

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНЫ
ИНСТИТУТ ГИДРОМЕХАНИКИ АН УКРАИНЫ

на правах рукописи

Воропаев Геннадий Александрович

УДК 532.526.4:532.517.4

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКОВ НА ДЕФОРМИРУЕМЫХ
ПОВЕРХНОСТЯХ

Автореферат на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

01.02.05 - Механика жидкости, газа и плазмы

Киев - 1993.

Работа выполнена в Институте гидромеханики АН Украины

- Официальные оппоненты: - доктор физико-математических наук,
профессор Аслапов С.К.
- доктор физико-математических наук,
профессор Ладиков-Роев В.П.
- доктор физико-математических наук,
Мадерч В.С.

Ведущая организация : Донецкий государственный университет

Защита состоится "18" ноября 1993 г. в 14 час. 00 мин.
на заседании специализированного Совета Д 01.04.01 по защите
диссертаций на соискание ученой степени при Институте
гидромеханики АН Украины (252057, Киев-57, ул.Кедрова, 8/4).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института
гидромеханики АН Украины.

Автореферат рассмотрен "17" октября 1993 г.

Ученый секретарь
специализированного Совета
кандидат технических наук

М.В. Константинов

ЛНБ України ім.В.Стефаніка

ЛНБ ім. В. Стефаніка
АН України



00813999 (\$)

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНЫ
ИНСТИТУТ ГИДРОМЕХАНИКИ АН УКРАИНЫ

на правах рукописи

Воропаев Геннадий Александрович

УДК 532.526.4:532.517.4

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКОВ НА ДЕФОРМИРУЕМЫХ
ПОВЕРХНОСТЯХ

Автореферат на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

01.02.05 - Механика жидкости, газа и плазмы

Киев - 1993.

AB 28.366

УСТАВ ЗАКОНА

ЗАКОН О ПРАВАХ И ОБЯЗАННОСТЯХ ГРАЖДАН

Всякий гражданин имеет право на свободу мысли, совести и религии. Это право не подлежит никакому ограничению. Каждый имеет право на свободу слова, печати, собраний, союзов и ассоциаций. Каждый имеет право на участие в управлении делами государства как непосредственно, так и через своих представителей. Каждый имеет право на труд при равных условиях. Каждый имеет право на отдых. Каждый имеет право на охрану здоровья и медицинскую помощь. Каждый имеет право на жилище. Каждый имеет право на образование. Каждый имеет право на защиту чести и собственного достоинства. Каждый имеет право на защиту от незаконного вмешательства в личную жизнь. Каждый имеет право на защиту от незаконного обвинения, осуждения, ограничения в правах и наказания. Каждый имеет право на возмещение вреда, причиненного государством.

Каждый имеет обязанность соблюдать Конституцию и законы, платить законные налоги и соблюдать трудовую дисциплину.

Каждый имеет право на защиту от незаконного вмешательства в личную жизнь. Каждый имеет право на защиту от незаконного обвинения, осуждения, ограничения в правах и наказания. Каждый имеет право на возмещение вреда, причиненного государством.

Каждый имеет право на участие в управлении делами государства как непосредственно, так и через своих представителей.

Каждый имеет право на труд при равных условиях.

Каждый имеет право на жилище.

Каждый имеет право на образование.

1 Общая характеристика работы

Турбулентность – одно из самых распространенных понятий современной механики, с которым специалисты в разных областях науки связывают различные формы хаотичности движения во времени и пространстве, доминирующие в природе. Фактор всеобъемлемости определяет естественный научный и практический интерес к познанию и описанию этого феномена. Практическая значимость турбулентности, как формы движения, определяется многократным воорастанием сопротивления движению при изменении режима течения с ламинарного на турбулентный.

Проблема снижения гидродинамического сопротивления тел при движении в жидкой и воздушной средах, а также при движении жидкой среды в сложных трубопроводах, остается актуальной в современной аэрогидродинамике.

Разработка методов снижения сопротивления опирается на понимание тех физических процессов, происходящих в градиентных потоках при различных формах движения, которые являются определяющими при формировании динамического баланса вязких и турбулентных напряжений в потоке.

Сегодня известен ряд методов, позволяющих повышать энергетические характеристики технических устройств. Среди этих методов, применяемых для решения проблемы снижения сопротивления трения, известны такие как отсос и вдув, полимерные добавки, разрушители крупных вихрей (LEBU), продольная регулярная шероховатость (риблеты), а также полимерные покрытия. Однако такие методы как отсос и LEBU требуют тончайшей технологии изготовления обтекаемых поверхностей и применимы только в воздушной среде, полимерные добавки способны существенно снижать гидродинамическое трение, но значительный расход полимера при этом делает невозможным применение этого метода в широкой практике. Риблеты не требуют энергетических затрат, но предельное снижение сопротивления ограничено 7-9% и в узком диапазоне чисел Рейнольдса. Применение полимерных покрытий продемонстрировало значительное снижение сопротивления трения без дополнительных энергетических затрат. Однако практическое применение этого метода встречает серьезные трудности. Результаты экспериментальных исследований противоречивы: на одних и тех же материалах получено как уменьшение сопротивления трения за счет применения вязкоупругих покрытий,

так и увеличение.

Такое положение объясняется прежде всего тем, что тонкая структура турбулентного пограничного слоя (ТПС), как любая система гидродинамического типа чувствительна только к определенным возмущениям, поэтому эффективное взаимодействие возможно только при согласованных параметрах потока и демпфирующего покрытия (ДП).

Наиболее остро стоит проблема снижения сопротивления трения для хорошо обтекаемых тел и для внутренних каналов большой протяженности, решение которой невозможно без достоверного описания реального течения вязкой жидкости в пограничных слоях при больших числах Рейнольдса. Одним из наиболее эффективных и информативных методов описания турбулентных потоков в настоящее время является метод, основанный на системе уравнений переноса напряжений Рейнольдса с соответствующими гипотезами замыкания. Эта модель турбулентности достаточно обоснованно позволяет описывать закономерности взаимодействия возмущений различных масштабов ряда сложных течений и учитывать изменение структуры турбулентности в пограничном слое не только при изменении продольного и поперечного градиентов давления, но и качества обтекаемой поверхности.

Существующие в настоящее время теоретические модели механизма взаимодействия турбулентного потока с деформируемой поверхностью вязкоупругого слоя и отражающие отдельные аспекты этого взаимодействия в различных приближениях не позволяют рассчитывать характеристики покрытий, способных целенаправленно менять осредненные характеристики турбулентного пограничного слоя. Несмотря на большое равнообразие интегральных результатов экспериментальных исследований турбулентных потоков на деформируемой поверхности, они обладают рядом общих черт, которые дают возможность выделить определенные закономерности и сформулировать поглощающий принцип взаимодействия ДП с ТПС. Естественно, эффективность метода описания взаимодействия поглощающей поверхности с турбулентным потоком зависит от того, насколько достоверно отражает модель турбулентности и предложенная модель взаимодействия, определяющая характеристики потока, реальный турбулентный поток на деформируемой поверхности, что потребовало модифицировать модель турбулентности в напряжениях Рейнольдса для различных чисел Re , граничных условий и геометрии потока.

Таким образом, актуальность темы диссертации определяется

необходимостью углубленного понимания механизма порождения турбулентных пульсаций, обмена энергией между структурами различных масштабов, их роли в формировании энергетического баланса пристенной турбулентности; разработкой адекватной модели, позволяющей достоверно описывать сложные течения; применением обобщающих аналогий при разработке эффективных методов управления характеристиками турбулентных потоков.

Целью работы является разработка рабочей модели турбулентности, обобщающей систему уравнений переноса напряжений Рейнольдса, для расчета характеристик ТПС сложных течений, и модели взаимодействия турбулентного потока с деформируемой поверхностью для определения динамических и геометрических характеристик вязкоупругих слоев, способных уменьшать сопротивление трения в турбулентных потоках.

Научная новизна. 1. Предложено обобщение модели турбулентности "переноса напряжений Рейнольдса" для турбулентных течений на податливой поверхности и для потоков со сложной геометрией.

2. На основании экспериментальных и теоретических исследований турбулентных потоков на податливых поверхностях слоев сформулирован принцип энергетического взаимодействия ДП с ТПС, что позволило объяснить механизм возможного снижения сопротивления трения в турбулентном потоке.

3. Проведено исследование динамических и диссипативных свойств одно- и многослойных покрытий с определением их спектральных характеристик в зависимости от компоновки слоев покрытий с различными механическими и геометрическими характеристиками на основании обобщенной модели вязкоупругих сред.

4. Получены предельные значения увеличения расхода при фиксированном перепаде давления для трубопроводов с демпфирующим покрытием по сравнению с обычными трубопроводами.

5. Предложены компоновки вязкоупругих слоев и проведена оценка эффективности предложенных покрытий по снижению сопротивления трения и интенсивности турбулентных пульсаций.

6. Показано принципиальное отличие коэффициентов турбулентной вязкости и турбулентной диффузии в потоке на поглощающей поверхности вязкоупругого слоя. Разработана модификация несимметричного представления третьих моментов корреляции скорости и корреляции давление-скорость с учетом кривизны обтекаемой поверхности.

Автор защищает разработанную модель турбулентности, описывающую сложные турбулентные течения; метод распределенного демпфирования как способ снижения сопротивления трения при турбулентном обтекании тел; методику определения свойств покрытия при заданном режиме обтекания, способного уменьшать интенсивность турбулентных пульсаций и сопротивление турбулентного трения, результаты численного и физического экспериментов, объясняющих закономерности формирования турбулентности в пристенной области.

Достоверность выводов. Результаты, полученные на основе предложенных моделей, в предельных случаях соответствуют классическим результатам, удовлетворяют законам сохранения, результаты численного и физического экспериментов не противоречат друг другу, подтверждаются результатами лабораторных исследований, выполненных другими авторами.

Практическая значимость. Существует ряд прикладных проблем, для решения которых возможность снижения сопротивления трения и уровня пульсаций давления на поверхности, формирования заданных когерентных структур в градиентном потоке на поверхности, являются определяющими. Такими проблемами являются, например, проблема создания экономичных или быстроходных транспортных средств с фиксированной энергетикой, создание измерительных систем определенной чувствительности, создание тепловых и химических процессов регулируемой интенсивности. Теоретически и экспериментально обоснованный метод распределенного демпфирования, основанный на гипотезе поглощающего покрытия, позволяет определять и рекомендовать вид покрытия способного управлять структурой турбулентных потоков, что выражается в 15-20% уменьшении сопротивления трения.

Разработанная модификация модели турбулентности в напряжениях имеет самостоятельную значимость, так как на ее основании возможно решение ряда сложных турбулентных течений как внешних, так и внутренних. Модель позволяет тестировать инженерные методы расчета с применением кинематических коэффициентов турбулентной вязкости и длины пути смешения. Тестовые расчеты на основании моделей турбулентности позволили сформулировать предельные признаки достоверности моделей турбулентности, основанных на изотропности скорости диссипации для различных турбулентных течений и получить обобщения гипотез замыкания для тройных корреляций скорости, для моментов напряжения - давление,

а также модифицировать модельное уравнение для скорости диссипации.

В последнее время в теории пограничного слоя значительное место занимает изучение процессов формирования и разрушения когерентных вихревых структур. Для гидрофизических приборов, необходимых для исследования микровозмущений потока, пограничный слой, возникающий на поверхности этих приборов, является существенной помехой. Поэтому исследования механизма взаимодействия внешних вихревых возмущений с внутренними возмущениями пограничного слоя, а также способов воздействия на этот механизм позволяют существенно повысить достоверность и надежность проводимых измерений.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка литературы. В ней содержится 237 страниц машинописного текста, 65 страниц рисунков и 258 ссылок на литературные источники.

Апробация работы. Результаты исследований докладывались на: Всесоюзном семинаре по снижению сопротивления трения (Донецк, 1987г.), Всесоюзном семинаре по математическому моделированию физико-химических процессов (Ужгород, 1989г.), Всесоюзном семинаре по отрывным течениям (Новосибирск, 1989г.), Всесоюзной конференции "Физико-математическое моделирование при решении проблем гидроаэромеханики и динамики судов и средств освоения мирового океана" (Крыловские чтения, Ленинград, 1989 г.), школе-семинаре ЦАГИ "Механика жидкости и газа" (Жуковский, 1990г.), третьей Всесоюзной конференции "Вихри и турбулентность в океане" (Калининград, 1990 г.), Международном симпозиуме по отрывным и струйным течениям (Новосибирск, 1990 г.), VII Всесоюзном съезде по теоретической и прикладной механике (Москва, 1991г.), конференции "Проблемы гидромеханики в освоении океана" (Киев, 1992г.).

Диссертация обсуждалась на семинаре члена-корреспондента АН Украины В.Т.Гринченко.

2 Краткое содержание диссертации.

Во введении сделан обзор теоретических и экспериментальных исследований применения полимерных покрытий различных типов для снижения сопротивления трения, моделей турбулентности и их применения. Приводятся обоснование актуальности темы диссертации,

цели работы, дается краткое содержание диссертации по главам.

В Главе I рассмотрены вопросы моделирования сложных турбулентных течений. Основное внимание уделено обобщению и реализации модели вторых моментов, включающей уравнения переноса напряжений Рейнольдса в произвольных областях при различных числах Рейнольдса. Предложена модификация известной модели турбулентности, называемой моделью переноса напряжений и связанной с именами И.Ротта, Б.Лаундера, Г.Риса, В.Роди, Д.Сполдинга, Дж.Ламли. Существенной особенностью модификации является возможность учета в балансе пульсационной энергии механизмом ее перераспределения по потоку.

В §1.1 приведена параболизированная система уравнений Рейнольдса для плоского или осесимметричного турбулентного течения в ортогональной криволинейной системе координат в приближении пограничного слоя:

$$\begin{aligned} \frac{DU}{Dt} = & -\frac{1}{H_3\rho} \frac{\partial P}{\partial s} - UV \frac{1}{H_1 H_3} \frac{\partial H_3}{\partial n} - \frac{1}{H_3 H} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{H_3 H}{H_1} \overline{uv} \right) + \\ & \nu \frac{H_3}{H} \frac{\partial}{\partial n} \left[\frac{H_2}{H_1 H_3} \frac{\partial}{\partial n} (H_3 U) \right]; \\ \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{H}{H_1} V \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{H}{H_3} U \right) = & 0; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{DV}{Dt} = & -\frac{1}{H_1 \rho} \frac{\partial P}{\partial n} - \frac{1}{H_1^2} \frac{\partial H_1}{\partial n} \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial n} + \frac{1}{H_1 H_2} \frac{\partial H_2}{\partial n} (\overline{w^2} - \overline{v^2}) + \\ & U^2 \frac{1}{H_1 H_3} \frac{\partial H_3}{\partial n} + \frac{1}{H_1 H_3} \frac{\partial H_3}{\partial n} (\overline{u^2} - \overline{v^2}), \end{aligned}$$

а также система уравнений переноса для напряжений Рейнольдса, полученных из уравнений Навье-Стокса, записанных в криволинейной ортогональной системе координат:

$$\begin{aligned} \frac{D\overline{u^2}}{Dt} = & -\frac{2}{H_1 H_3} \overline{uv} \frac{\partial}{\partial n} (H_3 U) - \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial n} (H_2 H_3 \overline{uv^2}) - \frac{1}{H_1 H_3} \frac{\partial H_3}{\partial n} \overline{u^2 v} + \\ & \frac{2}{H \rho} \frac{\partial}{\partial s} (H_1 H_2 u) + \frac{\nu}{H} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{H}{H_1^2} \frac{\partial \overline{u^2}}{\partial n} \right) + \overline{u^2} \frac{\nu}{H_1} \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{H_1 H_3} \frac{\partial H_3}{\partial n} - 2\epsilon_{33}; \\ \frac{D\overline{v^2}}{Dt} = & -\frac{4}{H_1 H_3} \overline{uv} U \frac{\partial H_3}{\partial n} - \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial n} (H_2 H_3 \overline{v^3}) + \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial n} (H_2 H_3 \overline{v} \frac{\partial}{\partial \rho}) + \\ & \frac{1}{H_1 H_3} \frac{\partial H_3}{\partial n} \overline{u^2 v} + \frac{2}{H \rho} \frac{\partial}{\partial n} (H_2 H_3 v) + \frac{\nu}{H} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{H}{H_1^2} \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial n} \right) + \overline{v^2} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{H_3} \frac{\partial H_3}{\partial n} \right) - 2\epsilon_{11}; \end{aligned}$$

$$\frac{D\bar{w}^2}{Dt} = -\frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial n} (H_2 H_3 \bar{v} w^2) + 2 \frac{p'}{H} \frac{\partial}{\partial \varphi} (H_1 H_3 w) + \frac{\nu}{H} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{H}{H_1^2} \frac{\partial \bar{w}^2}{\partial n} \right) - 2\varepsilon_{21}; \quad (1')$$

$$\begin{aligned} \frac{D\bar{u}\bar{v}}{Dt} = & -\frac{\bar{v}^2}{H_1} \frac{\partial U}{\partial n} + \frac{1}{H_1 H_3} \frac{\partial H_3}{\partial n} (2\bar{u}^2 - \bar{v}^2) U - \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial n} (H_2 H_3 \bar{v} u \bar{v}) - \\ & \frac{1}{H_3} \frac{\partial}{\partial n} (H_3 \bar{u} \bar{v}) - \bar{v}^2 u \frac{1}{H_3} \frac{\partial H_3}{\partial n} + 2 \frac{\nu}{H_1 H_3} (\bar{u}^2 - \bar{v}^2) u \frac{\partial H_3}{\partial n} + \\ & \frac{1}{H} \frac{p'}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial n} (H_2 H_3 u) + \frac{\partial}{\partial s} (H_1 H_2 v) \right] + \frac{\nu}{H} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{H}{H_1^2} \frac{\partial \bar{u}\bar{v}}{\partial n} \right) - 2\varepsilon_{13}; \\ \frac{D}{Dt} = & U \frac{1}{H_3} \frac{\partial}{\partial s} + V \frac{1}{H_1} \frac{\partial}{\partial n}, \end{aligned}$$

ε_{ij} - анизотропный тензор скорости диссипации напряжений Рейнольдса представляется в виде

$$\varepsilon_{ij} = \nu \frac{1}{H_1^2} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} = f_* \frac{\bar{u}_i \bar{u}_j}{2k} \varepsilon + (1 - f_*) \frac{1}{3} \delta_{ij} \varepsilon,$$

где U, V, P - соответственно компоненты вектора скорости и давление, u_i, p - компоненты пульсации скорости и давления, $\bar{u}_i \bar{u}_j$ - компоненты тензора напряжений Рейнольдса, $k = \bar{u}_i^2 / 2$ - турбулентная энергия, ε - скорость диссипации турбулентной энергии, x, y, z, φ - координатные оси естественной системы координат, связанные с поверхностью обтекаемого тела, H_i - параметры Ламе, $H = H_1 H_2 H_3$. Указана зависимость уровня моделирования от предельных соотношений масштабов турбулентности и геометрических параметров исследуемых областей, что связано с появлением новых корреляционных моментов в представлении Рейнольдса, определяемых криволинейной. При $dH_i/dx_j > 1/Re_\tau^{1/2}$ в уравнениях сохранения компонент напряжения Рейнольдса необходимо учитывать корреляционные моменты "криволинейной" вязкой диффузии, так как они становятся одного порядка со скоростью диссипации, намного превосходя по величине механизмы перераспределения.

В §1.2 рассмотрены третья корреляционные моменты пульсаций скоростей и моменты давление-скорость, которые характеризуют турбулентную диффузию в неоднородном турбулентном потоке. В качестве моделирующих гипотез суммы этих моментов анализируются

как симметричное выражение градиентной диффузии, обобщенные на случай криволинейной области течения:

$$-(\overline{u_i u_j u_k} + \delta_{ck} \frac{\overline{p'}}{\rho} u_c) = C_s \frac{k}{\varepsilon} \left[\overline{u_i u_c} \frac{1}{H_c} \frac{\partial \overline{u_j u_k}}{\partial x_c} + \overline{u_j u_c} \frac{1}{H_c} \frac{\partial \overline{u_i u_k}}{\partial x_c} + \overline{u_k u_c} \frac{1}{H_c} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_c} \right];$$

так и несимметричное:

$$-(\overline{u_i u_j u_k} + \delta_{ck} \frac{\overline{p'}}{\rho} u_c) = C_s \frac{k}{\varepsilon} \frac{\overline{u_c u_k}}{H_c} \frac{1}{\partial x_c} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_c}.$$

Показано, что обе гипотезы в приближении пограничного слоя не дают равнопригодного значения турбулентной диффузии в районе обтекаемой поверхности и во внешней части пограничного слоя. Это, вероятно, отражает неравнозначный вклад $\overline{u_i u_j u_k}$ и $\overline{p'}/\rho u_k$ в турбулентную диффузию по толщине пограничного слоя.

В §1.3 рассматривается моделирование гипотез замыкания корреляции давление-напряжение в криволинейной ортогональной системе координат с учетом проявления анизотропии турбулентности при обтекании тел и малых числах Рейнольдса. Выражения для корреляций давление-напряжение могут быть получены прямыми выкладками, повторяющими выкладки Ротта в ортогональной криволинейной системе координат. Однако громоздкость формул и малая достоверность упрощений делает этот путь неперспективным. Поэтому в настоящей работе обобщается формальная запись механизмов перераспределения при взаимодействии осредненных характеристик потока с пульсационными в криволинейных областях течения:

$$\frac{\overline{p'}}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{H}{H_j} u_i \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{H}{H_i} u_j \right) \right] = \pi_{ij,1} + \pi_{ij,2} + \pi'_{ij,1} + \pi'_{ij,2} + \pi'_{ij,3},$$

где $\pi_{ij,1}, \pi_{ij,2}$ - соответственно механизм стремления к изотропии за счет взаимодействия пульсационных величин между собой и механизмом перераспределения, вызванный взаимодействием пульсационных скоростей с осредненным полем скорости и обеспечивающий определенный уровень анизотропии, $\pi'_{ij,1}, \pi'_{ij,2}, \pi'_{ij,3}$ - соответствующие коррекции механизмов перераспределения за счет влияния обтекаемой поверхности, которые отличаются от аппроксимации Лаундера видом демпфирующей функции:

$$f\left(\frac{l}{n}\right) = \frac{R_t}{R_b} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{200}{R_t}} \right),$$

где $R_t = k^2/\nu \varepsilon$; $R_b = k^{1/2} n/\nu$.

Основываясь на гипотезе А.Н.Колмогорова о статистическом равновесии мелкомасштабных компонент турбулентности, и учитывая, что при больших числах Рейнольдса большая часть диссипации турбулентной энергии происходит в вихрях наименьших масштабов, принято считать, что скорость диссипации не зависит от вида течения и является достаточно консервативной величиной. Однако из уравнения сохранения скорости диссипации пульсационной энергии, полученного Б.И. Давыдовым из уравнения Навье-Стокса, следует, что только для изотропной турбулентности не проявляется зависимость скорости диссипации от осредненного течения. Этот факт и был положен в основу модельного уравнения сохранения скорости диссипации пульсационной энергии в градиентных потоках, где турбулентность существенно анизотропна. Обобщение уравнения переноса изотропной части скорости диссипации на случай сложных турбулентных течений приводится в §1.4:

$$\frac{D\epsilon}{Dt} = C_{\epsilon 1} f_1 \frac{\epsilon}{k} P - C_{\epsilon 2} f_2 \frac{\epsilon}{k} (\epsilon - 2\nu (\frac{1}{H_1} \frac{\partial k^{1/2}}{\partial n})^2) + C_{\epsilon 3} \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial n} (\frac{H}{H_1^2} \frac{k^{-3/2}}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial n}) + \frac{\nu}{H} \frac{\partial}{\partial n} (\frac{H}{H_1^2} \frac{\partial \epsilon}{\partial n}),$$

где $f_1 = 1 + 0.8e^{-R_1}$, $f_2 = 1 - 0.2e^{-R_2}$.

Модель турбулентности неинвариантна относительно системы координат, но в рамках приближения пограничного слоя для ортогональных систем координат и рассматриваемого класса задач это не приводит к нефизическим результатам.

Завершается Глава 1 замкнутой системой уравнений для описания сложных турбулентных течений, работоспособность которой проверена на тестовых примерах.

Глава II посвящена изложению методики определения динамических характеристик вязкоупругих слоев при воздействии на них пульсаций давления турбулентных потоков. При написании этой главы не делалось особой попытки дать полное описание методов построения решения как собственных, так и вынужденных колебаний вязкоупругих слоев. Все результаты этой главы являются необходимым материалом для формирования поперечных граничных условий для турбулентного течения на податливой поверхности вязкоупругого одностороннего многослойного покрытия.

Для вязкоупругих тел, деформация которых носит обратимый характер, а сами деформации малы, вводится, следуя Божданю, кин-

тегродифференциальная форма записи зависимости между деформацией и напряжением. Применена простая форма записи для изотропных вязкоупругих сред, когда тензор релаксации может быть представлен в виде

$$G_{ijM} = \frac{1}{3} [G_2(t) - G_1(t)] \delta_{ij} \delta_M + \frac{1}{2} G_1(t) (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{kj}),$$

т.е. необходимы две функции релаксации. Для полимерных материалов, применяемых для покрытий, принято, что объемная вязкость материала равна нулю, и, как следствие, тензор релаксации определяется одной функцией. Не теряя общности, функцию релаксации представляют набором экспонент

$$G(t) = \sum_{i=0}^N G_i e^{-t/\tau_i},$$

где G_i, τ_i -соответственно упругий модуль и время релаксации соответствующего частотного интервала.

Это позволяет записать при гармоническом законе нагружения комплексный модуль сдвига

$$G(\omega) = G_r(\omega) + iG_i(\omega) = G_0 + \sum_{i=1}^N G_i \left[\frac{(\omega\tau_i)^2}{1 + (\omega\tau_i)^2} + i \frac{\omega\tau_i}{1 + (\omega\tau_i)^2} \right],$$

характеризующий обобщенную модель вязкоупругого материала.

В §2.2 рассмотрены вынужденные колебания вязкоупругих одно и многослойных композиций, подверженных нормальной и касательной нагрузкам в широком диапазоне частот и соотношений амплитуд и сдвига фаз. Показано, что при учете только нормальной нагрузки скорость диссипации пульсационной энергии (Φ) внутри вязкоупругих слоев полностью коррелирует с потоком пульсационной энергии ($\overline{p'v'}$) через поверхность (Рис.1).

$$\Phi = \int_V \sigma_{ij} \frac{\partial \epsilon_{ij}}{\partial t} d\tau,$$

где $\sigma_{ij} = \lambda(\omega)\theta\delta_{ij} + 2\mu(\omega)\epsilon_{ij}$, $\theta = \epsilon_{ii}$, $\epsilon_{ij} = 1/2(\partial\xi_i/\partial x_j + \partial\xi_j/\partial x_i)$.

При учете касательной нагрузки на малых частотах при сдвиге фаз между нормальной и касательной нагрузками нормальный поток пульсационной энергии направлен по покрытию в турбулентный пограничный слой, то есть покрытие перераспределяет энергию касательных напряжений в энергию нормальных напряжений, иными

словами механизм диффузионного переноса трансформируется в механизм порождения. Применение многослойных покрытий позволяет существенно повысить скорость диссипации пульсационной энергии в более широком диапазоне частот по сравнению с однородным покрытием. При воздействии на покрытие пульсационной нагрузки, перемещающейся с фазовой скоростью C , поток пульсационной энергии в покрытие достигает максимальных значений при волновых числах, соответствующих собственным волновым числам упругого слоя, при максимальных амплитудах колебания поверхности.

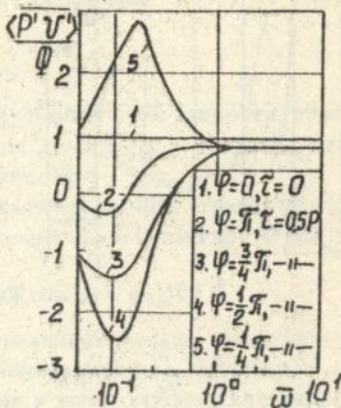


Рис.1.

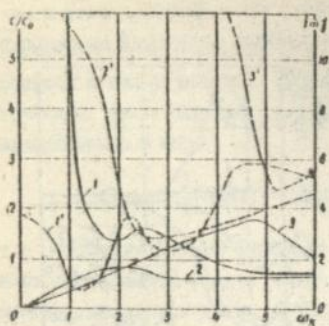
Поэтому характеристики покрытия, удовлетворяющего условию гидравлической гладкости и обеспечивающего увеличение диффузионного потока турбулентной энергии из слоя "постоянного напряжения" в направлении поверхности, должны удовлетворять при определенном уровне интенсивности турбулентных пульсаций потока следующим неравенствам:

$$\xi_i \leq 5 \frac{\nu}{Hu_*} i$$

$$\Phi \geq \frac{1}{2\alpha} \frac{\delta_m u_* k_{max} u_*}{\nu u_*^2 C} \quad (2)$$

где α - параметр Крейчана, u_* - динамическая скорость, ξ_i - безразмерная амплитуда колебания поверхности, H - толщина покрытия, δ_m - расстояние от поверхности до точки с максимумом пульсационной энергии. Выражения (2) позволяют указать предполагаемый диапазон параметров покрытия при которых не увеличивается сопротивление трения, что возможно в широком диапазоне частот только при $C < \sqrt{(\mu(\omega)/\rho)}$.

В §2.3 рассмотрены собственные колебания вязкоупругого покрытия при различных способах закрепления нижнего основания. Покрытия с неподвижно закрепленной нижней границей слоя (Рис.2.а) не имеют действительных собственных чисел, то есть не могут иметь



а)

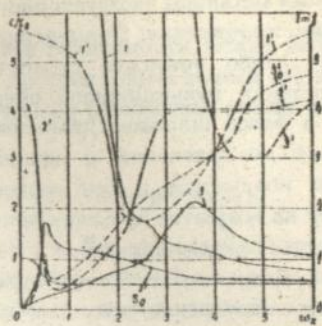


Рис. 2

б)

незатухающих распространяющихся поверхностных и внутренних волн, и то время как мембранные покрытия всегда имеют распространяющуюся первую моду в виде изгибной волны с незначительным коэффициентом затухания (Рис.2.6). Этот факт является принципиальным в оценке применимости различных покрытий для снижения сопротивления трения, так как поглощающая способность закрепленного и свободного покрытия не адекватна амплитудам колебания поверхности покрытий.

Кривые фазовых скоростей для покрытий, вязкоупругие свойства которых описываются функцией релаксации, характеризуемой спектром времен релаксации и охватывающим рассматриваемый диапазон частот, не имеют точек бифуркаций. Поэтому колебания вязкоупругого слоя определяются только внешней нагрузкой, что позволяет не учитывать собственные колебания при оценке диссипирующих свойств покрытия.

В Главе III рассматриваются закономерности формирования характеристик турбулентности на деформируемой поверхности вязкоупругого слоя.

В §3.1 формулируются граничные условия для осредненных компонент турбулентных напряжений Рейнольдса и для скорости диссипации турбулентной энергии. Для средних скоростей при сохранении условия гидравлической гладкости граничные условия аналогичны граничным условиям на гладкой жесткой пластине.

Из условия прилипания для мгновенной скорости турбулентного потока на колеблющейся поверхности покрытия с точностью до первого порядка малости по амплитуде смещения поверхности компо-

ненты пульсаций скорости принимают вид:

$$u|_{y=\xi_2} = \frac{\partial \xi_1}{\partial t} \cos \Theta - \xi_2 \frac{\partial U}{\partial y} \Big|_{y=0};$$

$$v|_{y=\xi_2} = \frac{\partial \xi_2}{\partial t}; w|_{y=\xi_2} = \frac{\partial \xi_1}{\partial t} \sin \Theta,$$

где Θ - угол отклонения вектора пульсационной скорости относительно вектора осредненного течения, $U' = \frac{\partial U}{\partial y} \Big|_{y=0}$ - градиент скорости осредненного течения на поверхности.

Эти выражения позволяют записать граничные условия для компонент напряжения Рейнольдса на податливой поверхности ДП:

$$-\bar{uv} = -\frac{1}{2} \omega_0^2 |\xi_2| |\xi_{1\Theta}| \cos(\varphi_2 - \varphi_1);$$

$$\bar{u}^2 = \frac{\omega_0^2}{2} (|\xi_{1\Theta}|^2 + 2 \frac{U'}{\omega_0} |\xi_{1\Theta}| |\xi_2| \sin(\varphi_2 - \varphi_1) + \frac{U'^2}{\omega_0^2} |\xi_2^2|); \quad (3)$$

$$\bar{v}^2 = \frac{\omega_0^2}{2} |\xi_2^2|; \quad \bar{w}^2 = \frac{\omega_0^2}{2} |\xi_{1\Theta}|^2 \sin^2 \Theta.$$

где $|\xi_i|$ - амплитуды колебания поверхности покрытия вдоль координатных осей, φ_i - соответствующие сдвиги фаз по отношению к пульсациям давления, $|\xi_{1\Theta}| = |\xi_1| \cos \Theta$.

Поток пульсационной энергии турбулентного течения в покрытие определяет значение коэффициента турбулентной диффузии на податливой поверхности

$$\gamma = \epsilon_f|_{x_2=0} = \frac{\frac{1}{\rho} \int_{-H}^0 \sigma \frac{\partial \xi}{\partial t} dx_2}{\frac{\partial k}{\partial x_2} \Big|_{x_2=0}},$$

что приводит к изменению граничного условия для скорости диссипации, определяемого из уравнения сохранения турбулентной энергии:

$$\epsilon|_{x_2=0} = (\nu + \gamma) \frac{\partial^2 k}{\partial x_2^2}.$$

Граничные условия для осредненных компонент скорости на границе не зависят от вида обтекаемой поверхности; на внешней границе потока граничные условия для всех искомых величин также не зависят от вида обтекаемой поверхности.

В §3.2 рассмотрена плоская задача обтекания вязкоупругого покрытия турбулентным потоком. Система уравнений (1) при соответствующих граничных условиях (3) решена конечно-разностным

методом на неравномерной сетке. В приближении пограничного слоя

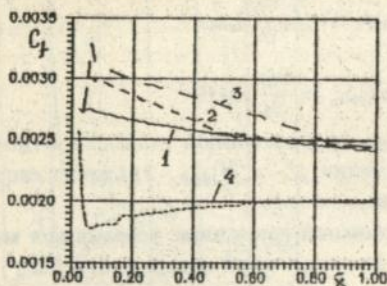


Рис. 3.

покрытия (α_2).

На рис.3 приведены результаты расчета коэффициента сопротивления трения вдоль обтекаемой пластины при различных параметрах покрытия. Кривая 1 ($\alpha_1 = 0, \alpha_2 = 0$) соответствует обтеканию жесткой гладкой поверхности, кривые 2 ($\alpha_1 = 0.001, \alpha_2 = 0$) и 3 ($\alpha_1 = 0.002, \alpha_2 = 0$) соответствуют обтеканию поверхности упругого слоя, а 4 ($\alpha_1 = 0, \alpha_2 = 5.0$) - поглощающей поверхности вязкоупругого слоя при $Re = 10^7$. Результаты расчета показывают, что с увеличением числа Re покрытия с постоянными параметрами становятся менее эффективными как в увеличении, так и в уменьшении сопротивления трения. Если же число Re увеличивается в результате увеличения скорости потока, то характеристики турбулентного потока резко реагируют на изменение параметров покрытия. Таким образом, при постоянной скорости потока для каждого покрытия существует число Re , начиная с которого покрытия не изменяют характеристики турбулентного пограничного слоя. А для покрытий фиксированных параметров существует скорость потока, начиная с которой покрытие не будет снижать сопротивление трения.

В §3.3 рассмотрена аналогичная задача для внутреннего осесимметричного течения. Получены оценки эффективности работы покрытий внутренней поверхности труб по изменению расхода и коэффициента сопротивления трения при фиксированном перепаде давления, приведенных на рис.4. Результаты расчета дают соотношение параметров α_1 и α_2 , при котором внутреннее покрытие трубы способно уменьшать гидравлические потери по сравнению с жесткой гладкой трубой того же диаметра. Требования к покрытиям, применяемым для внутренних течений, более жесткие, чем для внешних,

так как при оценке эффективности работы покрытия в трубе необходимо учитывать уменьшение гидравлического радиуса трубы на толщину покрытия.

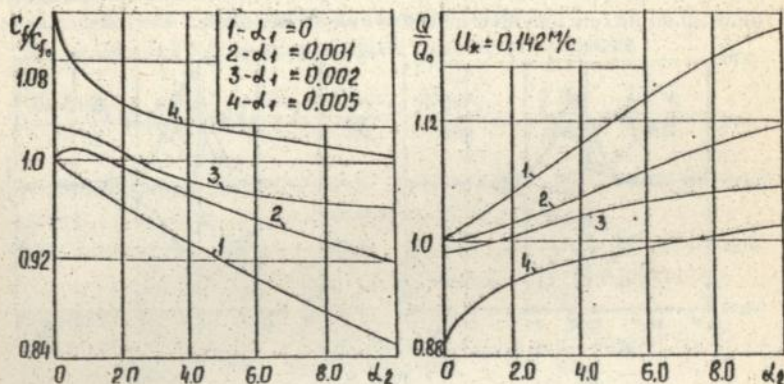


Рис. 4.

Энергетический баланс пульсационных характеристик в градиентных потоках на различных покрытиях рассмотрен в §3.4. Обнаружено неадекватное влияние поглощающей поверхности ($\alpha_2 \neq 0$) на диффузию (кривые 1), скорость диссипации (кривые 2), а также резкое уменьшение порождения (кривые 3) турбулентной энергии в пристенной области пограничного слоя (рис.5.а, где маркером отмечены характеристики на поглощающей поверхности), в то время как на генерирующей поверхности ($\alpha_1 \neq 0$) происходит только количественное изменение каждой компоненты баланса турбулентной энергии по сравнению с аналогичными в пограничном слое на жесткой гладкой поверхности (рис.5.б, где маркером отмечены характеристики на колеблющейся поверхности). Качественное изменение компонент уравнения баланса турбулентной энергии на поглощающей поверхности позволяет установить энергетическое равновесие при меньших уровнях интенсивности энергии по сравнению с турбулентным потоком на жесткой гладкой поверхности.

На основании результатов расчета турбулентного пограничного слоя на поглощающей поверхности прослеживается взаимосвязь энергоноситель частоты $\omega_a \sim U_0/\delta$, динамической частоты $\omega_b = u_*^2/\nu$, коэффициентом анизотропии турбулентности $q = \overline{v^2}/u_*^2$ и изменением коэффициента сопротивления трения. Так при $\omega_a > \omega_b$ коэффициент

коэффициент анизотропии q уменьшается по сравнению с пограничным слоем на жесткой гладкой пластине, но сопротивление трения возрастает. При $\omega_0 < \omega_2$ степень анизотропии потока сохраняется или несколько возрастает, а сопротивление трения изменяется пропорционально интенсивности напряжений Рейнольдса.

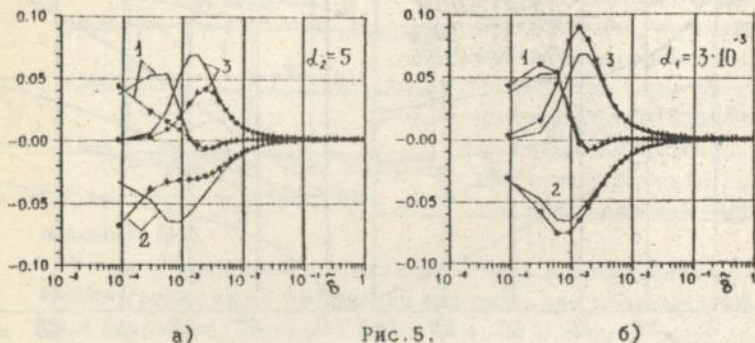


Рис. 5.

Корреляционные характеристики турбулентных потоков отслеживают результат взаимодействия различных возмущений, однако остается невыясненным процесс неравновесного развития возмущений, скорость их распространения и роста во времени и пространстве. Теория линейной устойчивости не всегда отвечает на эти вопросы, так как рассматривает развитие собственных возмущений в потоке с заданной внутренней структурой средних характеристик потока. Развитие же нелинейной теории устойчивости в настоящее время отстает от вопросов практики в связи с отсутствием надежного общепринятого математического аппарата, а также средств реализации существующих постановок и решений на ЭВМ. Поэтому развитие идеологии восприимчивости градиентных течений, когда изучаются процессы взаимодействия заданных возмущений не только разных масштабов, но и различной природы как в физическом, так и численном эксперименте, вполне оправдано.

В IV главе изучаются процессы развития вихревых возмущений в градиентном потоке на колеблющейся поверхности.

В §4.1 рассмотрены плоские вихревые структуры типа Грина-Тейлора, как изотропные ($L_1 = L_2$), так и анизотропные ($L_1 \neq L_2$), для которых пульсации скорости представляются в виде:

$$u'_{1\beta} = iL_1 \cos(k_2 y + y_1) e^{i(k_1 x - \omega t)};$$

$$u'_{2b} = L_2 \sin(k_2 y + y_1) e^{i(k_1 x - \omega t)}, k_i = \frac{2\pi}{L_i}, i = 1, 2,$$

где y_1 - расстояние от пластины до ближайшего центра вихря, при взаимодействии с пограничным слоем пластины.

Из уравнений для пульсационных компонент скорости

$$\frac{\partial u'_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \bar{U}_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_i u'_j}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j^2},$$

где осреднение происходит по $T = n/\omega$, где $n \gg 1$, записывается система уравнений для возмущений $u_i = u'_{ib} - \bar{u}_i$:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \bar{U}_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u'_{jb}) - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i u'_{jb}}) \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j u'_{ib}) - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_j u'_{ib}}) - \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i u_j}) \\ & = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + F_i(x_1, x_2, t), \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} F_i = & \frac{\partial u'_{ib}}{\partial t} + u'_{jb} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \bar{U}_j \frac{\partial u'_{ib}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u'_{ib} u'_{jb}) \\ & - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u'_{ib} u'_{jb}}) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'_b}{\partial x_i} - \nu \frac{\partial^2 u'_{ib}}{\partial x_j^2}, \end{aligned}$$

которая описывает искажение заданных вихревых возмущений в градиентном потоке.

Граничные условия для индуцированных пластиной возмущений и условия прилипания записываются в виде:

$$u_i = u'_{ib} \quad \text{при } y = 0,$$

и из условия затухания индуцированных возмущений вдали от пластины:

$$u_i = 0 \quad \text{при } y = \infty.$$

Исходную систему уравнений для индуцированных возмущений при $u_i \ll \bar{U}$ можно линеаризовать, тогда для решения $u_i = \varphi_i(y) e^{i(k_1 x_1 - \omega t)}$ - типа бегущей волны по x_1 , для нормальной к пластине составляющей пульсационной скорости получается неоднородное уравнение Орра-Зоммерфельда:

$$\left(\bar{U} - \frac{\omega}{k_1}\right) \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - k_1^2\right) \varphi_2 - \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \varphi_2 + \frac{i}{Re_\infty k_1} \left(\frac{\partial^4}{\partial y^4} - 2k_1^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_1^4\right) \varphi_2 =$$

$$-\left[\frac{k_1 L_1}{k_2} \left(U - \frac{\omega}{k_1}\right) (k_1^2 + k_2^2) + \frac{k_1 L_1}{k_2} \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{i}{Re_*} \frac{L_1}{k_2} (k_1^2 + k_2^2)\right] \sin(k_2 y + y_1), \quad (4)$$

с граничными условиями;

$$\begin{aligned} \varphi_2|_{y=0} &= L_2 \sin y_1; & \varphi_2|_{y=\infty} &= 0; \\ \frac{\partial \varphi_2}{\partial y}|_{y=0} &= k_1 L_1 \cos y_1; & \frac{\partial \varphi_2}{\partial y}|_{y=\infty} &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Такая постановка задачи при $k_1 = k_2$ применялась Е. Решетко при изучении восприимчивости ламинарного пограничного слоя к вихревым возмущениям.

Решение поставленной задачи, как и всех последующих четвертой главы, осуществлено методом Галеркина, где в качестве базисных функций выбраны полиномы Чебышева.

Решение задачи (4-5) при различных волновых числах показало фильтрующее действие пограничного слоя для возмущений, распространяющихся с фазовой скоростью $C \approx 1$. Резкое уменьшение интенсивности внешних возмущений при приближении к поверхности говорит о том, что такие возмущения не возбуждают собственных колебаний пограничного слоя при $C \approx 1$. Внешние возмущения локализируются на границе пограничного слоя со значительным увеличением амплитуды пульсаций скорости для всего диапазона рассмотренных волновых чисел. Картина качественно не меняется и для деформированных вихревых образований, однако при $k_2 > k_1$ глубина проникновения возмущений несколько увеличивается и соответствует эквивалентному увеличению волнового числа.

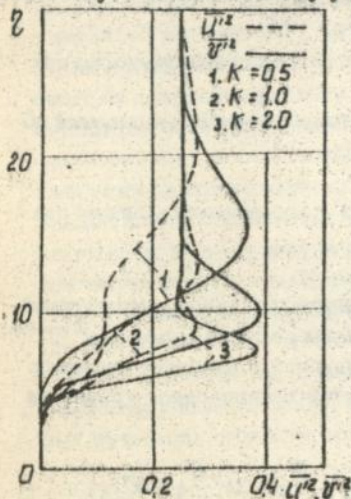


Рис. 6.

Полученные решения позволяют предложить рекомендации по размещению чувствительных элементов приемных устройств измерительной аппаратуры для изучения вихревых возмущений окружающей среды. Кроме того, эти результаты служат косвенным подтверждением факта невозможности проникновения вихревого возмущения внутрь градиентного потока без разрушения структуры, когда размеры этих образований превышают локальный внутренний масштаб пограничного слоя. Это подтверждают энергетичес-

кие оценки (рис.6) компонент уравнения баланса пульсационной энергии по нормали к пластине.

Вихревые возмущения, распространяющиеся с фазовой скоростью отличной от 1, генерируют внутри пограничного слоя возмущения во много раз превосходящие по амплитуде пульсации скорости вне пограничного слоя. Амплитудная функция этих возмущений зависит от волнового числа, профиля скорости $U(y)$ и фазовой скорости. Для профиля Блазиуса максимум возмущений локализован в районе, где $U(y) = 0.21-0.23$ при соответствующих значениях фазовой скорости для всего рассмотренного диапазона волновых чисел. При взаимодействии с турбулентным профилем максимум возмущений имеет место для фазовых скоростей $0.75-0.81$, что соответствует конвективной скорости распространения возмущений ТПС. На рис.7.а приведены результаты расчета продольных (сплошные кривые) и вертикальных (пунктирные) компонент энергии вихревых возмущений при взаимодействии с ламинарным (кривые отмечены маркерами) $C = 0.21$ и турбулентным $C = 0.78$ пограничными слоями. Для сравнения в правом верхнем углу рисунка приведены значения u'^2 и v'^2 при $C = 1$. На рис.7.б приведены касательные напряжения, значения которых подтверждают резонансную природу вихревых возмущений, индуцированных в пограничном слое.

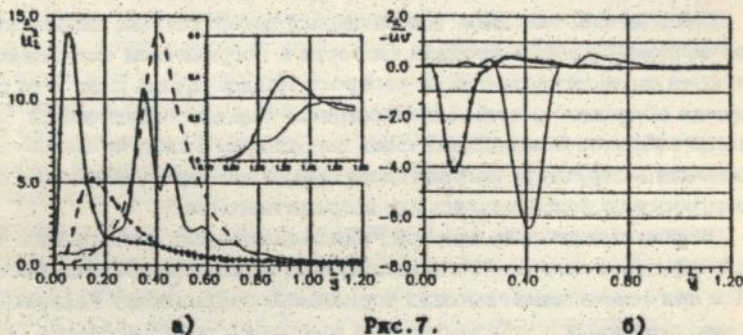


Рис. 7.

В §4.2 рассмотрены пульсации скоростей в вязком подслое пограничного слоя на поверхности, колеблющейся под действием пульсаций давления потока. В пристенной области пограничного слоя, где $U(y) \ll C$, определены компоненты тензора напряжений Рейнольдса на основании решения линеаризованных уравнений Навье-

Стокса при следующих граничных условиях:

$$u_1 = \xi_2 \frac{u_*^2}{\nu} - \frac{\partial \xi_1}{\partial t} = \xi_2 \frac{u_*^2}{\nu} - \frac{\partial \xi_1}{\partial t};$$

$$u_2 = \frac{\partial \xi_2}{\partial t}; \quad (6)$$

где ξ_i амплитуды колебания поверхности. Полученные аналитические результаты дают объяснение кинематического воздействия колеблющейся поверхности на структуру возмущений потока в вьюком подслое пограничного слоя, где индуцируются отрицательные касательные напряжения $-\overline{u'v'}$.

В §4.3 рассмотрено развитие возмущений, генерированных колеблющейся поверхностью, по всей толщине пограничного слоя. Линеаризованная система уравнений Навье-Стокса аналогично сводится к однородному уравнению Орра-Зоммерфельда для вертикальной составляющей скорости, а неоднородные граничные условия (6) приводятся к виду:

$$\varphi_2|_{y=0} = -i\omega A_2;$$

$$\frac{\partial \varphi_2}{\partial y}|_{y=0} = -ik A_2 \frac{u_*^2}{\nu} + k\omega A_1;$$

$$\varphi_2|_{y=\infty} = \frac{\partial \varphi_2}{\partial y}|_{y=\infty} = 0.$$

Возмущения, вносимые колеблющейся поверхностью, независимо от волновых чисел и профиля скорости в пограничном слое локализуются около поверхности, не распространяясь внутрь слоя. Это решение объясняет результаты экспериментальных исследований^{1, 2} когда вибратор помещенный выше пограничного слоя, не вносил возмущения в структуру пограничного слоя, и наоборот, колебания поверхности не фиксировались вне пограничного слоя.

Величина компонент тензора Рейнольдса зависят от волнового числа и фазовой скорости и наиболее существенно от профиля скорости. Так при относительно высоких нормальных напряжениях Рейнольдса генерированных поверхностью при взаимодействии с профилем Блазиуса, касательные напряжения очень малы. В то время как при

¹ Качалов Ю.С., Кошело В.В., Лавченко В.А. Возникновение турбулентности в пограничном слое. Новосибирск: Наука. 1982, 161 С.

² Babenko V.V. et al. The Influence of the Outflow Generated Vortex Structures on the Boundary Layer Characteristics // Proc. IUTAM Symposium on Laminar-Turbulent Transitions Novosibirsk 1984. - Berlin: Springer-Verlag, 1986. - P.508-512.

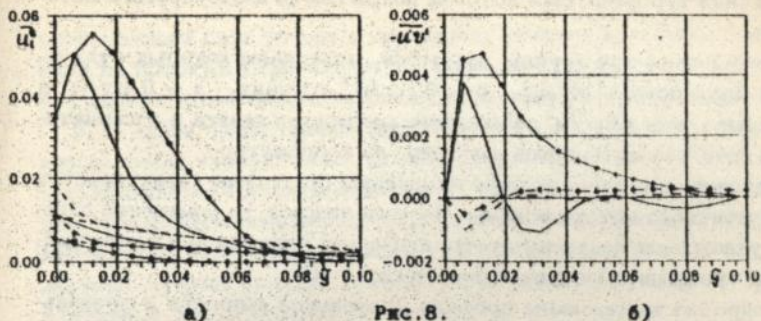


Рис. 8.

турбулентном профиле максимальные значения генерированных напряжений соответствуют турбулентным напряжениям в пограничном слое на жесткой гладкой поверхности. Наиболее значимым является то, что генерированные касательные напряжения в ламинарном пограничном слое при различном сдвиге фаз между ξ_i около поверхности и всегда отрицательные. Этот результат объясняет факт затягивания перехода в ламинарном пограничном слое на колеблющейся поверхности. В то время как в турбулентном – колеблющаяся поверхность всегда генерирует около поверхности положительные касательные напряжения, что способствует отбору энергии от осредненного течения.

На рис.8 приведены результаты расчета генерированных напряжений Рейнольдса в ламинарном (пунктирные линии) и турбулентном (сплошные линии) пограничных слоях колеблющейся поверхностью при $k=1.5$ и фазовых скоростях $C = 1.0$ (без маркеров) и $C = 0.7$ (с маркерами) и сдвиге фаз между ξ_i равным $\pi/2$.

В §4.3 показана адекватность представлений произвольных одно-модовых возмущений потока в виде волновых и вихревых функциональных зависимостей.

К числу основных выводов, полученных в IV главе, можно отнести подтверждение локального взаимодействия податливой поверхности с пульсационным потоком вблизи обтекаемой поверхности. В качестве основных механизмов баланса пульсационной энергии на границе турбулентный поток – вязкоупругий слой являются турбулентная и вязкая диффузия, обеспечивающие обмен пульсационной энергией на поверхности.

В V главе изложены материалы по экспериментальному изучению

обтекания турбулентным потоком покрытий из вязкоупругого материала.

Исследовано три группы покрытий, материалы которых отличаются плотностью: легкие - $\rho \sim 0.1 \text{ кг/м}^3$, средних - $\rho \sim 0.4 \text{ кг/м}^3$ и тяжелые - $\rho \sim 1.0 \text{ кг/м}^3$. Динамические модули сдвига и диссипативные свойства материалов измерены на виброметре.

Основное внимание уделено изменению структуры характеристики турбулентного потока в районе вязкого подслоя, на изменение которых указывают полученные теоретические решения при взаимодействии турбулентного пограничного слоя с ДП.

Подробно исследованы профили продольной скорости и продольных компонент тензора напряжений Рейнольдса по всей толщине пограничного слоя, вплоть до $y^+ = 2$. Величины $\overline{v'^2}$, $\overline{w'^2}$, $\overline{u'v'}$ не могли быть измерены в районе вязкого подслоя в силу конструктивных особенностей датчика - минимальное расстояние от поверхности составляло $y^+ = 100$, но по этим измерениям можно судить о максимальных значениях этих величин.

В эксперименте не зафиксировано резких изменений параметров потока, по сравнению с аналогичными на жесткой гладкой поверхности. Максимальное отклонение составляет 12%.

В первую очередь это связано с тем, что выбор материалов покрытий был ограничен и, несмотря на достаточно широкий диапазон изменения плотности, модуль сдвига и диссипативные свойства материалов покрытий имели ограниченный интервал изменения. Причем максимум диссипативных свойств не укладывался в диапазон энергонесущих частот турбулентного пограничного слоя при изменении скорости от 10 до 20 м/сек на пластине длиной 0.53 м и не соответствовал предельным соотношениям (2). Вместе с тем, экспериментальные исследования подтвердили, что в непосредственной близости от податливой поверхности происходит увеличение $\overline{u'^2}$, но максимальное значение его меньше, чем в ТПС на жесткой гладкой поверхности. Энергия продольной компоненты скорости более равномерно распределяется по толщине пограничного слоя. Несмотря на некоторое увеличение интегрального сопротивления, на некоторых пластинах не обнаружено изменение характеристик турбулентного пограничного слоя в конце демпфирующей пластины по сравнению с жесткой гладкой пластиной, что совпадает с данными теоретических расчетов (рис.3). Это является подтверждением влияния динамической шероховатости определенной интенсивности на характеристики

пограничного слоя только в начальном участке пластины, так как ввиду по потоку с увеличением толщины пограничного слоя проявление динамической шероховатости становится пренебрежимо мало.

В VI главе представлены результаты численного моделирования классических турбулентных течений, характерной особенностью которых является кривизна обтекаемой поверхности и градиент давления, для анализа возможностей модифицированной модели переноса напряжений Рейнольдса, позволяет получать характеристики турбулентных потоков при сложной геометрии области течения без дополнительных предположений и гипотез.

В §6.1 рассмотрено течение в плоском канале с постоянной кривизной при изменении продольной кривизны и числа Re . В приближении узкого вазора, но с учетом поперечного градиента давления, определяемым кривизной линии тока, применена модификация модели турбулентности переноса напряжений Рейнольдса. Наличие поперечного градиента давления существенно изменяет характеристики потока на выпуклой и вогнутой поверхностях, где он имеет различные знаки по отношению к обтекаемой поверхности. Однако при этом ни качественно, ни количественно не меняется соотношение различных механизмов (порождение, диффузия, диссипация), участвующих в балансе турбулентной энергии и отнесенных к динамическим параметрам ближайшей поверхности. Эти результаты подтверждают достоверность прямого моделирования энергетических процессов и для сложных течений, а модель переноса напряжений Рейнольдса и является моделью турбулентности, где моделируются члены уравнения баланса пульсационной энергии. Кроме этого, данные расчетов показывают, что алгебраическая модель Лаундера-Роса-Роди для компонент пульсационной энергии, полученная на основании условия локального равновесия ($P = \epsilon$), не соответствует реальному балансу пульсационной энергии, так как корреляция давление-деформация имеет тот же порядок величины, что и порождение и скорость диссипации.

Увеличение поперечного градиента давления с ростом кривизны канала не приводит к возникновению отрыва на вогнутой поверхности, и хотя растут относительные гидравлические потери, продольный градиент давления практически постоянен по ширине канала. Вместе с тем, поперечный градиент давления на вогнутой поверхности стимулирует возникновение регулярных структур - вихрей типа Тэйлора-Гертлера на фоне стохастических турбулентных пуль-

саций, что косвенно отражает рассмотренная модель турбулентности за счет изменения анизотропии тензора напряжений Рейнольдса – существенного увеличения трансверсальной компоненты напряжений при обтекании вогнутой поверхности.

В §6.2 продемонстрирована работоспособность модели турбулентности при обтекании плоских и осесимметричных тел с криволинейными обводами (цилиндр и шар) при различных местных числах Re. Получено хорошее соответствие экспериментальным результатам по местным напряжениям трения, профилям скорости, компонентам напряжений Рейнольдса, описания которых для различных сечений по обводу шара приведены на рис.9.

При решении задачи внешнего обтекания тел с криволинейными обводами в приближении пограничного слоя показано, что для давления, вычисленного из условия потенциальности обтекания рассматриваемых тел и несение его на внешнюю границу пограничного

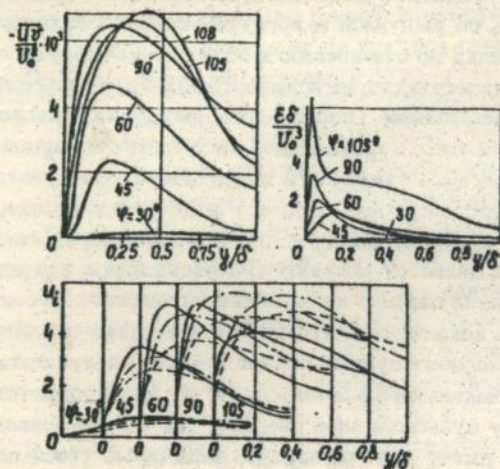


Рис. 9.

слоя, учет поперечного градиента давления приводит к оттягиванию отрыва на выпуклой поверхности и ускорению отрыва на вогнутой по сравнению с данными эксперимента. Однако при использовании экспериментальных данных по распределению давления на внешней границе пограничного слоя модель с учетом поперечного градиента давления дает хорошее совпадение результатов расчета и данных экс-

перимента по определению точки отрыва. Таким образом, учет кривизны обтекаемой поверхности становится необходимым требованием для получения достоверных результатов уже при $\delta/R_k > 0.003$.

В §6.3 приведены результаты тестирования модели турбулентности при расчете гидродинамических характеристик тел вращения (В. Патель, Хуанг) при положительном градиенте давления. Показано, что при обтекании тел с изменяемой кривизной поверхности в уравнении сохранения продольного импульса определяющую роль играет величина изменения в продольном направлении нормального градиента давления, вызванного изменением кривизны. Увеличение кривизны с учетом ее знака ускоряет поток вблизи поверхности, а уменьшение замедляет, что отражается и в резком изменении коэффициента сопротивления трения, подтвержденного экспериментальными данными.

Величина относительного изменения кривизны накладывает ограничение на применение предложенной модификации модели турбулентности в приближении пограничного слоя, что связано с устойчивостью численного алгоритма.

На рис.10 приведены результаты расчетных характеристик турбулентного пограничного слоя в сопоставлении с экспериментальными данными В. Пателя.

Полученные результаты позволяют рекомендовать предложенную модификацию модели турбулентности для широкого круга задач турбулентного пограничного слоя на деформируемой поверхности.

3 Заключение

1. Сформулирован единый подход к моделированию различных турбулентных течений на деформированной поверхности, использующий концепцию локального энергетического равновесия в единице объема произвольной области потока.

2. Сформулирована математическая модель взаимодействия турбулентного потока с податливой поверхностью вязкоупругого слоя на основании энергетически-диффузионного принципа обмена пульсационной энергией на границе раздела сред. Показана принципиальная возможность снижения сопротивления трения за счет перераспределения пульсационной энергии по толщине пограничного слоя и локального отбора ее через колеблющуюся поверхность.

3. На основании разработанной методики определения механиче

ских и геометрических параметров вязкоупругих покрытий и проведенных численных экспериментов, предложены покрытия снижающие сопротивление течения в заданном диапазоне чисел Рейнольдса. Определены параметры вязкоупругих покрытий, обеспечивающих максимальное снижение сопротивления для заданного режима движения в перзоопасной области взаимодействия.

4. Экспериментально подтверждено влияние свойств деформирующегося вязкоупругого слоя на структуру турбулентного пограничного слоя. Показана неизменность параметра χ в логарифмическом профиле скорости на деформирующихся поверхностях по сравнению с пограничным слоем на жесткой гладкой поверхности. Зафиксировано качественное и количественное изменение напряжений Рейнольдса в пристенной области пограничного слоя, предсказанное теоретически на основании предложенной модели взаимодействия.

5. Исследованы процессы развития внешних и внутренних возмущений в пограничном слое, определены составляющие энергетического баланса пульсационной энергии при взаимодействии возмущений различной природы и масштабов с учетом обмена энергией. Показано принципиальное различие влияния внешних возмущений и возмущений, вносимых колеблющейся поверхностью, на структуру пограничного слоя и формирование уровня пульсаций турбулентного пограничного слоя. Определена скорость изменения интенсивности плоских вихрей при проникновении их через пограничный слой к поверхности.

6. Показана перераспределяющая роль деформирующегося вязкоупругого слоя между составляющими потока турбулентной энергии, определяемого турбулентной диффузией. Определена роль турбулентной диффузии в балансе турбулентной энергии в пристенной области турбулентного пограничного слоя.

7. Разработана модификация модели турбулентности на основании уравнений переноса напряжений Рейнольдса, учитывающая основные особенности формирования турбулентного потока с криволинейными линиями тока, градиентом давления и при малых локальных турбулентных числах Рейнольдса для произвольных областей течения. Обоснованность гипотез замыкания при фиксированном наборе констант модели для различных течений подтверждена качественным и количественным совпадением результатов расчета с имеющимися экспериментальными данными.

8. Предложены модификации простейших моделей турбулентно-

сти, использующих понятие вихревой вязкости и длины пути смешения, для описания сложных течений, исключаяющие эффекты противогradientной диффузии и так называемые эффекты "отрицательной вихревой вязкости". Обосновано введение функции влияния кривизны обтекаемой поверхности и градиента давления, а также демпфирующих функций в зоне вязкого подслоя турбулентного пограничного слоя, что позволяет проводить расчет характеристик турбулентности по всей области течения.

9. На основании модифицированной модели турбулентности разработаны численные алгоритмы, реализованные в виде комплекса программ для ПЭВМ (ЭВМ) по расчету гидродинамических характеристик сложных внутренних и внешних турбулентных течений на криволинейных и деформирующихся поверхностях, включая моменты второго и третьего порядка. Часть программы внедрено в виде целевых пакетов.

Основные результаты выполненных исследований опубликованы в следующих работах:

1. Поглощение пульсационной энергии демпфирующим покрытием // Бионика. -1975. Вып. 9. -С.60-69. (Соавт. Бабенко В.В.).

2. Турбулентный пограничный слой на эластичной поверхности // Гидромеханика. -1978. -Вып. 38. -С.71-77. (Соавт. Бабенко В.В.).

3. Некоторые кинематические характеристики пограничного слоя при обтекании эластичной пластины // Инженерно-физический журнал. -1980. -38, No.6, - С.1049-1055. (Соавт. Бабенко В.В., Коэлов Л.Ф., Коробов В.И., Юрченко Н.Ф.).

4. К проблеме моделирования взаимодействия наружных покровов водных животных с пограничным слоем // Гидромеханика. -1980. -Вып.42. -С.73-81. (Соавт. Бабенко В.В., Юрченко Н.Ф.).

5. О возможном механизме взаимодействия турбулентного течения в трубе с упругодемпфирующей поверхностью // Докл.АН УССР. Сер.А., 1981, N 9. -С.48-52. (Соавт. Коэлов Л.Ф.).

6. Измерение кинематических характеристик турбулентного пограничного слоя на пластине и обработка полученной информации на ЭВМ // Гидромеханика. -1982. -Вып.45. -С.30-36. (Соавт. Карнарский М.В., Бабенко В.В.).

7. О граничных условиях для турбулентного потока на вязкоупругой границе // Бионика. -1982. -Вып.16. -С.47-53.

8. Расчет турбулентного пограничного слоя на сложной криволинейной поверхности // Труды конференции по вычислительной те-

хнике и научному приборостроению в гидродинамике судна. Варна, 2-5 октября 1984. -Т 3. -Варна: 1984. -С.81.1-81.5 (Соавт. Коолов Л.Ф.).

9. Определение энергетических характеристик вязкоупругого цилиндрического слоя // Прикладная механика. -1985. -21, 10. -С.21-27. (Соавт. Попков В.И.).

10. Формирование турбулентности в сдвиговых течениях / Коолов Л.Ф., Бабенко В.В.,Цыганюк А.И. и др. -Киев: Наукова думка. 1985. -283 с.

11. Турбулентный пограничный слой на вогнуто-выпуклой криволинейной поверхности // Гидромеханика. -1986. -Вып.53, -С.35-41. (Соавт. Коолов Л.Ф., Леоненко И.В.).

12. Энергетические и кинематические характеристики распространения волн в вязкоупругом многослойном полом цилиндре // Прикладная механика. -1988. -24, No.7. -С.43-48. (Соавт. Попков В.И.)

13. О взаимодействии податливой поверхности с вязким подслоем турбулентного пограничного слоя // Гидромеханика. -1988. -Вып.57, -С.32-35. (Соавт. Попков В.И.).

14. Взаимодействие вихрей слабой интенсивности с пограничным слоем на колеблющейся поверхности // Гидромеханика. -1988. -Вып.58, -С.20-25. (Соавт. Луговой И.Н.).

15. Модель напряжений Рейнольдса для течений с криволинейными границами // Инженерно-физический журнал. -1989. -57, No.3. -С.513. (Соавт. Птуха Ю.А.). (Статья депонирована в ВИНИТИ 30.03.89. рег. 2070-В89).

16. The development of disturbance in viscous sublayer on the compliant surface // Proc.17th Session Scientific and Methodological Seminar on ship Hydrodynamics. Varna, 17-22 okt. 1988. -Vol.1. -Varna: 1988. -P.14.1-14.3.

17. Распространение осесимметричных волн в вязкоупругом полом цилиндре // Прикладная механика. -1989. -25, No.10. - С.19-23.

18. Моделирование турбулентных сложных течений.-Киев: Наукова думка. 1990. -168 с. (Соавт. Птуха Ю.А.).

19. Forming of Flow Recirculation Regions on Convex-Concave Surfaces // Proc. IUTAM Symposium on Separated Flows and Jets. Novosibirsk, 9-13 July 1990. -Berlin: Springer Verlag, 1991. -P.451-454.

20. Диффузионный поток пульсационной энергии на податливой границе вязкоупругого покрытия //Бионика.-1993.-Вып.26.-С.16-20.

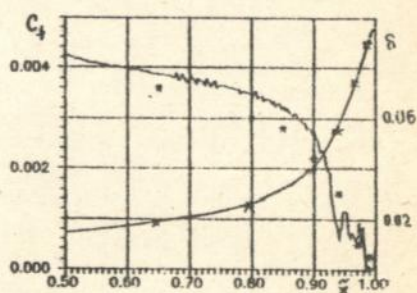
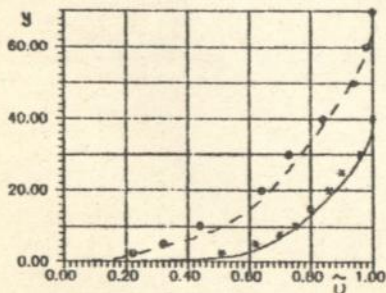
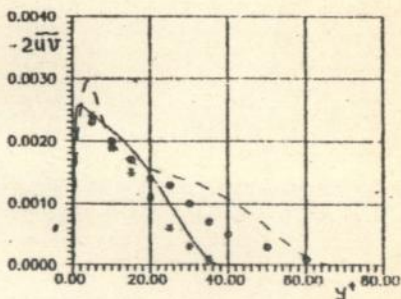
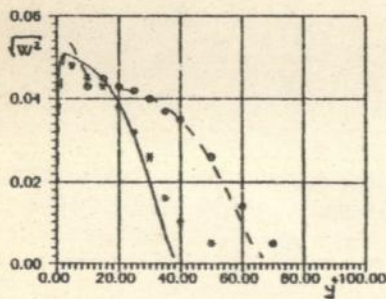
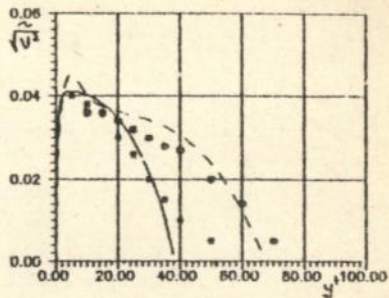
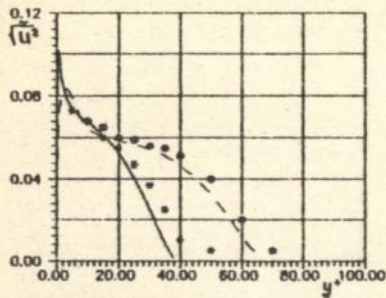


Рис. 10.

Подписано к печати 11.10.93 Зак 2643 тир 100
размножено ГВЦ Минстата Украины ООП

464 149

AB 28.366

AB 28.366