

О ТЕОРИИ ЕСТЕСТВЕННЫХ ТЕЧЕНИЙ (ТЕТ)

Владимир Андреевич Князев, Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт"

Получена замкнутая формулировка гидромеханики без использования гипотезы псевдоотверждения жидкой точки. Вводится новая полевая переменная – динамический тензор. Его поток на некоторую замкнутую поверхность равен импульсу тела, ограниченного этой поверхностью. Получено уравнение энергии движения относительно центра масс "жидкой" точки. Темп изменения энергии относительного движения не может превышать диссипации, без нарушения второго закона термодинамики. Теория дает механизм управления потоком для выполнения этого требования – появление локальных сосредоточенных кинетических моментов и соответствующих им несимметричных компонент тензора напряжений. Это интерпретируется как возникновение тангенциальных разрывов скорости типа точечного вихря или вихревой пелены.

A closed formulation of hydromechanics without using the liquid point pseudo-solidification hypothesis is obtained. A new field variable – dynamic tensor – is introduced. Its flux incident on some closed surface is equal to momentum of the body bounded by the surface. An equation of the energy of motion relative to the centre of mass of a 'liquid' point is derived. The rate of change of the energy of relative motion cannot be greater than dissipation; otherwise, the second law of thermodynamics is violated. The theory provides a flow control mechanism to ensure that this requirement is fulfilled consisting in the emergence of local concentrated angular momentums and their corresponding non-symmetric components of the stress tensor. This is interpreted as formation of tangential velocity discontinuities like a point vortex or a vortex sheet.

Ключевые слова: континуум, тензор, энергия, термодинамика, турбулентность

keywords: continuum, tensor, energy, thermodynamics, turbulence

1. Динамический тензор

В журнале "Двигатель" опубликован ряд статей [1-4], в которых обсуждаются некоторые аспекты "гидродинамики без использования гипотезы псевдоотверждения жидкой точки" [5]. В данной статье дается сжатое изложение основных положений этой теории.

Теоретическая гидромеханика базируется на представлении реальных жидких тел сплошной средой (континуум), в которой отсутствует понятие материальной точки. В этом случае, основные законы ньютоновой динамики приходится применять непосредственно к жидкому телу, т.е. к некоторой области пространства сплошной среды, ограниченной замкнутой поверхностью. Уравнение импульса дает информацию об изменении скорости центра масс жидкого тела под воздействием внешних сил, приложенных к замкнутой поверхности со стороны окружающей среды. Движение тела относительно своего центра масс, а также силы, действующие внутри этого тела (внутренние силы), уравнением импульса не описываются. При такой неполной информации о движении жидкого тела остается неопределенным изменение кинетической энергии относительного движения.

Прямое вычисление энергии движения тела оказывается невозможным. Это принципиальное затруднение в классической гидромеханике разрешается введением специальной гипотезы псевдоотверждения "жидкой" точки.

Это обстоятельство редко упоминается в научной литературе. Прямыми следствиями этой гипотезы оказываются два утверждения. Первое – это доказательство симметричности тензора напряжений. Второе – это установление тождества между необратимой мощностью внутренних сил и диссипацией, т.е. рассеянной мощностью внешних сил.

Для построения гидромеханики без этой гипотезы, прежде всего, нужно заметить, что использование модели сплошной среды предполагает, что переменными теории могут быть только полевые переменные, т.е. функции точки непрерывного пространства. Кинематическая скорость – пример полевой переменной. В отличие от нее, импульс не может быть полевой переменной,

поскольку его необходимым атрибутом является некоторая мера (масса или протяженность элемента жидкости).

Вводится новая полевая переменная – динамический тензор \mathbf{K} . Его поток $\int \mathbf{K} \cdot \mathbf{ndS}$ на некоторую замкнутую поверхность равен импульсу тела, ограниченного этой поверхностью.

По определению,

$$\text{div} \mathbf{K} = \rho \mathbf{v} \tag{1}$$

т.е. дивергенция динамического тензора \mathbf{K} характеризует скорость центра масс этого тела.

Интегральное уравнение импульса для жидкого тела, ограниченного замкнутой поверхностью \mathbf{S} , принимает вид:

$$\frac{d}{dt} \int \mathbf{K} \cdot \mathbf{ndS} = \int \left(\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{K} + \mathbf{v} \text{div} \mathbf{K} \right) \cdot \mathbf{ndS} + \int \mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{ndS} \tag{2}$$

Тензор напряжений $\mathbf{\Pi}$ впервые был введен Коши. Измеримой (или наблюдаемой) величиной является вектор напряжения, действующий на элементарную площадку $\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{ndS}$, а тензор напряжений $\mathbf{\Pi}$ – атрибут теоретического аппарата.

Тензор $\mathbf{T} = \mathbf{v} \text{div} \mathbf{K}$ – известный симметричный тензор потока импульса; интегральное уравнение импульса для жидкого тела запишем в виде:

$$\int \left(\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{K} + \mathbf{T} - \mathbf{\Pi} \right) \cdot \mathbf{ndS} = 0 \tag{3}$$

Применяя теорему Остроградского-Гаусса, окончательно получим:

$$\int \left(\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v} + \mathbf{v} \cdot \text{grad} \mathbf{v} \right) \cdot \mathbf{d\tau} = \tag{4}$$

Дифференциальным аналогом уравнения импульса (2) будет:

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v} + \mathbf{v} \cdot \text{grad} \mathbf{v} = \text{div} \mathbf{\Pi} \tag{5}$$

Применение динамического тензора не меняет вида "локального уравнения импульса" классической гидромеханики,

поскольку внутреннее движение относительно центра масс и внутренние силы не изменяют импульса тела.

В гидромеханике Навье-Стокса принимается реологическое соотношение (для несжимаемой жидкости) в виде

$$\mathbf{\Pi} = -p\mathbf{I} + 2\mu \cdot \mathbf{D} \quad (6)$$

где μ - коэффициент динамической вязкости, \mathbf{I} - единичный тензор, \mathbf{D} - тензор скоростей деформации, симметричная часть тензора $\text{grad}\mathbf{V}$. В этом случае $\mathbf{\Pi}$ - симметричный тензор. Доказательство симметричности тензора напряжений (в классической гидромеханике) основано на анализе уравнения кинетического момента. Использование динамического тензора \mathbf{K} вносит важные коррективы в этот анализ.

2. Уравнение энергии относительного движения

Для вычисления энергии движения тела нужно учитывать мощность внутренних сил и энергию движения относительно точки центра масс. Стоксом была предложена теоретическая схема, которая в общих чертах сводится к следующему. Сначала, на основе локального уравнения движения получается уравнение изменения кинетической энергии "материальной" точки. Далее, интегрируя по некоторому объему, получают уравнение "живых сил":

$$\frac{d}{dt} E_k \equiv \frac{d}{dt} \int \rho \cdot \frac{V^2}{2} d\tau = \int \mathbf{v} \cdot \mathbf{\Pi} \cdot d\Sigma - \int \Phi \cdot d\tau \quad (7)$$

где мощность внешних сил преобразуется как:

$$\int \mathbf{v} \cdot \mathbf{\Pi} \cdot n dS = \int \text{div}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{\Pi}) \cdot d\tau - \int (\mathbf{v} \text{div} \mathbf{\Pi} + \mathbf{D} : \mathbf{\Pi}) d\tau$$

$\Phi = \mathbf{D} : \mathbf{\Pi} \equiv \sum_{ij} (D_{ij} \cdot \Pi_{ij})$ - диссипация, т.е. рассеянная мощность внешних сил, бискалярное произведение тензоров \mathbf{D} и $\mathbf{\Pi}$. Для стоксовой жидкости $\Phi = 2\mu(\mathbf{D} : \mathbf{D}) \geq 0$.

Уравнение (7) целиком построено на локальном уравнении импульса. Энергия движения тела представлена суммированием кинетических энергий материальных точек. Следующий шаг состоит в придании ему физического смысла уравнения энергии движения жидкого тела. Это делается путем сопоставления (7) с общим видом уравнения (механической) энергии тела:

$$\frac{d}{dt} E = \int \mathbf{v} \cdot \mathbf{\Pi} \cdot d\Sigma - \int \sigma \cdot d\tau \quad (8)$$

где $W^i = \int \sigma \cdot d\tau$ - необратимая мощность внутренних сил. Согласно неравенству Клаузиуса (второе начало термодинамики), в естественном процессе необратимая мощность внутренних сил. В общем случае, мощность внутренних сил $W^i \geq 0$. В общем случае, мощность внутренних сил $W^i = W^i_0 + W^i_1$; в несжимаемой жидкости обратимая мощность $W^i_0=0$.

Стокс выполнил такое сопоставление и предположил, что диссипации $\Phi \geq 0$ можно придать смысл "Джоулева тепла" в необратимом процессе, [6], отождествив тем самым диссипацию и мощность внутренних сил.

Вычитая из (8) часть, связанную с изменением кинетической энергии (7), получим уравнение энергии относительного движения:

$$\frac{d}{dt} (E - E_k) = \int (\Phi - \sigma) d\tau \quad (9)$$

В классической гидромеханике принимается гипотеза псевдоотверждения "жидкой" точки $\mathbf{E} = \mathbf{E}_k$, т.е. пренебрегается энергией движения относительно ее центра масс. В этом случае получим соотношение, которое можно назвать уравнением энергии внутреннего относительного движения "жидкой" точки в гидромеханике Навье-Стокса:

$$\sigma = \Phi \quad (10)$$

Соотношение (10) утверждает, что необратимая мощность внутренних сил σ , которая в естественном процессе должна быть неотрицательной, равна диссипации Φ , которая всегда не отрицательна. Иными словами, любое динамически возможное течение оказывается совместимым с требованиями термодинамики. Этот результат - следствие гипотезы псевдоотверждения

"жидкой" точки. Он послужил основным стимулом к пересмотру принятой аксиоматики.

Интегральное уравнение импульса для жидкого тела получено в виде (3).

Умножим каждый элемент $n dS$ на вектор \mathbf{v} . Очевидно, что в общем случае равенство нулю интегрального соотношения (3) будет нарушено:

$$\int \mathbf{v} \cdot \left(\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{K} + \mathbf{T} - \mathbf{\Pi} \right) \cdot n dS \neq 0 \quad (11)$$

Сравнивая (11) с общим видом уравнения (механической) энергии для несжимаемой жидкости (8), получим интегральное уравнение энергии в виде:

$$\int \mathbf{v} \cdot \left(\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{K} + \mathbf{T} - \mathbf{\Pi} \right) \cdot n dS = - \int \sigma \cdot d\tau \quad (12)$$

Опуская промежуточные выкладки, преобразуем это уравнение к виду:

$$\int \left(\rho \cdot \frac{dV^2}{dt} + \text{grad} \mathbf{v} : \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{K} + \mathbf{D} : \mathbf{T} \right) \cdot d\tau - \int \mathbf{v} \cdot \mathbf{\Pi} \cdot n dS = \int \sigma \cdot d\tau \quad (13)$$

Вычитая из (13) "уравнение живых сил" (7), получим уравнение относительной энергии:

$$\int \text{grad} \mathbf{v} : \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{K} + \mathbf{D} : \mathbf{T} \cdot d\tau = \int (\Phi - \sigma) \cdot d\tau \quad (14)$$

Локальное уравнение энергии движения относительно точки центра масс жидкого элемента:

$$\text{grad} \mathbf{v} : \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{K} + \mathbf{D} : \mathbf{T} = \Phi - \sigma \quad (15)$$

Заметим, что $\mathbf{D} : \mathbf{T} = \mathbf{v} \cdot \text{grad} V^2 / 2$ при любом представлении тензора \mathbf{K}

Таким образом, последовательно полевое описание динамики сплошной среды с применением динамического тензора \mathbf{K} позволяет выделить энергию относительного движения "жидкой" точки и установить нетождественность необратимой мощности внутренних сил и диссипации.

Для стационарного неустановившегося потока уравнение энергии относительного движения имеет вид:

$$\mathbf{D} : \mathbf{T} = \Phi - \sigma \quad (16)$$

Из него следует, что динамически возможное движение совместимо с требованиями термодинамики, если

$$\Phi - \mathbf{D} : \mathbf{T} \geq 0$$

Это - центральный результат применения динамического тензора \mathbf{K} .

3. Уравнение момента импульса.

Далее будет показано, что решения уравнений Навье-Стокса, действительно, допускают существование течений с $\sigma < 0$. В этом случае должно образоваться течение, которое отличается от того, которое получается из решения уравнений Навье-Стокса, поскольку в естественном течении должно выполняться условие $\sigma \geq 0$.

Для этого необходимо, чтобы теория содержала конкретный "механизм", который возвращает систему в устойчивое движение $\sigma \geq 0$.

Динамический процесс, реализующий это требование, описывает уравнение момента импульса, которое допускает появление локальных сосредоточенных кинетических моментов и соответствующих им несимметричных компонент тензора напряжений. Этот теоретический результат интерпретируется как возникновение тангенциальных разрывов скорости типа точечного вихря или вихревой пелены.

Следуя полевому описанию динамики с использованием динамического тензора \mathbf{K} , определим кинетический момент жидкого тела как $\mathbf{m} = \int \mathbf{L} \cdot n dS$, где $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{K}$ - тензор, который может быть выражен тремя векторами, если использовать представление $\mathbf{K} = i\mathbf{K}_i + j\mathbf{K}_j + k\mathbf{K}_k$.

Закон сохранения момента импульса запишется в виде:

$$\frac{d}{dt} \int \mathbf{L} \cdot n dS - \int \left(\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{L} + \mathbf{v} \text{div} \mathbf{L} \right) \cdot n dS - \int (\mathbf{r} \times \mathbf{\Pi}) \cdot n dS \quad (18)$$

Опуская промежуточные выкладки, получим локальное уравнение момента импульса:

$$\mathbf{r} \times \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \frac{d}{dt} \boldsymbol{\Psi}^* = \mathbf{r} \times \text{div} \mathbf{K} + \mathbf{g} \quad (19)$$

где аксиальный вектор $\boldsymbol{\Psi}^*$ представляет компоненты антисимметричной части тензора \mathbf{K}_i , \mathbf{g} - вектор с компонентами $g_i = e^{ijk} \cdot \Pi_{jk}$; e^{ijk} - перестановочный символ: $e^{123} = e^{231} = e^{312} = 1$; $e^{213} = e^{132} = e^{321} = -1$; $e^{111} = e^{222} = e^{333} = 0$.

Исключая из (19) часть, связанную с моментом импульса жидкого тела как материальной точки, получим:

$$\frac{d}{dt} \boldsymbol{\Psi}^* = \mathbf{g} \quad (20)$$

Уравнение (20) определяет возникновение сосредоточенного момента импульса жидкого элемента, при этом с необходимостью появляются дополнительные несимметричные компоненты тензора напряжений, (см. также [9]). Заметим, что в гидромеханике, использующей гипотезу псевдоотверждения жидкой точки, $\sigma = 0$, в результате чего $\sigma_{ij} = 0$, т.е. тензор напряжений будет симметричным с компонентами $\Pi_{ij} = \Pi_{ji}$.

Предлагается следующее представление антисимметричной части \mathbf{K}^* динамического тензора \mathbf{K} . По определению $\text{div} \mathbf{K} = \mathbf{v}$. Вектор скорости может быть представлен через скалярный и векторный потенциал скорости $\mathbf{v} = \text{grad} \Phi - \text{rot} \Psi$, где $\Psi = \boldsymbol{\Psi} + \boldsymbol{\Psi}^*$. Тогда $\text{div} \mathbf{K}^* = -\text{rot} \boldsymbol{\Psi}^*$. Векторный потенциал скорости определяется по завихренности потока $\boldsymbol{\omega}$ из уравнения Пуассона $\boldsymbol{\omega} = \nabla^2 \Psi$. Возможна оценка $\frac{\partial \boldsymbol{\Psi}^*}{\partial t} = \frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} \cdot \varepsilon$ где ε - линейный размер "жидкой" точки.

Если $\frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t}$ конечно, то при $\varepsilon \rightarrow 0$ получим, что $\frac{\partial \boldsymbol{\Psi}^*}{\partial t} = 0$ и, следовательно, $\Pi_{ij} = \Pi_{ji}$. Уравнение (20) допускает несимметричность тензора напряжений, если обеспечивается конечность выражения $\frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} \cdot \varepsilon^2$ при $\varepsilon \rightarrow 0$. Завихренность в точке разрыва будет иметь конечное значение, если принять, что развитие разрыва имеет диффузионный характер, когда $\frac{\varepsilon}{\delta t} \approx \nu$, где ν - физический параметр, имеющий смысл кинематической вязкости.

Если в какой-либо точке расчетной области выполняется $\sigma < 0$, то значение $\sigma^* = \mathbf{D}:\mathbf{T} - \Phi > 0$ дает энергетическую оценку локального возмущения завихренности, которое переводит систему в устойчивое состояние. Согласно уравнению (15):

$$\omega^* \frac{\partial \omega^*}{\partial t} \varepsilon^2 = \sigma^*; \quad dt \Rightarrow 0; \quad \varepsilon^2 \Rightarrow 0; \quad \frac{\varepsilon^2}{\delta t} \approx \nu \quad (21)$$

Тогда дополнительная завихренность, возникающая в результате спонтанного перехода (разрыв), имеет порядок:

$$\omega^* \approx \sqrt{\frac{2\sigma^*}{\nu}}$$

4. Проблема турбулентного перехода. Критическое число Рейнольдса

Приведем (16) к безразмерному виду, выбирая в качестве характерных масштабных параметров \mathbf{U} (скорость) и L (длина):

$$\frac{1}{\text{Re}} \Phi - \mathbf{D}:\mathbf{T} \geq 0; \quad \Phi; \quad \Phi = 2\mu \cdot (\mathbf{D}:\mathbf{D}) \geq 0 \quad (22)$$

где $\text{Re} = \frac{UL}{\nu}$ - число Рейнольдса.

Течение термодинамически устойчиво там, где диссипация Φ достаточно велика. И напротив, термодинамически "слабыми" должны быть области течения, примыкающие к линиям или поверхностям симметрии и т.п., где возможен перегиб профиля скорости и, следовательно, $\Phi \approx 0$. При сохранении подобия в распределении скорости относительное влияние диссипации уменьшается при увеличении числа Re . Течения, термодинамически возможные при некоторых относительно малых значениях Re , могут перестать быть таковыми при достаточно больших значениях Re .

Эти качественные соображения подтверждаются расчетом. Был выполнен стандартный расчет ("ламинарного") течения несжимаемой жидкости в плоском щелевом канале, (калибр канала = 50). На входе задан плоский профиль скорости (острая кромка). В каждой расчетной точке рассчитывались значения мощности внутренних сил по формуле (16). Решения уравнений Навье-Стокса содержали области течения, в которых $\sigma < 0$, на

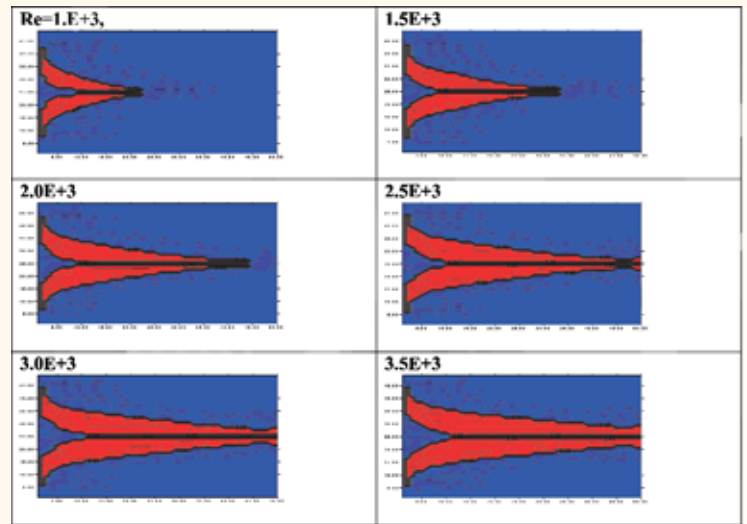


Рисунок 1. Распределение метастабильных областей ($\sigma < 0$) в ламинарном потоке (расчет течения в щели по уравнениям Навье-Стокса).

рисунке 1, (красным цветом), представлены распределения таких метастабильных областей течения в ламинарном потоке.

Основное изменение профиля скорости происходит на участке в первые ~10 калибров. Высокий темп деформации скорости становится источником возможного возмущения потока. Темп деформирования зависит от числа Re . Предельно допустимый темп деформирования без нарушения условия $\sigma \geq 0$ определяется соотношением (17).

При достаточно большом удалении от входа (примерно 70...100 калибров) ламинарное решение релаксирует к течению Пуазейля ($\mathbf{D}:\mathbf{T}=0$), для которого условие $\sigma = \Phi \geq 0$ выполняется при любом значении числа Re .

Если на входе в канал удается "приготовить" профиль скорости, максимально приближенный к асимптотическому профилю Пуазейля, для которого $\mathbf{D}:\mathbf{T}=0$ и $\sigma = \Phi \geq 0$, то можно минимизировать темп перестройки профиля скорости и получить термодинамически устойчивое решение при "любом" значении числа Re . Такие эксперименты были выполнены известным американским исследователем Стэнтоном в 1908 году. На входе рабочей экспериментальной трубки был установлен "оживляющий" входной участок. Стэнтону удалось получить доказательство сохранения ламинарного потока до значений $\text{Re} = 1 \cdot 10^9$, [7]. В обычной инженерной практике такие условия трудно выполнимы. Обычно при достижении значений чисел $\text{Re} \sim 1000$ в ядре потока вблизи осевой линии возникают пульсации скорости. При дальнейшем возрастании Re пульсации проникают в область пограничного слоя. Течение на стенке ("ламинарный" пограничный подслои), благодаря высокому уровню диссипации, сохраняет термодинамическую устойчивость, но граничные условия оказываются несовместимыми с сохранением установившегося течения, возникают нерегулярные нестационарные потоки. Таким образом, развитие течения определяется тем, как изменится асимптотическое ламинарное решение при возникновении возмущенного движения "выше" по потоку.

5. Теория естественных течений (ТЕТ)

Полевое описание динамики сплошной среды с использованием динамического тензора \mathbf{K} вводит в теоретический аппарат гидромеханики понятия термодинамики. Они выполняют отбор действительных (естественных) течений из числа динамически возможных. Детальное исследование этого процесса возможно только на основе кинетических уравнений (физической кинетики), т.к. гидромеханика не описывает спонтанные переходы статистического ансамбля. Тем не менее, оставаясь в рамках гидромеханики, можно дать модельное описание такого перехода.

Для построения теории естественных течений использовано известное положение термодинамики необратимых процессов. Если граничные условия, наложенные на систему, не зависят от времени, то положительное производство энтропии $\sigma \geq 0$ подчиняется неравенству $d\sigma/dt \leq 0$, (И.Пригожин, [8]). Достижение стационарного состоя-

ния соответствует минимуму производства энтропии; частный случай этого положения - теорема Гельмгольца-Рэлея о минимуме диссипации в установившемся ламинарном течении в прямом канале произвольного сечения.

Можно предположить, что если обеспечивается $\sigma \geq 0$, нет оснований увеличивать диссипацию за счет антисимметричных компонент тензора напряжений, и в этом случае система уравнений гидромеханики естественных течений совпадает с классической системой уравнений Навье-Стокса. Если в какой-либо точке расчетной области выполняется $\sigma < 0$, то это является условием перехода, при котором должно быть обеспечено $\sigma \geq 0$. Значение $\sigma = \mathbf{D} : \mathbf{T} - \Phi \geq 0$ определяет энергетику перехода, т.е. величину дополнительной диссипации, обусловленной антисимметричными компонентами тензора напряжений, который переводит систему в устойчивое состояние.

В данной работе не исследовался динамический процесс, который описывается уравнением момента импульса. Возмущение завихренности оценивалось по энергетическому соотношению (27):

$$\omega^* \approx \sqrt{\frac{2\sigma^*}{\nu}}$$

Качественно, структура естественного течения представляет собой совокупность фрагментов "ламинарных течений" с дальним беспорядком, образуемым распределением "турбулентных пятен" с $\sigma < 0$, которое рассчитывается по соотношению (17).

Итак, формулировка гидромеханики без использования гипотезы псевдоотверждения приводит к системе "уравнений естественных течений", (ТЕТ):

уравнение неразрывности

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = 0$$

уравнение движения

$$\rho \cdot \frac{\hat{\sigma}}{\hat{\sigma}} \mathbf{v} + \rho \cdot \mathbf{v} \cdot \operatorname{grad} \mathbf{v} - \operatorname{div} \mathbf{\Pi}$$

реологическое соотношение

$$\mathbf{\Pi} = -p\mathbf{I} + 2\mu \cdot \mathbf{D}$$

где \mathbf{D} - тензор скоростей деформации, симметричная часть тензора $\operatorname{grad} \mathbf{v}$, μ - коэффициент динамической вязкости, \mathbf{I} - единичный тензор;

уравнение энергии относительного движения "жидкой" точки

$$\mathbf{D} : \mathbf{T} = \Phi - \sigma$$

$$\text{где: } \mathbf{D} : \mathbf{T} = \mathbf{v} \cdot \operatorname{grad} V^2/2, \quad \Phi = 2\mathbf{v} \cdot (\mathbf{D} : \mathbf{D}) \geq 0$$

условие тангенциального разрыва

$$\text{если } -\sigma = \sigma^* \geq 0$$

то локальное возмущение завихренности равно $\omega^* \approx \sqrt{\frac{2\sigma^*}{\nu}}$

Ламинарное течение представляет собой случай "вырожденного" течения, которое управляется краевыми условиями задачи. В общем случае естественные течения содержат в себе "внутреннее" управление (23).

Физическое толкование турбулентности - это естественное движение жидкости, условием которого является требование не убывания энтропии в действительном процессе. Переход от ламинарного течения к турбулентному соответствует началу управления потоком жидкости по условию $\sigma \geq 0$. Система уравнений Навье-Стокса не содержит управления по этому критерию, и ее решения описывают течения, в которых это требование термодинамики может нарушаться.

Автор благодарен редакции журнала за возможность изложить основные положения теории. Это только начало пути. Публикации [1-4] дают надежду на плодотворное развитие новых подходов в механике сплошных сред. **П**

Литература

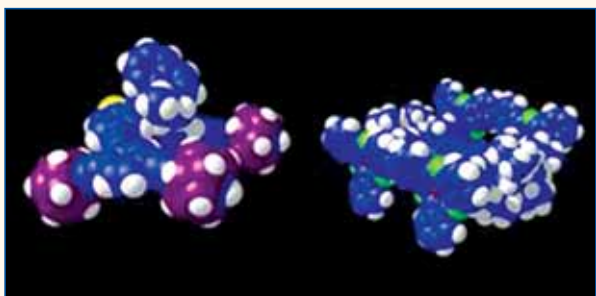
1. Ю.М.Кочетков. Турбулентность. Фундаментальные тензоры газовой динамики//Двигатель №1, 2015г.
2. Ю.М.Кочетков. Турбулентность. Молекулярно-кинетический тензор//Двигатель №1, 2016г.
3. Ю.М.Кочетков. Турбулентность. Вывод уравнения импульсов из начал термодинамики//Двигатель №3, 2016г.
4. Ю.М.Кочетков. Турбулентность. Четвертое начало термодинамики или первое начало термогазодинамики//Двигатель №4-5, 2016г.
5. В.А.Князев. Гидродинамика без гипотезы псевдоотверждения жидкой точки//Изд. LAP Lambert Academic Publishing, Германия, 2014 г.
6. Osborne Reynolds. On the Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion. Philosophical Transaction of the Royal Society, 1895.
7. Современное состояние гидроаэродинамики вязкой жидкости, под ред. С.Голдштейна//ИЛ, М., 1948 г.
8. П.Гленсдорф, И.Пригожин. Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций. "Мир", М., 1973.
9. Л.И.Седов. Механика сплошной среды. "Наука", М. 1973, т.1.

Связь с авторами: vladimir.a.knyazev@yandex.ru

ИНФОРМАЦИЯ

Национальный центр научных исследований (Centre national de la recherche scientifique, CNRS) в Тулузе (Франция) 28 апреля 2017 г. проведет гонки наномашин NanoCar Race. В состязании будут участвовать команды ученых, которые представят нанометровые устройства, состоящие менее чем из ста атомов. Об этом сообщает издание Gizmodo. Подробнее о мероприятии рассказано на сайте центра.

За гонкой будут следить с помощью ска-



нирующего туннельного микроскопа, принцип действия которого основан на измерении электрической проводимости между острой иглой прибора и поверхностью образца. При этом создается карта золотой подложки, и определяется местоположение каждого атома на ней. Ученые доработали микроскоп таким образом, чтобы устройство могло отслеживать одновременное перемещение сразу четырех наномашин.

Гоночную трассу сделают из подложки в виде золотой пластинки длиной в 100 нанометров. Ее разделят на четыре секции, на каждую из которых поместят по одному наноразмерному «автомобилю». Чтобы прикрепить машины к пластинке, ее нагреют, а во время самой гонки - охладят до минус 270 °С.

Чтобы заставить наномашину двигаться, участники со-

ревнования используют иглу туннельного микроскопа. Электрические импульсы приводят в действие спроектированные команды механизмы, которые, в свою очередь, меняют точку сцепления между колесами и подложкой. Таким образом «автомобиль» за один шаг перемещается на 0,3 нанометра, при этом его средняя скорость равна примерно пять нанометров в час. По расчетам специалистов, продолжительность всей гонки составит 36 часов.

Существует опасность, что импульсы могут повредить наноустройство, разрушив химические связи и вызвав перестройку атомов, или даже сбить его с трассы.

В соревновании примут участие команды из Франции, Швейцарии, Германии, Японии, Австрии и США. Сведения об участниках и их машинах опубликованы на сайте CNRS. За ходом гонки в режиме прямой трансляции можно будет проследить на сайте Nanocar Race **П**