (в зонах образования странных аттракторов). Эти зоны методами MTS и CM не определяются.



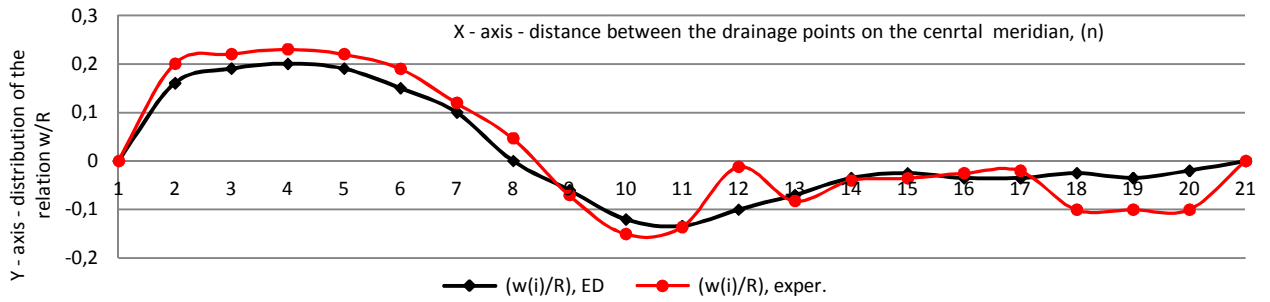


Рис. 6.5. Расчетные  $\frac{w}{R}(\varphi) \Big|_{MTS}$  и  $\frac{w}{R}(\varphi) \Big|_{ED}$  и экспериментальные значения  $\frac{w}{R}(\varphi) \Big|_{exper.}$  в точках главного меридиана:  
 - по методу MTS для деформируемой оболочки постоянной формы для  $p_o = 500 \text{ Pa}$ ,  $v = 40 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  (a).  
 - по методу ED для главного меридиана поверхности оболочки изменяемой формы в потоке для начального значения управляющего параметра  $\psi_o = 0,5$  (b).  
 Методы MTS не описывают деформированное состояние тела постоянной формы и, тем более, тела, изменяющего форму под действием потока.

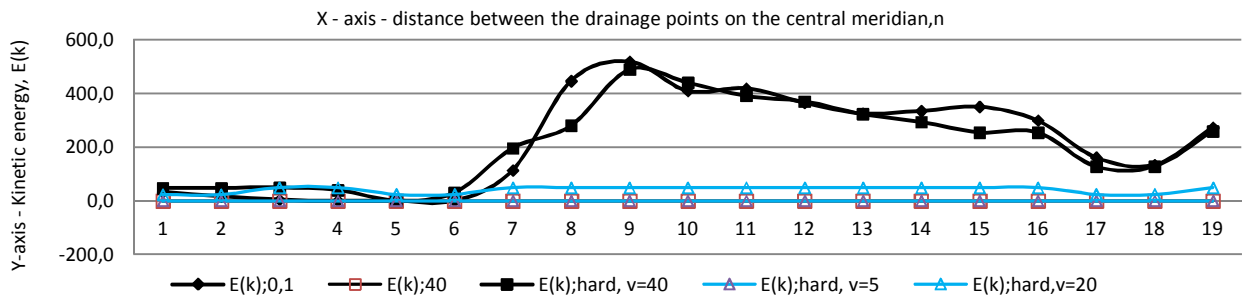


Рис. 6.6. Распределение кинетических энергий  $E(k)$  частиц главного меридиана для состояний  $\psi_o = 0,1; 40$  в случае гибкого тела и (hard,  $v = 40; 5; 20$ ) деформируемого тела постоянной формы.

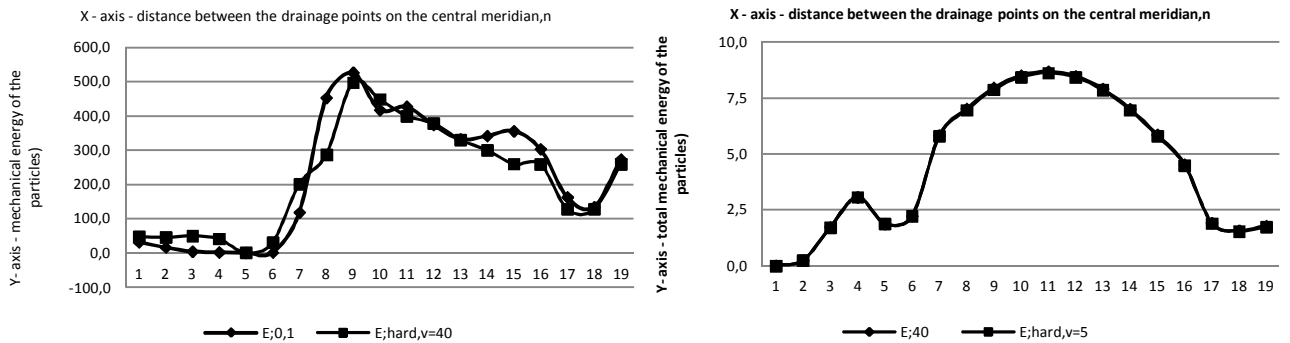


Рис. 6.7. Распределение механической энергии  $E_{me}$  частиц главного меридиана для состояний:  
 -  $\psi_o = 0,1$  в случае гибкого тела и (hard,  $v = 40$ ) деформируемого тела постоянной формы (a);  
 -  $\psi_o = 40$  в случае гибкого тела и (hard,  $v = 5$ ) деформируемого тела постоянной формы (b).

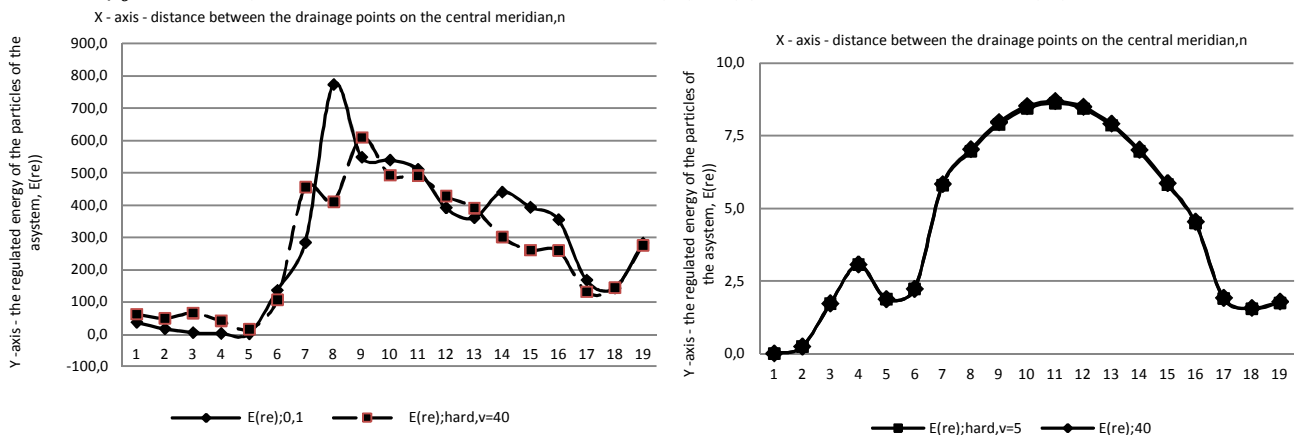


Рис. 6.8. Распределение упорядоченной энергии  $E_{re}$  частиц главного меридиана для состояний:  
 -  $\psi_o = 0,1$  в случае гибкого тела и (hard,  $v = 40$ ) деформируемого тела постоянной формы (a);  
 -  $\psi_o = 40$  в случае гибкого тела и (hard,  $v = 5$ ) деформируемого тела постоянной формы (b).

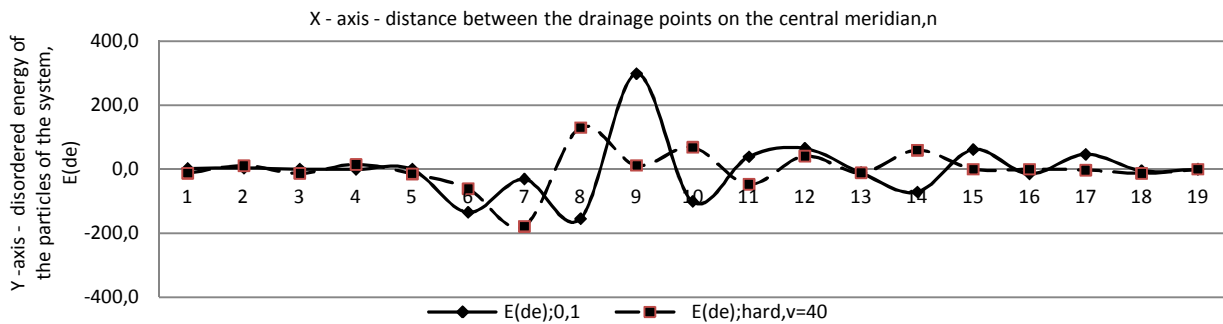


Рис. 6.9.а. Распределение неупорядоченной энергии  $E_{de}$  частиц главного меридиана для состояний  $\psi_0 = 0,1$  в случае гибкого тела и (hard,  $v = 40$ ) деформируемого тела постоянной формы. При малых скоростях ветра неупорядоченная энергия  $E_{de}$  для любых состояний близка к нулевому значению.

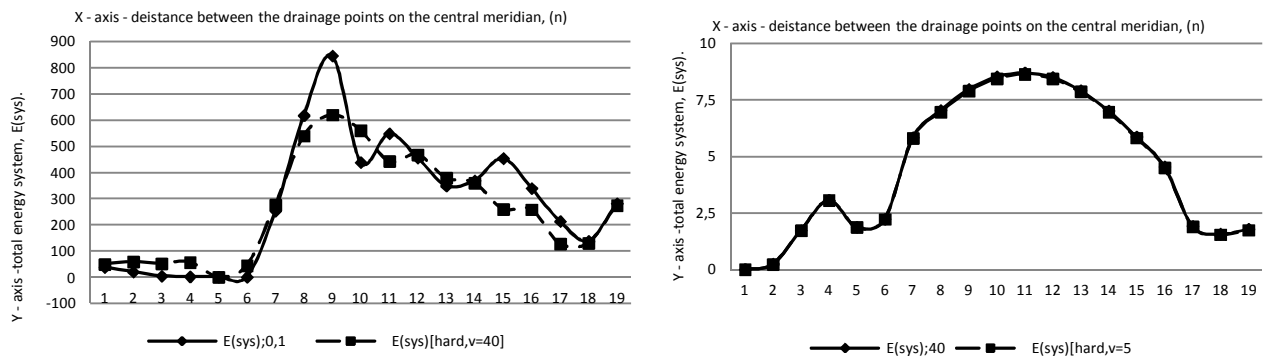


Рис. 6.10. Распределение энергии системы  $E_{sys}$  частиц главного меридиана для состояний:  
 -  $\psi_0 = 0,1$  в случае гибкого тела и (hard,  $v = 40$ ) деформируемого тела постоянной формы (а);  
 -  $\psi_0 = 40$  в случае гибкого тела и (hard,  $v = 5$ ) деформируемого тела постоянной формы (б).

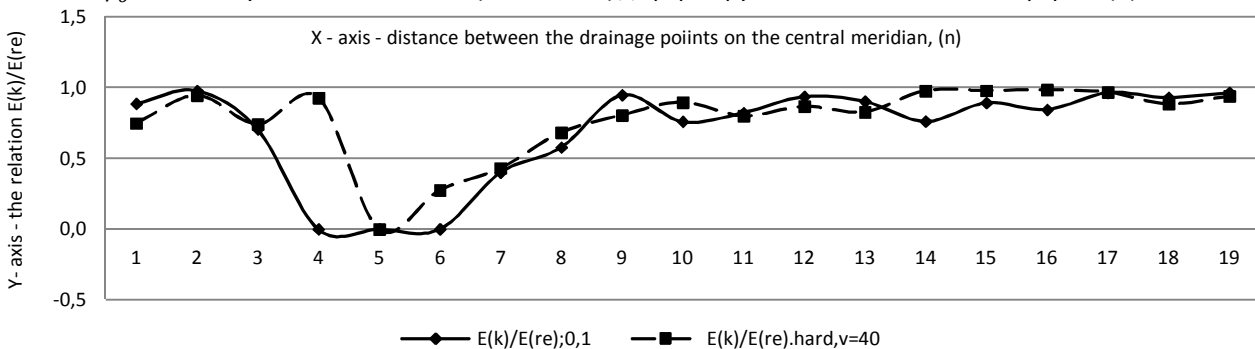


Рис. 6.11. Отношение  $k_e = \frac{E_k}{E_{re}}$  для частиц главного меридиана для состояний  $\psi_0 = 0,1$  в случае гибкого тела и (hard,  $v = 40$ ) деформируемого тела постоянной формы.

Если законы КФ достоверно описывают состояние системы в потоке, то при сравнении методов КФ с методами ED можно было ожидать значение  $k_e \sim 1$ . В ED работоспособность системы определяется величиной упорядоченной энергии  $E_{re}$ . В соответствии с положениями ПФ можно утверждать, что величина сил в соотношении (5.13) должна быть  $|\nabla E_{re}|$ , что существенно отличается от значений для методов КФ  $|\nabla E_k|$ , рассматриваемых уравнениями равновесия и уравнениями (1.1.1) применительно к методам КФ..

**7. Выводы и обсуждение результатов.**

Кинетические уравнения движения, рассматриваемые методами энергодинамики, являются обобщением и развитием всех методов, используемых при исследовании механических систем.

Кинетические уравнения движения (включая, уравнения равновесия), рассматриваемые любыми методами классической физики являются частным случаем уравнений движения Больцмана и, тем более, методов энергодинамики.

Кинетические уравнения движения, рассматриваемые неравновесной статистической механикой, являются развитием уравнений Больцмана на стационарные процессы; Эволюция методов исследования систем заключается в использовании для кинетических уравнений теории открытых систем и ее дальнейшее развитие в виде энергодинамики открытых систем.

Существующие методы расчета и исследования механических систем, основанные на законах классической физики, не описывают состояние тел в потоке и подлежат корректировке в соответствии с требованиями системного анализа и энергодинамики.

Для систем при рассмотрении эволюции должна использоваться неинерционная система отсчета. Число независимых координат, определяющих состояние любой (равновесной или неравновесной) системы должно быть равно числу степеней свободы (числу независимых процессов, протекающих в системе). Силы, действующие в системе должны рассматриваться в энергетическом представлении.

Предпочтительными методами исследования систем должны стать методы энергодинамики открытых систем в неравновесном термодинамическом состоянии с учетом необратимых процессов и использованием системного анализа.

Эволюция механических систем должна описываться кинетическими уравнениями, уточненными в соответствии с требованиями энергодинамики.

Выполнение экспериментальных исследований систем и объектов в системе должно:

- учитывать случайный характер величин и случайные нестационарные процессы;
- учитывать взаимодействие объектов и среды;
- оканчиваться распределениями плотностей вероятностей для координат и импульсов

$\rho(x_i, t)$ ;  $x_i = x(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n, \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n)$  и координат и энергий для наружного слоя среды  $\rho_e(x_j, t)$ ;  $x_j = x(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_s, \epsilon_1, \dots, \epsilon_s)$ .

При расчете эволюции систем большое внимание должно уделяться определению набора управляющих параметров и эволюции системы во времени.

При определении состояния неподвижного тела в среде в качестве составляющей энергии должна использоваться упорядоченная часть энергии системы (сумма полной механической энергии и упорядоченной части внутренней энергии, принимающая функции потенциальной энергии).

Аварии, отказы и катастрофы всех видов систем и объектов в системе (здания, сооружения, машины и средства доставки всех видов), независимо от стран, вызваны не только технологическими отступлениями, но прежде всего, заложены в систему, использованием для ее расчетов и исследований методов классической физики.

Это не означает, что методы классической физики должны быть забыты. Методы классической физики должны использоваться в качестве методологического материала для последующего перехода к методам теории открытых систем и энергодинамики.

Для современных естественных наук: любые системы должны рассматриваться с учетом неравновесных термодинамических процессов методами энергодинамики открытых систем.

Обозначения и сокращения.

КФ и КМ – классическая физика и механика;

КУ – кинетические уравнения;

ДУ – дифференциальные уравнения;

IS – изолированная (замкнутая) система;

CS – закрытая система;

OS – открытая система;

C\*S – консервативная система;

ТД – термодинамика;

CM – механика сплошной среды;

TS – теория оболочек, в том числе безмоментная теория (MTS);

MTS – мембранная или безмоментная теория оболочек;

TSS – теория мягких оболочек;

NSM – неравновесная статистическая механика;

TOS – теория открытых систем;

ED – энергодинамика;

ИСО – инерционная система отсчета;

ЛСО – лабораторная система отсчета;

НСО – неинерционная система отсчета;

ТНП – теория необратимых процессов;

ПФ – полевая физика

Примечания: К средствам доставки относятся любые виды транспорта: наземного, воздушного, водного, подводного, космического и магистральные трубопроводы.

Литература.

<sup>i</sup> 1. Ю.Л. Климонтович. Турбулентное движение и структура хаоса. М. URSS, 2007.

<sup>ii</sup> 2. Л.Д. Ландау. Е.М. Лифшиц. Физическая кинетика. М. Наука, 1987.

<sup>iii</sup> 3. Свободная энциклопедия. Физические системы. Ru.wikipedia.org.

<sup>iv</sup> 4. В.П.Поляков. Анализ состояния систем и основные причины отказов, аварий и катастроф. [www.knowledge.allbest.ru](http://www.knowledge.allbest.ru).

<sup>v</sup> 5. Э. Скотт. Нелинейная наука. Рождение и развитие когерентных структур. М. Физматлит, 2007.

<sup>vi</sup> 6. Л.И. Седов. Механика сплошной среды. В 2т. М. Наука. 1973.



- 
- vii 7. V.Polyakov. On calculation of the stress-strain state of the pneumatic spherical shell in air flow. Scientific Israel –Technological Advanced v.13, no.4 (letters), 2011.
- viii 8. В.М. Никиреев, И.А. Даниляк. Расчет мягкой сферической оболочки на ветровую нагрузку. В сборнике Теория мягких оболочек. Издательство Ростовского университета. 1976.
- ix 9. Ю.Н. Работнов. Некоторые решения безмоментной теории оболочек. ПММ т.1, вып.5-6. ИПМ. М.,1946.
- x 10. И.Р. Пригожин. Неравновесная статистическая механика. М. УРСС., 2009
- xi 11. I.Prigogine. Etude Thermodynamique des Processus Irreversible. Liege. Desoer. 1967, 4th ed.
- xii 12. Н.Н. Боголюбов. Кинетические уравнения. Журнал экспериментальной и теоретической физики. 16 (8), 691-702
- xiii 13. М.А. Леонтович. Введение в термодинамику. Статистическая физика. М.,Наука.1983.
- xiv 14. E.J, Davies. G, Schwinger. The Airborne Micro particle, Springer. L.2002.
- xv 15. В.А.Эткин. Коррекция механики с позиций энергодинамики. www.Samlib.ru
- xvi 16. В.А.Эткин. Энергодинамика (синтез теорий переноса и преобразования энергии). СПб. Наука, 2008.
- xvii 17. В.А.Эткин. Нетривиальные следствия энергодинамики. [www.bourrabai.kz](http://www.bourrabai.kz)
- xviii 18. Кинетическая энергия. Физическая сущность силы. Инертность движения. www.energy-source.ru
- xix 19.О.Н. Репченко. Полевая физика. М. УРСС. 2005. www.fieldphysics.ru
- xx 20. В.А. Эткин. Коррекция законов механики. Samlib.ru
- xxi 21, В.А.Эткин. Как преодолеть кризис теоретической физики. [www.bourrabai.kz](http://www.bourrabai.kz)