Санкт-Петербургский научный центр Российской академии наук
Научный совет по проблемам фундаментальной и прикладной гидрофизики
2008 Сборник научных трудов «ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ И ПРИКЛАДНАЯ ГИДРОФИЗИКА» **№ 1**

УДК 536.4

Т.А.Хантулева[1]

ОПИСАНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ ПРОЦЕССОВ В ЖИДКИХ СРЕДАХ С ПОЗИЦИЙ НЕЛОКАЛЬНОЙ ГИДРОДИНАМИКИ

В работе обсуждаются проблемы, возникающие в гидродинамике при использовании моделей, основанных на традиционных представлениях механики сплошной среды, для описания неравновесных процессов. Предлагается новый подход на стыке смежных дисциплин, позволяющий разрешить эти проблемы с помощью включения в модель процесса эволюции структуры системы. Актуальность дальнейшей разработки таких подходов подтверждают результаты решения ряда задач и современные экспериментальные данные.

О моделях жидких сред. Развитие современной техники ставит перед гидродинамикой задачи, которые выходят за пределы представлений механики сплошной среды. Концепция сплошной среды основана на предположении, что внутренняя структура среды не влияет на ее гидродинамическое поведение. Это значит, что элемент структуры пренебрежимо мал по сравнению с масштабом неоднородности макроскопических полей. Отсюда ясно, что на высоких скоростях вблизи твердых границ образуются области больших градиентов, где основные уравнения теоретической гидродинамики – уравнения Навье-Стокса – становятся непригодными. Уравнения Навье-Стокса базируются на ньютоновской модели среды, в которой тензор напряжений прямо пропорционален тензору градиента скорости. Таким образом, ньютоновская модель среды укладывается в рамки линейной термодинамики необратимых процессов переноса, которая справедлива вблизи состояния локального термодинамического равновесия. Однако для высокоскоростных течений и сред со сложной внутренней структурой эта модель не работает.

Неньютоновские модели среды, характеризуемые нелинейными термодинамическими соотношениями [1], применяются для описания сильно вязких, многофазных сред и турбулентных течений. В отличие от ньютоновских сред на гидродинамику неньютоновских сред существенно влияет ее внутренняя структура: размер и концентрация частиц другой фазы, характер взаимодействия между частицами и между фазами, вихре-волновые структуры, приводящие к появлению в среде упругих свойств. Оказывается, даже при сравнительно небольших скоростях течения и нормальной вязкости, но на очень больших масштабах – крупные водоемы, океаны, атмосфера – ньютоновская модель среды непригодна из-за влияния крупномасштабных вихре-волновых структур. Все неньютоновские модели являются эмпирическими и не обладают необходимой степенью общности, поскольку какой-либо обоснованной единой теории для их описания в настоящее время не разработано.

Понятно, что столь широкий круг эффектов различной природы можно описать только с помощью достаточно общего подхода, принципиально отличающегося от механики сплошной среды.

Общая основа – неравновесная статистическая механика. Многократно делавшиеся попытки получить зависимости термодинамических потоков от градиентов вдали от термодинамического равновесия носили эмпирический характер и не могли претендовать на какую-либо общность. Единственно строгой основой для обобщения классической

[1] Санкт-Петербургский государственный университет (Санкт-Петербург)

гидродинамики является неравновесная статистическая механика. Еще Н.Н.Боголюбов [2] показал, что корректные разложения по градиентам являются неаналитическими и должны содержать дальнодействие. Это значит, что учет нелинейных членов любого порядка не решит эту проблему без введения в систему нелокального взаимодействия, когда состояние среды в данной точке в данный момент времени определяется всей предысторией системы во всей области. При этом в отличие от классической гидродинамики, основанной на дифференциальных уравнениях, необходимо переходить к другому математическому аппарату – интегро-дифференциальным уравнениям и теории нелинейных операторных систем.

Важнейший результат, полученный в рамках неравновесной статистической механики, принадлежит Д.Н.Зубареву [3], которому методом неравновесного статистического оператора удалось получить наиболее общие определяющие соотношения между термодинамическими потоками J и градиентами макроскопических переменных. Эти нелинейные, нелокальные и запаздывающие соотношения справедливы на любых пространственно-временных масштабах без ограничений на степень неравновесности системы. В частности, в рамках этих соотношений зависимость компонент тензора напряжений $\mathbf{J}$ от сопряженных компонент тензора градиента скорости носит интегральный характер:

$$\mathbf{J}(\mathbf{r},t) = -\int_{-\infty}^{t} dt' \int_{V} d\mathbf{r}' \Re(\mathbf{r},\mathbf{r}',t,t') \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{r}'}(\mathbf{r}',t') = \mathbf{J}(\mathbf{r},t=0) - \int_{0}^{t} dt' \int_{V} d\mathbf{r}' \Re(\mathbf{r},\mathbf{r}',t,t') \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{r}'}(\mathbf{r}',t') . \quad (1)$$

Неравновесная корреляционная функция $\Re(\mathbf{r},\mathbf{r}',t,t')$ определяет влияние нелокальных эффектов – эффектов коллективного взаимодействия – на макроскопическое поведение среды в неравновесных условиях. Из общего вида неравновесной корреляционной функции можно получить асимптотическое поведение системы в предельных случаях замороженной (реакция упругого твердого тела) и завершенной релаксации (реакция жидкости). Таким образом, даже фазовое состояние среды может быть выражено в терминах неравновесной корреляционной функции. Эффекты нелокальности и памяти – это плата за неизбежную неполноту описания неравновесного процесса, когда в нем участвуют сразу несколько масштабных уровней, обмен между которыми неизвестен. В процессе релаксации уравнения баланса импульса меняют свой тип от гиперболического, через интегро-дифференциальные до параболического.

Вдали от равновесия скорость переноса импульса $d\mathbf{r}/dt = \mathbf{u} < \infty$ не разделяется на скорость распространения волны и массовую скорость, а наиболее общим механизмом переноса импульса является группа нелинейных затухающих волн, которая распространяется как волновой пакет. Во многих практически важных случаях импульсного движения переменные $\mathbf{s}(\mathbf{r},t) = \mathbf{r} - \int_{0}^{t} \mathbf{u} dt,\ t = t,\ \ |\partial/\partial\mathbf{s}| >> \partial/\partial t$ разделяются по масштабам так, что память учитывается только по быстрой волновой переменной

$$\mathbf{J}(\mathbf{s};t) = \mathbf{J}(\mathbf{r},t=0) - \int_{0}^{t} dt' \int_{\mathrm{s}(0)}^{0} d\mathbf{s}' \Im(\mathbf{s},\mathbf{s}';t,t') \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{s}'}(\mathbf{s}';t') = \mathbf{J}(\mathbf{r},t=0) - \int_{\mathrm{s}(0)}^{0} d\mathbf{s}' \Im(\mathbf{s},\mathbf{s}';t) \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{s}'}(\mathbf{s}';t) . \quad (2)$$

В соотношении (2) интегрирование идет по пути распространения волны от границы до переднего фронта. Медленное время определяет темп эволюции волновых структур системы. Корреляционная функция $\Im(\mathbf{s},\mathbf{s}';t)$ в соотношении (2) представляет собой нелинейный функционал градиента скорости в волне и в общем случае включает волновой и диффузионный механизмы передачи импульса, а также структурообразование в случаях резонанса. Поскольку вид функции $\Im(\mathbf{s},\mathbf{s}',\tau)$ в общем случае неизвестен, единственная возможность преодоления этой трудности заключается в построении на основе общих принципов инвариантности и асимптотики гибкой математической модели, зависящей от функционально связанных с градиентами параметров.

Вывод моделей сплошных сред из нелокальных соотношений. Конечная скорость распространения взаимодействий в реальных средах обусловила волновой характер процесса переноса импульса. Слабые импульсные воздействия на конденсированную среду распространяются в ней в виде акустических волн с равновесной постоянной скоростью звука. С ростом интенсивности волна становится нестационарной и начинает сопровождаться необратимым переносом массы [4]. Когда устанавливается некоторая стационарная волна, движущаяся с постоянной равновесной скоростью звука, среднюю скорость переноса импульса можно разделить на две компоненты: скорость волны и массовую скорость, которая много меньше скорости звука (малые числа М). При этом можно разделить вклад двух разных механизмов переноса импульса: волнового и диффузионного. Фактически это то же самое, что разделить деформацию на упругую обратимую часть и пластическую необратимую часть, описываемую как гидродинамическое течение (Гилман, Эсэй) [5]. Получается, что выход за пределы гидродинамики означает, по крайней мере, учет упругих свойств, а в общем случае эта проблема сводится к взаимоотношению между гидродинамическими течениями и нелинейными волнами. Именно с этим обстоятельством связаны трудности описания около- и сверхзвуковых течений.

В классической гидродинамике для капельных жидкостей тензор напряжений разделяется на две части: обратимую часть, связанную с гидростатическим давлением, и необратимую – тензор вязких напряжений, в котором учитывается только диффузионный механизм переноса. Для пластически деформируемых твердых тел, где участвуют оба механизма переноса, также вводят два слагаемых, описывающих упругие и пластические компоненты тензоров деформации и напряжений.

Следуя традиционной схеме, корреляционную функцию в соотношениях (2) можно разделить на обратимую и необратимую части. Обратимая часть получается из постоянной компоненты корреляционной функции, а необратимая – из δ-образной части, отвечающей отсутствию памяти в гидродинамическом пределе.

$$\begin{aligned}\mathbf{J}(\mathbf{r},t) &= -\int_{s(0)}^{0} d\mathbf{s}'\,\Im(\mathbf{s},\mathbf{s}';t)\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial\mathbf{s}'}(\mathbf{s}';t) = -\int_{s(0)}^{0} d\mathbf{s}'\left[\Im_0+\Im_1\delta(\mathbf{s}-\mathbf{s}')\right]\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial\mathbf{s}'}(\mathbf{s}';t) = \\ &= \Im_0\int_{0}^{\mathbf{u}(\mathbf{s},0)} d\mathbf{u} - \Im_1\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial\mathbf{s}}(\mathbf{s};t) = \Im_0\mathbf{u} - \Im_1\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial\mathbf{s}}(\mathbf{s};t)\end{aligned} \tag{3}$$

Здесь $\Im_0=\rho\mathbf{C}$, $\Im_1=\mu$ константы, причем $\mathbf{C}$ – вектор скорости звука в среде, ρ – массовая плотность, μ – динамическая вязкость. Согласно (3) тензор напряжений зависит как от деформации в обратимой части, так и от скорости деформации в необратимой, которая соответствует ньютоновскому тензору вязких напряжений. Обратимая часть соответствует переносу импульса по некоторой траектории без потерь в виде упругой волны, как в твердом теле, а необратимая определяет средний поток импульса на фоне хаотического движения частиц, как в гидродинамике. Таким образом, из нелокального соотношения (2) получается выражение (3), соответствующее модели Фойхта вязко-упругой среды. Введение в выражение (3) процесса релаксации напряжения по экспоненциальному закону $\Im(\mathbf{s},\mathbf{s}',\tau)=\Im_1\exp\{-|\mathbf{s}-\mathbf{s}'|/\tau(t)\}$, где τ – время релаксации, приводит к модели Максвелла вязко-упруго-пластической среды. Эта модель включает упругую компоненту на начальной стадии нагружения, которая характеризуется большими временами релаксации, а на малых временах релаксации на конечной стадии, начиная с некоторого порогового значения, любая среда ведет себя как жидкость. Аналогичным образом можно получить и другие модели механики сплошной среды по классификации В.Прагера. Усложняя вид корреляционной функции, можно включать в модель среды новые эффекты [6], но нельзя заранее разграничить различные стадии релаксации и эффекты их сопровождающие, без учета характера взаимодействия открытой системы с окружением. Известно, что при импульсном нагружении все модели, построенные по такому традиционному образцу, становятся непригодными из-за неправильного соединения обратимых и необратимых частей. В рамках механики сплошной среды все эти вклады просто суммируются, тогда как для нелинейных систем принцип суперпозиции не имеет места. Понятно, что общепринятое введение таких понятий как гидростатическое давление, упругие модули среды, коэффициенты переноса требуют полного переосмысления. Поэтому в неравновесных условиях надо исходить из общих соотношений (2).

Как определить давление вдали от равновесия? Проблема возникает еще при определении понятия давления для неравновесных процессов. Разделение шаровой компоненты тензора напряжений на обратимую часть – гидростатическое давление – и необратимую, связанную с объемной вязкостью, в неравновесных условиях не может быть обосновано без дополнительных соображений.

В частности, если устанавливается квазистационарный процесс с постоянной скоростью распространения волны слабых возмущений, равной скорости звука в среде, то скорость переноса импульса можно разложить на две компоненты и, вычитая из нее скорость звука, выделить массовую скорость

$$\mathbf{u} = \mathbf{C} + \mathbf{v}, \quad \mathbf{C} = const, \quad v / C << 1.$$

При этом первое слагаемое в формуле (3) можно переписать в виде:

$$\Im_0 \mathbf{u} = \rho \mathbf{uu} = \rho(\mathbf{C} + \mathbf{v})(\mathbf{C} + \mathbf{v}) = \rho(\mathbf{CC} + 2\mathbf{Cv} + \mathbf{vv}). \tag{4}$$

Первый член в скобках в выражении (4) соответствует волновому распространению импульса вдоль характеристики $\mathbf{r} = \int_0^t \mathbf{u} dt$. Второй член – линейный по малому параметру симметричный тензор – определяет обратимый перенос массы в упругой волне. Последний член второго порядка по малому параметру определяет конвективный перенос при движении элемента среды вдоль своей траектории без потерь на диссипацию. Именно выделение этого члена позволяет переходить к лагранжеву описанию. Шаровая часть этого тензора в 0-м приближении определяет упругий модуль всестороннего сжатия ρC^2 – холодное давление, которое является отличительной особенностью твердых тел.

Помимо холодного давления в любой среде имеется тепловая компонента давления, которая определяется тепловым движением частиц в среде. Поскольку давление составляет обратимую компоненту тензора напряжений, оно следует из формулы (2) при разделении движения частиц среды на движение по детерминированным траекториям и хаотическое движение аналогично модели (3). Причем, при волновом движении импульс передается по характеристике со скоростью звуковой волны, а при тепловом движении импульс переносится частицами по траекториям их движения. Среднее значение шаровой компоненты микроскопического тензора $m\mathbf{ww}$ определяет тепловую часть давления $p_T \cong \rho \langle w^2 \rangle$, а среднее значение квадрата относительной скорости частиц определяет температуру среды. В общем случае эта величина никак не связана со скоростью звука в среде. Такое разделение эффектов на обратимые и необратимые, упругие и тепловые оправданы только вблизи гидродинамического предела, когда среда ведет себя как газ, холодное давление исчезает, а скорость распространения упругих волн приближается к тепловой скорости частиц.

Диссипация – последняя стадия релаксации. В силу конечной скорости распространения возмущений самый медленный диффузионный перенос появляется не мгновенно, а устанавливается в зависимости от структуры среды через некоторый промежуток времени после начала нагружения. Этот факт был неоднократно установлен экспериментально различными исследователями, например, [7]. Поэтому можно сделать однозначный вывод относительно последовательности смены механизмов переноса: сначала идет обратимая упругая стадия, а необратимая диссипативная стадия, где возникают коэффициенты вязкости и теплопроводности, является самой последней, когда система уже приближается к локальному термодинамическому равновесию. До наступления этой стадии понятие термодинамической температуры некорректно вводить в описание динамического поведения среды. Однако без введения тепловой энергии уравнение баланса полной энергии не удовлетворяется. За счет чего же поддерживается баланс энергии на промежуточной динамической стадии? Эксперименты по переходу к турбулентности в жидкости, по ударному нагружению твердых тел показали, что на промежуточной стадии неравновесного процесса возникают упорядоченные пульсации, масштабы которых можно отнести к промежуточному масштабному уровню между макро- и микроскопическим. Этот мезоскопический уровень играет роль энергетического буфера в процессах многостадийного энергообмена, и его прохождение требует конечного времени. Только после дробления масштабов пульсаций и их хаотизации, когда они превращаются в тепловые флуктуации, устанавливается процесс диссипации в системе. В открытой системе при поступлении в нее импульса пульсации могут расти и образовывать вихре-волновые структуры мезоскопического уровня [8, 9]. В общем случае переход кинетической механической энергии на мезоскопический уровень не означает диссипации ее в тепло и может быть обратимым. Например, упорядоченные пульсации, возникающие при развитии турбулентного течения, могут быть обратимы и чередоваться с участками ламинарного течения (перемежающаяся турбулентность).

Упорядоченные пульсации скорости и турбулентные пульсации давления. На языке функции распределения при статистическом описании массовая скорость определяется как среднее значение от скоростей частиц на микроскопическом уровне:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Omega f(\Omega,\mathbf{r},t)d\Omega = \mathbf{v} + \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{w} f(\mathbf{w},\mathbf{r},t)d\mathbf{w} = \mathbf{v} + \mathbf{D}\,. \tag{5}$$

Полную скорость частиц Ω можно разделить на среднюю массовую $\mathbf{v}$ и относительную тепловую скорость $\mathbf{w}$. При этом второй член не обращается в 0, если локальное равновесие не достигается, и функция распределения асимметрична. Появляется новый масштаб скорости, определяемый отклонением состояния системы от локального равновесия, – скорость упорядоченных обратимых пульсаций массовой скорости $\mathbf{D}$, которые наблюдаются в турбулентных течениях, течениях многофазных сред, а также в нестационарных волнах в твердых телах. Такое разделение также имеет смысл только при условии, что $D/v \ll 1$. Этот промежуточный уровень между гидродинамикой и твердым телом можно назвать мезоскопическим.

В результате включения мезоуровня в формулу (4) получается:

$$\begin{aligned} \Im_0\mathbf{u} &= \rho\mathbf{uu} = \rho\left(\mathbf{C}+\mathbf{v}+\mathbf{D}\right)\left(\mathbf{C}+\mathbf{v}+\mathbf{D}\right) = \\ &= \rho\left(\mathbf{CC}+2\mathbf{Cv}+2\mathbf{CD}+2\mathbf{vD}+\mathbf{vv}+\mathbf{DD}\right). \end{aligned} \tag{6}$$

Последний член четвертого порядка по малому параметру определяет тензор пульсационных напряжений. Шаровая компонента этого тензора определяет турбулентные пульсации давления, которые давно исследуются в гидродинамике. Поток импульса, определяемый формулой (6), не включает обмен между различными уровнями, который определяется необратимыми процессами. Поэтому описание такого процесса как затухание волн требует включения второго, диссипативного, члена в модели (3). Однако ньютоновская модель с вязкостью описывает единственный механизм обмена – диффузию импульса с макроскопического уровня на микроскопический, хотя возможны и другие механизмы обмена, такие как самоорганизация пульсаций за счет резонансных процессов. В этих случаях возможно возвращение части импульса на макроскопический уровень, поскольку на мезоскопическом уровне 2-е начало термодинамики не применимо. По мере приближения к гидродинамическому пределу упорядоченность пульсаций за счет обменных диссипативных процессов теряется, пульсации хаотизируются и исчезают [10], затем исчезает массовая скорость, их импульс отдается тепловой компоненте, и тензор напряжений становится шаровым. Таким образом, гидростатическое давление, стоящее по главной диагонали тензора напряжений, строго получается только вблизи гидродинамического предела при обращения в 0 массовой скорости и скорости пульсаций. Поэтому становится понятно, что с ростом скоростей и неоднородностей макроскопических полей базовые понятия механики сплошной среды теряют свой смысл.

Нелокальная гидродинамика. Обобщить и переосмыслить понятия механики сплошной среды на основе соотношений неравновесной статистической механики позволил разработанный автором новый подход к описанию неравновесных процессов переноса – нелокальная гидродинамика [11]. Поскольку корреляционная функция в общем случае неизвестна, в нелокальной гидродинамике построена гибкая модель корреляционной функции в приближении первых статистических моментов [12-14]:

$$\mathbf{J}(\mathbf{s},t)=\frac{\mu}{\varepsilon}\int\limits_{0}^{\mathrm{s}(0)}d\mathbf{s}'\exp\left\{-\frac{\pi(\mathbf{s}'-\mathbf{s}+\gamma)^2}{\varepsilon^2}\right\}\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial\mathbf{s}'}(\mathbf{s}',t)\,. \qquad (7)$$

Модель меняет тип уравнений баланса в зависимости от внешнего воздействия от гиперболического на начальной стадии процесса до параболического на конечной диссипативной стадии. На больших временах вдали от границ вид корреляционной функции совпадает с функцией Грина для уравнения диффузии импульса. Параметры модели представляют собой первые статистические моменты корреляционной функции.

Покажем, что первые моменты корреляционной функции имеют физический смысл, связанный с новыми линейными масштабами динамической структуры среды. Разложим подынтегральную функцию в выражении (2) в ряд Тейлора по градиентам в окрестности точки $\mathbf{s}'=\mathbf{s}$:

$$\mathbf{J}(\mathbf{s},t)=\int\limits_{-\infty}^{\zeta}d\zeta'\Im(\mathbf{s}',\mathbf{s},t)\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial\mathbf{s}'}(\mathbf{s}',t)=k_0(\mathbf{s},t)\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial\mathbf{s}}(\mathbf{s},t)+k_1(\mathbf{s},t)\frac{\partial^2\mathbf{u}}{\partial\mathbf{s}}(\mathbf{s},t)+\frac{1}{2}k_2(\mathbf{s},t)\frac{\partial^3\mathbf{u}}{\partial\mathbf{s}}(\mathbf{s},t)... \qquad (8)$$

Коэффициенты разложения по градиентам представляют собой моменты корреляционной функции $\Im(\mathbf{s}',\mathbf{s},t)$. Момент 0-го порядка $k_0=\mu$ определяет эффективную вязкость структурированной среды, в том числе турбулентную. Момент 1-го порядка $k_2(\mathbf{s},t)=\langle\mathbf{s}'-\mathbf{s}\rangle=\gamma$ вводит в систему новый характерный масштаб, определяющий изменение волновой динамической структуры среды и направления распространения волны за счет эффектов коллективного взаимодействия при интенсивном внешнем воздействии на систему. Это соответствует излучению некоторой волны при неравновесном переносе, которая накладывается на волну внешнего воздействия на систему. Момент 2-го порядка $k_2(\mathbf{s},t)=\left\langle(\mathbf{s}'-\mathbf{s})^2\right\rangle=\varepsilon^2-2\mathbf{s}\gamma$, определяющий пространственную дисперсию функции распределения нелокальных корреляций при $\mathbf{s}\gamma=0$, привносит в систему еще один характерный масштаб – среднюю длину корреляций волновых процессов в среде, которая имеет смысл степени неравновесности системы.

Вдали от границ системы первые моменты корреляционной функции перестают зависеть от волновой переменной, сохраняя лишь зависимость от второй медленной переменной. При этом они приобретают смысл параметров структуры эволюционирующей системы. Важно отметить, что параметры модели нельзя просто подобрать, это не константы среды, а функционалы самих неизвестных макрополей. Если их определить, интегро-дифференциальные уравнения баланса замыкаются самосогласованным образом, и в системе появляется внутренняя обратная связь. Для формулировки этих замыкающих соотношений предлагается использовать методы теории нелинейных операторных систем и методы теории адаптивного управления.

Самоорганизация в открытых системах. Статистические моменты корреляционной функции – параметры структуры системы определяются граничными условиями, наложенными на систему. В открытых термодинамических системах потоки через границы определяют дискретный спектр масштабов структуры системы. Появление многомасштабной иерархии структур в неравновесных процессах вместе с нелинейностью является необходимым условием синергетического стуктурообразования или самоорганизации [15]. Однако граничные условия в общем случае не определяют структуру полностью, а определяют лишь связи между параметрами – траектории в фазовом пространстве параметров. Известно, что внутренняя структура термодинамически открытых систем может существенно меняться в зависимости от характера внешнего воздействия. В свою очередь гидродинамический режим течения среды тоже будет изменяться вместе со структурой и зависеть скорее не от молекулярного строения среды, а от более крупных структур промежуточного масштабного уровня, а также от размеров и геометрии системы в целом. Например, известно, что с ростом градиентов вязкость сначала начинает зависеть от температуры, давления, потом от градиента скорости (для турбулентных течений), от размера течения и геометрии области течения, теряя почти полностью зависимость от молекулярного строения среды. То же самое происходит с упругими модулями среды при импульсном нагружении. Примером такого структурного синергетического перехода является переход от ламинарного режима к турбулентному. Фактически, проблему выхода за пределы классической гидродинамики, которая серьезно и долго исследовалась в течение многих десятилетий, следует ставить гораздо шире – как описать процессы переноса массы, импульса и энергии в открытой системе, активно взаимодействующей с окружением вдали от термодинамического равновесия? Для этого, прежде всего, необходимо отказаться от концепции «жесткой» модели среды и строить модель неравновесного процесса переноса, который сопровождается перестройкой характера взаимодействия между элементами среды. В свою очередь возникновение новых структур изменяет макроскопические свойства среды, режим ее движения и делает константы среды функционалами процесса переноса в системе в целом. Это значит, что в системе за счет структур возникает внутренняя обратная связь, а за счет взаимодействия через границы с окружением – внешняя.

Эволюция структуры системы. Оставшаяся часть степеней свободы системы, которая не определена граничными условиями, релаксирует по своим внутренним закономерностям, которые могут быть описаны методом скоростного градиента, разработанным в теории адаптивного управления сложными системами [16]. Метод основан на стремлении системы эволюционировать в соответствии с выбранным функционалом цели, аналогично интегральным вариационным принципам в механике. В качестве функционала цели выбирается интегральное производство энтропии в волне при высокоскоростном движении:

$$\frac{dS}{dt}(t)=\frac{\mu}{\varepsilon}\int_0^{s(0)} d\mathbf{s}\,\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial\mathbf{s}}(\mathbf{s},t)\int_0^{s(0)} d\mathbf{s}'\exp\left\{-\frac{\pi(\mathbf{s}'-\mathbf{s}+\gamma)^2}{\varepsilon^2}\right\}\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial\mathbf{s}'}(\mathbf{s}',t)\,. \tag{9}$$

Поскольку интегральное производство энтропии меняется медленнее, чем сами макрополя в волновом фронте, то и процесс эволюции структуры среды должен характеризоваться большим масштабом, чем масштаб фронта. В системе появляется «медленная» переменная, которая определяет темп структурной эволюции системы. Согласно методу скоростного градиента [16] эволюция параметров структуры $s=(\gamma,\varepsilon)$ описывается нелинейной системой дифференциальных уравнений:

$$\frac{ds}{dt}=-g\nabla_{ds/dt}\frac{dS}{dt}\,. \tag{10}$$

Метод скоростного градиента задает скорость спуска по траекториям на поверхности производства энтропии в фазовом пространстве, которые задаются наложенными граничными условиями, в зависимости от начального состояния структуры и от константы эволюции g>0, которая характеризует процессы переноса индивидуальной системы. Эволюция структурных параметров в фазовом пространстве системы связана с изменением макроскопических свойств среды и режима ее течения обратными связями.

О влиянии эволюции структуры на динамику системы. В рамках самосогласованного подхода за счет обратной связи процесс эволюции может протекать по-разному в зависимости от начального состояния системы и ее нагружения извне. Оказалось, что при слабонеравновесном начальном состоянии системы реализуется режим монотонного выхода на некоторое стационарное состояние, а при сильном начальном возмущении параметры могут эволюционировать немонотонным образом. В промежуточной области система может самопроизвольно переходить от одного сценария эволюции к другому. При этом может возникнуть процесс каскадного дробления масштабов корреляций, приводящий к резкому, катастрофическому изменению макроскопических свойств системы. Оценка «времени жизни» структурных параметров позволяет анализировать устойчивость систем, находящихся в неравновесном стационарном состоянии [17].

Применение метода скоростного градиента к задаче о распространении ударной волны умеренной интенсивности в конденсированной среде позволило объяснить экспериментально наблюдаемый эффект аномального затухания амплитуды волны на масштабах, где диссипация кинетической энергии в тепло еще пренебрежимо мала. Оказалось, что потеря кинетической энергии может произойти при переходном процессе за счет образования новых структур мезоскопического масштаба. Спусковым механизмом этого процесса является резонанс между масштабами внешнего нагружения (начальные характеристики профиля волны) и масштабом перехода внутренней структуры среды на новый структурный уровень [18].

Таким образом, развитие новых подходов на стыке различных дисциплин уже сейчас позволяет разрешить ряд фундаментальных проблем, которые ставит перед наукой развитие современной техники и технологии. Поэтому понятно, что для предсказания переходов от одного режима к другому, катастрофического изменения макроскопических свойств системы, ее разрушения эмпирические модели непригодны, необходимо использовать новые результаты, полученные в смежных областях науки.

Summary

Problems originated in modern hydrodynamics by traditional continuum models used under nonequilibrium conditions are considered in the paper. A new approach to the problems based on different joint branches of science is suggested. New generalized integral models include the structure evolution in open systems. The obtained solutions to some test problems and a number of the modern experimental data confirm the prospects in further development of the approach.

Литература

1. *Астарита Дж., Марруччи Дж.* Основы гидромеханики неньютоновских жидкостей. М.: Мир, 1978. 310 с.
2. *Боголюбов Н.Н. (мл.), Садовников Б.И., Шумовский А.С.* Математические методы статистической механики модельных систем. М.: Наука, 1989. 295 с.
3. *Зубарев Д.Н.* Неравновесная статистическая термодинамика. М.: Наука, 1971. 415 с.
4. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
5. *Asay J. R.* // Proc. CP620 Shock Compression of Condensed Matter. 2001. ed. *M.D.Furnish, N.N.Thadhami, YHorie.* 2002. P.26.
6. *Рудяк В.Я.* Статистическая теория диссипативных процессов в газах и жидкостях. Новосибирск: Наука, 1987. 272 с.
7. *Ravichandran G., Rosakis A.J., Hodovany J., Rosakis P.* // Proc.CP620, Intern. Conf. “Shock Compression of Condensed Matter”. Atlanta, USA. 2001. Ed. by *M.D.Furnish, N.N.Thadhani, Y.Horie.* 2002. P.557.
8. *Mescheryakov Yu.I., Divakov A.K.* Multi-scale kinetics of microstructure and strain-rate dependnence of materi-

als // DYMAT Journal. 1994. № 1. P.271-276.
9. *Khantuleva T.A., Mescheryakov Yu.I.* // Nonlocal theory of the high-strain-rate processes in a structured media // Intern. J. of Solids and Structures, 1999. V.36, P.3105-3129.
10. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1988.
11. *Филиппов Б.В., Хантулева Т.А.* Граничные задачи нелокальной гидродинамики. Изд-во Ленингр. ун-та. 1984.
12. *Хантулева Т.А., Мещеряков Ю.И.* // Физическая мезомеханика. 1999. Т.2. № 5. С.5-17.
13. *Khantuleva T.A.* The shock wave as a nonequilibrium transport process // “High-pressure compression of solids VI: old paradigms and new challenges”(*Y.Horie, L.Daison, N.N.Thadhani*, Eds.). Berlin. Springer. 2003. P215-254.
14. *Хантулева Т.А.* // Химическая физика. 2005. Т.24. № 11. С.1.
15. *Глэнсдорф П., Пригожин И.* Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций. М.: Мир, 1973. 280 с.
16. *Фрадков А.Л.* Кибернетическая физика. СПб.: Наука, 2003. 208 с.
17. *Хантулева Т.А., Никулин И.А.* // Сборник трудов конференции "Устойчивость и процессы управления (SCP-2005)". 2005. Т.2. С.1212.
18. *Khantuleva T.A.* // Proc. the 2nd International Conference "Physics and Control 2005" (PhysCon 2005) IEEE 05EX1099C ISBN 0-7803-9235-3.05. P.41.

Статья поступила в редакцию 09.08.2007 г.